

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Лазерная техника и технология»

Н. К. Артюхина

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

*Утверждено Министерством образования Республики Беларусь
в качестве учебника для студентов учреждений высшего образования
по специальности «Опτικο-электронные и лазерные приборы и системы»*

Минск
БНТУ
2020

УДК 517.91
ББК 22.161.6
А86

Рецензенты:

зав. кафедрой лазерной физики и спектроскопии БГУ,
д-р физ.-мат. наук, профессор *А. Л. Толстик*;
проф. кафедры лазерной физики и спектроскопии,
д-р физ.-мат. наук *И. М. Гулис*;
д-р физ.-мат. наук *С. А. Тихомиров*

Артюхина, Н. К.

А86 Теория и расчет оптических систем: учебник для студентов специальности 1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы» / Н. К. Артюхина. – Минск : БНТУ, 2020. – 257 с.
ISBN 978-985-583-478-7.

В учебнике в систематизированном виде рассмотрены фундаментальные понятия и определения; свойства и параметры идеальной оптической системы; изложены теоретические положения, отражающие основные принципы расчета и проектирования оптических систем различных типов; вопросы коррекции оптических модулей, габаритного и абберрационного расчета; дан необходимый математический аппарат для решения инженерных оптических задач; рассмотрена элементная база – оптические детали, а также методы образования и оценки качества изображения, изучаемые в дисциплине «Теория и расчет оптических систем».

Издание может быть использовано в учебном процессе при подготовке студентов, а также магистрантов и аспирантов родственных приборостроительных специальностей других вузов.

УДК 517.91
ББК 22.161.6

ISBN 978-985-583-478-7

© Артюхина Н. К., 2020
© Белорусский национальный
технический университет, 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	6
Глава 1. Основные положения и законы геометрической оптики.....	7
1.1. Основные понятия и определения.....	7
1.2. Правила знаков.....	10
1.3. Законы распространения света.....	11
Глава 2. Оптические материалы.....	15
2.1. Оптическое бесцветное стекло.....	15
2.2. Стекла с особыми свойствами.....	17
2.3. Оптические кристаллы. Керамика.....	20
Глава 3. Отражение и преломление света плоской границей двух сред.....	25
3.1. Преломление лучей плоской поверхностью.....	25
3.2. Преломление лучей плоскопараллельной пластиной.....	26
3.3. Отражение лучей плоским зеркалом.....	29
3.4. Преломление лучей через призму в ее главном сечении.....	31
3.5. Плоские отражательные призмы.....	33
Глава 4. Идеальная оптическая система.....	38
4.1. Линейное увеличение.....	38
4.2. Кардинальные элементы.....	39
4.3. Основные формулы для сопряженных точек и отрезков.....	41
4.4. Угловое увеличение.....	44
4.5. Продольное увеличение.....	46
Глава 5. Оптика нулевых и параксиальных лучей.....	48
5.1. Инвариант Аббе.....	48
5.2. Определение фокусных расстояний отдельной поверхности.....	49
5.3. Инвариант Гюйгенса–Гельмгольца.....	50
5.4. Вычисление хода нулевых лучей через систему.....	52
5.5. Сложная оптическая система.....	56
5.6. Оптическая система из двух компонентов.....	58
Глава 6. Оптические линзы.....	63
6.1. Назначение и типы линз.....	63
6.2. Сферические линзы.....	64
6.3. Линзы – коррекционные элементы.....	70
6.4. Асферические линзы.....	72
6.5. Линзы – нетрадиционные оптические элементы.....	76

Глава 7. Ограничение пучков лучей в оптических системах	79
7.1. Апертурная диафрагма. Входной и выходной зрачки	79
7.2. Формула Гаусса для зрачков	81
7.3. Методика определения апертурной диафрагмы.....	83
7.4. Полевая диафрагма. Поле зрения оптической системы.....	84
7.5. Геометрическое виньетирование	86
7.6. Аберрационное виньетирование	90
Глава 8. Прохождение излучения через оптическую систему	93
8.1. Энергетические величины	93
8.2. Видимая область спектра. Световые величины.....	96
8.3. Коэффициенты отражения, поглощения, рассеяния и пропускания.....	99
8.4. Яркость отраженных и преломленных лучей, световые трубки.....	101
8.5. Коэффициент пропускания оптической системы.....	105
8.6. Световой поток, проходящий через оптическую систему	109
8.7. Освещенность изображения. Светосила	112
Глава 9. Аберрации оптических систем	114
9.1. Геометрический смысл аберраций.....	114
9.2. Монохроматические аберрации 3-го порядка	116
9.3. Хроматические аберрации 1-го порядка	124
Глава 10. Оптическая система глаза	130
10.1. Строение глаза	130
10.2. Характеристики глаза.....	131
10.3. Упрощенная оптическая схема глаза.....	134
10.4. Цветовое восприятие.....	136
10.5. Недостатки зрения и их коррекция.....	138
Глава 11. Телескопические системы.....	141
11.1. Оптические характеристики.....	141
11.2. Ограничение пучков лучей в телескопической системе...	142
11.3. Габаритный расчет трубы Кеплера.....	143
11.4. Габаритный расчет трубы Галилея	147
11.5. Сложные зрительные трубы	149
11.6. Объективы и окуляры зрительных труб.....	155
Глава 12. Лупа и микроскоп	160
12.1. Оптические характеристики лупы	160
12.2. Оптические схемы луп.....	163

12.3. Оптическая система микроскопа	165
12.4. Основные характеристики двухкомпонентной системы микроскопа. Расчет апертуры и поля зрения.....	166
12.5. Разрешающая способность и полезное увеличение	171
12.6. Глубина изображаемого пространства микроскопа.....	173
12.7. Объективы и окуляры микроскопа	175
12.8. Осветительные системы микроскопа	179
Глава 13. Оптические системы фото-кино-телеобъективов.....	183
13.1. Классификация фотосистем	183
13.2. Оптические характеристики фотообъективов	185
13.3. Глубина резкости изображения.....	189
13.4. Разрешающая способность. Качество изображения	193
Глава 14. Зеркальные и зеркально-линзовые системы.....	199
14.1. Назначение зеркальных систем, их преимущества	199
14.2. Зеркальные классические системы	200
14.3. Схемы построения зеркально-линзовых объективов. Линзовые компенсаторы.....	202
14.4. Объектив Д. Максудова	205
Глава 15. Проекционные и осветительные системы	208
15.1. Основные характеристики проекционных систем	208
15.2. Расчет эпископической проекционной системы	209
15.3. Расчет диаскопической проекционной системы	212
15.4. Осветительные системы проекционных приборов. Линзовые конденсоры.....	215
15.5. Оптическая схема прожектора дальнего действия.....	222
Глава 16. Оценка качества изображения	227
16.1. Факторы, определяющие структуру оптического изображения: дифракция и аберрации	227
16.2. Приложение принципов волновой оптики.....	232
16.3. Критерии разрешающей способности	235
16.4. Способы оценки качества изображения	237
Глава 17. Технологическая адаптация оптических систем для производства	243
17.1. Компьютерные расчеты оптических систем.....	243
17.2. Цели и задачи проектирования оптических систем	247
17.3. Оформление технической документации на рассчитанную ОС	252
Литература	259

Предисловие

Сегодня Республика Беларусь относится к числу тех немногих стран, где ведутся работы по всему циклу создания оптического прибора, включая расчеты оптических систем. Своими достижениями белорусское оптическое приборостроение во многом обязано высококвалифицированным специалистам. Одним из условий подготовки и высокой эффективности производственной деятельности является наличие изданий в этой области.

Теория и расчет оптических систем – прикладная оптическая наука, изучающая принципы конструирования оптических систем и методы образования изображения, и рассматривается как основная дисциплина, готовящая специалистов оптического приборостроения по специальности 1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы», закладывающая теоретический фундамент специальных инженерных знаний, т. к. она решает множество задач, возникающих перед инженерами оптической отрасли при расчете оптических систем, а также при конструировании, изготовлении, сборке и юстировке оптических приборов.

В дисциплине изучаются фундаментальные понятия, определения и законы геометрической оптики, свойства идеальной оптической системы, теоретические положения по расчету оптических систем различных типов, включающие габаритный и абберационный расчет, оценку качества изображения, элементы и модули оптических схем, а также вопросы технологической адаптации оптических систем для производства. После изучения дисциплины студенты должны усвоить правила оформления конструкторской документации, а также уметь проводить компьютерную оценку качества изображения в геометрическом и волновом представлении.

Дидактическая концепция учебника основана на тщательном определении величин и основных понятий, постоянном указании единиц измерения и применении стандартного правила знаков.

Глава 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

В отличие от физической геометрическая оптика – лучевая; в ней не учитывается природа света как потока лучистой энергии. Геометрическая оптика рассматривает формирование изображения с помощью световых лучей, являющихся независимыми и прямолинейными в однородной среде и преломляющимися (отражающимися) на границах раздела сред с разными оптическими свойствами.

Геометрическая оптика вводит в область специфических опто-технических понятий и представлений и подготавливает математический аппарат, необходимый для решения задач по расчету оптической системы. Математические выражения, полученные в геометрической оптике, носят приближенный характер, т. к. не учитывают такие физические явления, как дифракция, интерференция, поляризация (во многих случаях это является вполне допустимым).

1.1. Основные понятия и определения

Современный оптический прибор состоит из нескольких блоков и элементов, взаимодействующих между собой: оптическая система (ОС), предмет и изображение, которое воспринимается приемником изображения. Для правильной работы ОС необходимо согласовывать оптические характеристики ее звеньев. Первым звеном определяют предмет, а последним – изображение.

Предмет может быть самосветящимся – источником излучения (солнце, звезды, лампы и др.) или несамосветящимся, освещаемым другим источником излучения (обычно через специальную осветительную систему). Приемником изображения может быть человеческий глаз, экран проектора, фотопленка или различные фотоэлектронные устройств (ПЗС-матрица, электронно-оптический преобразователь ЭОП и т. д.).

Основная функция оптического прибора выполняется с помощью оптической системы. Описание работы оптического прибора предполагает знание характеристик его элементов (например, разрешающая способность приемника изображения определяет требуемое разрешение для ОС).

Оптическое излучение занимает в спектре электромагнитного поля диапазон длин волн от 1 нм до 1 мм (табл. 1.1). Границы условны.

Таблица 1.1

Диапазоны длин волн

γ -лучи	Рентгеновское излучение	УФ излучение	Видимое излучение	ИК излучение	Радиоволны
До 0,01 нм	0,01–1 нм	1 нм – 0,38 мкм	0,38–0,77 мкм	0,77 мкм – 1 мм	Более 1 мм

Оптическая система – совокупность оптических сред, разделенных оптическими поверхностями, содержащая диафрагмы и предназначенная для формирования изображения посредством перераспределения электромагнитного поля, исходящего от предмета. Система называется *центрированной*, если центры всех поверхностей лежат на одной прямой (рис. 1.1).

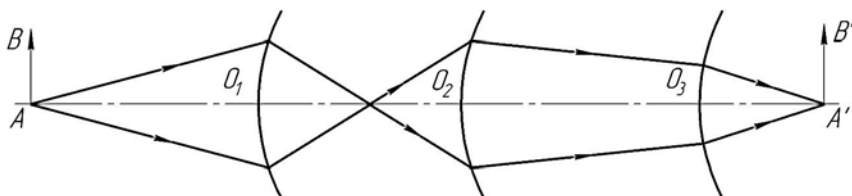


Рис. 1.1. Центрированная оптическая система

Линия, соединяющая центры сферических поверхностей, представляет собой ось симметрии центрированной системы и называется *оптической осью*. Любая плоскость, содержащая оптическую ось, является плоскостью симметрии и называется *меридиональной*. В правой системе координат оптическая ось принимается за ось OZ , а меридиональная плоскость – за плоскость YOZ .

Все ОС условно делят на четыре класса в зависимости от положения предмета и его изображения. Если предмет или его изображение находятся на конечном расстоянии от системы, то присваивается шифр «1», если на бесконечности – шифр «0»:

I класс – микроскопы «1 0» (предмет находится на конечном расстоянии, а изображение – в бесконечности);

II класс – телескопические системы «0 0»;

III класс – объективы «0 1»;

IV класс – проекционные системы «1 1».

Действие сложных оптических систем приборов можно представить как результат взаимодействия классифицированных оптических систем, отличающихся расположением предмета и изображения. Основные понятия даны по ГОСТ 7427-76 «Геометрическая оптика».

Светящаяся точка – источник излучения бесконечно малых размеров.

Световой луч – прямая линия, вдоль которой распространяется энергия излучения. Световому лучу в физической оптике соответствует нормаль к поверхности световой волны.

Гомоцентрический пучок – совокупность лучей, имеющих общую точку пересечения. Гомоцентрические пучки бывают расходящиеся, сходящиеся и параллельные (рис. 1.2). Центр гомоцентрического пучка, входящего в ОС, называется *предметной точкой*, а центр гомоцентрического пучка, вышедшего из нее, – *изображением предметной точки*. Центр параллельного гомоцентрического пучка лежит в бесконечности.

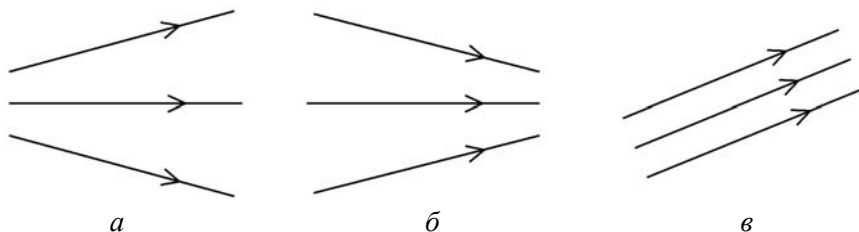


Рис. 1.2. Гомоцентрические пучки лучей:
а – расходящиеся; б – сходящиеся; в – параллельные

Всякий предмет и его изображение в геометрической оптике рассматриваются как совокупность предметных точек и их изображений. Если после прохождения через ОС пучки лучей сохраняют гомоцентричность, то каждой точке предмета соответствует только одна точка изображения.

Две точки, одна из которых является изображением другой, называют *сопряженными* (рис. 1.3), изображение сопряженной точки принято отмечать той же буквой, что и предмет, но со штрихом. Изображение, образованное пересечением самих лучей, называют *действительным*, а изображение, образованное пересечением их геометрических продолжений, *мнимым*.

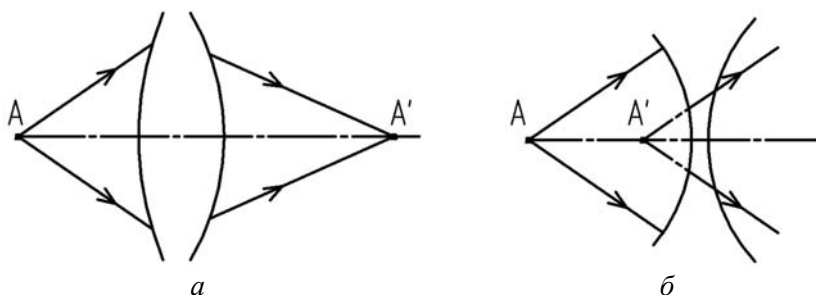


Рис. 1.3. Предметная точка и ее изображение:
а – действительное; б – мнимое

Пространство предмета – пространство, в котором находятся предметные точки.

Пространство изображения – пространство, в котором расположены изображения предметных точек.

1.2. Правила знаков

Положительным направлением распространения света считают направление слева направо; первая по ходу луча поверхность оптической системы изображается всегда слева.

Правила знаков устанавливают знаки для отрезков и углов:

а) линейные отрезки вдоль оси считаются положительными, если направление их отсчета от оптической системы совпадает с направлением света, и отрицательными – в противоположном случае (рис. 1.4, а).

б) радиус кривизны поверхности считается положительным, если центр кривизны находится справа от поверхности, и отрицательным, если он находится слева (рис. 1.4, б).

в) величины толщин линз и других оптических деталей, а также воздушных промежутков между преломляющими поверхностями по оптической оси считаются положительными (рис. 1.4, б).

г) высоты пересечения лучей с поверхностями и величины предметов и изображений считаются положительными вверх от оптической оси и отрицательными при расположении вниз от оси (рис. 1.4, в, з).

д) угол луча с оптической осью считается положительным, если для совмещения оси с лучом ось нужно вращать по часовой стрелке, и отрицательным, если вращение производится против часовой стрелки (рис. 1.4, д).

е) углы между лучами и нормалью к поверхности в точке падения луча (углы падения и преломления) считаются положительными, если для совмещения нормали с лучом ее нужно вращать по часовой стрелке, и отрицательными, если вращение производится против часовой стрелки (рис. 1.4, е).

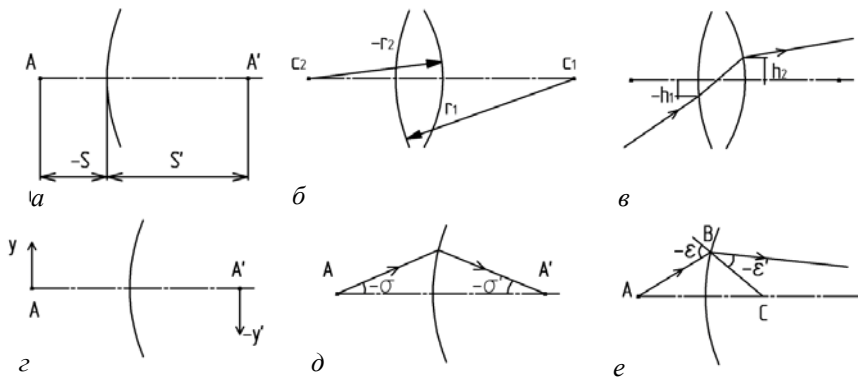


Рис. 1.4. Знаки отрезков и углов

1.3. Законы распространения света

Закон прямолинейного распространения света. Распространение света между двумя точками в однородной и изотропной среде осуществляется по прямой линии. На основе закона объясняют явления солнечных и лунных затмений, геодезические и астрономические измерения, образование теней и полутеней. Закон неприменим для

лучей, проходящих через малое отверстие, край диафрагмы или любой задерживающий экран, где проявляется явление дифракции.

Закон независимости распространения света. Отдельные лучи и пучки, встречаясь друг с другом и пересекаясь, не оказывают взаимного влияния. При этом пренебрегают явлением интерференции.

Закон преломления. Характеризует преломление света на границе двух прозрачных сред. Формулировка закона: луч падающий и луч преломленный вместе с нормалью к поверхности в точке падения находятся в одной плоскости, а отношение синуса угла падения лучей к синусу угла преломления для двух данных оптических сред есть величина постоянная, сохраняющая свою величину для рассматриваемой длины волны λ (относительный показатель преломления

двух сред) $\frac{\sin \varepsilon}{\sin \varepsilon'} = n_{12} = \text{const.}$

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их показателей преломления $n_{12} = n_2/n_1 = n'/n$ (рис. 1.5).

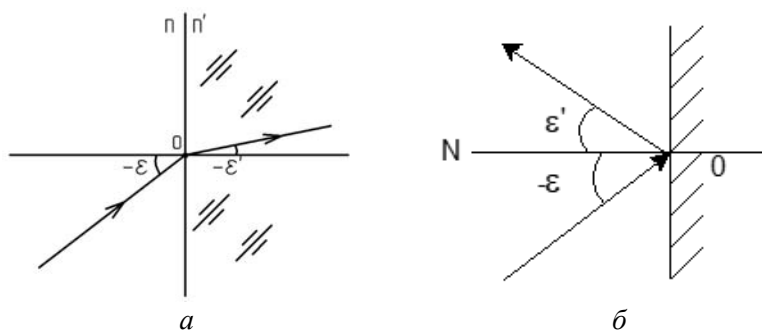


Рис. 1.5. Законы распространения света:
а – преломление света; б – отражение света

Все оптические среды характеризуются показателем преломления n (абсолютный показатель преломления), представляющим собой отношение синуса угла падения к синусу угла преломления при переходе луча из вакуума в данную среду. Показатель преломления вакуума равен единице, а показатель преломления воздуха $n_{\text{в}} = 1,00027$.

Обычно закон преломления представляют в виде инварианта:

$$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon'. \quad (1.1)$$

Инвариант – функция параметров хода луча, не меняющая численного значения при прохождении луча через поверхность. Инвариант, сохраняющий численное значение при прохождении через всю ОС, называется полным.

При преломлении среда с большим показателем преломления называется средой оптически более плотной, с меньшим показателем преломления – оптически менее плотной. Из формулы (1.1) вытекает, что при $n < n'$, $\varepsilon > \varepsilon'$; в противном случае, когда $n > n'$, $\varepsilon < \varepsilon'$ (рассматривается абсолютная величина углов).

Явление полного внутреннего отражения

Это явление может произойти только в тех случаях, когда свет распространяется из более плотной оптической среды в менее плотную ($n' < n$). *Сущность явления*: при определенных значениях угла падения ε пучок света не проходит во вторую среду, а отражается от границы раздела двух сред.

Из формулы (1.1) имеем, что при увеличении угла падения ε будет возрастать угол преломления ε' , причем $\varepsilon' > \varepsilon$; далее наступит момент, когда при некотором угле ε_m угол ε'_m станет равным 90° , т. е. преломленный луч пойдет вдоль границы раздела двух сред. При последующем увеличении угла падения ($\varepsilon > \varepsilon_m$) луч отражается от поверхности раздела в первую среду. Угол ε_m , определяемый формулой

$$\sin \varepsilon_m = \frac{n'}{n},$$

называется *предельным углом полного внутреннего отражения*.

Явление полного внутреннего отражения широко применяется в оптических приборах (в конструкциях отражательных призм, системах освещения шкал и сеток, световодах).

Закон отражения. Характеризует отражение света от полированных зеркальных поверхностей. Формулировка закона: луч падающий

и луч отраженный вместе с нормалью к поверхности в точке падения луча находятся в одной плоскости, а угол отражения равен углу падения, но противоположен ему по знаку (рис. 1.5, б).

$$-\varepsilon = \varepsilon'. \quad (1.2)$$

Отражение – частный случай преломления, следовательно, все математические выражения, относящиеся к преломлению лучей, имеют место и при отражении, причем для каждой отражающей поверхности вводится условие $n' = -n$.

Законы преломления и отражения света базируются на *принципе Ферма*. Точка предмета изображается в виде точки, если оптические длины для всех лучей, связывающих точку предмета и ее изображение, минимальны и одинаковы.

Из законов отражения и преломления следует *принцип обратимости*. Если свет в прямом ходе распространяется по определенному направлению, то в обратном ходе свет пойдет по направлению, обратному первоначальному.

Глава 2. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

2.1. Оптическое бесцветное стекло

Для изготовления оптических деталей применяются различные марки оптических материалов, отличающиеся составом и физическими свойствами.

Обычно все расчеты хода лучей в ОС делают для рабочего спектрального диапазона (λ_0 – основная длина волны; λ_H , λ_B – нижняя и верхняя границы спектрального рабочего интервала).

В табл. 2.1 приведены стандартные спектральные линии видимого диапазона.

Таблица 2.1

Спектральные линии видимого диапазона

Обозначение линий	Длина волны, нм	Область спектра	Обозначение линий	Длина волны, нм	Область спектра
i	365,0	Ультрафиолетовая	e	546,07	Зеленая
H	404,66	Фиолетовая	d D	587,56 589,29	Желтая
g F' F	435,83 479,99 486,13	Синяя	C' C r	643,85 656,27 706,52	Красная

Основные постоянные для оптического бесцветного стекла (ГОСТ 3514-94 «Стекло оптическое бесцветное»):

– показатель преломления для различных волн n_λ (основным принят показатель преломления n_e для длины волны $\lambda = 546,07$ нм спектральной линии ртути);

– средняя дисперсия, которая равна разности показателей преломления для определенных длин волн ($n_i - n_g$ характеризует ближнюю ультрафиолетовую (УФ) и синюю области спектра; $n_{F'} - n_{C'}$ и $n_F - n_C$ – видимую область, а $n_r - n_{1013,9}$, $n_{1013,9} - n_{2249,3}$ – инфракрасную (ИК) область спектра);

– частная дисперсия Δn , например, $n_{F'} - n_e$;

– коэффициент дисперсии v_λ ;

– основной коэффициент дисперсии $v_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$ (число Аббе);

– относительная частная дисперсия $\gamma = \frac{\Delta n}{n_{F'} - n_{C'}}$;

– термооптические постоянные.

Спектральные характеристики материалов необходимы для согласования интервала длин волн, которые излучает предмет и в котором образуется изображение.

Термооптические постоянные стекол необходимы для того, чтобы учитывать температурные изменения показателей преломления. Показатели обычно увеличиваются при повышении температуры, а это приводит к тому, что при изменении температуры в оптических системах смещается положение плоскости изображения и изменяются его линейные размеры.

Оптическое стекло характеризуется также следующими технологическими свойствами: оптической однородностью, прозрачностью, твердостью, химической стойкостью и т. д.

Для производства оптического стекла используются около 80 химических элементов. К основным компонентам относятся следующие материалы: оксид кремнезема SiO_2 , являющийся базовым стеклообразующим материалом, количество которого составляет 20–80 %; борный ангидрид B_2O_3 , а также оксиды алюминия Al_2O_3 , свинца PbO , цинка ZnO , кальция CaO , натрия Na_2O , мышьяка As_2O_3 , сурьмы Sb_2O_3 , бария BaO , магния MgO , калия K_2O и др.

Оптические стекла условно делят на две группы: кроны и флинты. *Кроны* имеют обычно малую дисперсию, а *флинты* – высокую. Кронные стекла имеют большие коэффициенты дисперсии и относительно меньшие показатели преломления по сравнению с флинтами.

Наиболее широко применяемые марки оптического стекла: ЛК – легкий крон, ФК – фосфатный крон, К – крон, БК – баритовый крон, ТК – тяжелый крон, СТК – сверхтяжелый крон, ОК – особый крон, КФ – кронфлинт, БФ – баритовый флинт, ТБФ – тяжелый баритовый флинт, ЛФ – легкий флинт, Ф – флинт, ТФ – тяжелый флинт, ОФ – особый флинт. Стекла типа ОФ и ОК имеют особый ход относительно частных дисперсий. Каждый тип стекла в зависимости от состава и оптических характеристик делится на марки.

Оптические стекла изготовляют двух серий: обычная серия – с нумерацией марок от 1 до 99, серия 100 – малотемнеющие стекла под воздействием ионизирующих излучений, с нумерацией марок от 100 до 199.

Дисперсионные формулы стекол. Показатель преломления для любой данной волны в диапазоне 365–1013,9 нм может быть вычислен по различным дисперсионным формулам. Существует целый ряд формул (теоретических и эмпирических), по которым могут быть определены показатели преломления для различных длин волн (формулы Гартмана, Корню, Герцбергера, Кристофелля).

Формула Шотта широко используется другими производителями стекол, кроме фирмы Schott:

$$n^2 = a_0 + a_1\lambda^2 + a_2\lambda^{-2} + a_3\lambda^{-4} + a_4\lambda^{-6} + a_5\lambda^{-8},$$

$$n_\lambda^2 = A_1 + A_2\lambda^2 + A_3\lambda^{-2} + A_4\lambda^{-4} + A_6\lambda^{-6} + A_8\lambda^{-8}.$$

Значения постоянных A_1 – A_8 приведены в каталоге для каждой марки стекла, длина волны λ берется в микрометрах.

В инфракрасной области спектра, в основном, используется формула Герцбергера:

$$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4 + F\lambda^6,$$

$$\text{где } L = \frac{1}{\lambda^2 - 0,028}.$$

Коэффициенты для оптических материалов, используемых в ИК области спектра, часто измеряются экспериментально и имеют значительные расхождения в результатах; нужно быть осторожным при интерпретации точных значений показателей преломления.

2.2. Стекла с особыми свойствами

Цветные оптические стекла (ГОСТ 9411-81Е) получают введением в состав стекла красителей. Они используются для изготовления светофильтров, которые обозначают двумя-тремя буквами и цифрой. Первая, вторая буква являются начальными буквами цвета,

например, УФ – ультрафиолетовые, СЗ – сине-зеленые, Ж – желтые, К – красные, ИК – инфракрасные, Н – нейтральные, Т – темные, Б – белые, последняя буква С – от слова стекло. Цифра обозначает порядковый номер стекла по увеличению плотности окраски.

Основными характеристиками цветного стекла являются показатель преломления, коэффициент пропускания для различных длин волн и оптическая плотность, определяемая густотой окраски также для различных длин волн.

Оптические кварцевые стекла (ГОСТ 15130-79) – это единственные промышленные стекла, которые имеют простейший химический состав и содержат только один компонент – кремнезем. Готовая продукция имеет форму заготовок, что уменьшает время и затраты на обработку (необходимо нормирование таких показателей качества кварцевого стекла, как мелкозернистой неоднородности (ряби) и включений), обладает высокой термостойкостью, малым коэффициентом линейного расширения, химической и радиационной устойчивостью, прозрачностью в широком диапазоне длин волн. Стекла марок КУ прозрачны в УФ области спектра, КВ – в видимой, а КИ – в ИК области спектра. Кварцевое стекло применяется для изготовления угловых отражателей, призм спектральных приборов, оболочек источников света и других оптических деталей, подвергающихся резким изменениям температуры. Кварцевое стекло – один из лучших материалов для изготовления крупногабаритных астрономических зеркал.

Оптические ситаллы имеют особо тонкозернистую структуру с кристаллами размером составляющим примерно половину длины волны видимого участка спектра. Свойства ситалла складываются из свойств кристаллического каркаса, образовавшегося в процессе термической обработки исходных стекол, и из свойств остаточной стекловидной фазы. Различие свойств стеклообразной и кристаллической анизотропных фаз в ситалле вызывает в нем наличие неустранимых натяжений, которые при просмотре в поляризованном свете проявляются в виде характерной картины мелкоячеистой сетки. Для получения оптических ситаллов применяют системы из оксидов кремния, алюминия и лития с добавками диоксида титана.

Показатели преломления кристаллов и стеклообразного вещества, в котором они равномерно распределены, одинаковы или близки между собой, что исключает рассеяние света на границе раздела

кристалл–стекло. Ситаллы имеют повышенную термостойкость, механическую прочность и твердость, малый коэффициент линейного расширения.

Изготавливаются следующие марки ситаллов: СО-115 (астро-ситалл) – термостойкий ситалл с близким к нулю коэффициентом линейного расширения; СО-156 имеет повышенную прозрачность в видимой области спектра, но меньшую термостойкость; СО-21 – ситалл с отрицательным коэффициентом линейного расширения в диапазоне 0–350 °С, что обеспечивает высокую термостойкость. Ситаллы применяются для изготовления ответственной оптики (астрономических зеркал, пробных стекол, обтекателей, защитных экранов и т. д.).

Инфракрасные бескислородные стекла (ИКС) прозрачны в диапазоне длин волн от 1 до 17 мкм и имеют высокую химическую стойкость, механическую и термическую прочность.

Люминесцирующие стекла содержат неодим, имеют узкие полосы люминесценции, причем на полосу 1060 нм приходится до 80 % всей энергии. Стекла обозначают индексом ГЛС (генерирующее люминесцирующее стекло). Они применяются для изготовления активных элементов твердотельных лазеров направленного излучения с длинами волн 900, 1060, 1300 нм.

Фотохромные стекла (ФХС) обратимо изменяют свою прозрачность в зависимости от величины освещенности и длительности облучения. Основными характеристиками фотохромного стекла являются коэффициент фотохромности k_{ϕ} – величина, характеризующая уменьшение оптической плотности; чувствительность S_{ϕ} – величина, обратная количеству освещения, необходимого для получения добавочной плотности, равной 0,2. Например, стекло марки ФХСЗ имеет $k_{\phi} = 0,5-0,7$; $S_{\phi} = (2-5) \cdot 10^{-6}$ (лк·с)⁻¹. Применяется ФХС для изготовления светофильтров и светозащитных очковых стекол.

Светорассеивающие стекла (молочные МС) диффузно рассеивают проходящий или отраженный свет благодаря введению в их состав соединений фтора, кремнефтористого натрия и других веществ.

Органические стекла – бесцветные или окрашенные пластмассы. В качестве органического стекла со свойствами, близкими к кроновым стеклам, используется полиметилметакрилат (плексиглас марок СОЛ, СТ1) и целлулоид, а со свойствами флинта – полистирол.

Органическое стекло – дешевый материал, легко обрабатывается, формируется, склеивается, обладает высокой прозрачностью для ультрафиолетового и видимого участков спектра, но имеет ряд существенных недостатков: большой коэффициент линейного расширения, малая механическая и химическая устойчивость. Стекло применяют для неотвечественной оптики (лупы, линзы Френеля и т. д.).

2.3. Оптические кристаллы. Керамика

Оптические кристаллы

Для изготовления оптических деталей используются естественные и искусственные кристаллы, имеющие ряд свойств, отсутствующих у оптического стекла. К положительным свойствам кристаллов относятся пропускание излучения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, большое значение коэффициента основной средней дисперсии при малом показателе преломления. Отрицательные свойства оптических кристаллов затрудняют их применение: оптическая и механическая неоднородность в различных направлениях, двойное лучепреломление, малая твердость некоторых кристаллов, гигроскопичность, растворимость и т. п.

Хлористый натрий (NaCl) – мягкий природный кристалл – каменная соль. Показатель преломления при $\lambda = 2,0$ мкм равен 1,52. Прозрачен в области спектра 0,250–3,0 мкм, гигроскопичен, растворим в воде и глицерине. Применяется в основном для изготовления спектральных призм в ИК диапазоне.

Бромистый калий (KBr) – очень мягкий, однородный, дешевый кристалл, $n = 1,54$ при $\lambda = 2,0$ мкм, прозрачен в области 0,21–27,0 мкм, гигроскопичен, растворим в воде и глицерине. Используется для изготовления призм ИК диапазона.

Хлористый калий (KCl) – природный сильвин, мягкий, достаточно однородный, гигроскопичный, хорошо растворимый в воде, щелочах, эфире и глицерине кристалл. Диапазон пропускания 3,3–21,0 мкм. Применяется для призм в ИК диапазоне.

Фтористый кальций (CaF₂) – природный флюорит, твердый, очень хрупкий, дорогостоящий кристалл. При $\lambda = 2,0$ мкм $n = 1,42$, прозрачен в области 1,8–10,0 мкм, негигроскопичен и практически

нерастворим в воде. Применяется для изготовления деталей микроскопов и призм спектроскопов, работающих в УФ и ИК диапазонах.

Фтористый литий (LiF) – кристалл средней твердости, однородный, негигроскопичен, практически нерастворим в воде. Кристалл прозрачен в области спектра 1,8–6,0 мкм, показатель преломления при $\lambda = 2,0$ мкм составляет 1,38. Используется для изготовления деталей в ИК диапазонах.

Германий (Ge) – хрупкий синтетический кристалл, непрозрачный в видимой области спектра, но хорошо пропускающий излучение в области 2,0–15,0 мкм и 40,0–60,0 мкм. Из-за большого показателя преломления ($n = 4,12$ при $\lambda = 2,0$ мкм) детали имеют большие потери на отражение на преломляющих поверхностях, поэтому требуют просветления. Применяются для изготовления деталей, работающих в ИК спектральном диапазоне.

Кремний (Si) – синтетический кристалл, довольно хрупкий, не растворимый в воде, непрозрачный в видимой области спектра, хорошо пропускает излучение в диапазоне 15,0–22,0 мкм. Показатель преломления $n = 3,46$ при $\lambda = 2,0$ мкм. Применяется для изготовления деталей, работающих в ИК области спектра.

Кварц кристаллический (SiO₂) – синтетический кристалл (в природе горный хрусталь). Имеет слабо выраженное двойное лучепреломление. Прозрачен в области 1,8–10,0 мкм, показатель преломления $n = 1,52$ для обыкновенного луча при $\lambda = 2,0$ мкм. В воде не растворяется, используется для деталей спектральных и поляризационных приборов.

Кальцит (CaCO₃) – синтетический кристалл (в природе известен как исландский шпат), очень хрупкий и нетермостойкий. Характеризуется сильно выраженным двойным лучепреломлением. Хорошо пропускает видимую и ближнюю ИК области, показатель преломления для обыкновенного луча $n = 1,66$ при $\lambda = 0,56$ мкм. Применяется для изготовления деталей поляризационных приборов.

Фтористый магний (MgF₂) – природный селлит, кристалл средней твердости, достаточно однородный, не растворяется в воде. Хорошо пропускает излучение в области спектра 0,1–1,0 мкм, показатель преломления $n = 1,38$ при $\lambda = 0,4–0,7$ мкм. Используется для изготовления оптических деталей в спектроскопических и вакуумных приборах в УФ области, интерференционных и интерференционно-поляризационных фильтров.

Лейкосапфир – искусственный кристалл, беспримесный корунд (Al_2O_3); изготавливается следующих марок: ЛУ – для УФ, ЛВ – для видимой и ЛИ – для ИК области спектра.

Природный корунд (сапфир) – очень твердый, термостойкий кристалл, практически устойчив против всех химикатов. Корунд с добавкой 0,05 % хрома представляет собой рубин, применяемый для изготовления активных элементов лазеров.

Оптическая керамика

Это поликристаллический материал, изготавливаемый методом горячего прессования под большим давлением в вакууме, он обладает высокой механической прочностью и высокой устойчивостью к тепловым ударам (термостойкостью). Создание поликристаллических материалов явилось одной из предпосылок развития сформировавшихся и становления новых направлений оптического приборостроения (изготовление окон и обтекаемых ИК приборов, подложек интерференционных фильтров и других деталей ОС).

Наиболее широко применяется оптическая керамика из фтористого магния КО12, имеющая рабочий спектральный интервал пропускания излучения от 0,7 до 8,0 мкм. Керамика КО2 из сульфида цинка пропускает излучение в более далеком ИК диапазоне: от 2,0 до 12,5 мкм.

Оптическая керамика КО11 представляет собой новый светорассеивающий материал, получаемый методом горячего прессования фтористого магния (MgF_2). Интегральный коэффициент диффузного пропускания материала для видимого света в зависимости от толщины образца и условий его изготовления может колебаться от 15 до 35 %. По своим рассеивающим характеристикам КО11 подобна молочным стеклам МС, благодаря высокой теплопроводности обладает лучшей термостойкостью; может применяться при температурах до 800 °С. Материал опробован в качестве рассеивателя света, работающего в газовой среде, содержащей пары фтора и фтористого водорода.

Оптическая керамика КО12 – керамика из фтористого магния; имеет рабочий спектральный интервал пропускания излучения от 0,7 до 8,0 мкм.

Оптическая керамика КО2 – керамика из сульфида цинка пропускает излучение в ИК диапазоне от 2,0 до 12,5 мкм.

Оптическая керамика КО3 – поликристаллический фтористый кальций (CaF₂); материал устойчив к механическим и тепловым ударам. Рабочая спектральная область пропускания излучения в значительной степени зависит от качества сырья: используют интервал 0,4–10,0 мкм.

Оптическая керамика КО4 прозрачна для ИК области для $\lambda = 1,0$ –20,0 мкм.

Оптическая керамика КО5 – поликристаллический оксид магния. Температура плавления 2800 °С. Рабочий спектральный диапазон пропускания излучения 0,4–8,0 мкм. Показатель преломления для $\lambda = 2$ мкм равен 1,723. Высокая теплопроводность, равная 44 Вт/(м·К), позволяет использовать эту керамику в изделиях, подвергающихся температурным ударам. При длительном хранении изделий из керамики КО5 необходима химическая защита от налета карбоната магния.

Оптическая керамика ПО6 прозрачна для ИК излучения в интервале длин волн 0,9–29,0 мкм (в этой области не имеет полос поглощения), при этом прозрачность равна 60–65 % без учета потерь на отражение и может быть увеличена до 99 % путем нанесения просветления. Имеет высокую термостойкость. Показатель преломления для излучения $\lambda = 10,6$ мкм равен 2,67. Размеры заготовок: диаметр до 200 мм, толщина до 20 мм. Применяется в качестве подложек светофильтров в ИК спектрофотометрах и в окнах газовых лазеров на СО₂ со средней плотностью мощности. Приемники излучения с окнами из ПО6 выдерживают охлаждение до температуры жидкого азота без растрескивания окон.

Электрооптическая керамика КЭО10 представляет собой поликристаллический материал на основе цирконата-титаната свинца и лантана. Интегральное пропускание керамики без учета потерь на отражение при длине волны излучения He-Ar-лазера ($\lambda = 630$ нм) равно 60–65 % при толщине образца 0,8 мм. Материал устойчив к действию воды и щелочей. Разработанные приемы изготовления КЭО10 обеспечивают получение материала высокого качества и с хорошо воспроизводимыми параметрами. Заготовки диаметром до 125 мм. Материал опробован в устройствах записи информации

и модуляторах света и используется для изготовления электрически управляемых светофильтров, оптических затворов.

Оптическая люминесцентная керамика КОЛП – это плотный и механически прочный прозрачный люминесцентный материал поликристаллической структуры (сульфид цинка ZnS , активированный ионами серебра и содержащий до 1 % хлористого натрия). Она имеет синее свечение. В отличие от катодолюминесцентных стекол (КЛС) и порошковых рентгенолюминофоров (Р450) керамика имеет более высокую яркость свечения. Световой выход катодолюминесценции равен 5 кд/Вт. Люминесцентная оптическая керамика обладает высокой стойкостью к действию электронных лучей (в несколько раз превышает устойчивость монокристаллических экранов). Материал не имеет отечественных и зарубежных аналогов.

Материал – *Zerodur*. Это стеклокерамика производства Schott AG. Он имеет как аморфный (стекловидный), так и кристаллический компоненты. Наиболее важными свойствами *Zerodur* являются: нулевое тепловое расширение, высокое внутреннее качество; хорошая химическая стабильность и поведение при обработке, высокая точность полировки и др. Используется при изготовлении телескопов, в микролитографии, в измерительной технике в качестве эталона, а также в ряде других приложений.

Глава 3. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕЙ ДВУХ СРЕД

3.1. Преломление лучей плоской поверхностью

Рассмотрим преломление гомоцентрического пучка лучей, выходящего из предметной точки A , лежащей на оптической оси, плоской границей двух сред при условии, что $n < n'$ (рис. 3.1).

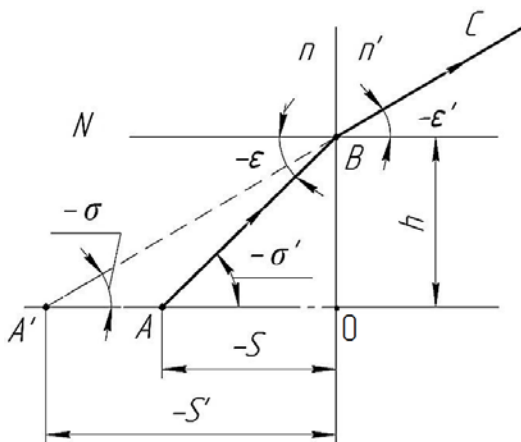


Рис. 3.1. Прохождение плоской границы двух сред

Луч AO , падающий перпендикулярно на плоскую границу двух сред, проходит ее без изменения направления, а луч ABC , идущий из осевой точки A под произвольным углом σ , в точке B образует углы падения и преломления ($\varepsilon > \varepsilon'$). Обратное продолжение преломленного луча BC встречает оптическую ось в точке A' (изображение предметной точки), положение которой на оптической оси относительно плоской преломляющей поверхности определяется задним отрезком S' .

Из рис. 3.1 следует, что

$$\sin \sigma = \sin \varepsilon = \frac{h}{\sqrt{h^2 + S^2}}; \quad \sin \sigma' = \sin \varepsilon' = \frac{h}{\sqrt{h^2 + S'^2}}.$$

Используя формулу закона преломления (1.1), получим

$$n = n' \sqrt{\frac{h^2 + S^2}{h^2 + S'^2}}.$$

Окончательно, учитывая, что $h = \text{Stg}\sigma$, имеем

$$S' = S \frac{n'}{n} \sqrt{1 + \text{tg}^2 \sigma \left(1 - \frac{n^2}{n'^2}\right)}. \quad (3.1)$$

Из формулы (3.1) следует, что выражение для заднего отрезка S' является нелинейной функцией угла σ : для каждого луча, идущего под различными углами σ , будет своя точка изображения. Если $n' > n$, то, чем больше угол σ , тем больше S' (по абсолютной величине). Иначе говоря, гомоцентричность пучка лучей, преломленного плоской поверхностью, не сохраняется, а изображение точки A широким гомоцентрическим пучком перестает быть точечным.

3.2. Преломление лучей плоскопараллельной пластиной

Плоскопараллельная пластина – оптическая деталь, содержащая две параллельные между собой плоские преломляющие грани – входную и выходную.

На рис. 3.2 показано прохождение через пластинку наклонного луча, образующего с оптической осью угол $-\sigma_1$. Предположим, что пластина толщиной $CE_1 = d$ расположена в воздухе: $n_1 = n_3 = 1$. Применяя закон преломления для рассматриваемого луча на двух гранях, получим: $\sin \varepsilon_1 = n \sin \varepsilon'_1$; $n \sin \varepsilon_2 = \sin \varepsilon'_2$. По рис. 3.2 устанавливаем, что $\varepsilon_1 = \sigma_1$, $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$, $\varepsilon'_2 = \sigma_3$, поэтому $\sin \sigma_1 = \sin \sigma_3$. Т. е. после прохождения через плоскопараллельную пластину наклонного луча, образующего с оптической осью угол $-\sigma_1$, направление выходящего луча CD параллельно первоначальному AB .

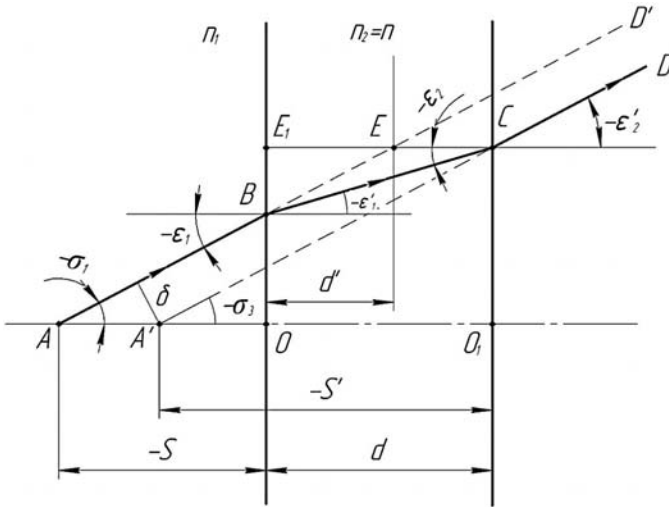


Рис. 3.2. Работа плоскопараллельной пластины

Продольное смещение изображения в пластине AA' обозначено отрезком Δ , а поперечное – δ .

Основными формулами для расчета смещения изображения в пластине является выражение: $BE_1 = EE_1 \operatorname{tg} \varepsilon_1 = CE_1 \operatorname{tg} \varepsilon'_1$, где

$$EE_1 = d' = d \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{\operatorname{tg} \varepsilon_1}. \quad (3.2)$$

Продольное смещение изображения $\Delta = d - d' = d \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{\operatorname{tg} \varepsilon_1}\right)$,

$$\Delta = d \left(1 - \frac{\cos \varepsilon_1}{n \cos \varepsilon'_1}\right) = d \left(1 - \frac{\cos \varepsilon_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon_1}}\right), \quad (3.3)$$

а поперечное смещение

$$\delta = \Delta \sin \varepsilon_1 = d \sin \varepsilon_1 \left(1 - \frac{\cos \varepsilon_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon_1}}\right). \quad (3.4)$$

После выхода из пластины пучок теряет гомоцентричность, изображение предметной точки A делается нерезким. Это положение справедливо как для расходящегося, так и для сходящегося пучка лучей. После прохождения через пластину наклонного пучка параллельных лучей, их параллельность сохраняется; продольное и поперечное смещение относительно первоначального направления одинаковы.

При малых углах падения ($\varepsilon_1 \leq 30^\circ$) $\frac{\operatorname{tg}\varepsilon'_1}{\operatorname{tg}\varepsilon_1} = \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon_1} = \frac{1}{n}$, поэтому формула (3.3) преобразовывается к виду

$$\Delta_o = \frac{n-1}{n}d. \quad (3.5)$$

Редуцирование плоскопараллельной пластины

Произвольный луч проходит пластину по ломаному пути $ABCD$ (рис. 3.2), причем $AB \parallel CD$. Если сдвинуть выходную грань налево на величину Δ , то точка C попадает на продолжение луча AB в точке E ($CE = \Delta$), а выходная грань займет новое положение EO_1 . Тогда луч AB пройдет прямо, не преломляясь, т. е. ее показатель преломления должен быть равен единице.

Замена стеклянной пластины эквивалентной воздушной называется *редуцированием* или приведением оптической среды пластины к воздуху. Толщина редуцированной пластины равна величине отрезка EE_1 (3.2). Для малых углов падения ($\varepsilon_1 \leq 30^\circ$) имеем формулу расчета:

$$d'_o = \frac{d}{n}, \quad (3.6)$$

что соответствует выражению $d'_o = d - \Delta_o$.

Формулы (3.5) и (3.6) используются в предварительном проектном габаритном расчете.

Толщина реальной пластины устанавливается в зависимости от ее максимального поперечного размера (светового диаметра $D_{\text{св}}$):

$$d = \left(\frac{1}{8} - \frac{1}{15}\right)D_{\text{св}}.$$

Материалом для изготовления пластин служит обычно стекло К8, реже стекло ЛК5, ситаллы, кварц.

3.3. Отражение лучей плоским зеркалом

Рассмотрим отражение гомоцентрического пучка лучей, выходящего из предметной точки A от плоского зеркала (рис. 3.3) при условии $n' = -n$.

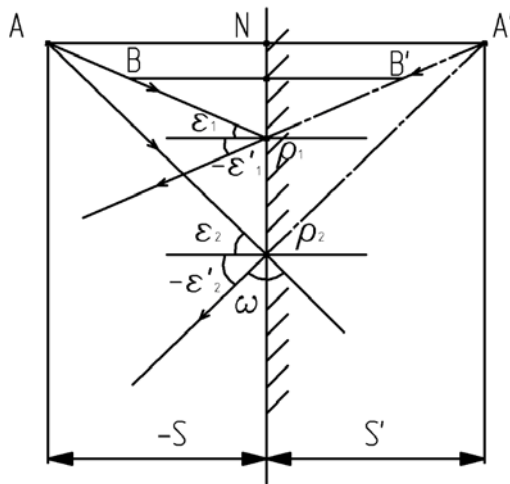


Рис. 3.3. Работа плоского зеркала

Положение изображения предметной точки в плоском зеркале определяется задним отрезком S' по формуле (3.1). Имеем

$$S' = -S. \quad (3.7)$$

Изображение получится мнимым и образуется в пересечении продолжения лучей. Отраженные лучи образуют расходящийся гомоцентрический пучок лучей с центром в точке A' , которая лежит на перпендикуляре к зеркалу AN . Глаз, помещенный на пути отраженных лучей, увидит изображение перевернутое в одной плоскости, которое называется *зеркальным*.

Любое изображение, образованное нечетным числом плоских зеркал, является зеркальным. Для получения прямого изображения необходимо использовать четное число плоских зеркал.

Угол отклонения плоского зеркала – угол ω между направлениями падающего и отраженного лучей:

$$\omega = 180^\circ - 2|\varepsilon|.$$

При повороте плоского зеркала на угол φ (рис. 3.4) из положения 1 в положение 2 отраженный луч отклоняется от первоначального направления на угол $\delta = 2\varphi$.

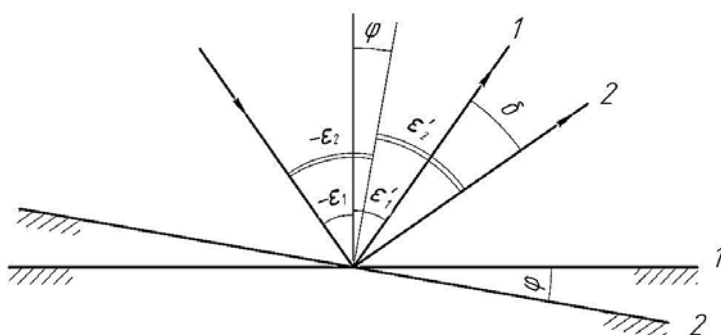


Рис. 3.4. Поворот плоского зеркала

Двойное зеркало

При прохождении луча через систему из двух плоских зеркал, угол между которыми равен γ (рис. 3.5), он отклоняется от первоначального направления на угол ω , равный удвоенному углу между зеркалами, который не зависит от направления падающего луча.

$$\omega = 2\gamma. \tag{3.8}$$

При повороте системы из двух зеркал угол отклонения луча остается постоянным, а направление выходящего из системы луча сохраняется неизменным и не зависит от поворота системы. Это

свойство двойного зеркала очень ценно для конструирования и используется при юстировке оптических приборов. Двойное зеркало практически чаще всего осуществляется в виде пентапризмы.

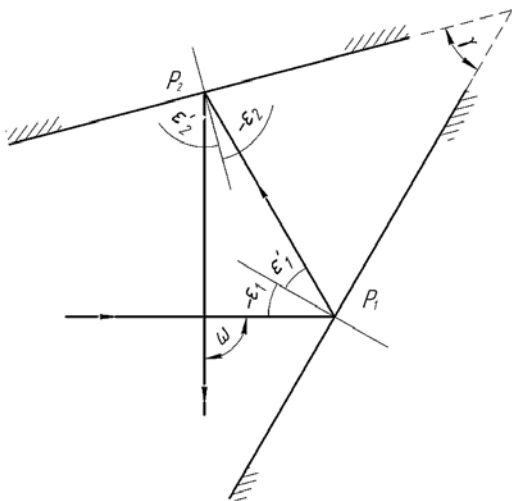


Рис. 3.5. Двойное зеркало

3.4. Преломление лучей через призму в ее главном сечении

Преломляющая призма – оптическая деталь, ограниченная двумя преломляющими непараллельными плоскостями (рис. 3.6).

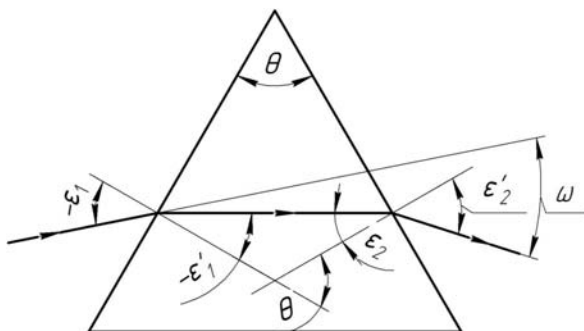


Рис. 3.6. Преломляющая призма

Главным сечением призмы называется сечение призмы плоскостью, перпендикулярной ребру двугранного угла между плоскостями.

Преломляющий угол призмы – это угол между плоскостями призмы в ее главном сечении. За начало отсчета угла отклонения ω выбирается направление падающего луча. Угол призмы считается положительным, если вершина обращена вверх.

Установим необходимые соотношения для расчета преломляющей призмы по рис. 3.6.

Угол отклонения определяем, используя равенства $\theta = \varepsilon_2 - \varepsilon'_1$;
 $\varepsilon_2 = \varepsilon'_1 + \theta$.

$$\omega = -\varepsilon_1 + \varepsilon'_2 - \theta. \quad (3.9)$$

Минимальное отклонение луча определяем при симметричном ходе луча через призму, расположенную в воздухе, когда значения углов равны

$$\varepsilon'_1 = -\varepsilon_2; \quad \varepsilon_1 = -\varepsilon'_2. \quad (3.10)$$

Для определения минимального угла отклонения ω_{\min} используем закон преломления для рассматриваемого луча на двух гранях:

$$\begin{aligned} \sin \varepsilon_1 &= n \sin \varepsilon'_1, \\ \sin \varepsilon'_2 &= n \sin \varepsilon_2 = n \sin(\theta + \varepsilon'_1). \end{aligned} \quad (3.11)$$

С учетом равенств (3.9) и (3.10) получим выражение:

$$\sin \frac{\omega_{\min} + \theta}{2} = n \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3.12)$$

Оптический клин

Если преломляющий угол θ призмы мал ($\theta \leq 6^\circ$), то такую деталь называют оптическим клином (рис. 3.7).

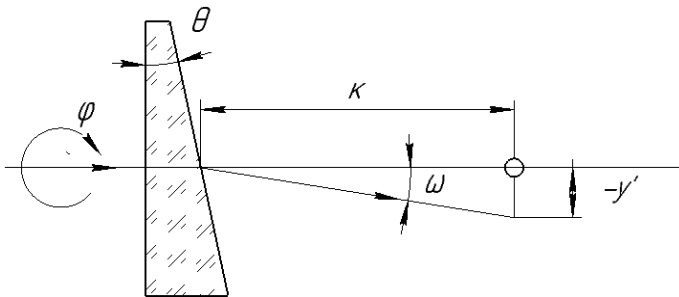


Рис. 3.7. Клин

Формула (3.11) для малых углов имеет вид

$$\sin \varepsilon'_2 = n \theta \cos \varepsilon'_1 + n \sin \varepsilon'_1,$$

которую преобразуем, используя равенство (3.9).

Имеем $\sin \varepsilon'_2 = \sin(\omega + \theta + \varepsilon_1) = (\omega + \theta) \cos \varepsilon_1 + \sin \varepsilon_1$. Из последних двух формул получим величину угла отклонения луча клином:

$$\omega = \theta \left(n \frac{\cos \varepsilon'_1}{\cos \varepsilon_1} - 1 \right).$$

Для малых углов падения ε_1 имеем

$$\omega_0 = \theta(n - 1). \quad (3.13)$$

3.5. Плоские отражательные призмы

Основные свойства и назначение призм

Плоские отражательные призмы – это призмы, в которых весь ход осевого луча лежит в одной плоскости.

Основные свойства отражательных призм:

- эквивалентность действию плоскопараллельной пластинки, обратимость;
- возможность полного внутреннего отражения;
- возможность работы в наклонных пучках при нормальном падении луча.

Назначение призм: для измерения направления светового пучка и оборачивания изображения (наблюдательные и измерительные оптические приборы (ОП)), для соединения или разделения световых пучков, для разделения полей зрения, диспергирование, поляризация, уменьшение габаритов ОП, специальное, например, компенсация вращения изображения).

Преимущества призм перед зеркалами:

– призма, имеющая несколько отражающих граней, представляет собой жесткую систему, в то время как система зеркал вследствие раздельного крепления подвержена расстройству при работе и требует тщательной юстировки при сборке;

– крепление призмы в оправках проще, и габариты оправок получаются меньшими, в призмах часто используется эффект полного внутреннего отражения, при котором отсутствуют потери света, в то время как у зеркал потери света при отражении всегда значительны (от 5 при серебрении до 45 % при хромировании);

– отражающие грани призм, имеющие зеркальные покрытия, легко защитимы от внешних воздействий и более устойчивы, чем внешние покрытия зеркал;

– некоторые отражательные призмы невозможно заменить зеркалами (призму Дове, Шмидта и др.) без увеличения габаритов системы.

Замена призм зеркалами целесообразна в тех случаях, когда имеет значение вес оптического прибора. Замена призм зеркалами целесообразна в тех случаях, когда имеет значение вес оптического прибора.

Оптическая развертка. Оборачивание изображения призмой

Развертка призмы – последовательное построение изображений призмы вместе с осевым лучом во всех ее отражающих гранях. Этот прием позволяет определить длину хода осевого луча d в призме.

Призма подобно плоскопараллельной пластине нарушает гомоцентричность пучка лучей, проходящего через нее. Для любой призмы толщина d эквивалентной пластины определяется k – коэффициентом призмы и D – световым диаметром пучка, входящего в призму.

$$d = k \cdot D. \quad (3.14)$$

Перевертывая контур сечения призмы вокруг каждой отражающей грани в той последовательности, в которой происходят все отражения луча, выполняется *развертка*, эквивалентная плоскопараллельной пластине, толщина d которой равна длине пути луча внутри призмы. Для призмы (рис. 3.8, а) находим $d = AC' = AC = 2D$, коэффициент призмы $k = 2$.

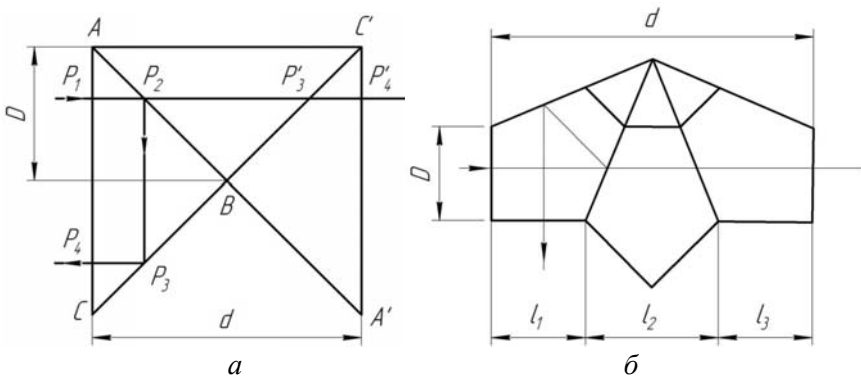


Рис. 3.8. Развертка призм:
а – призма с двумя отражениями; б – пентапризма

Для пентапризмы (рис. 3.7, б) имеем $k = 3,4142$, т. к. толщина развертки равна $d = l_1 + l_2 + l_3 = (2 + \sqrt{2})D$.

Размеры типовых призм приведены в справочнике [2, с. 169–180]. Таким образом, построив оптическую развертку, можно определить коэффициент любой призмы (кроме призм с «крышей»).

«Крыша» в призмах образуется путем замены одной отражающей грани двумя гранями с прямым (90°) двугранным углом между ними. Форма и размеры призм с «крышей» и без имеют существенные отличия при одинаковом диаметре D светового пучка, падающего на входную грань.

Необходимо уметь правильно определять *оборачивающее действие призм*. Для этого рекомендуется пользоваться *методом скрещенных стрелок* (вертикальной – в плоскости чертежа и горизонтальной, перпендикулярной ей, показываемой условно). Наблюдение оборачивания стрелок осуществляется со стороны призмы, при этом проводится вспомогательный луч параллельно осевому лучу

(рис. 3.9). Стрелка, перпендикулярная к плоскости чертежа, плоскими отражательными призмами не оборачивается.

Для оборачивания этой стрелки применяются призмные системы с пространственным ходом осевого луча (например, система Малафеева–Порро). Призмы с «крышей» оборачивают горизонтальную стрелку за счет нее.

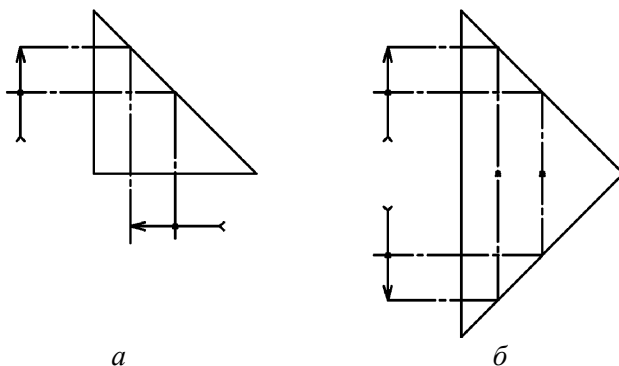


Рис. 3.9. Оборачивающая работа призмы:
a – с одной отражающей гранью; *б* – с двумя отражающими гранями

Графоаналитический метод определения размеров призм

Графоаналитический метод служит для определения размеров призм и используется для определенных практических задач.

В участке сходящегося пучка лучей в оптическом приборе (рис. 3.10) необходимо расположить призму определенного типа. M_1M_2 – световое отверстие заданного оптического элемента, а N_1N_2 – плоскость промежуточного изображения после него.

Методика определения размеров призм Турыгина И. А.:

1. Задается положение одной из преломляющих граней; не рекомендуется помещать грань в плоскости промежуточного изображения, так как возможные дефекты поверхности грани будут отчетливо видны в поле зрения ОС.

Если плоскость изображения рассматривается через окуляр с фокусным расстоянием $f'_{ок}$, то последнюю грань призмы желательно располагать на расстоянии $c \geq 0,01 f'^2_{ок}$ от этой плоскости.

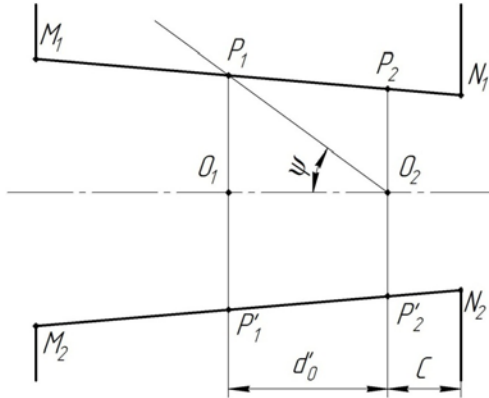


Рис. 3.10. Расположение призмы в приборе

2. Рассчитывается угол ψ , образованный оптической осью и прямой, проведенной через крайнюю точку входной грани редуцированной развертки призмы.

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{D}{2d'_0} = \frac{n}{2k}, \quad (3.15)$$

где n – показатель преломления;

d'_0 – редуцированная толщина оптической развертки;

k – коэффициент заданной призмы (определяется по справочнику или рассчитывается по развертке призмы).

3. Из осевой точки O_2 выходной грани призмы проводится прямая под углом ψ к оптической оси и отмечается точка P_1 пересечения прямой с габаритным лучом M_1N_1 .

4. Через точку P_1 проводится прямая, определяющая положение входной грани редуцированной развертки призмы, толщина которой $d'_0 = O_1O_2$, световой диаметр пучка $D = P_1P'_1$. Длина хода луча в призме (толщина эквивалентной пластины – развертки) d определяется по формулам (3.6) или (3.14) в зависимости от того, какая из величин d'_0 или D получены графически.

5. Определяются углы между гранями призмы в ее главном сечении с помощью формул аналитической геометрии и рассчитываются все остальные размеры заданной призмы.

Глава 4. ИДЕАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Под идеальной оптической системой понимается ОС, образующая резкое изображение точек предмета при сохранении его подобия с помощью гомоцентрических широких пучков лучей.

Теория идеальной ОС имеет чисто геометрический характер и является частным случаем задачи преобразования одного пространства в другое (коллинеарное соответствие), из которого вытекают следующие свойства идеальной ОС:

– каждой точке пространства предметов соответствует только одна точка в пространстве изображений; эти точки являются сопряженными;

– любой прямой линии пространства предметов соответствует только одна сопряженная с ней прямая линия в пространстве изображений;

– всякой плоскости пространства предметов соответствует только одна сопряженная плоскость в пространстве изображений; в сопряженных плоскостях, перпендикулярных к оптической оси, сохраняется строгое подобие.

Идеализация ОС, в которой не нарушается гомоцентричность проходящих через нее пучков лучей, может считаться вполне допустимой, если учесть, что реальные ОС подвергаются коррекции, при которой путем специального расчета все погрешности изображения сводятся к минимуму.

Теория идеальной центрированной ОС была разработана Гауссом, поэтому ее часто называют *оптикой Гаусса*.

4.1. Линейное увеличение

На рис. 4.1 показаны предметная плоскость Q и сопряженная с ней плоскость изображений Q' , перпендикулярные к оптической оси. В этих плоскостях расположены линейные сопряженные отрезки y и y' .

Линейное увеличение – отношение величины изображения y' к величине предмета y .

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (4.1)$$

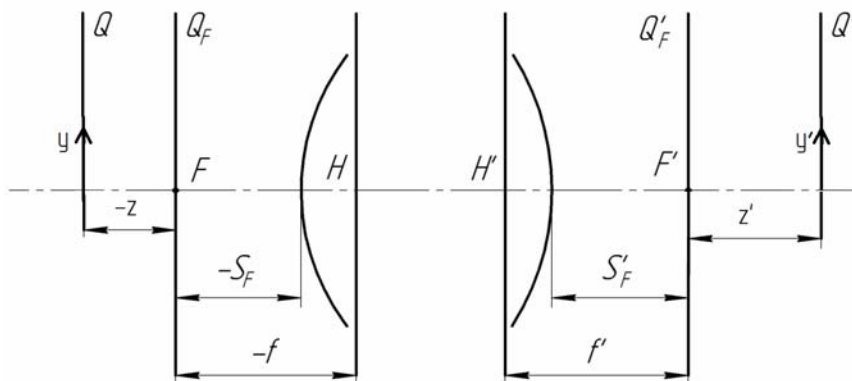


Рис. 4.1. Расположение предмета и изображения в ОС с кардинальными элементами

Линейное увеличение, определяющее масштаб изображения, является постоянным и не зависит от размера предмета. Это справедливо для пары неподвижных сопряженных плоскостей. Если же плоскость Q (см. рис. 4.1) перемещается вдоль оптической оси, то перемещается и сопряженная с ней плоскость Q' , а линейное увеличение в этих плоскостях изменяется. Изменение увеличения при перемещении предмета вдоль оптической оси происходит в широких пределах от $-\infty$ до $+\infty$.

При $\beta > 0$ полученное изображение будет прямым по отношению к предмету, при $\beta < 0$ – перевернутым. Если $|\beta| > 1$, изображение получается увеличенным по сравнению с предметом, а если $|\beta| < 1$ – уменьшенным.

4.2. Кардинальные элементы

Кардинальными точками оптической системы называются точки, находящиеся на оптической оси системы в пространствах предметов и изображений, известное положение которых упрощает задачу построения изображения предмета, позволяя находить ход сопряженных лучей.

Главные плоскости – пара сопряженных перпендикулярных к оптической оси плоскостей, в которых линейное увеличение рав-

но единице. Сопряженные между собой точки пересечения H и H' главных плоскостей с оптической осью называются *главными точками* (см. рис. 4.1).

При этом главную плоскость и главную точку, находящихся в пространстве предметов, называют *передней главной плоскостью* и *передней главной точкой*. В пространстве изображений расположены задняя главная плоскость и задняя главная точка.

Основное свойство главных плоскостей – луч, входящий в ОС, и сопряженный с ним луч, выходящий из системы, пересекают главные плоскости на одинаковом расстоянии от оптической оси.

Точка F' , сопряженная с бесконечно далекой точкой пространства предметов, расположенной на оптической оси, есть *задний фокус* оптической системы. Все лучи, параллельные оптической оси, после прохождения через оптическую систему, пересекаются в заднем фокусе F' . Плоскость, перпендикулярная к оптической оси и проведенная через точку F' , – *задняя фокальная плоскость*. Она сопряжена с бесконечно далекой плоскостью пространства предметов.

Точка F , сопряженная с бесконечно далекой осевой точкой пространства изображений, – *передний фокус*. Все лучи, проходящие в пространстве предметов через передний фокус F , после выхода из ИОС становятся параллельными оптической оси. Плоскость, проходящая через точку F и перпендикулярная к оптической оси, сопряжена с бесконечно далекой плоскостью пространства изображений и называется *передней фокальной плоскостью*.

Отрезки f и f' , отсчитываемые от главных точек H и H' до фокусов F и F' , называются *передним и задним фокусными расстояниями*.

Если система находится в однородной среде, например, в воздухе ($n = n' = 1$), то $f' = -f$. В общем случае при $n' \neq n$

$$-\frac{f}{f'} = \frac{n}{n'}. \quad (4.2)$$

Так как $n > 0$ и $n' > 0$, то фокусные расстояния оптической системы всегда имеют разные знаки. Как правило, для характеристики оптической системы используют заднее фокусное расстояние,

поэтому, если $f' > 0$, то система считается положительной, если $f' < 0$, то – отрицательной.

Фокусы, фокальные плоскости, главные плоскости, главные точки и фокусные расстояния называют *кардинальными элементами* ОС.

4.3. Основные формулы для сопряженных точек и отрезков

Основные формулы для сопряженных точек и отрезков можно получить согласно рис. 4.2. В ОС, заданной положением кардинальных элементов, положение предмета A может быть определено одним из отрезков: a , отсчитываемого от передней главной точки H (формула Ньютона), или z , отсчитываемого от точки переднего фокуса F (формула Гаусса) связанных между собой зависимостью $z = a - f$. Положение сопряженной точки A' на оси ОС можно определить отрезками a' (от главной точки H') или z' (от заднего фокуса F').

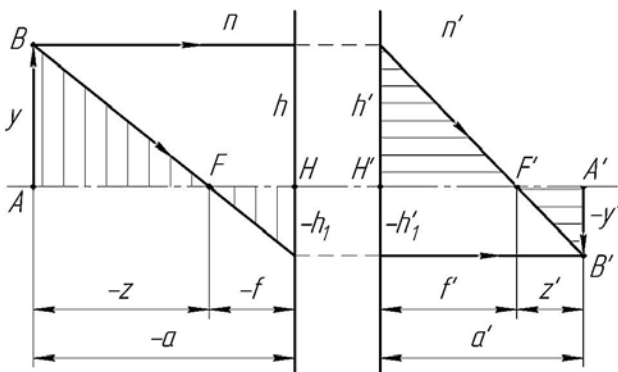


Рис. 4.2. Построение изображения

Формула Ньютона

Формула Ньютона определяет зависимость между расстояниями, определяющими положение сопряженных осевых точек A и A' от точек фокусов и фокусными расстояниями оптической системы.

Изображение крайней внеосевой точки предмета $AB = y$ построено с помощью двух лучей, идущих из точки B : один параллельно оптической оси, другой – через передний фокус F . Точка пересечения сопряженных лучей в пространстве изображений является внеосевой точкой B' изображения – y' .

Пользуясь подобием одинаково заштрихованных треугольников на рис. 4.2, имеем соотношения (при $h = h' = y$, $h_1 = h'_1 = y'$):

- в пространстве предметов $-\frac{y'}{y} = \frac{f}{z}$;
- в пространстве изображений $-\frac{y'}{y} = \frac{z'}{f'}$.

Приравняв их друг к другу, получим формулу Ньютона

$$zz' = ff', \quad (4.3)$$

и расчетную формулу для линейного увеличения

$$\beta = -\frac{f}{z} = -\frac{z'}{f'}. \quad (4.4)$$

Выражение (4.3) преобразуем к виду $zz' = -\frac{n}{n'} f'^2$.

Для ОС, расположенной в однородной среде, формула Ньютона имеет вид

$$zz' = -f'^2. \quad (4.5)$$

Формула Гаусса (формула отрезков)

Формула Гаусса определяет зависимость между расстояниями сопряженных точек A и A' от соответственных главных точек H и H' и фокусными расстояниями ОС.

Преобразуя формулу Ньютона (4.3) с учетом соотношений $z = a - f$ и $a' = z' + f'$, имеем равенство $f'a + fa' = aa'$, из которого,

разделив почленно на aa' , получим формулу Гаусса или формулу отрезков:

$$\frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} = 1. \quad (4.6)$$

Формула Гаусса (4.6) может быть представлена в виде

$$\frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f},$$

где параметр, определяемый формулой

$$\Phi = \frac{n'}{f'}, \quad (4.7)$$

называют *оптической силой системы*.

Расчет линейного увеличения β .

Используя выражения $z = a - f$ и $z' = a' - f'$, получим формулы для отрезков a и a'

$$a = \frac{(\beta - 1)f}{\beta}; \quad a' = (1 - \beta)f', \quad (4.8)$$

из (4.8) имеем формулу связи отрезков a и a' и линейного увеличения β

$$\frac{a'}{a} = -\beta \frac{f'}{f}.$$

Расчетная формула линейного увеличения ОС:

$$\beta = -\frac{f}{f'} \cdot \frac{a'}{a} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{a'}{a}. \quad (4.9)$$

4.4. Угловое увеличение

Угловым увеличением γ идеальной оптической системы называется отношение тангенсов углов с оптической осью сопряженных лучей в пространстве предметов (рис. 4.3) и изображений.

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg}\sigma'}{\operatorname{tg}\sigma}. \quad (4.10)$$

Углы σ и σ' называют *сопряженными углами*. Из рис. 4.3 следует, что

$$\gamma = \frac{a}{a'}. \quad (4.11)$$

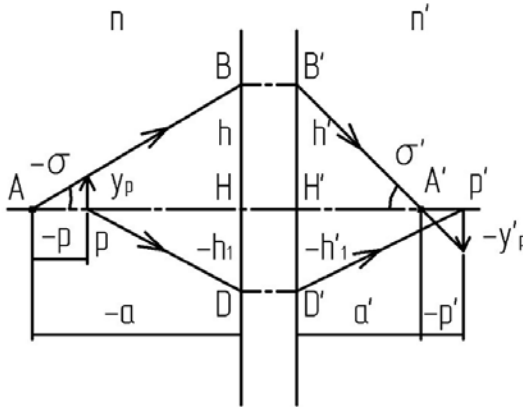


Рис. 4.3. К расчету углового и продольного увеличения

Подставив в формулу (4.11) выражение (4.5), получим:

$$\gamma = -\frac{f}{f' \cdot \beta} = \frac{n}{n' \cdot \beta}. \quad (4.12)$$

Из формулы (4.12) следует, что $\gamma\beta = \frac{n}{n'} = \text{const}$, т. е. не зависит от положения предмета на оптической оси ОС.

Для однородной среды $\gamma\beta = 1$.

Формула (4.12) позволяет определить угловое увеличение γ_H в главных точках, где $\beta_H = 1$. Находим: $\gamma_H = -\frac{f}{f'}$.

Сопряженные осевые точки N и N' , для которых угловое увеличение равно единице, называются *узловыми* (рис. 4.4).

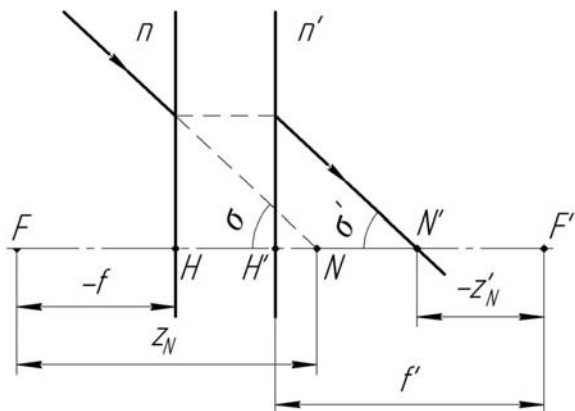


Рис. 4.4. Положение узловых точек

Линейное увеличение в узловых точках определяется из формул (4.4) и (4.12).

$$\beta_N = -\frac{f}{z_N} = -\frac{z'_N}{f'} = -\frac{f}{f'}, \quad (4.13)$$

где z_N и z'_N – отрезки, определяющие положения узловых точек относительно фокусов оптической системы F и F' :

$$z_N = f'; \quad z'_N = f. \quad (4.14)$$

Для отрезков HN и $H'N'$, определяющих положения узловых точек относительно главных плоскостей, имеем:

$$HN = H'N' = z_N + f = f' + f = z'_N + f'. \quad (4.15)$$

Отрезок выражается двояко: $FF' = -f + HH' + f' = z_N + NN' - z'_N$, поэтому расстояние между узловыми точками равно расстоянию между главными $HH' = NN'$.

Когда ОС находится в однородной среде: $HN = H'N' = 0$, $\beta_N = 1$, т. е. узловые точки совпадают с главными.

Инвариант Гюйгенса–Гельмгольца.

Подставив в формулу (4.12) значения β и γ из выражений (4.1) и (4.10), получим равенство $-fytg\sigma = fy'tg\sigma'$, которое с учетом соотношения (4.2) преобразуется к виду:

$$ny \operatorname{tg} \sigma = n'y' \operatorname{tg} \sigma'. \quad (4.16)$$

Полученный инвариант (4.16) является условием получения идеального изображения (условием тангенсов).

4.5. Продольное увеличение

Рассмотрим на рис. 4.3 кроме точек A и A' вторую пару сопряженных точек P и P' и малые сопряженные отрезки $PA = -p$ и $P'A' = -p'$, лежащие на оптической оси (начало отсчета этих отрезков соответственно в точках P и P').

Продольным увеличением α оптической системы называется отношение размера изображения малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка.

$$\alpha = \frac{p'}{p}. \quad (4.17)$$

Из рис.4.3, учитывая знаки, находим величины отрезков p и p' :

$$P = \frac{y_p}{\operatorname{tg} \sigma}, \quad P' = \frac{y'_p}{\operatorname{tg} \sigma'},$$

где y_p и y'_p – величины предмета и его изображения, расположенные в точках P и P' перпендикулярно оптической оси.

Учитывая формулы (4.1) и (4.12) и выражения для отрезков p и p' , получим

$$\alpha = \frac{\beta_P}{\gamma}. \quad (4.18)$$

Преобразуем выражение (4.18), учитывая постоянство произведения $\beta\gamma$ ($\beta\gamma = \beta_P\gamma_P = -\frac{f}{f'}$), имеем равенство: $\alpha = -\frac{f'}{f}\beta\beta_P$.

Определим продольное увеличение бесконечно малых отрезков, называемое *продольным увеличением в точках*. В этом случае точки P и P' приближаются к точкам A и A' , отрезки p и p' стремятся к нулю, а увеличения $\beta_P \rightarrow \beta$, $\gamma_P \rightarrow \gamma$.

$$\alpha = -\frac{f'}{f}\beta^2 = \frac{\beta}{\gamma}. \quad (4.19)$$

Формула (4.19) устанавливает связь между увеличениями. Для оптической системы, расположенной в однородной среде, $\alpha = \beta^2$.

Глава 5. ОПТИКА НУЛЕВЫХ И ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ

5.1. Инвариант Аббе

Параксиальная область оптической системы – часть пространства вокруг оптической оси, внутри которого углы лучей с оптической осью и с нормальными к поверхностям настолько малы, что величины синусов и тангенсов этих углов можно заменить величинами углов, выраженных в радианной мере. Лучи, идущие внутри этой области, называются *параксиальными*.

Инвариант Аббе описывает прохождение параксиального луча через сферическую преломляющую поверхность, разделяющую среды с показателями преломления n и n' (рис. 5.1).

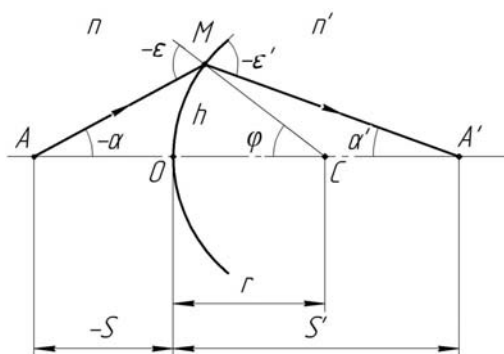


Рис. 5.1. Ход параксиального луча

Положение точек предмета A и изображения A' относительно вершины преломляющей поверхности O с центром в точке C определяется соответственно передним задним отрезками S и S' .

Закон преломления в параксиальной области имеет вид:

$$n \varepsilon = n' \varepsilon'. \quad (5.1)$$

Из треугольников AMC и $MA'C$ получим формулы связи углов падения и преломления с углами нулевого луча α и нормали с оптической осью:

$$\varepsilon = \alpha - \varphi; \quad \varepsilon' = \alpha' - \varphi, \quad \text{где } \alpha = \frac{h}{S}; \quad \alpha' = \frac{h}{S'}; \quad \varphi = \frac{h}{r}.$$

Используя полученные выражения и формулу (5.1), получим формулу инварианта Аббе известную также как инвариант преломления.

$$n\left(\frac{1}{S} - \frac{1}{r}\right) = n'\left(\frac{1}{S'} - \frac{1}{r}\right), \quad (5.2)$$

Инвариант Аббе связывает передний и задний отрезки S и S' , позволяя определить один из них, если известен второй:

– для сферической преломляющей поверхности

$$\frac{n'}{S'} - \frac{n}{S} = \frac{n' - n}{r};$$

– для плоской преломляющей поверхности

$$\frac{n'}{S'} - \frac{n}{S} = 0;$$

– для сферической отражающей поверхности ($n' = -n$):

$$\frac{1}{S'} + \frac{1}{S} = \frac{2}{r}.$$

Отрезок S' по формуле (5.2) не зависит от угла α , тогда *условие образования идеального изображения в параксиальной области* может быть сформулировано следующим образом: гомоцентрический пучок параксиальных лучей после прохождения через преломляющую поверхность остается гомоцентрическим.

Следовательно, все формулы и положения идеальной системы справедливы в параксиальной области для любой ОС.

5.2. Определение фокусных расстояний отдельной поверхности

Через вершину преломляющей (отражающей) поверхности проходит пара сопряженных плоскостей, линейное увеличение в которых равно единице, т. е. в вершине O находятся совпадающие глав-

ные точки H, H' . Главные плоскости одной поверхности сливаются в одну, являющуюся касательной к вершине.

Если предметная точка A расположена в бесконечности, то ее изображение совпадает с задним фокусом F' поверхности. Подставив в формулу (5.2) $-S = \infty$, $S' = f'$, получим

$$f' = \frac{n'r}{n' - n}. \quad (5.3)$$

Если предметная точка находится в переднем фокусе F поверхности, то ее изображение будет образовано в бесконечности ($-S = -f$; $S' = \infty$). Тогда выражение для переднего фокусного расстояния запишется в виде

$$f = -\frac{nr}{n' - n}. \quad (5.4)$$

Разделив формулу (5.4) на выражение (5.3), получим соотношение $-\frac{f}{f'} = \frac{n}{n'}$, соответствующее формуле (4.2).

Для отражающей поверхности при $n' = -n$ имеем формулу

$$f' = f = \frac{r}{2}, \quad (5.5)$$

следовательно, у отражающей поверхности одна точка фокуса.

5.3. Инвариант Гюйгенса–Гельмгольца

Для отдельной преломляющей поверхности в параксиальной области, поскольку $\beta = \frac{y'}{y}$ и $\gamma = \frac{\alpha'}{\alpha}$, условие получения идеального изображения (4.16) записывается в виде

$$ny\alpha = n'y'\alpha'. \quad (5.6)$$

Равенство (5.6) называют *инвариантом Гюйгенса–Гельмгольца* для отдельной преломляющей поверхности. Для одной отражающей поверхности имеем равенство $y\alpha = -y'\alpha'$.

Инвариант Гюйгенса–Гельмгольца является *полным*, т. е. справедлив для любой ОС в параксиальной области. В ОС, состоящей из двух поверхностей (рис. 5.2), инвариант имеет вид:

для 1-й поверхности $n_1 y_1 \alpha_1 = n'_1 y'_1 \alpha'_1$;

для 2-й поверхности $n_2 y_2 \alpha_2 = n'_2 y'_2 \alpha'_2$.

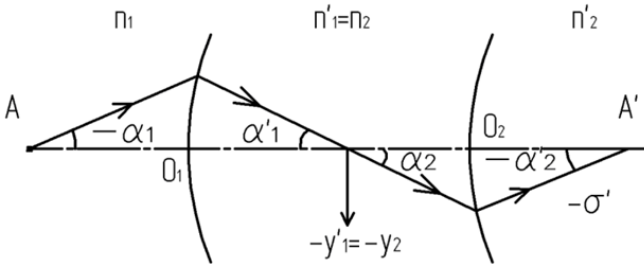


Рис. 5.2. Ход параксиального луча через две поверхности

Согласно рис. 5.2, имеем равенства $n'_1 = n_2$, $y'_1 = y_2$, $\alpha'_1 = \alpha_2$ и окончательно получим $n_1 y_1 \alpha_1 = n'_2 y'_2 \alpha'_2$.

Приведенное доказательство можно распространить на любое число поверхностей. Для ОС, состоящей из P поверхностей, полный инвариант Гюйгенса–Гельмгольца имеет вид:

$$n_1 y_1 \alpha_1 = n'_P y'_P \alpha'_P. \quad (5.7)$$

В параксиальной области справедлива также формула: $-fy_1 \alpha_1 = f'y'_P \alpha'_P$, откуда получим

$$-\frac{f}{f'} = \frac{n_1}{n'_P}. \quad (5.8)$$

Отношение фокусных расстояний любой оптической системы равно отношению показателей преломления сред в пространстве предметов и пространстве изображений.

5.4. Вычисление хода нулевых лучей через систему

Понятие о нулевых лучах введено для проведения практических расчетов, более удобных для указанных целей.

Нулевым лучом называют фиктивный луч, преломляющийся на главных плоскостях поверхностей, но встречающийся с ними на конечных расстояниях от оптической оси и отсекающий на ней такие же отрезки, что и параксиальный луч.

Углы α и α' нулевого луча с осью и высоты h его пересечения с главными плоскостями поверхностей незначительно отличаются от углов σ и σ' и высоты h , образованных реальным лучом (рис. 5.3).

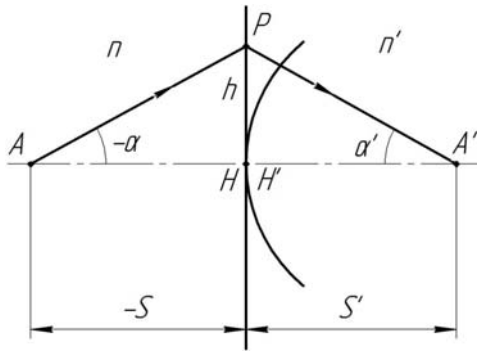


Рис. 5.3. Прохождение нулевого луча через преломляющую поверхность

При этом формулы расчета хода нулевого луча значительно проще формул расчета реального луча, т. к. применение нулевых лучей предусматривает получение идеального изображения.

Уравнения углов и высот нулевого луча

Из рис. 5.3 следует, что $\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{S}$; $\operatorname{tg} \alpha' = \frac{h}{S'}$. Умножив почленно формулу (5.2) на величину h , получим после преобразований *уравнение углов* – выражение для α' :

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{n}{n'} \operatorname{tg} \alpha + h \frac{n' - n}{n'r}. \quad (5.9)$$

Обычно $\operatorname{tg} \alpha$ обозначают через α .

При расчете хода нулевого луча через ОС, состоящую из нескольких поверхностей, пользуются уравнениями углов и высот нулевого луча при определенной нумерации. Изображение после предыдущего компонента является предметом для последующего (рис. 5.4).

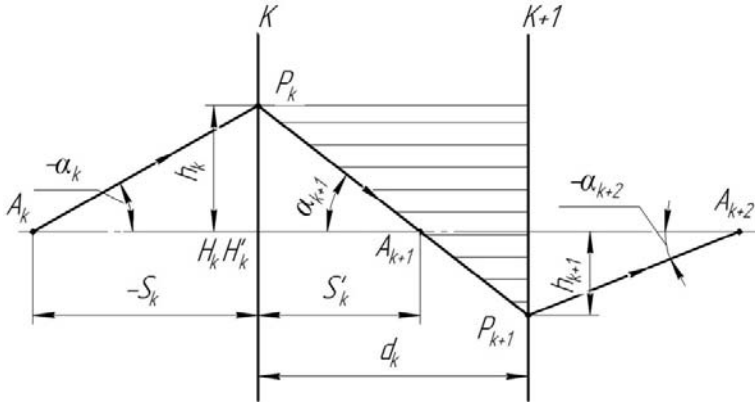


Рис. 5.4. Нумерация поверхностей

Используя соответствующую нумерацию, запишем формулу (5.9) в виде

$$\alpha_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}} \alpha_k + h_k \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} r_k}. \quad (5.10)$$

Величину h_k определяем из рассмотрения заштрихованного треугольника (рис. 5.4).

$$h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1} d_k. \quad (5.11)$$

Из выражения (5.10) получаем формулу радиуса поверхности

$$r_k = \frac{h_k (n_{k+1} - n_k)}{n_{k+1} \alpha_{k+1} - n_k \alpha_k}. \quad (5.12)$$

Последовательное использование уравнений углов (5.10) с учетом уравнений высот нулевого луча (5.11) позволяет рассчитать ход нулевого луча через серию преломляющих и отражающих поверхностей любой оптической системы.

Расчет кардинальных элементов по ходу нулевого луча

Расчет хода нулевого луча от бесконечно удаленной осевой точки предмета используется для определения заднего фокусного расстояния f' и заднего вершинного фокусного расстояния S'_F ОС, состоящей из p поверхностей. При расчете нулевого луча используется *основное свойство главных плоскостей*: точка пересечения луча, входящего в ОС, и луча, выходящего из системы, лежит на эквивалентной задней главной плоскости. Задний фокальный отрезок S'_F , определяющий положение заднего фокуса F' системы, состоящей из p поверхностей, обозначен на рис. 5.5.

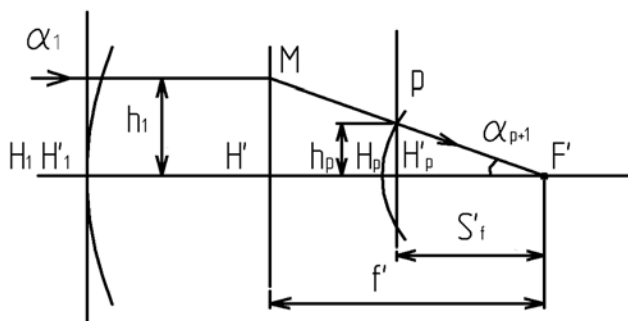


Рис. 5.5. Построение эквивалентной главной плоскости

Для определения эквивалентного заднего фокусного расстояния f' ОС, состоящей из p поверхностей, требуется сначала найти положение задней главной плоскости H' всей системы (точка M на рис. 5.5). Имеем формулы:

$$S'_F = \frac{h_p}{\alpha_{p+1}}; \quad f' = \frac{h_1}{\alpha_{p+1}}. \quad (5.13)$$

Условия нормировки: $\alpha_1 = 0$; высота h_1 произвольна, (обычно $h_1 = 1$). Уравнения углов и высот нулевого луча для последующих поверхностей сведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Уравнения углов и высот нулевого луча в оптической системе

Номер поверхности	Уравнения углов	Уравнения высот
1	$\alpha_2 = h_1 \frac{n_2 - n_1}{n_2 r_1}$	$h_2 = h_1 - \alpha_2 d_1$
2	$\alpha_3 = \frac{n_2}{n_3} \alpha_2 + h_2 \frac{n_3 - n_2}{n_3 r_2}$	$h_3 = h_2 - \alpha_3 d_2$
3	$\alpha_4 = \frac{n_3}{n_4} \alpha_3 + h_3 \frac{n_4 - n_3}{n_4 r_3}$	$h_4 = h_3 - \alpha_4 d_3$
p	$\alpha_{p+1} = \frac{n_p}{n_{p+1}} \alpha_p + h_p \frac{n_{p+1} - n_p}{n_{p+1} r_p}$	$h_p = h_{p-1} - \alpha_p d_{p-1}$

Формулы (5.13) при *обратном ходе нулевого луча* могут быть использованы для определения переднего фокусного расстояния f и переднего фокального отрезка S_F . При этом последний радиус кривизны принимают за первый, их знаки меняются на обратные, меняются также номера толщин и показателей преломления. Полученные результаты берут с обратным знаком.

Расчет линейного увеличения

Расчетом нулевого луча через оптическую систему можно определить положение изображения и линейное увеличение ОС для случая, когда предмет расположен на конечном расстоянии.

С целью упрощения расчета высоту падения луча на первую поверхность обычно принимают равной ее радиусу: $h_1 = |r_1|$, тогда

$\alpha_1 = \frac{|r_1|}{S_1}$. Последовательно применив уравнения (5.10) и (5.11),

находят h_p , α_{p+1} . Положение изображения относительно последней поверхности оптической системы $S'_p = \frac{h_p}{\alpha_{p+1}}$.

Линейное увеличение β оптической системы:

$$\beta = \frac{n_1 \alpha_1}{n_{p+1} \alpha_{p+1}}. \quad (5.14)$$

Величина изображения y'_p равна $y'_p = y\beta$, где y – линейная величина предмета.

5.5. Сложная оптическая система

Формула углов нулевого луча

Сложная ОС состоит из нескольких компонентов. Под *компонентом* понимается как отдельная линза, так и несколько склеенных или линзы, поверхности которых соединены оптическим контактом. *Тонким компонентом* условно называют компонент, толщина которого по оптической оси принимается равной нулю, а главные плоскости совпадают.

При расчете хода нулевого луча через два соседних тонких компонента сложной ОС предполагают, что оптические силы Φ_k всех компонентов известны. Точки пересечения луча с оптической осью являются сопряженными.

Положение этих точек относительно главных плоскостей компонентов нетрудно определить из формулы отрезков для идеальной ОС

$$\frac{f'_k}{a'_k} + \frac{f_k}{a_k} = 1.$$

Умножив левую и правую части формулы на h_k (высоту пересечения нулевого луча с главными плоскостями компонента k) и заменив равенства следующими параметрами:

$$\frac{h_k}{a'_k} = \alpha_{k+1}; \quad \frac{h_k}{a_k} = \alpha_k; \quad \frac{n'_k}{f'_k} = \frac{n_{k+1}}{f_k} = \Phi_k,$$

где Φ_k – оптическая сила компонента k , получим

$$\alpha_{k+1} = -\frac{f_k}{f'_k} \alpha_k + \frac{h_k \Phi_k}{n_{k+1}}. \quad (5.15)$$

Формула (5.15) называется *формулой углов*. Обычная ее запись:

$$\alpha_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}} \alpha_k + \frac{h_k \Phi_k}{n_{k+1}}.$$

Формула углов (5.15) описывает любую идеальную ОС, заданную главными плоскостями и фокусными расстояниями, а формула (5.10) относится к одной поверхности заданного радиуса.

Если оптическая система расположена в воздухе, то

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k + h_k \Phi_k. \quad (5.16)$$

Высота h_{k+1} пересечения луча с главными плоскостями компонента $k + 1$ определяется по формуле

$$h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1} d_k.$$

Вид формулы для высот остается такой же, как в случае ОС из ряда преломляющих поверхностей.

Оптическая сила сложной системы

Формулы (5.15) и (5.16) служат для расчета хода нулевого луча через сложную систему. Очень часто расчет хода нулевого луча производится с целью нахождения заднего фокусного расстояния f' , называемого задним эквивалентным фокусным расстоянием. Тогда следует положить $\alpha_1 = 0$. При этом остается в силе формула (5.13), выведенная для сложной системы из ряда преломляющих поверхностей. Оптическая сила сложной системы, состоящей из p компонентов, равна

$$\Phi = \frac{n_{p+1} \alpha_{p+1}}{h_1}. \quad (5.17)$$

Для нахождения α_{p+1} , используя формулу (5.15) последовательно, составим алгоритм расчета

$$\begin{aligned}\alpha_2 &= \frac{h_1\Phi_1}{n_2}; \\ \alpha_3 &= \frac{n_2}{n_3}\alpha_2 + \frac{h_2\Phi_2}{n_3} = \frac{h_1\Phi_1 + h_2\Phi_2}{n_3}; \\ &\dots \\ \alpha_{p+1} &= \frac{n_p}{n_{p+1}}\alpha_p + \frac{h_p\Phi_p}{n_{p+1}} = \frac{h_1\Phi_1 + h_2\Phi_2 + \dots + h_p\Phi_p}{n_{p+1}}.\end{aligned}$$

Откуда

$$\Phi = \frac{1}{h_1} \sum_{k=1}^{k=p} h_k \Phi_k, \quad (5.18)$$

где h_k – высота нулевого луча на компоненте k .

С помощью формулы (5.15) решается обратная задача определения оптической силы компонента k , если известен ход нулевого луча между компонентами. Тогда

$$\Phi_k = \frac{n_{k+1}\alpha_{k+1} - n_k\alpha_k}{h_k}. \quad (5.19)$$

Полученные формулы верны также для компонентов с отдельными главными плоскостями ($\Delta_{HH'} \neq 0$).

При этом расстояния d_k отсчитываются от задней главной плоскости предшествующего компонента до передней главной плоскости последующего.

5.6. Оптическая система из двух компонентов

Двухкомпонентные системы широко используются в оптических приборах – это схемы телеобъективов, классические зеркальные системы, простые схемы конденсоров и окуляров и др.

Расчет положения четырех кардинальных точек. На рис. 5.6. показан ход нулевого луча от бесконечно удаленной осевой точки.

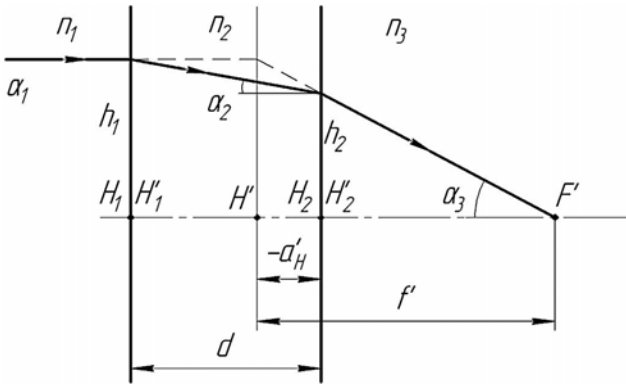


Рис. 5.6. Построение заднего фокуса двухкомпонентной системы

Расчет луча используется в оптической системе, состоящей из двух поверхностей для определения:

- заднего фокусного расстояния f' ;
- расстояния от совмещенных главных плоскостей второго компонента до задней эквивалентной фокальной плоскости a'_F ;
- расстояния от совмещенных главных плоскостей второго компонента до задней главной плоскости всей системы a'_H .

Условия нормировки: угол $\alpha_1 = 0$, высота h_1 произвольна.

Алгоритм расчета следующий.

Оптическая сила двухкомпонентной системы ($p = 2$) согласно формуле (5. 19) равна

$$\Phi = \frac{n_3 \alpha_3}{h_1},$$

где угол α_3 с учетом формулы (5.23) определяется зависимостью

$$\alpha_3 = h_1 \frac{\Phi_1}{n_3} + h_2 \frac{\Phi_2}{n_3}, \quad h_2 = h_1 \left(1 - \frac{\Phi}{n_2} d\right).$$

Получим окончательную формулу:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{\Phi_1 \Phi_2}{n_2} d. \quad (5.20)$$

Расстояния a'_F и a'_H от совмещенных главных плоскостей второго компонента до задней фокальной плоскости и задней главной всей системы (см. рис. 5.6) равны соответственно

$$a'_F = \frac{n_3(1 - \frac{\Phi_1}{n_2} d)}{\Phi} = (1 - \frac{d}{f'_1}) f'; \quad (5.21)$$

$$a'_H = a'_F - f'.$$

Расстояния a_F и a_H от главных плоскостей первого компонента до передней фокальной плоскости и передней главной плоскости всей системы определяются аналогично расчетом луча через систему в обратном ходе

$$a_F = \frac{-n_1 \left(1 - \frac{\Phi_2}{n_2} d \right)}{\Phi} = \left(1 + \frac{d}{f_2} \right) f; \quad (5.22)$$

$$a_H = a_F - f.$$

Если оба компонента находятся в воздухе: $n_1 = n_2 = n_3 = 1$, то формулы (5.20)–(5.22) принимают вид

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d,$$

$$a'_F = \frac{1 - \Phi_1 d}{\Phi} = \left(1 - \frac{d}{f'_1} \right) f', \quad (5.23)$$

$$a_F = -\frac{1 - \Phi_2 d}{\Phi} = -\left(1 - \frac{d}{f'_2} \right) f'.$$

Расчет системы из двух компонентов типа «1–1».

В случае, когда предмет находится на конечном расстоянии и задано линейное увеличение β , можно получить формулы для отрезков a_1 и a'_2 (рис. 5.7).

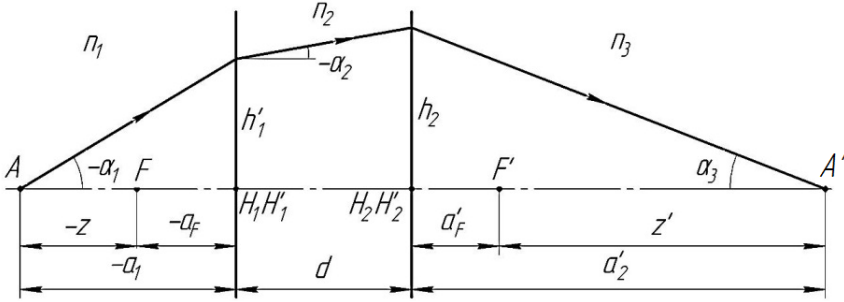


Рис. 5.7. Положение предмета и изображения в двухкомпонентной системе

По ходу нулевого луча

$$a_1 = z + a_F, \quad a'_2 = z' + a'_F.$$

Имеем формулы для отрезков z и z' :

$$z = -\frac{f}{\beta} = \frac{f'}{\beta} \cdot \frac{n_1}{n_3} = \frac{n_1}{\beta\Phi},$$

$$z' = -\beta f' = -\beta \frac{n_3}{\Phi}.$$

И далее выражения для отрезков, определяющих положение предмета и изображения относительно главных плоскостей:

$$a_1 = \frac{n_1}{\Phi} \left(\frac{1}{\beta} - 1 + \frac{\Phi_2}{n_2} d \right),$$

$$a'_2 = \frac{n_3}{\Phi} \left(1 - \beta - \frac{\Phi_1}{n_2} d \right).$$
(5.24)

Согласно формуле (5.14) связь между углами α_1 и α_3 нулевого луча с осью определится формулой $\alpha_1 = \frac{n_3}{n_1} \beta \alpha_3$.

В системах, у которых задний фокус первого компонента совмещен с передним фокусом второго, расстояние между компонентами равно $d = f'_1 - f_2$, а оптическая сила в соответствии с формулой (5.20) равна нулю. Такая двухкомпонентная система называется *телескопической*, ее фокусное расстояние $f' = \infty$.

Задачу отыскания параметров эквивалентной системы можно выполнить графически, используя приемы построения изображения, при этом построение будет каскадным. Изображение, образуемое первым компонентом, будет являться предметом по отношению ко второму и т. д.

Глава 6. ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ

6.1. Назначение и типы линз

Линза – оптическая деталь, ограниченная двумя преломляющими поверхностями, являющимися поверхностями тел вращения. Плоскость рассматривается как частный случай сферической поверхности с радиусом кривизны равным бесконечности. Линзы могут иметь сферические и асферические поверхности.

Типы линз:

- по характеру преобразования пучка лучей: положительные (толщина по краю t меньше толщины по оси d) и отрицательные ($t > d$);
- по форме преломляющих поверхностей: сферические, асферические, цилиндрические, торические;
- по форме боковой поверхности: круглые и некруглые.

Линзы с центрированными поверхностями обеспечивают в параксиальной области сохранение гомоцентричности пучка лучей в пространстве изображений. Если одна из поверхностей не имеет круговой симметрии (например, одна цилиндрическая, а вторая плоская), гомоцентричность пучка в параксиальной области обеспечивается только в одной из плоскостей, включающую оптическую ось.

В качестве отдельных оптических компонентов линзы применяются редко – это лупы, коллективы, очковые линзы, однолинзовые конденсоры, компенсаторы аберраций зеркальных систем – линзы Смита (для исправления кривизны изображения), мениск Максудова (для компенсации сферической аберрации вогнутого сферического зеркала). Обычно линзы используют как элементы для компонентов оптических систем (объективов, окуляров, оборачивающих систем и пр.).

В зависимости от расположения в оптической системе линзы имеют различные названия, например:

- фронтальная (первая линза объективов микроскопов и широкоугольных объективов);
- коллектив (линза, расположенная в плоскости изображения предшествующей системы или вблизи нее, отклоняющая главный луч и чаще всего предназначенная для уменьшения диаметров последующих компонентов оптической системы).

Существует группа сложных оптических деталей, конфигурация или форма поверхностей которых имеет существенные особенности;

для их изготовления требуются более сложные методы обработки и специализированное оборудование. Детали астрономических приборов и крупногабаритных оптических систем, для получения которых требуется применение специального оборудования; детали волоконной оптики (микроучастки поверхности различны по своим физико-механическим свойствам); детали, на поверхности которых нанесен рисунок – шкалы и сетки; детали из полимерных материалов; детали шаровидной формы и некоторые другие.

6.2. Сферические линзы

Расчет кардинальных элементов линзы

Преломляющее действие отдельной линзы со сферическими поверхностями определяется кардинальными элементами: передним и задним фокусными расстояниями f и f' .

Для рассмотрения преломляющего действия отдельной линзы со сферическими поверхностями и определения кардинальных элементов должны быть известны ее *конструктивные параметры*, к которым относятся радиусы кривизны r_1, r_2 поверхностей, толщина d по оптической оси и показатель преломления $n_2 = n$ материала линзы (рис. 6.1).

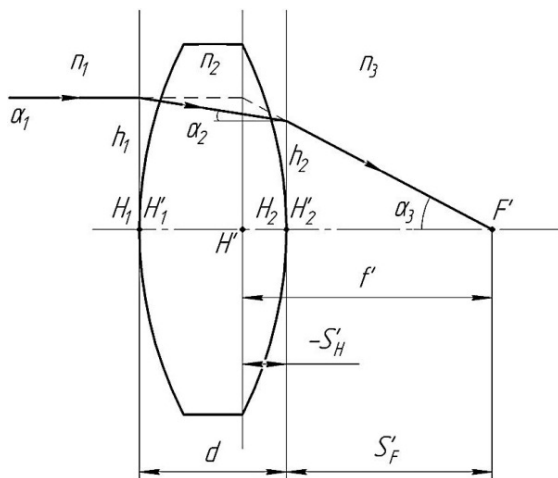


Рис. 6.1. Прохождение нулевого луча через линзу

Если линза находится не в воздухе, то должны быть также известны показатели преломления n_1 и n_3 оптических сред перед и за линзой (к примеру, фронтальные линзы гидрообъективов, иммерсионных микробъективов).

Используем формулы расчета нулевого луча (5.10). При заданных условиях нормировки $\alpha_1 = 0$, $h_1 = 1$ получим алгоритм:

$$\begin{aligned}\alpha_3 &= \frac{n_2}{n_3} \alpha_2 + \frac{n_3 - n_2}{n_3 r_2} h_2, \\ \alpha_2 &= \frac{n_2 - n_1}{n_2 r_1} h_1, \\ h_2 &= h_1 - \alpha_2 d.\end{aligned}$$

Заднее фокусное расстояние и задний фокальный отрезок линзы согласно формулам (5.13) равны $f' = \frac{h_1}{\alpha_3}$, $S'_F = \frac{h_2}{\alpha_3}$.

Преобразовав эти выражения, получим следующие равенства:

$$\begin{aligned}\frac{n_3}{f'} &= \left(\frac{n_2 - n_1}{r_1} + \frac{n_3 - n_2}{r_2} \right) - \frac{(n_2 - n_1)(n_3 - n_2)}{n_3 n_2 r_1 r_2} d, \\ S'_F &= f' \left(1 - \frac{n_2 - n_1}{n_2 r_1} d \right).\end{aligned}\tag{6.1}$$

Рассчитав нулевой луч через линзу в обратном ходе, найдем переднее фокусное расстояние f и передний фокальный отрезок S_F из выражений:

$$\begin{aligned}\frac{n_1}{f} &= \left(\frac{n_1 - n_2}{r_1} + \frac{n_2 - n_3}{r_2} \right) + \frac{(n_1 - n_2)(n_2 - n_3)}{n_1 n_2 r_1 r_2} d, \\ S_F &= f' \left(1 - \frac{n_2 - n_1}{n_2 r_1} d \right).\end{aligned}\tag{6.2}$$

Положение главных плоскостей относительно передней и задней поверхностей линзы определяется отрезками:

$$S'_H = S'_F - f'; \quad S_H = S_F - f.$$

Расстояние между главными плоскостями: $\Delta_{HH'} = d + S'_H - S_H$.

Линза в воздухе

Для линз, расположенных в воздухе, главные и узловые точки совпадают. Следует помнить, что главные плоскости существуют только для идеальных линз. В реальной линзе это не плоскости, а поверхности определенной формы, зависящие от аберраций линзы.

Кардинальные элементы для линзы в воздухе рассчитываются при $n_1 = n_3 = 1$, $n_2 = n$ по формулам, приведенным в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Кардинальные элементы линзы в воздухе

Фокусное расстояние	$\frac{1}{f'} = -\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2}$	(6.3)
Задний фокальный отрезок	$S'_F = f' \left(1 - \frac{n-1}{n \cdot r_1} d \right)$	(6.4)
Передний фокальный отрезок	$S_F = f \left(1 + \frac{n-1}{n \cdot r_2} d \right) = -f' \left(1 + \frac{n-1}{n \cdot r_2} d \right)$	(6.5)
Положение главных плоскостей от поверхностей линзы	$S_H = f \left(\frac{n-1}{n \cdot r_1} \right) d = -f' \frac{n-1}{n \cdot r_2} d;$ $S'_H = -f' \left(\frac{n-1}{n \cdot r_1} \right) d$	(6.6)
Расстояние между главными плоскостями	$\Delta_{HH'} = d \left[1 - \frac{f'}{n} (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \right]$	(6.7)

Для тонкой линзы ($d = 0$) выражения (6.3)–(6.7) упрощаются:

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right); \quad S'_F = f'; \quad S_F = -f'. \quad (6.8)$$

Положение главных плоскостей относительно передней и задней поверхностей линзы и расстояние между главными плоскостями равны нулю: $S'_H = S_H = \Delta_{HH'} = 0$.

Переднее и заднее фокусные расстояния тонкой линзы равны и противоположны по знаку $-f = f'$.

Основные соотношения (6.1)–(6.8) для расчета линз справедливы для сферических и асферических линз (в параксиальной области они действуют как сферические с радиусами, равными радиусам кривизны при вершине асферических поверхностей).

Иногда требуется рассчитывать фокусные расстояния отдельных поверхностей линз (формулы (5.3), (5.4)).

Оптическая сила и масштабирование линз

Оптическая сила линзы $\Phi = \frac{n_3}{f'}$ определена формулой (6.1). Она является одной из основных характеристик и мерой оптического действия линзы. Чем короче фокусное расстояние и чем больше по абсолютному значению оптическая сила, тем ближе к линзе располагается изображение и тем меньше его размер, линза сильнее преломляет лучи входящего в нее пучка лучей. Единицей оптической силы является диоптрия [дптр], которая равна оптической силе линзы с фокусным расстоянием равным 1 м. Оптическая сила линзы в диоптриях:

$$\Phi = 1000 \frac{n_3}{f'},$$

где f' – в [мм]. Оптическая сила линзы в воздухе (6.3) и тонкой линзы равна $\Phi = \frac{1000}{f'}$.

На рис. 6.2 приведены основные типы *линз в воздухе*, их кардинальные элементы: HH' – главные точки, FF' – точки фокусов, ff' – фокусные расстояния.

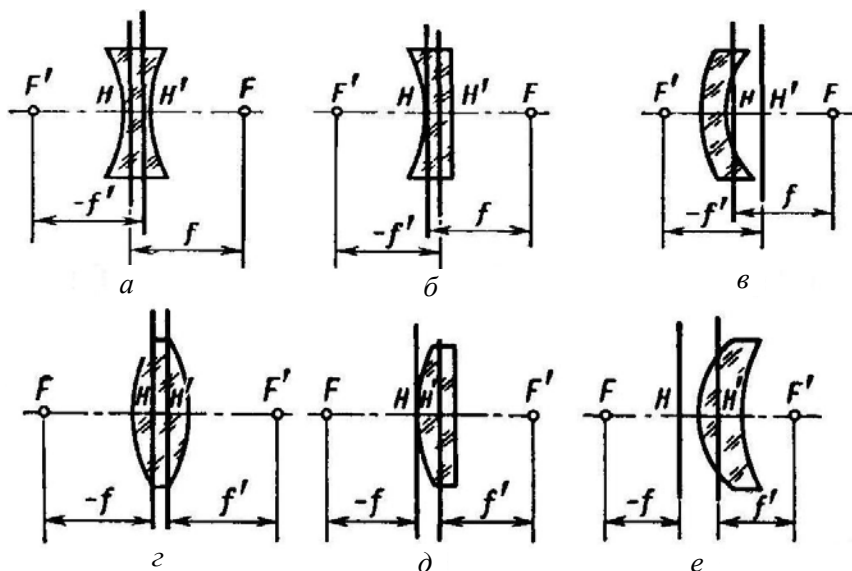


Рис. 6.2. Основные типы линз:
a, б, в – отрицательные линзы; *г, д, е* – положительные линзы

Правило масштабирования.

Введем коэффициент масштабирования k . Если радиусы кривизны и толщину линзы с фокусным расстоянием f' умножить на коэффициент k , получим линзу с фокусным расстоянием $\bar{f}' = kf'$.

Конструктивные параметры линзы с фокусным расстоянием f' : радиусы кривизны поверхностей r_1 и r_2 ; осевая толщина d и показатель преломления n_2 .

Конструктивные параметры линзы с фокусным расстоянием \bar{f}' : радиусы kr_1 и kr_2 ; осевая толщина kd . Для масштабированной линзы в воздухе оптическая сила равна

$$\frac{1}{\bar{f}'} = (n-1) \left(\frac{1}{k \cdot r_1} - \frac{1}{k \cdot r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 kd}{k^2 n \cdot r_1 \cdot r_2} = \frac{1}{kf'}$$

Полученная формула определяет *правило масштабирования*. Чтобы пересчитать линзу на другое фокусное расстояние, отличаю-

щееся от его номинальной величины в k раз, нужно умножить на коэффициент k радиусы кривизны и толщину линзы.

Правило можно использовать при масштабировании более сложных компонентов: склеек линз, объективов, окуляров, оборачивающих компонентов и др.

Положительные и отрицательные линзы

В зависимости от знака заднего фокусного расстояния все линзы можно разделить на два вида: положительные (собирающие), если $f' > 0$, и отрицательные (рассеивающие), если $f' < 0$.

В отрицательных линзах (см. рис. 6.2 *а, б, в*) фокусы F, F' – мнимые. Пучок параллельных оптической оси лучей дает мнимое изображение (F'), поэтому их называют рассеивающими.

В положительных линзах (см. рис. 6.2, *г, д, е*) фокусы F, F' являются действительными, их называют собирающими. Все положительные линзы в воздухе имеют большую толщину по оси, чем по краю, а отрицательные – наоборот, тоньше по оси. Линзы, показанные на рис. 6.2, сохраняют знак заднего фокусного расстояния f' и оптической силы при расположении линзы не в воздухе, а в другой оптической среде, но при условии, что оптический материал линзы преломляет лучи сильнее, чем среда ($n_1 < n_2$ и $n_3 < n_2$). Если показатель преломления среды окажется больше показателя преломления материала линзы, то фокусное расстояние линзы f' изменит свой знак, например, двояковыпуклая линза станет отрицательной.

В зависимости от комбинации знаков радиусов кривизны поверхностей все линзы можно разделить на три группы:

1. Линзы, имеющие разные по знаку радиусы кривизны: двояковыпуклые, двояковогнутые.

2. Линзы, одна из поверхностей которых плоская (радиус равен бесконечности): плосковыпуклая (или выпуклоплоская), плосковогнутая (или вогнутоплоская).

3. Линзы, имеющие одинаковые по знаку радиусы кривизны, выпукловогнутые или вогнутовыпуклые, которые называются менисками.

Двояковыпуклая линза – положительная ($f' > 0, \Phi > 0$), главные точки HH' расположены между вершинами поверхностей ($S_H > 0$,

$S'_H < 0$). Однако при зрительном увеличении линза может быть телескопической (афокальной) ($f' = \infty$, $\Phi = 0$), а при дальнейшем увеличении толщины – отрицательной. Если в этой линзе $r_1 = -r_2$, ее называют симметричной ($-S_H = S'_H$). Аналогичные термины применяют к двояковогнутой линзе.

Для положительных и отрицательных линз с плоской поверхностью характерно совпадение одной из главных точек с вершиной (H или H' в зависимости от ориентации линзы). Вторая главная точка находится внутри линзы. Другой особенностью является совпадение одного из фокальных отрезков, отсчитываемого от вершины сферической поверхности, с соответствующим фокусным расстоянием $S_F = f$, $S'_F = f'$.

Для плосковыпуклой и плосковогнутой линз, расположенных в воздухе, формулы (6.3)–(6.7) при $r_1 = \infty$ примут вид:

$$\begin{aligned} f' = -f = -\frac{r_2}{n-1}; \quad S'_F = f'; \quad S_F = \frac{r_2}{n-1} + \frac{d}{n}; \\ S'_H = 0; \quad S_H = \frac{d}{n}; \quad \Delta_{HH'} = \frac{n-1}{n}d. \end{aligned} \quad (6.9)$$

В положительных менисках радиус кривизны выпуклой поверхности по модулю меньше, чем вогнутой, а в отрицательной – наоборот.

6.3. Линзы – коррекционные элементы

К специальным линзам относятся концентрические линзы, линза–шар, линзы с равными радиусами кривизны, биапланатические линзы, линзы с обращенными главными точками, телескопические линзы, линза Смита, мениск Максутава и др.

В концентрических линзах совпадают центры кривизны C_1 и C_2 поверхностей, а толщина линз $d = r_1 - r_2$. Передняя и задняя главные точки HH' совпадают с общим центром кривизны. Для концентрической линзы имеем следующие формулы:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = \frac{n-1}{n \cdot r_1 \cdot r_2}d; \quad S'_H = r_2; \quad S_H = r_1; \quad \Delta_{HH'} = 0. \quad (6.10)$$

Отрицательная концентрическая линза имеет малую оптическую силу и применяется в качестве защитных стекол (обтекателей) в оптических приборах.

Линза-шар – симметричная концентрическая линза при $r_1 = -r_2$. На рис. 6.3, б представлена линза при расположении двух поверхностей концентрично зрачку, тогда главный луч проходит линзу, не преломляясь. Такой элемент выгодно использовать для развития светосилы оптической системы.

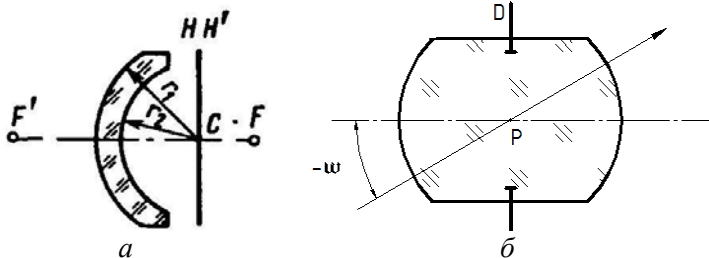


Рис. 6.3. Концентрические линзы:
а – отрицательная линза; б – положительная линза

Линза с равными радиусами ($r_1 = r_2$) свободна от кривизны изображения и используется в сложных объективах.

Линза, оптическая сила которой равна нулю, а фокусное расстояние равно бесконечности, называется *телескопической*, при этом имеем соотношение: $r_1 - r_2 = \frac{n-1}{n}d$.

Биапланатическая линза – линза, состоящая из двух апланатических поверхностей с разными радиусами. Построение такой линзы основано на применении сферических апланатических поверхностей трех типов (расположение предмета в вершине, в центре кривизны и на расстояниях от вершины поверхности с радиусом r): $S = r \frac{n+n'}{n} = r + r \frac{n'}{n}$; $S' = r \frac{n+n'}{n'} = r + r \frac{n}{n'}$.

Линза Смита используется как средство исправления кривизны изображения, располагается вблизи плоскости изображения. Это отрицательная линза.

Мениск Максутава. Расстояние между центрами обеих поверхностей невелико и равно: $r_2 - r_1 + d_1 = \frac{d_1}{n^2} = k$, поэтому мениск часто используется с вогнутым сферическим зеркалом (рис. 6.4).

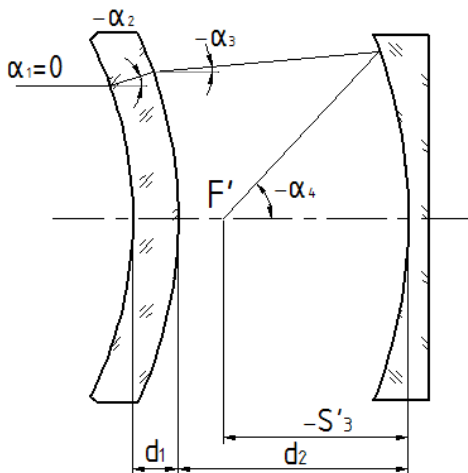


Рис. 6.4. Оптическая схема зеркально-линзового объектива с мениском

Толщина мениска $d_1 = (r_1 - r_2) / (1 - 1/n^2)$ определяет его оптическую силу:

$$\Phi_M = \frac{n-1}{n+1} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (6.11)$$

Мениск обладает небольшой отрицательной силой.

6.4. Асферические линзы

Линзы с асферическими поверхностями относятся к группе сложных оптических деталей.

Применение асферических поверхностей в оптических приборах позволяет улучшить качество изображения, повысить оптические характеристики систем, упростить их конструкцию, уменьшить габариты.

ритные размеры и массу. Одним немаловажным элементом использования асферических поверхностей является их правильное размещение внутри оптической системы, позволяющее воздействовать на различные аберрации.

Профиль асферической поверхности может быть задан тем или иным уравнением или просто таблицей значений координат; уравнения могут быть совершенно произвольными (различного вида показательные функции, тригонометрические функции, уравнения участка спирали и т. п.). Характер профилей асферических поверхностей различен: радиус кривизны параболической и гиперболической поверхностей второго порядка возрастает при удалении от их вершины; эллиптический профиль обладает этим свойством в пределах половины эллипса, а параболические профили высшего порядка, наоборот, обладают уменьшением радиуса кривизны по мере удаления от вершины. Наиболее широко применяемые поверхности конических сечений – эллипсоиды, параболоиды, гиперболоиды – имеют два свободных параметра – радиус кривизны при вершине и эксцентриситет.

Наиболее известная формула описания меридиональной кривой поверхности 2-го порядка, имеющей асферическую форму вращения вокруг оси X , совпадающей с оптической осью:

$$y^2 = 2r_s x - (1 - \sigma_s) x^2, \quad (6.12)$$

где $\sigma_s = -e^2$ – деформация поверхности, e^2 – квадрат эксцентриситета в уравнении меридиональной кривой.

Возможны следующие виды поверхностей вращения:

$0 < e^2 < 1$ – эллипсоид;

$e^2 = 1$ – параболоид;

$e^2 > 1$ – гиперболоид;

$e^2 < 0$ – эллипсоид (сплюснутый).

Параметры r и e^2 эллипсоида и гиперболоида вращения иногда задают, используя их полуоси, знак радиуса выбирается по ориентации рабочей полости поверхности. Конус, имеющий угол 2α при вершине, можно рассматривать как предельный случай гиперболо-

ида при $r = 0$, тогда $e^2 = 1 + \text{tg}^2 \alpha$. При расчете параксиальных лучей конус не учитывается.

Анаберрационные линзы

Асферические линзы плоскогиперboloидная и сферoэллипсоидная с исправленной сферической аберрацией называют анаберрационными линзами или линзами Декарта (рис. 6.5). В отличие от апланатических линз, анаберрационные линзы дают действительное изображение и применяются самостоятельно.

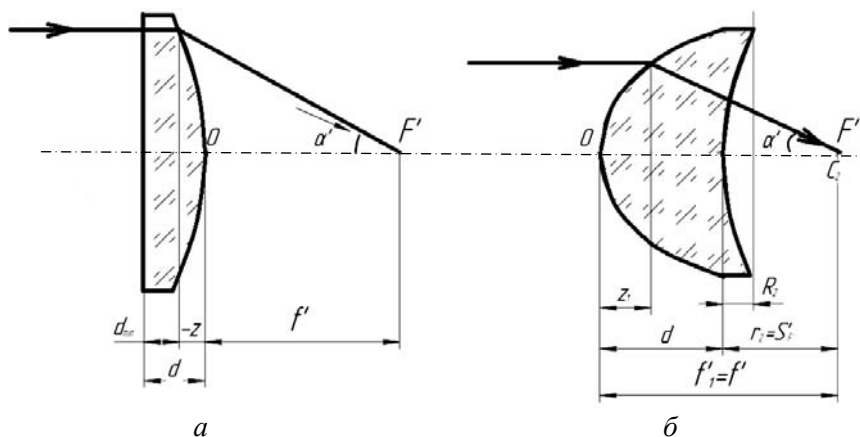


Рис. 6.5. Анаберрационные линзы:
a – плоскогиперboloидная линза; *б* – сферoэллипсоидная линза

Одна анаберрационная линза по своим аберрационным возможностям заменяет 2–3 сферические и позволяет получить высокое относительное отверстие вплоть до теоретического предела, если нет ограничений по величине комы.

Плоскогиперboloидные линзы применяются в качестве конденсоров, для концентрации лазерного излучения, а также в схемах контроля асферических зеркал. В гидросъемочных объективах в качестве передней линзы используют плоскоэллипсоидную отрицательную линзу, в которой исправлен астигматизм и дисторсия.

Асферические линзы, рассмотренные выше, относятся к деталям, имеющим круговую симметрию. Они дают изображения, имеющие одинаковый масштаб во всех направлениях.

Цилиндрические линзы

Цилиндрические и торические поверхности описываются только в пространственных оптических системах. В линзах двоякой симметрии имеются две взаимно перпендикулярные плоскости, где изображение строится с различным масштабом изображения. Они называются трансформированными (анаморфозными). К ним относятся цилиндрические и торические линзы: плоскоцилиндрические, сфероцилиндрические, торические.

Анаморфозные ОС используются в приборах для научных исследований, фотограмметрии, широкоэкранном кинематографе, полиграфии, осветительных приборах, звукозаписывающей и звуковоспроизводящей аппаратуре и т. п. Цилиндрические и торические линзы используются в очковой оптике.

Цилиндрическая линза даже в параксиальной области дает астигматическое изображение (рис. 6.6).

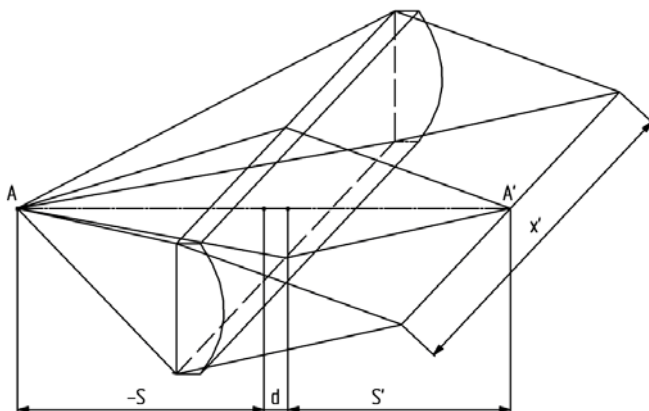


Рис. 6.6. Общий вид плоскоцилиндрической линзы

В меридиональном сечении действие линзы аналогично действию плосковыпуклой линзы, а в сагиттальном аналогично плоскопараллельной пластинке.

Основной характеристикой такого изображения является коэффициент трансформирования для высоты и ширины изображения и коэффициент анаморфозы.

Свойство линзы изображать точку в виде отрезка прямой используется в конденсорах спектральных приборов.

6.5. Линзы – нетрадиционные оптические элементы

Линзы Френеля

Представляют собой оптические детали с одной ступенчатой поверхностью. Используются в осветительных установках, имеют высокую апертуру.

Чем меньше расстояние между соседними ступеньками, тем лучше качество изображения, наименьшее достигнутое расстояние между ступеньками равно 0,05 мм. Они могут быть разграничены концентрическими, спиральными или параллельными канавками и представляют собой в первых двух случаях участки конических или сферических поверхностей, а в третьем – участки плоскостей или цилиндрических поверхностей. Френелевы поверхности с малым шагом технологически возможно выполнить путем прессования из пластмасс.

Достоинства: большой диаметр и малая толщина, невысокие требования к изготовлению.

Материалом для линз Френеля может быть полиметилметакрилат, имеющий следующие характеристики: $n_d = 1,4903$; $v_d = 57,8$. Этот материал обладает хорошим пропусканием в УФ области спектра. Пластмассовые линзы Френеля находят применение в качестве луп, конденсоров, призм, зеркал и других оптических деталей, обеспечивая малые габаритные размеры системы.

Элемент эффективного профиля ступенчатой асимметричной поверхности, разделяющей среды с показателями преломления $n = 1$ и $n_2 = n$, показан на рис. 6.7.

Расчет линзы производят из условия получения гомоцентрического пучка лучей, образующих изображение осевой точки A , принимая, что каждая ступенька является бесконечно узкой. Нормаль к рассматриваемому участку профиля пересекает оптическую ось

в точке C под углом φ , который определяет положение образующей взятого участка профиля.

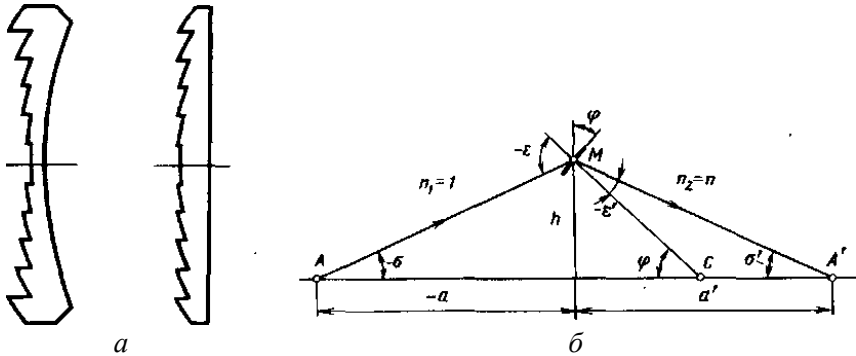


Рис. 6.7. Линза Френеля:
 a – конфигурация; b – элемент эффективного профиля

Углы φ , определяющие наклон профилей конических кольцевых участков ступенчатой преломляющей поверхности, вычисляются по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi = (n \sin \sigma' - \sin \sigma) / (n \cos \sigma' - \cos \sigma), \quad (6.13)$$

где углы σ и σ' предварительно вычисляют по заданным отрезкам a и a' для различных высот h .

Формулу (6.13) можно использовать для расчета тонкой линзы Френеля с плоской второй поверхностью.

Заднее фокусное расстояние линзы Френеля определяют по значению σ' при $\sigma = 0$:

$$f' = h / \sigma' = hn / [(n - 1) / \operatorname{tg} \varphi_0], \quad (6.14)$$

где $\operatorname{tg} \varphi_0$ вычисляют при малом значении h .

Аксиконы

Аксиконы (рис. 6.8) вызывают значительное нарушение гомоцентричности осевого пучка лучей и образуют изображение в виде осевого отрезка большой длины (предложены Мак-Леодом).

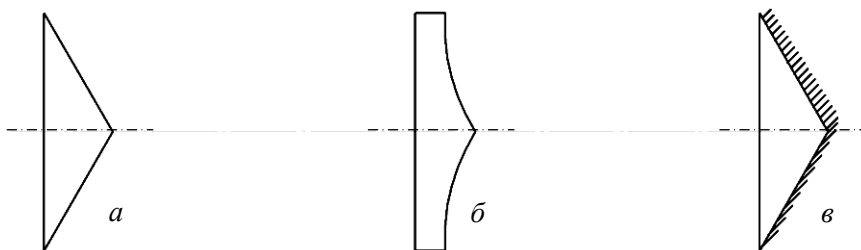


Рис. 6.8. Конические аксиконы

Известны аксиконы с большой сферической aberrацией: *конические и сферические (линзовые)* и с большим продольным хроматизмом: *хроматические аксиконы*. Широко применяется линза-мениск с отрицательными радиусами кривизны поверхностей Стила, имеющая большую отрицательную сферическую aberrацию.

Аксиконы с асферическими поверхностями различной формы и зеркальные аксиконы более трудны в изготовлении. Свойства аксикона определили области его применения.

1. Для создания объективов, не требующих фокусировки при изменении положения предмета (визирной цели) в виде светящейся точки.

2. Для создания заданного распределения освещенности в плоскости изображения.

3. Для формирования пучка лучей с нулевой интенсивностью в центре пучка.

4. Для компенсации в системах сферической aberrации, вносимой другими компонентами.

Аксиконы используют в зрительных трубах геодезических приборов и оптико-электронных контрольно-измерительных приборах в качестве объективов. При его использовании не требуется выполнять перефокусировку трубы при изменении расстояния до марки. По точности визирования зрительная труба с коническим аксиконом предпочтительней, чем с линзовым.

Используют *сферические аксиконы* – склеенные линзы, которые изготовить легче, чем конические аксиконы.

Глава 7. ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В теории идеальной ОС поперечные размеры оптических компонентов не учитываются. В состав реальных систем входят линзы, зеркала, призмы и другие оптические детали, которые имеют конечные размеры и заключены в оправы. Оправы оптических деталей, а также специальные устройства, ограничивающие и изменяющие ширину пучков лучей, проходящих через оптическую систему, называются *диафрагмами*. Форма диафрагмы зависит от назначения системы. Они обычно располагаются перпендикулярно оптической оси, а их центры совпадают с оптической осью. В визуальных системах, действующих совместно с глазом, зрачок глаза также является диафрагмой, размер и положение которой учитывают при проектировании ОС. От размеров и положения диафрагм зависят такие характеристики оптического прибора, как освещенность изображения и ее распределение по плоскости изображения; а также линейное или угловое поле зрения и разрешающая способность. В оптических системах используются диафрагмы четырех видов: апертурная, полевая, виньетирующая, бленда.

Бленда – диафрагма для устранения вредного рассеянного света, под которым понимают часть световой энергии, которая проходит через ОС, но не участвует в построении изображения. Кроме материальных диафрагм могут устанавливаться экраны, ограничивающие световые пучки с внутренней стороны.

7.1. Апертурная диафрагма. Входной и выходной зрачки

Апертурной диафрагмой (АД) является диафрагма, ограничивающая осевой пучок лучей, размер и положение которой влияют на освещенность изображения и определяют светосилу ОС. Осевой пучок лучей выходит из предметной точки, расположенной на оптической оси, являющейся осью этого пучка. Положение АД влияет и на ход наклонных пучков, выходящих из предметной точки, расположенной вне оптической оси. Выбор положения апертурной диафрагмы зависит от конкретной схемы оптического прибора. От расположения АД зависит ограничение апертуры в реальном приборе.

Она может располагаться в пространстве предметов, изображений, а также в межлинзовых промежутках.

На рис. 7.1 представлено ограничение апертурной диафрагмой осевого пучка лучей, идущего из переднего фокуса первого компонента (АД посередине воздушного промежутка между двумя компонентами).

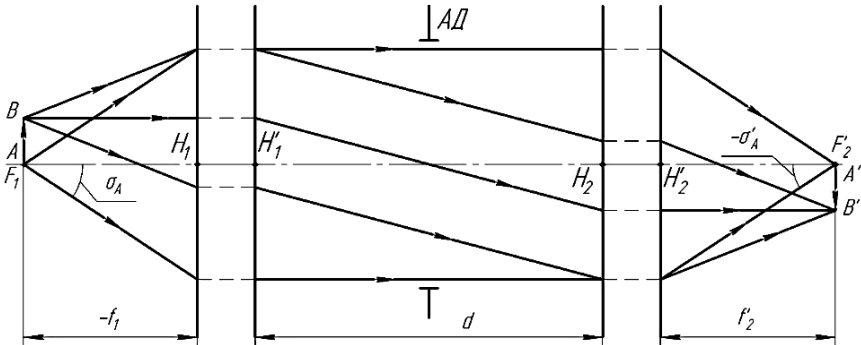


Рис. 7.1. Расположение АД в двухкомпонентной оборачивающей системе

Средний луч наклонного пучка проходит через центр АД и называется *главным лучом*. Если главный луч в пространстве предметов или пространстве изображений параллелен оптической оси, то ход пучка лучей, к которому относится главный луч, называется *телецентрическим*.

Апертурным углом в пространстве предметов или *передним апертурным углом* σ_A называют угол между оптической осью и лучом, выходящим из осевой точки предмета и идущим на край апертурной диафрагмы. Апертурным в пространстве изображений или *задним апертурным углом* σ'_A называют угол между оптической осью и лучом, проходящим через край АД и осевую точку изображения.

Значения переднего и заднего апертурного углов связаны через угловое γ или линейное увеличение β оптической системы

$$\beta = \frac{n}{n'\gamma} = \frac{n \operatorname{tg} \sigma_A}{n' \operatorname{tg} \sigma'_A},$$

где n и n' – показатели преломления пространства предметов и изображений.

Входным зрачком ОС является парааксиальное изображение апертурной диафрагмы в пространстве предметов или АД, расположенная в этом пространстве.

Выходным зрачком называется парааксиальное изображение АД в пространстве изображений или АД, расположенная в этом пространстве изображений. Входной, выходной зрачки и апертурная диафрагма сопряжены между собой. Входной и выходной зрачки видны из осевой точки предмета и изображения соответственно под наименьшим углом.

Отношение диаметра D' выходного зрачка к диаметру D входного равно линейному увеличению β_p оптической системы в зрачках:

$$\beta_p = \frac{D'}{D}. \quad (7.1)$$

Входной и выходной зрачки могут быть действительными и мнимыми в зависимости от выбора положения материальной АД.

Абсолютное значение отношения диаметра входного зрачка к заднему фокусному расстоянию ОС называется *относительным отверстием* D/f' . Величина, обратная отношению отверстия, называется *диафрагменным числом* $K = f'/D$.

Произведение показателя преломления в пространстве предметов на абсолютное значение синуса переднего апертурного угла $A = n |\sin \sigma_A|$ называется числовой апертурой пространства предметов или *передней апертурой*. Аналогично $A' = n' |\sin \sigma'_A|$ является числовой апертурой пространства изображений (*задней апертурой*).

7.2. Формула Гаусса для зрачков

На рис. 7.2 показано расположение осевых точек A и A' предмета и его изображения, фокусов F и F' оптической системы и ее зрачков с центрами в точках P и P' .

Сопряженные отрезки p и p' связаны между собой через продольное увеличение

$$\alpha = \frac{p'}{p} = -\frac{f'}{f} \beta \beta_p = \frac{n'}{n} \beta \beta_p.$$

Положение сопряженных точек P и P' относительно фокусов F и F' определяется отрезками z_p и z'_p , линейное увеличение

$$\text{в зрчках равно } \beta_p = -\frac{z'_p}{f'} = -\frac{f}{z_p}.$$

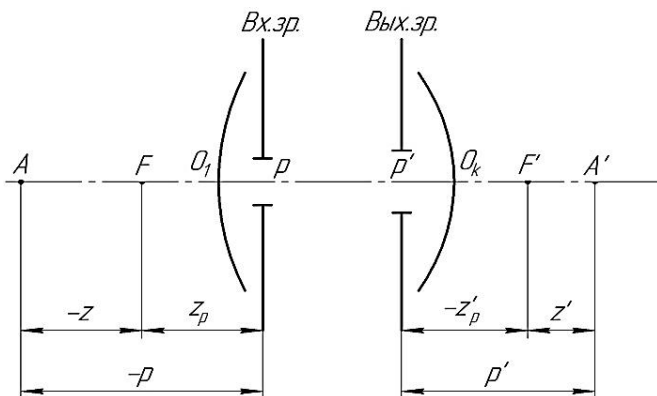


Рис. 7.2. Расположение зрчков

Формула Ньютона для сопряженных точек A и A' с учетом равенств $z = p + z_p$; $z' = p' + z'_p$ представлена в виде

$$\left(p + \frac{n}{n'} \frac{f'}{\beta_p} \right) (p' - f' \beta_p) = -\frac{n}{n'} f'^2,$$

из которой получена формула Гаусса для зрчков.

$$\frac{\beta_p}{p'} - \frac{n}{pn' \beta_p} = \frac{1}{f'}, \tag{7.2}$$

оптическая сила ОС определяется выражением

$$\Phi = \frac{n' \beta_p}{p'} - \frac{n}{\beta_p p}.$$

Отрезки p и p' , определяющие положение предмета и изображения относительно зрачков, равны

$$p = z - z_p = f \left(\frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta} \right) = \frac{n}{n'} \cdot \frac{\beta_p - \beta}{\beta \beta_p} f', \quad (7.3)$$

$$p' = z' - z'_p = f' (\beta_p - \beta).$$

В однородной среде $z_p = -z'_p = f' = -f$ для значения $\beta_p = 1$, т. е. центры зрачков P и P' совпадают с главными точками ($p = a$ и $p' = a'$) и уравнение (7.2) переходит в формулу Гаусса для главных точек. Формулы удобны для практических расчетов при заданных увеличениях β_p и β .

7.3. Методика определения апертурной диафрагмы

В сложной ОС материальные диафрагмы могут быть расположены в различных частях схемы, в том числе перед системой и после нее. Для анализа влияния диафрагм на ограничение световых пучков прибегают к рассмотрению совокупности изображений таких диафрагм в предметном пространстве или пространстве изображений, полагая, что они ограничивают световые пучки, как материальные диафрагмы. Методика основывается на предположении, что изображения диафрагм образуются без искажений, и устанавливает следующие этапы.

1. Необходимо построить в пространстве предметов изображения всех диафрагм, расположенных внутри или после системы.

2. Та из диафрагм, которая находится перед системой (или изображений диафрагм) и видна из осевой точки предметной плоскости под наименьшим углом, является входным зрачком оптической системы.

3. Материальная диафрагма, изображение которой есть входной зрачок, – апертурная, а ее изображение в пространстве изображений – выходной зрачок.

На рис. 7.3 показана ОС из двух компонентов, оправы которых обозначены цифрами 2, 4 и две диафрагмы 1, 3, одна из которых расположена перед оптической системой, а другая – внутри нее.

Изображения оправ компонентов и диафрагм в пространстве предметов, образованные в обратном ходе лучей через предшествующие им части оптической системы, обозначены соответствующими цифрами со штрихом.

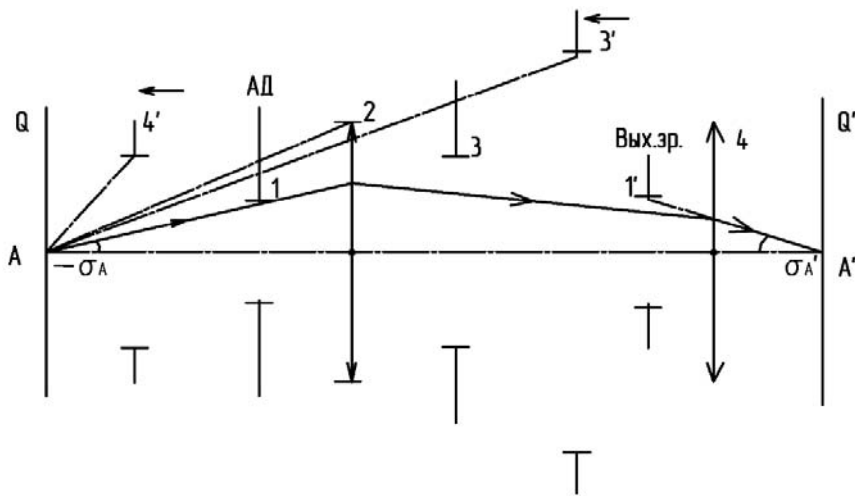


Рис. 7.3. Определение апертурной диафрагмы

Из диафрагм 1 и 2 и изображений $\bar{3}'$ и $\bar{4}'$, расположенных в пространстве предметов, наименьший угловой размер из осевой точки A предметной плоскости имеет диафрагма 1, которая будет АД и входным зрачком, а ее изображение $1'$, образованное всей системой в прямом ходе лучей, – выходным зрачком системы.

7.4. Полевая диафрагма. Поле зрения оптической системы

Полевая диафрагма (ПД) – диафрагма, которая ограничивает размер изображаемой части пространства, т. е. поле ОС. Поле зрения измеряется в линейной или угловой мере в зависимости от того, где расположен предмет, – на конечном расстоянии относительно ОС или в бесконечности. Полевая диафрагма располагается в плоскости предмета или в одной из плоскостей действительного изображения, с ней сопряженной.

Например, в оптической системе, показанной на рис. 7.4, полевая диафрагма может быть помещена в плоскости предмета Q , или в плоскостях промежуточного и окончательного изображений.

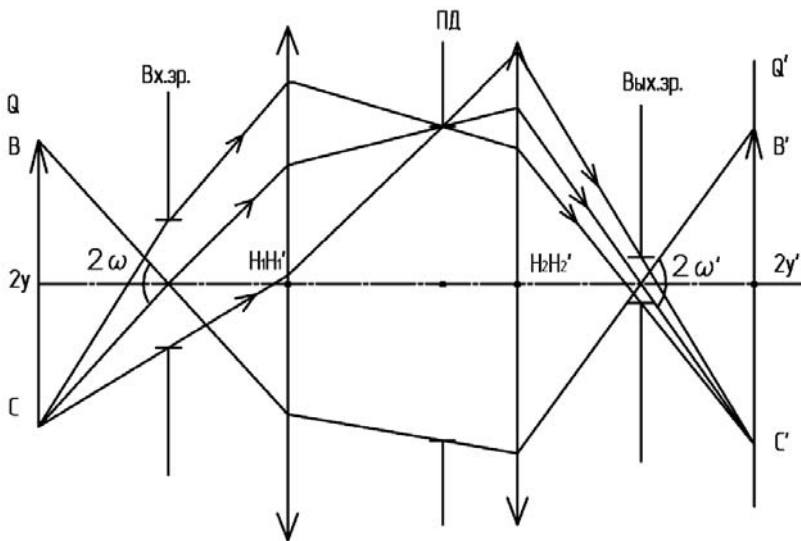


Рис. 7.4. Расположение полевой диафрагмы

Линейным полем $2y$ оптической системы в пространстве предметов называется наибольший размер изображаемой части плоскости предмета, расположенной на конечном расстоянии. Аналогично, *линейным полем* $2y'$ в пространстве изображений называется наибольший размер изображения, лежащего на конечном расстоянии от оптической системы.

Угловым полем 2ω ОС в пространстве предметов называется абсолютное значение удвоенного угла между оптической осью и лучом в пространстве предметов, который проходит через центр АД (входного зрачка) и край ПД.

Угловое поле 2ω есть угол между главными лучами в пространстве предметов. Угловое поле $2\omega'$ – угол, образованный главными лучами, идущими в пространстве изображений. Между угловыми полями в пространствах предметов и изображений существует следующая зависимость:

$$\operatorname{tg} \omega' = \gamma_p \operatorname{tg} \omega = \frac{n}{n' \beta_p} \operatorname{tg} \omega, \quad (7.4)$$

где γ_p, β_p – угловое и линейное увеличение в зрчках. Связь между линейными полями осуществляется линейным увеличением β .

7.5. Геометрическое виньетирование

Виньетирующая диафрагма

Диафрагма, кроме апертурной и полевой, которая не одинаково ограничивает пучки лучей, идущие из осевой и внеосевой точек предмета, является *виньетирующей* (ВД). Она вызывает частичное диафрагмирование (срезание) наклонных пучков лучей, называемое *геометрическим виньетированием*.

На рис. 7.5 показана виньетирующая диафрагма M_1M_2 , расположенная перед оптической системой, положение которой задано отрезками: l_1 – относительно предметной плоскости и l_2 – относительно плоскости входного зрчка (подразумеваются абсолютные величины отрезков).

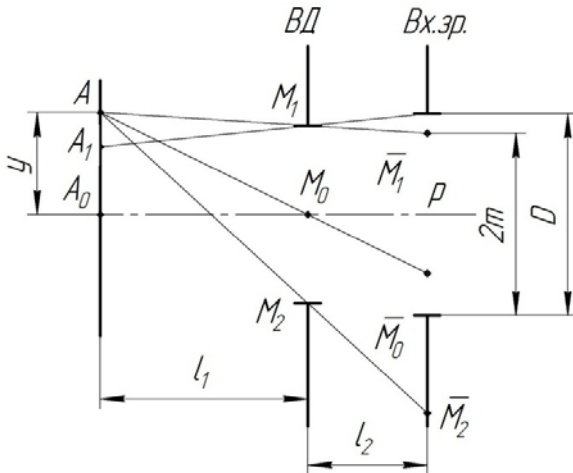


Рис. 7.5. Картина геометрического виньетирования

Пучки лучей, выходящие из точек предмета в радиусе A_0A_1 , полностью проходят через входной зрачок. Пучки лучей, выходящие из точек предмета от A_1 и далее, не могут полностью перекрыть входной зрачок, так как часть их срезается диафрагмой M_1M_2 . Точка A_1 – начало виньетирования. Пучок лучей, выходящий из некоторой точки A , заполнит часть входного зрачка, а из некоторой точки A_3 (не показано) через входной зрачок пройдет один луч, касаясь одновременно верхнего края виньетирующей диафрагмы и нижнего края входного зрачка, т. е. произойдет полное срезание наклонного пучка. Точка A_3 – конец виньетирования.

В изображениях точек предмета, находящихся на различных расстояниях от оптической оси, будет различная освещенность: в центральной части (в радиусе A_0A_1) она будет наибольшей, а в точке A_3 практически равна нулю. При этом в образовании периферийных предметных точек главные лучи могут не принимать участия. Формулы для определения углового поля:

а) при 100 % виньетировании $\text{tg}\omega_3 = \frac{D_1 + D}{2l_2}$;

б) при 50 % виньетировании $\text{tg}\omega_2 = \frac{D_1}{2l_2}$;

в) без виньетирования $\text{tg}\omega_1 = \frac{D_1}{2l_2} - \frac{Dl_1}{l_1 + l_2}$,

где D – диаметр входного зрачка; D_1 – диаметр виньетирующей диафрагмы. Длины отрезков, взятые в формулах по абсолютной величине, означают, что ВД может находиться перед входным зрачком и за ним. Вершина угла $2\omega_3$ не совпадает с центром входного зрачка.

При наличии ПД поле зрения оптической системы резко ограничено. Когда нет полевой диафрагмы в ОС, поле зрения определяется из условия допустимого виньетирования. Если виньетирование не задано, считается допустимым 50 %, и угол $2\omega_2$ принимается за расчетное угловое поле ОС.

Коэффициенты виньетирования

Геометрическое виньетирование характеризуется:

а) коэффициентом виньетирования по диаметру (линейный коэффициент), который равен отношению меридионального диаметра

сечения наклонного пучка лучей $2m$ в плоскости входного зрачка к диаметру D входного зрачка: $k_{\omega} = \frac{2m}{D}$;

б) коэффициентом виньетирования по площади, равным отношению площадей Q_{ω} и Q_0 сечения наклонного и осевого пучков лучей во входном зрачке системы: $k_Q = \frac{Q_{\omega}}{Q_0}$.

Чтобы определить размер меридионального сечения $2m$ для произвольной предметной точки A , расположенной между точками A_1 и A_3 , необходимо спроектировать диаметр виньетирующей диафрагмы на плоскость входного зрачка, считая точку A центром проекции (рис. 7.5). Тогда центр диафрагмы M_0 спроектируется в точку \overline{M}_0 , причем величина смещения $P\overline{M}_0 = \frac{l_2}{l_1} y$.

Проекция радиуса диафрагмы определяется выражением

$$\overline{M}_1\overline{M}_0 = \frac{l_1 + l_2}{l_1} M_1M_0 = \left(1 + \frac{l_2}{l_1}\right) \frac{D_1}{2}.$$

Располагая этими величинами, можно найти меридиональный диаметр сечения пучка, который равен величине

$$2m = \overline{M}_1\overline{M}_0 - P\overline{M}_0 + \frac{D}{2} = \frac{(l_1 + l_2)D_1 + l_1D - 2l_2y}{2l_1},$$

и коэффициент линейного виньетирования:

$$k_{\omega} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2l_2y}{l_1D} + \left(1 + \frac{l_2}{l_1}\right) \frac{D_1}{D} \right]. \quad (7.5)$$

Начало виньетирования характеризуется величиной $k_{\omega} = 1$, а конец виньетирования – $k_{\omega} = 0$. Подставив последовательно в формулу (7.5) указанные значения, получим выражения:

$$y_1 = \frac{(l_1 + l_2)D_1 - l_1 D}{2l_2}; \quad y_3 = \frac{(l_1 + l_2)D_1 + l_1 D}{2l_2}. \quad (7.6)$$

Процесс геометрического виньетирования можно представить графически: зависимость линейного коэффициента от величины поля зрения (рис. 7.6).

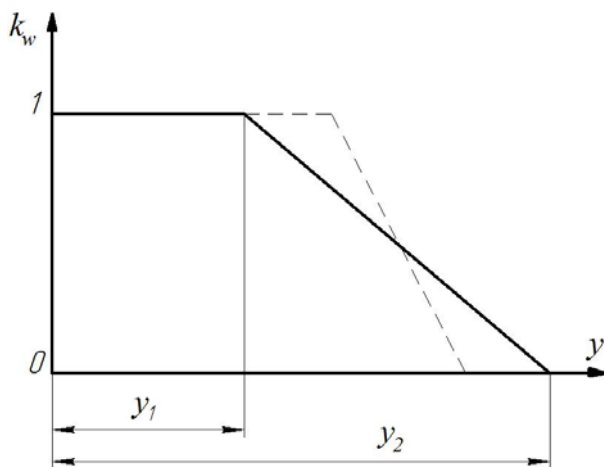


Рис. 7.6. График виньетирования

До начала виньетирования в точке A_1 (см. рис. 7.5) срезание пучков не происходит, график виньетирования до этой точки представится в виде отрезка прямой, параллельной оси абсцисс. Начало виньетирования будет характеризоваться точкой излома. При уменьшении диаметра входного зрачка, согласно формулам (7.6), начало виньетирования наступит несколько позже, а окончание – на столько же раньше (штриховая линия).

При удалении предмета в бесконечность необходимо пользоваться формулами для расчета начала и конца виньетирования в угловой мере

$$\operatorname{tg}\omega_1 = \frac{D_1 - D}{2l_2}; \quad \operatorname{tg}\omega_3 = \frac{D_1 + D}{2l_2}.$$

Действующим отверстием называется площадь входного зрачка, заполняемая лучами наклонного пучка, проходящими через ОС. Для определения действующей площади входного зрачка для наклонных пучков при виньетировании необходимо:

– построить изображения в обратном ходе лучей всех диафрагм и экранов, расположенных внутри или за оптической системой в пространстве предметов;

– спроецировать полученные изображения, находящиеся в пространстве предметов, в плоскость входного зрачка с центром проекции в заданной внеосевой точке предмета;

– площадь, являющаяся общей площадью для всех проекций, в плоскости входного зрачка определяет действующую площадь входного зрачка для наклонного пучка лучей.

Для предметной плоскости, находящейся в бесконечности, проектирование производится прямыми линиями, параллельными главному лучу. Действующую площадь входного зрачка вычисляют для построения диаграмм виньетирования наклонных пучков, идущих из определенной внеосевой точки предмета, и численной оценки виньетирования. Если виньетирование составляет 20–65 %, что обычно имеет место, то вместо отношения площадей используют отношение линейных величин (k_{ω}). В этом случае существует приближенная зависимость $k_Q = k_{\omega} - 0,1$.

7.6. Аберрационное виньетирование

Случай чистого геометрического виньетирования, когда диафрагмы, ограничивающие световые пучки, располагаются в одном и том же пространстве или когда изображение диафрагм осуществляется без аберраций, встречаются сравнительно редко. Гораздо чаще имеем дело с изображением диафрагмы, имеющим искажения (аберрации). Даже в случае одной диафрагмы можно наблюдать явление деформирования ее изображения, зависящего от величины угла поля зрения.

На рис. 7.7 представлена картина образования изображения круглого отверстия материальной диафрагмы оптической системой или ее частью для осевого и наклонного пучков лучей.

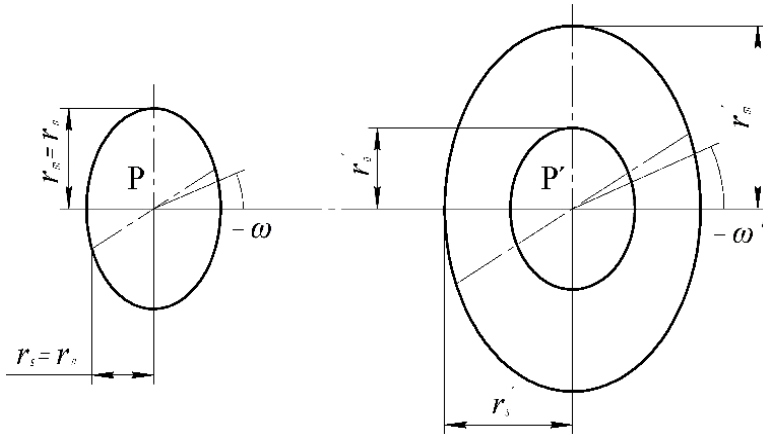


Рис. 7.7. Картина образования изображения диафрагмы для осевого и наклонного пучков лучей

Радиусы отверстия в диафрагме для меридиональной и сагиттальной плоскостей будут равными друг другу: $r_o = r_m = r_s$.

Реальная оптическая система обладает разными увеличениями: β_o – на оси, β_m – в меридиональной и β_s – в сагиттальной плоскостях для наклонного пучка. Полагая, что в общем случае изображение круглой диафрагмы принимает форму эллипса, получим формулу для коэффициента абберационного виньетирования по площади в виде

$$k_a = \frac{Q'}{Q'_o},$$

где $Q' = \pi r'_m r'_s$; $Q'_o = \pi r_o^2$ – площади изображений диафрагмы для наклонного и осевого пучков лучей.

Выразив величины радиусов r'_m , r'_s , r'_o через увеличения, получим окончательно

$$k_a = \frac{\beta_m \beta_s}{\beta_o^2}. \quad (7.7)$$

Из формулы (7.7) следует, что абберационное виньетирование не зависит от размера материальной диафрагмы и не меняется при диафрагмировании.

Расчетные величины увеличений ОС в обратном ходе лучей:

$$\bar{\beta}_m = \frac{1}{\beta_m}, \quad \bar{\beta}_s = \frac{1}{\beta_s}, \quad \bar{\beta}_a = \frac{1}{\beta_a}.$$

Формула связи коэффициентов абберационного виньетирования:

$$\bar{k}_a = \frac{\bar{\beta}_m \bar{\beta}_s}{\bar{\beta}_0^2} = \frac{1}{k_w},$$

где \bar{k}_a – коэффициент в обратном, k_w – в прямом ходе лучей.

Получается, что $\bar{k}_w \cdot k_a = 1$, из этого следует интересная *особенность абберационного виньетирования*: его коэффициент может быть больше единицы.

Абберационное виньетирование используется для улучшения функции светораспределения в широкоугольных системах, где главные лучи идут под большим углом поля зрения. Наружными линзами в них являются отрицательные мениски, за счет которых при больших углах поля зрения w возможно выполнять соотношение $2m > D$ и получать коэффициент виньетирования $k_w > 1$.

Коэффициент абберационного виньетирования не зависит от величин углов поля зрения w и w' в пространствах предметов и изображений. Для широкоугольных ОС, сохраняющих подобие изображения предмету, $k_w = \frac{\cos^4 w}{\cos^4 w'}$ (системы обладают увеличением β_p в зрачках для нулевых лучей, отличным от единицы). Если для центров зрачков соблюдается условие синусов Аббе, то меридиональное β_m и сагиттальное β_s увеличения становятся равными β_0 для осевого пучка, т. е. $\beta_m = \beta_s = \beta_0$, тогда коэффициент $k_a = 1$, и явление абберационного виньетирования не обеспечивается.

Глава 8. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

8.1. Энергетические величины

Спектр электромагнитных излучений занимает область колебаний с длиной волны от 10^{-3} нм до 10^3 км. Оптическое излучение занимает в спектре электромагнитных колебаний диапазон длин волн от 1 нм до 1 мм (см. табл. 1.1). Границы между отдельными участками являются условными.

Энергетические передаточные характеристики описывают передачу оптическим прибором энергии предмета. Поскольку через ОС проходят не все лучи, исходящие из предмета, а в самой системе происходят потери света на поглощение и отражение, освещенность изображения всегда ниже освещенности предмета.

Энергетические величины служат для количественной и качественной оценки всего диапазона оптического излучения. Определяющей характеристикой является средняя мощность, переносимая электромагнитным полем за единицу времени, которая называется *потоком излучения* Φ (измеряется в ваттах [Вт]). Потоки излучения могут быть монохроматическими (для одной длины волны λ) и сложными. Если источник световой энергии за время dt , значительно превышающее период колебаний, излучает энергию dW_e , то значение потока излучения будет равно $\Phi_e = \frac{dW_e}{dt}$; среднее значение

потока излучения $\Phi_e = \frac{W_e}{t}$, полный сложный поток излучения $\Phi_e = \sum \Phi_e \lambda$.

Сила излучения J_e [Вт·ср⁻¹] равна отношению

$$J_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}, \quad (8.1)$$

где $d\Omega$ – телесный угол, в пределах которого распределен поток излучения (при равномерном распределении $J\Omega = \Phi$). Единицей телесного угла является стерадиан [ср]. Максимальный телесный

угол $\Omega = 4\pi = 12,56$ ср. Связь телесного угла с плоским σ запишется в виде: $d\Omega = 2\pi \sin \sigma d\sigma$.

Телесный угол, соответствующий углу σ_A , определен равенством

$$\Omega = \int_0^{\sigma_A} 2\pi \sin \sigma d\sigma = \pi \sin^2 \sigma_A. \quad (8.2)$$

Понятие силы излучения применимо только к точечным источникам. Для характеристики равномерности и интенсивности конечных поверхностей источников излучения вводят понятие *энергетической светимости* $M_e = \frac{d\Phi_e}{dQ}$ [Вт·м⁻²] – плотность потока излучения $d\Phi_e$ по поверхности излучателя dQ . Среднюю плотность поверхностного излучения характеризует величина $M_{e.ср.} = \frac{\Phi_e}{Q}$.

Плотность падающего потока на облучаемой поверхности называется *энергетической освещенностью*:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dQ} \text{ [Вт·м}^{-2}\text{]}, \quad (8.3)$$

где $d\Phi_e$ – поток излучения, падающий на элемент поверхности dQ и равномерно распределившийся по ней.

Средняя энергетическая освещенность равна $E_{e.ср.} = \frac{\Phi_e}{Q}$. Энергетическая освещенность, создаваемая точечным источником света с заданным распределением J_e в зависимости от расстояния до облучаемой поверхности, определяется равенством

$$E_e = \frac{J_e}{dQ} d\Omega = \frac{J_e}{r^2} \cos \Theta, \quad (8.4)$$

где J_e – сила света излучения;

Θ – угол между нормалью к поверхности и осью телесного угла.

Энергетическая яркость поверхности излучателя – сила излучения с единицы площади проекции поверхности излучателя на плоскость, перпендикулярную к направлению излучения; в заданном направлении Θ :

$$L_e = \frac{dJ_e}{dQ \cos \Theta} \text{ [Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \text{ м}^{-2}\text{]}. \quad (8.5)$$

На практике большинство применяемых излучателей имеет характеристики, близкие к равномерному излучению по различным направлениям, тогда поток излучения $d\Phi_e$ равен

$$d\Phi_e = J_e d\Omega = 2\pi J_e \sin \sigma d\sigma.$$

Примем угол $\Theta = \sigma$ изменяющимся от 0 до $\pi/2$, тогда

$$d\Phi_e = 2\pi L_e dQ \int_0^{\pi/2} \sin \sigma \cos \sigma d\sigma = \pi L_e dQ. \quad (8.6)$$

Для равномерных поверхностей конечных размеров площадью Q

$$\Phi_e = \pi L_e Q. \quad (8.7)$$

Из последних равенств имеем соотношение

$$\pi L_e = M_e. \quad (8.8)$$

Общее количество энергии излучения, падающей за некоторое время на единицу поверхности, характеризуется энергетической экспозицией

$$H_e = \int_{t_1}^{t_2} E_{et} dt \quad (8.9)$$

при постоянной величине $E_{et} = \text{const}$, экспозиция $H_e = E_e t$.

8.2. Видимая область спектра. Световые величины

Оптические приборы, работающие совместно с глазом, рассчитывают для видимой области спектра (спектральный интервал 380–770 нм). Для оценки действия излучения на глаз используют *световые величины*.

Световой поток – поток излучения, приведенный к чувствительности среднего глаза. Единицей светового потока принимается люмен [лм]. Воздействие потока излучения с $\lambda = 555$ нм условно принимают за единицу; действие излучения на глаз других длин волн оценивается спектральной световой эффективностью излучения $v(\lambda)$. На рис. 8.1 приведены кривые относительной спектральной эффективности излучения $v(\lambda)$ для дневного и ночного зрения (пунктиром). При уменьшении освещенности кривая сдвигается: в сумерках максимум спектральной чувствительности глаза приходится на $\lambda = 515$ нм. Это явление называется *эффектом Пуркинье*.

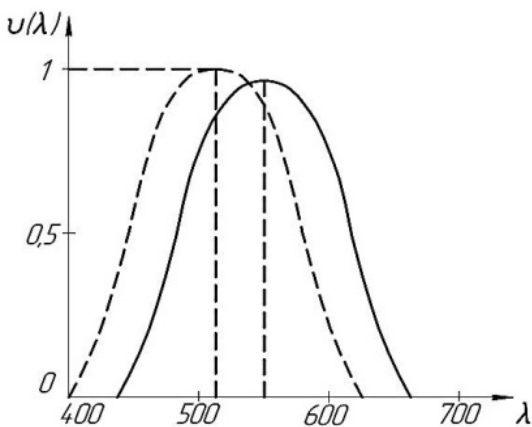


Рис. 8.1. Кривые относительной спектральной эффективности излучения $v(\lambda)$

Используется система световых величин, пропорциональных соответствующим энергетическим величинам.

Световой поток монохроматического излучения с длиной волны λ рассчитывается по формуле

$$\Phi_{v,\lambda} = K_m \Phi_{e,\lambda} v(\lambda), \quad (8.10)$$

где K_m – коэффициент, характеризующий максимальное значение спектральной световой эффективности, называемый *световым эквивалентом* лучистого потока. Численное значение $K_m = 680 \text{ лм}\cdot\text{Вт}^{-1}$, т. е. 1 Вт потока монохроматического излучения $\lambda = 555 \text{ нм}$ равен 680 лм светового потока.

Механический эквивалент света представляет собой мощность [Вт], необходимую для создания потока в 1 лм при длине волны $\lambda = 555 \text{ нм}$.

$$M = \frac{1}{K_m} = 0,00146 \text{ [Вт}\cdot\text{лм}^{-1}]. \quad (8.11)$$

При оценке условий освещения прибегают к понятию светового потока, падающего на поверхность.

Поверхностная плотность потока излучения, падающего на поверхность площадью S , называется *освещенностью* [лк] (1 люкс равен освещенности такой поверхности, на каждый квадратный метр которой равномерно падает поток в 1 люмен).

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (8.12)$$

Для характеристики самосветящихся источников света и поверхностей, которые пропускают или отражают падающий на них световой поток, используют поверхностную плотность излучаемого светового потока (*светимость M*).

Сила света J характеризует точечный источник света; это поток излучения, приходящийся на единицу телесного угла Ω , в пределах которого он распространяется. За направление силы света принимают ось телесного угла.

Сила света измеряется в канделах [кд].

$$J = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (8.13)$$

Телесный угол равен $\Omega = \frac{S}{r^2}$ [ср], где S – площадь сферической

поверхности радиуса r , тогда освещенность $E = \frac{J}{r^2} \cos\theta$.

Для светящейся точки $J_v = \Phi_v/4\pi$.

Яркость – величина, характеризующая уровень светового ощущения или видимость элементов поверхности для протяженного источника.

Определяется по формуле

$$L_v = \frac{d^2\Phi_v}{d\Omega dQ \cos\Theta} = \frac{dJ_v}{dQ \cos\Theta} = \frac{dE_v}{d\Omega \cos\Theta} \text{ [кд}\cdot\text{м}^{-2}\text{]}.$$

Для плоской равнояркой излучающей поверхности

$$L_v = \frac{J_v}{Q \cos\Theta} = \frac{J_{\max}}{Q} = \text{const},$$

откуда

$$J_v = J_{\max} \cos\Theta. \quad (8.14)$$

Для излучающей площадки S , перпендикулярной направлению излучения, яркость:

$$L = \frac{J}{S}$$

измеряется в [кд·м⁻²], зависит от угла θ между направлением излучения и нормалью к площадке:

$$L = \frac{J}{S \cos\theta}.$$

Формула (8.14) выражает закон Ламберта, согласно которому плоская поверхность, равнояркая во всех направлениях, излучает по закону косинуса.

Светосила H определяется апертурой и коэффициентом спектрального пропускания. Характеризует способность прибора давать более или менее яркие изображения:

$$H = \frac{E}{L},$$

где L – яркость предмета;

E – освещенность изображения.

Функция светораспределения характеризует равномерность освещенности по полю изображения.

8.3. Коэффициенты отражения, поглощения, рассеяния и пропускания

Поток излучения, падающий на ОС, не весь проходит через нее. Часть отражается от поверхностей ($d\Phi_{\rho e}$), часть поглощается ($d\Phi_{e,\alpha}$) и рассеивается ($d\Phi_{e,\sigma}$) средами; оставшаяся часть ($d\Phi_{e,\tau}$) проходит через нее. По закону сохранения энергии

$$d\Phi_e = d\Phi_{e,\rho} + d\Phi_{e,\alpha} + d\Phi_{e,\sigma} + d\Phi_{e,\tau}.$$

Для количественной оценки пользуются коэффициентами отражения ρ , поглощения α , рассеяния σ и пропускания τ :

$$\rho = \frac{d\Phi_{e,\rho}}{d\Phi_e}; \quad \alpha = \frac{d\Phi_{e,\alpha}}{d\Phi_e}; \quad \sigma = \frac{d\Phi_{e,\sigma}}{d\Phi_e}; \quad \tau = \frac{d\Phi_{e,\tau}}{d\Phi_e}.$$

Все коэффициенты связаны равенством $\rho + \alpha + \sigma + \tau = 1$. Каждый из световых потоков зависит от спектрального состава излучения, падающего на ОС, и физических свойств материала, из которого изготовлены оптические детали. Отраженный, поглощенный и рассеянный световые потоки характеризуют собой потери световой энергии в системе. Обычно потери света на поглощение и рассеяние рассматривают совместно. Коэффициенты ρ , α и τ являются спект-

ральными и зависят от длины волны λ . Например, интегральное значение коэффициента отражения ρ :

$$\rho = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) d\lambda}, \quad (8.15)$$

где $\varphi_e(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}$ – спектральная плотность потока излучения.

На рис. 8.2 показана зависимость спектральной плотности $\varphi_e(\lambda)$ в сплошном спектре от длины волны, которую называют *спектральным распределением* потока излучения.

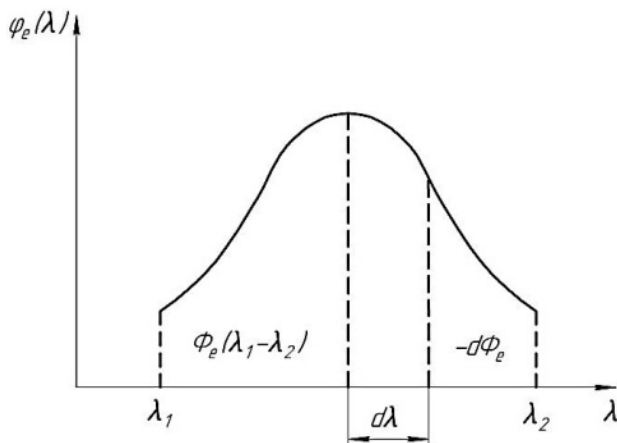


Рис. 8.2. Спектральное распределение потока излучения $\varphi_e(\lambda)$

Для интервала длин волн от λ_1 до λ_2 поток излучения

$$\Phi_e(\lambda_1 - \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) d\lambda. \quad (8.16)$$

Вычисление по формуле (8.15) при табличном или графическом задании множителей, входящих под знак интеграла, могут быть выполнены численно или графически. Для видимой области имеем значение коэффициента отражения ρ :

$$\rho = \frac{\int_{0,38}^{0,77} v(\lambda)\varphi_e(\lambda)\rho(\lambda)d\lambda}{\int_{0,38}^{0,77} v(\lambda)\varphi_e(\lambda)d\lambda}.$$

Аналогично определяются интегральные значения коэффициентов поглощения и рассеяния α , τ .

В зависимости от свойств поверхностей материалов и внутренней их структуры распределение отраженного и прошедшего световых потоков резко отличаются. Направленное отражение от поверхностей или преломление имеют место в тех случаях, когда неровности поверхностей малы по сравнению с длиной волны падающего излучения. Направленно-рассеянное отражение имеют матированные поверхности прозрачных и непрозрачных материалов. Направленно-рассеянным пропусканием обладают прозрачные материалы, одна или обе поверхности которых матированы. Диффузное отражение и пропускание происходят, когда материалы имеют неоднородности в своей толще, соизмеримые с длиной волны; яркость поверхностей постоянна по всем направлениям и не зависит от направления падающего света (по закону Ламберта). Для диффузно отражающих поверхностей $L_e = \frac{\rho E_e}{\pi}$,

а для диффузно пропускающих поверхностей $L_e = \frac{\tau E_e}{\pi}$.

8.4. Яркость отраженных и преломленных лучей, световые трубки

Пучок лучей, образующих некоторую трубку, через боковую поверхность которой свет не выходит, называется *световой трубкой* (рис. 8.3).

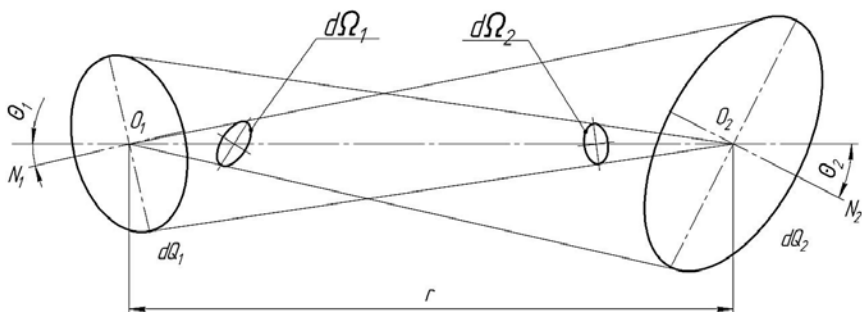


Рис. 8.3. Световая трубка

Если нормали O_1N_1 и O_2N_2 образуют с осью световой трубки O_1O_2 углы Θ_1 и Θ_2 , и расстояние между центрами площадок равно r , то для телесных углов $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$ имеем:

$$d\Omega_1 = \frac{dQ_2 \cos \Theta_2}{r^2}; \quad d\Omega_2 = \frac{dQ_1 \cos \Theta_1}{r^2},$$

получаем инвариант световой трубки для однородной среды

$$dQ_1 d\Omega_1 \cos \Theta_1 = dQ_2 d\Omega_2 \cos \Theta_2, \quad (8.17)$$

т. е. произведение площади нормального сечения световой трубки ($dQ \cos \Theta$) есть величина, постоянная для любого сечения этой трубки. Потоки излучения, проходящие через сечения dQ_1 и dQ_2 , в соответствии с выражением (8.6) равны

$$d^2\Phi_{e1} = L_{e1} dQ_1 d\Omega_1 \cos \Theta_1; \quad d^2\Phi_{e2} = L_{e2} dQ_2 d\Omega_2 \cos \Theta_2.$$

Учитывая (8.17), имеем $L_{e1} = L_{e2} = L_e = \text{const}$ (при отсутствии потерь на поглощение яркость элементарной световой трубки постоянна).

Рассмотрим отражение и преломление гомоцентрического пучка лучей, являющегося элементарной световой трубкой (рис. 8.4, а).

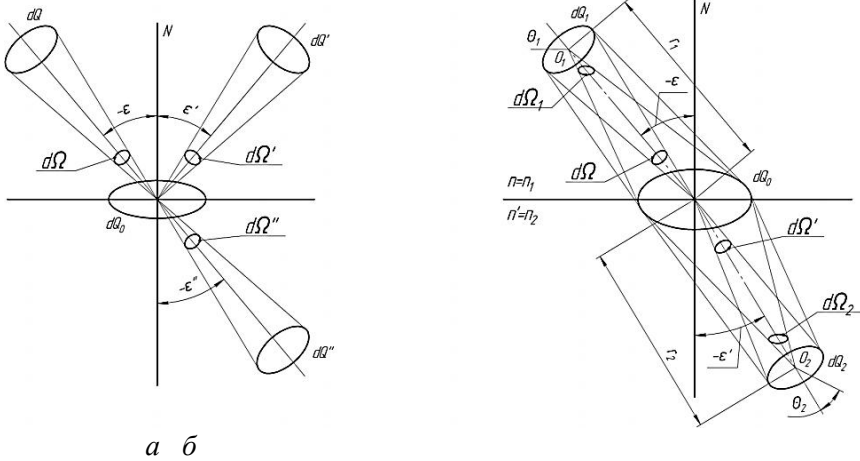


Рис. 8.4. Элементарные световые трубки:

a – отражение и преломление лучей; *б* – элементарная площадка, расположенная на границе двух сред

Для элементарных телесных углов на основании (8.3) запишем выражения:

$$d\Omega = 2\pi \sin \varepsilon d\varepsilon; \quad d\Omega' = 2\pi \sin \varepsilon' d\varepsilon'; \quad d\Omega'' = 2\pi \sin \varepsilon'' d\varepsilon''.$$

Согласно закону отражения $d\varepsilon = d\varepsilon'$, закону преломления $n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon''$, тогда $n \cos \varepsilon d\varepsilon = n' \cos \varepsilon'' d\varepsilon''$ и элементарные телесные углы отраженных и преломленных трубок равны

$$d\Omega = d\Omega'; \quad d\Omega'' = \frac{n^2 \cos \varepsilon}{n'^2 \cos \varepsilon''} d\Omega. \quad (8.18)$$

Имеем потоки:

– падающий поток на элементарную площадку dQ_0 :

$$d^2\Phi_e = L_e dQ d\Omega \cos \varepsilon;$$

– отраженный поток от площадки $d^2\Phi_{pe} = \rho d\Phi_e = \rho L_e dQ \cos \varepsilon d\Omega$.

Учитывая (8.18), получим

$$L_{pe} = \rho L_e, \quad (8.19)$$

коэффициент ρ характеризует потери яркости пучка лучей при отражении.

Преломленная часть светового потока равна $d^2\Phi_e'' = L_e'' dQ d\Omega'' \cos \varepsilon''$, причем с учетом закона сохранения энергии $d^2\Phi_e'' = d^2\Phi_e - d^2\Phi_{pe}$ или $L_e d\Omega \cos \varepsilon = L_{pe} d\Omega' \cos \varepsilon' + L_e'' d\Omega'' \cos \varepsilon''$.

Учитывая (8.18) и (8.19), получаем

$$L_e(1-\rho) = L_e'' \left(\frac{n}{n'} \right)^2, \quad (8.20)$$

где $\tau_\rho = 1 - \rho$ – коэффициент пропускания, учитывающий потери на отражение.

Отношение $\frac{L_e}{n^2}$ называется *редуцированной яркостью* пучка лучей. Обычно $\tau < 1$, поэтому при $n = n'$, $L_e'' < L_e$.

При прохождении излучения через однородную среду имеют место также потери на поглощение. При прохождении пучка лучей пути, равного 1 см, яркость его равна

$$L_{\alpha e} = L_e(1 - \alpha). \quad (8.21)$$

Коэффициент пропускания $\tau_\alpha = 1 - \alpha$ учитывает только потери на поглощение с учетом рассеяния.

Найдем зависимость между телесными углами $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$, опирающимися на элементарную площадку dQ_0 , расположенную на границе двух сред (рис. 8.4, б).

Согласно (8.18) имеем инвариант $n^2 \cos \varepsilon d\Omega = n'^2 \cos \varepsilon'' d\Omega''$. Учитывая, что $n = n_1$, $n' = n_2$ и умножая на dQ_0 , получим

$$n_1^2 dQ_0 d\Omega \cos \varepsilon = n_2^2 dQ_0 d\Omega' \cos \varepsilon'',$$

$$\text{где } d\Omega = \frac{dQ_1}{r_1^2} \cos \Theta_1, \quad d\Omega' = \frac{dQ_2}{r_2^2} \cos \Theta_2.$$

$$\text{Тогда } n_1^2 dQ_1 \cos \Theta_1 \frac{d\Theta_0 \cos \varepsilon}{r_1^2} = n_2^2 dQ_2 \cos \Theta_2 \frac{dQ_0 \cos \varepsilon''}{r_2^2}$$

или

$$n_1^2 dQ_1 d\Omega_1 \cos \Theta_1 = n_2^2 dQ_2 d\Omega_2 \cos \Theta_2. \quad (8.22)$$

Формула (8.22) является *основным инвариантом световой трубки*.

Для световой трубки, претерпевающей k преломлений, справедлив *полный инвариант*

$$n_1^2 dQ_1 d\Omega_1 \cos \Theta_1 = n_k'^2 dQ_k' d\Omega_k' \cos \Theta_k'. \quad (8.23)$$

Инвариант Штраубеля описывает световые трубки, у которых площадки нормальны к оси трубки. В этом случае $\cos \Theta_1 = \cos \Theta_k' = 1$, имеем

$$n_1^2 dQ_1 d\Omega_1 = n_k'^2 dQ_k' d\Omega_k'. \quad (8.24)$$

Формула (8.17) является частным случаем (8.23) для однородной среды. Инвариант (8.24) справедлив в случае, когда площадки dQ_1 и dQ_k' являются сопряженными, при этом на место dQ_0 необходимо поместить апертурную диафрагму dQ_p .

Практическое значение элементарных световых трубок состоит в том, что их свойства можно перенести на трубки конечных размеров. Каждую световую трубку конечных размеров можно рассматривать как трубку, состоящую из бесконечно большого числа элементарных трубок.

8.5. Коэффициент пропускания оптической системы

Потери энергии в ОС характеризуются коэффициентом пропускания τ , для определения которого необходимо знать:

- отражения ρ от преломляющих поверхностей;
- число преломляющих поверхностей системы, граничащих с воздухом и другими средами;

- коэффициенты поглощения α оптических стекол и других материалов, из которых изготовлены оптические детали;
- коэффициенты отражения ρ_3 для отражающих покрытий, если в системе имеются призмы и зеркала;
- длину хода луча d_k вдоль оптической оси в каждой оптической детали, входящей в систему;
- типы светоделительных покрытий, если они имеются в оптической системе.

Пусть система состоит из p преломляющих поверхностей. По формуле (8.20) яркость пучка лучей после преломления на первой поверхности будет равна

$$L'_{e1} = L_{e1} (1 - \rho_1) \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2,$$

в конце первого пути d_1 , выраженного в [см], яркость пучка равна

$$L_{e2} = L_{e1} (1 - \alpha_1)^{d_1} (1 - \rho_1) \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2.$$

Аналогично можно найти яркость пучка лучей за последующими поверхностями. После прохождения потока излучения через всю систему яркость пучка определится равенством

$$L'_{ep} = L_{e1} \left(\frac{n_p}{n_1} \right)^p \prod_{k=1}^p (1 - \rho_k) \prod_{k=1}^{p-1} (1 - \alpha_k)^{d_k}.$$

Для расчета спектральных коэффициентов внутреннего пропускания при толщинах, отличных от 1 см, вводят понятие *оптической плотности*

$$D(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau_\alpha(\lambda)} = -\lg \tau_\alpha(\lambda),$$

где $\tau_\alpha(\lambda)$ определяется по закону Бугера–Ламберта $\tau_\alpha(\lambda) = (1 - \alpha)^d$.

$D(\lambda) = dD_1(\lambda)$, где $D_1(\lambda)$ – оптическая плотность для толщины стекла 1 см.

Общий коэффициент пропускания ОС, состоящей из $p - 1$ прозрачных сред, $\tau = \tau_\rho \tau_\alpha$. Для системы, состоящей из преломляющих и отражающих поверхностей, коэффициент пропускания

$$\tau = \prod_{k=1}^p (1 - \rho_k) \prod_{k=1}^{p-1} (1 - \alpha_k)^{d_k} \prod_{n=1}^{n=N_3} \rho_{3n} \prod_{q=1}^{q=N_c} \tau_{cq}, \quad (8.25)$$

где ρ_{3n} – коэффициент отражения зеркал и светоделительных покрытий («полупрозрачных» зеркал);

N_3 – их число;

τ_c – коэффициент пропускания светоделительных покрытий;

N_c – их число.

Коэффициент отражения ρ от полированных преломляющих поверхностей может быть вычислен по формуле Френеля

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} + \frac{\text{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\text{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right].$$

При малых углах ε и ε' ($0 - 30^\circ$), $n\varepsilon = n'\varepsilon'$, а $\rho = \left(\frac{n' - n}{n' + n} \right)^2$.

На границах раздела оптических сред с воздухом $\rho = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$.

Потери энергии вследствие отражения при преломлении в сложных ОС могут достигать больших величин (до 80 %); их можно уменьшить путем просветления оптических деталей. Сущность просветления состоит в том, что на преломляющие поверхности наносят одно или несколько покрытий (пленок), обеспечивающих в результате интерференции резкое уменьшение отраженной части потока

излучения; при однослойном просветлении $\rho \approx 2\%$, двухслойном $\rho \approx 1\%$, трехслойном $\rho \approx 0,5\%$. Показатель преломления просветляющей пленки выбирают в интервале от 1,21 до 1,34. Существует связь между показателем преломления оптической детали и показателем преломления пленки при $n = 1$ или $n' = 1$: $n_{\text{пл}} = \sqrt{n_{\text{ст}}}$ (обычно $n_{\text{ст}} = 1,47-1,80$). В качестве материалов для образования пленок используют фтористый магний и криолит, наносимые испарением в вакууме (физический метод). Однако механическая прочность пленок из этих материалов небольшая, поэтому часто пленку наносят осаждением двуокиси кремния или титана из его спиртового раствора (химический метод). Такие пленки прочнее, но имеют $n_{\text{пл}} = 1,45$, что снижает эффективность просветления.

Для отражающих поверхностей (зеркал) используют покрытия из алюминия, серебра, золота, родия и др. Для серебряных покрытий коэффициент отражения $\rho_3 = 0,94$; для алюминированных покрытий $\rho_3 = 0,87$. При наличии светоделительных покрытий и светофильтров следует руководствоваться стандартами и нормами.

Для приближенных вычислений коэффициента пропускания ОС следует учитывать только те преломляющие поверхности, которые граничат с воздухом; для всех поверхностей стекол с показателями преломления от 1,4 до 1,6 (кроны) можно принять $\rho_{\text{кр}} = 0,05$, для стекол с n свыше 1,6 (флинты) $\rho_{\text{фл}} = 0,06$; коэффициент поглощения для толщины стекла любой марки в 1 см $\alpha_1 = 0,01$; потери на поверхностях, на которых имеет место полное внутреннее отражение, не учитываются. Тогда для ОС, не имеющей просветляющих и светоделительных покрытий:

$$\tau = 0,95^{N_{\text{кр}}} \cdot 0,94^{N_{\text{фл}}} \cdot 0,99^d \cdot \rho^{N_3},$$

где $N_{\text{кр}}$, $N_{\text{фл}}$ – число несклеенных поверхностей деталей соответственно из кроны и флинта;

N_3 – число зеркальных поверхностей;

d – суммарная толщина для всех стекол в сантиметрах вдоль оптической оси.

8.6. Световой поток, проходящий через оптическую систему

Найдем величину элементарного светового потока $d\Phi_v$, который идет от элемента dQ_0 , расположенного в осевой точке перпендикулярно оптической оси, и поступает в систему через бесконечно малый элемент входного зрачка конечных размеров $D = M_1M_2$ (рис. 8.5).

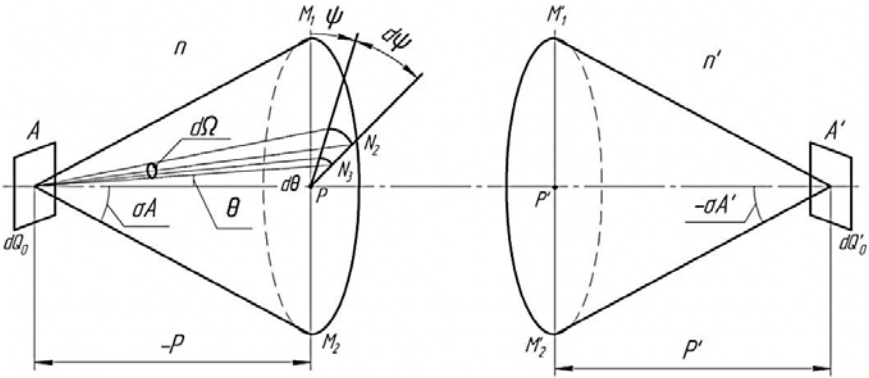


Рис. 8.5. Определение элементарного светового потока, выходящего из элемента, расположенного в осевой точке

Элементарный световой поток $d\Phi_v$, посылаемый элементом dQ_0 , расположенным перпендикулярно оптической оси, и поступающий в систему через бесконечно малый элемент входного зрачка, определяется формулой

$$d^2\Phi_v = L_v dQ_0 d\Omega \cos \Theta.$$

Телесный угол равен

$$d\Omega = \frac{N_1 N_2 \cdot N_3 N_4}{p^2} = \frac{N_1 P \cdot d\psi \cdot p d\theta}{p^2} = \frac{p^2 \sin \Theta d\psi d\theta}{p^2} = \sin \Theta d\theta d\psi,$$

тогда $d^2\Phi_v = L_v dQ_0 \cos \Theta \sin \Theta d\psi$.

Если элемент dQ_0 является равноярким, то

$$d\Phi_v = L_v dQ_0 \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\sigma_A} \sin\Theta \cos\Theta d\Theta = \pi L_v dQ_0 \sin^2 \sigma_A. \quad (8.26)$$

Аналогично находится световой поток $d\Phi'_v$, вышедший из оптической системы через выходной зрачок $D' = M'_1 M'_2$:

$$d\Phi'_v = \pi L'_v dQ'_0 \sin^2 \sigma'_A.$$

Связь между яркостями характеризуется формулой

$$L'_v = L_v \tau \left(\frac{n'}{n} \right)^2,$$

где τ – общий коэффициент пропускания оптической системы.

Тогда

$$d\Phi'_v = \pi \tau L_v \left(\frac{n'}{n} \right)^2 dQ'_0 \sin^2 \sigma'_A. \quad (8.27)$$

Рассмотрим элементарный световой поток, выходящий из элемента dQ_1 , расположенного *во внеосевой* точке B .

Обычно допускают, что элементарные площадки равны $dQ_1 = dQ_0$ и яркость одинакова во всех точках $L_{1v} = L_v$. Считают, что поток заключен внутри телесного угла $d\Omega_1$ (рис. 8.6).

Для телесных углов:

$$d\Omega = \frac{dQ_p}{p^2}, \quad d\Omega_1 = \frac{dQ_{pw}}{p_1^2},$$

где dQ_p – площадка на входном зрачке;

dQ_{pw} – проекция площадки dQ_p на плоскость, перпендикулярно к оси телесного угла $d\Omega_1$.

Так как $dQ_{pw} = dQ_p \cos \omega$ и $p = p_1 \cos \omega$, $d\Omega_1 = \frac{dQ_p}{p_1^2} \cos^3 \omega$, причем $dQ_p = p^2 \sin \Theta d\Theta d\psi$, ω – угол поля зрения.

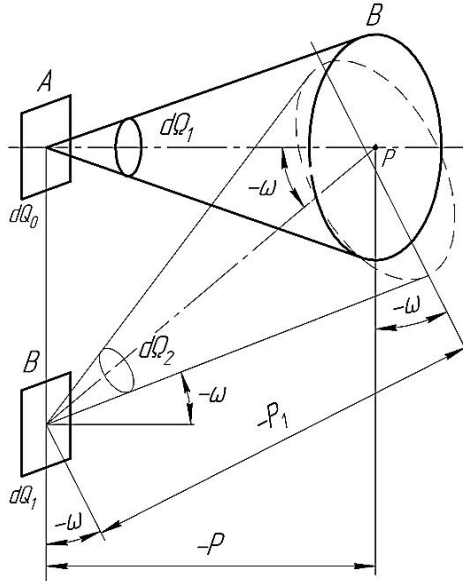


Рис. 8.6. Определение элементарного светового потока, выходящего из элемента, расположенного во внеосевой точке

Для элементарного светового потока, исходящего из элемента dQ_1 и заключенного внутри телесного угла $d\Omega_1$, имеем

$$d^2\Phi_{\omega,v} = L_v dQ_0 \cos \Theta \cos \omega d\Omega_1 = L_v dQ_0 \cos^4 \omega \cos \Theta \sin \Theta d\Theta d\psi.$$

Произведя интегрирование, получим

$$d\Phi_{\omega,v} = \pi L_v dQ \sin^2 \sigma_A \cos^4 \omega. \quad (8.28)$$

Учитывая (8.26), имеем

$$d\Phi_{\omega,v} = d\Phi_v \cos^4 \omega. \quad (8.29)$$

8.7. Освещенность изображения. Светосила

Освещенность элементарной площадки dQ'_0 , расположенной на оптической оси, равна

$$E'_v = \frac{d\Phi'_v}{dQ'_0} = \frac{\tau d\Phi_v}{dQ'_0}.$$

С учетом формул (8.26) и (8.27) имеем

$$E'_v = \pi\tau L_v \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \sin^2 \sigma'_A = \pi\tau L_v \frac{\sin^2 \sigma_A}{\beta_0^2},$$

где $\beta_0^2 = \frac{dQ'_0}{dQ_0}$.

Выразим $\sin \sigma'_A$ через диаметр входного зрачка D , линейное увеличение оптической системы β_0 и линейное увеличение в зрачках β_{0p} . Задний апертурный угол системы определим из формулы

$$\sin \sigma'_A = \frac{D'}{2(z' - z'_p)},$$

где отрезок z' определяет положение плоскости изображения, а отрезок z'_p – положение плоскости выходного зрачка D' относительно заднего фокуса системы.

Тогда

$$E'_v = \frac{1}{4} \pi\tau L_v \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \frac{\beta_{0p}^2}{(\beta_{0p} - \beta_0)^2} \left(\frac{n'}{n}\right)^2. \quad (8.30)$$

Если оптическая система находится в однородной среде, то $n = n'$. Из выражения (8.30) легко видеть, что освещенность в изображении зависит от линейного увеличения и пропорциональна квадрату относительного отверстия

$$H_\Gamma = \left(\frac{D}{f'}\right)^2, \quad (8.31)$$

которая называется *геометрической светосилой* оптической системы.

Фактическая светосила, называемая *физической*, зависит от коэффициента пропускания оптической системы:

$$H_{\Phi} = \tau H_{\Gamma} = \tau \left(\frac{D}{f'} \right)^2, \quad (8.32)$$

она представляет собой численную меру, характеризующую влияние конструкции оптической системы на освещенность.

Если предмет находится в бесконечности, $\beta_0 = 0$, тогда

$$E'_v = \frac{1}{4} \pi \tau L_v \left(\frac{D}{f'} \right)^2. \quad (8.33)$$

При расположении изображения на большом расстоянии p' от оптической системы (случай прожектора):

$$\sin^2 \sigma'_A = \frac{D'^2}{4p'^2} = \frac{Q'_p}{\pi p'^2}.$$

Для системы, расположенной в однородной среде, имеем формулу Чиколева–Манжена:

$$E'_v = \tau L_v \frac{Q'_p}{p'^2}. \quad (8.34)$$

Освещенность на элементарной площадке, расположенной вне оптической оси, равна

$$E'_{\omega, v} = k_Q E'_v \cos^4 \omega', \quad (8.35)$$

где k_Q – коэффициент виньетирования в оптической системе.

Формула (8.35) является приближенной и дает хорошие результаты при $\frac{D}{f'} \leq 1:3$. При отсутствии виньетирования $k_Q = 1$.

Глава 9. АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

9.1. Геометрический смысл aberrаций

Идеальная ОС любую точку пространства предметов изображает стигматически. Всякий светящийся объект можно рассматривать как совокупность светящихся точек, каждая из которых является вершиной гомоцентрического пучка выходящих из нее лучей. Гомоцентрический пучок лучей, прошедший через ОС, сохраняет гомоцентричность только в пределах узкой параксиальной области. Оптических систем, которые давали бы стигматические изображения независимо от размеров предмета, за исключением плоских зеркал, в природе не существует.

Если условиться определять положение лучей в пространстве линейными или угловыми координатами, то отступления значений этих координат в реальной системе от их значений, вычисленных по формулам гауссовой или параксиальной оптики, называются *геометрическими aberrациями* (ошибками или погрешностями) для определенной длины волны. Aberrации являются критерием оценки, по которому можно судить о степени приближения реальной ОС к идеальной.

На рис. 9.1 показаны: XA_0U и $X'A'_0V'$ – плоскости предмета и изображения; $\overline{XP\bar{U}}$ и $\overline{X'P\bar{V}'}$ – плоскости входного и выходного зрачков; $A_0B_0 = y$ – величина предмета; $A'_0B'_0 = y'_0$ – гауссово изображение предмета; S , S' – передний и задний отрезки; S_p , s'_p – положения входного и выходного зрачков относительно поверхностей ОС.

Любой параксиальный луч, вышедший из точки B_0 , попадает в точку параксиального изображения B'_0 , величина которого $y'_0 = y \cdot \beta_0$, где β_0 – линейное увеличение. Реальный луч BQ плоскость Гаусса пересекает в некоторой точке B' ; имеет на плоскости входного зрачка координаты m и M , а на плоскости выходного зрачка имеет координаты m' и M' (точка Q').

Отрезок B'_0B' – *геометрическая aberrация*. Рассматривают проекции геометрической aberrации на меридиональную плоскость $\delta y'$ и сагиттальную $\delta x'$. Координаты точки B' : $y'_0 + \delta y'$ и $\delta x'$.

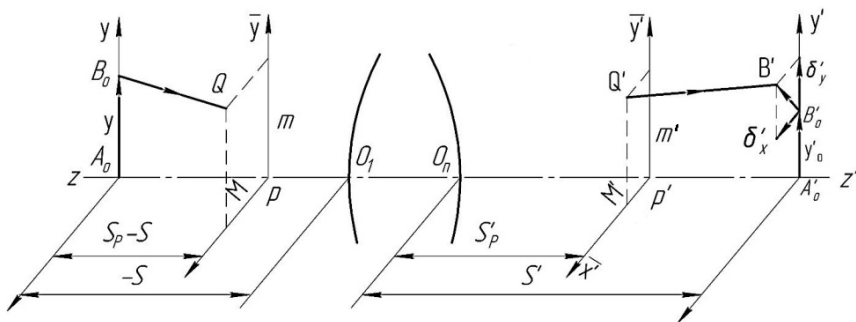


Рис. 9.1. Прохождение реального луча через систему

Они могут быть вычислены путем расчета хода реальных лучей по тригонометрическим схемам, формулам Федера или с помощью компьютерных пакетов прикладных программ (ППП). Известно, что формулы параксиальной оптики были получены при замене тригонометрических функций самими аргументами, что справедливо для малых углов. При разложении тригонометрических функций в ряды, в зависимости от числа членов в разложении получают формулы для определения координат пересечения реального луча с определенной степенью точности. Наибольшее распространение получило разложение аберраций Зейделя (ограничение двумя членами), имеющее вид:

$$\begin{aligned} \delta y' &= m'(m'^2 + M'^2)A + (3m'^2 + M'^2)yB + m'y^2C + y^3E; \\ \delta x' &= M'(M'^2 + m'^2)A + 2M'm'yB + M'y^2D, \end{aligned} \quad (9.1)$$

где $\delta y'$ и $\delta x'$ – меридиональная и сагиттальная составляющие аберраций;

m' и M' – координаты пересечения луча с плоскостью выходного зрачка;

y – величина предмета;

A, B, C, D и E – коэффициенты, зависящие от конструктивных элементов системы (r, d, n) и от положения предмета и входного зрачка – S, S_p .

Каждый из коэффициентов в выражениях (9.1) определяет отдельную аберрацию, для которой характерна своя геометрическая фигура

рассеяния. Разложение Зейделя называют также и разложением аберраций 3-го порядка, так как в каждый коэффициент (A, B, C, D и E) входят множители, содержащие произведения m', M' и y в третьей степени. Ошибки, возникающие при определении координат луча по формуле (9.1), не превышают величин 5-го порядка малости.

9.2. Монохроматические аберрации 3-го порядка

Сферическая аберрация

Сферическая аберрация – нарушение гомоцентричности прошедших через ОС широких пучков лучей, выходящих из предметной осевой точки.

При наличии сферической аберрации лучи, проходящие через край выходного зрачка, образуют изображение в точке A' , а параксиальные лучи – в точке A'_0 (рис. 9.2).

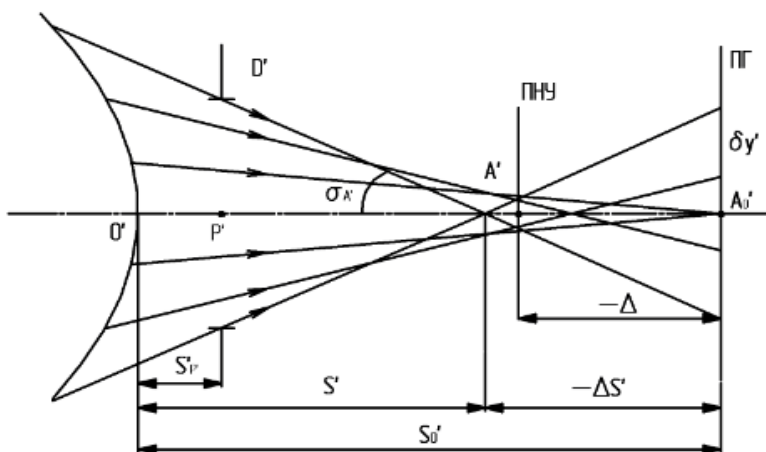


Рис. 9.2. Ход осевых лучей при наличии сферической аберрации

Выходящий из ОС пучок лучей перестает быть гомоцентрическим, но сохраняет симметрию своего строения. Длина отрезка A'_0A' является мерой продольной сферической аберрации для лучей, идущих через край входного зрачка.

$$\Delta S'_{\text{кр}} = \Delta S' = S' - S'_0,$$

где $\Delta S'_{\text{кр}}$ – сферическая абберация для лучей, идущих через край входного зрачка.

Изображение точки получается в виде кружка рассеяния, размер которого зависит от положения плоскости установки. Радиус кружка рассеяния в *плоскости Гаусса* (ПГ) определяет поперечную сферическую абберацию $\delta y' = \Delta S' \text{tg}\sigma'_A$. Плоскость, перпендикулярная оптической оси, в которой диаметр кружка рассеяния минимальный (в четыре раза меньше, чем в плоскости Гаусса), называется *плоскостью наилучшей установки* (ПНУ). Величина смещения ПНУ относительно плоскости Гаусса

$$\Delta = \frac{3}{4} \Delta S'_{\text{кр}}.$$

Сферическая абберация определяется коэффициентом A в разложении (9.1) при $B = C = D = E = 0$. Исследование фигуры рассеяния отдельной абберации удобно проводить в полярных координатах. Формулы перехода к полярным координатам:

$$\begin{aligned} m' &= r \cos\theta; \\ M' &= r \sin\theta, \end{aligned} \tag{9.2}$$

где r – радиус-вектор;

θ – угол радиуса-вектора с осью ординат.

С учетом (9.2), из разложения Зейделя (9.1) находим:

$$\begin{aligned} \delta y'_{\text{сф}} &= r^3 \cos\theta A; \\ \delta x'_{\text{сф}} &= r^3 \sin\theta A. \end{aligned} \tag{9.3}$$

Возведем в квадрат обе части равенств (9.3) и сложим их:

$$(\delta y'_{\text{сф}})^2 + (\delta x'_{\text{сф}})^2 = (Ar^3)^2 = R_{\text{ср}}^2. \tag{9.4}$$

Выражение (9.4) описывает уравнение окружности.

Сферическая aberrация постоянна по полю, она не зависит от величины предмета u , что справедливо только в области aberrаций 3-го порядка и наиболее опасна в светосильных системах, (радиус кружка рассеяния пропорционален 3-й степени m).

Фигура рассеяния. Если луч в плоскости выходного зрачка описывает окружность с радиусом r , то в плоскости Гаусса луч описывает окружность с радиусом $R = r^3 A$.

Энергия в кружке рассеяния:

– в центральной зоне, составляющей примерно 4 % от всей площади фигуры рассеяния, сосредоточено примерно 1/3 всей энергии, попадающей в ОС;

– по мере увеличения R энергия быстро рассеивается по площади.

При графическом изображении сферической aberrации по оси абсцисс откладываются величины $\Delta S'_{кр}$ или $\delta y'_k$, а по оси ординат – высоты m лучей на входном зрачке.

Кома

Кома – нарушение симметрии прошедшего через ОС широкого наклонного пучка лучей, выходящих из точек предмета, расположенных вне оптической оси системы (рис. 9.3).

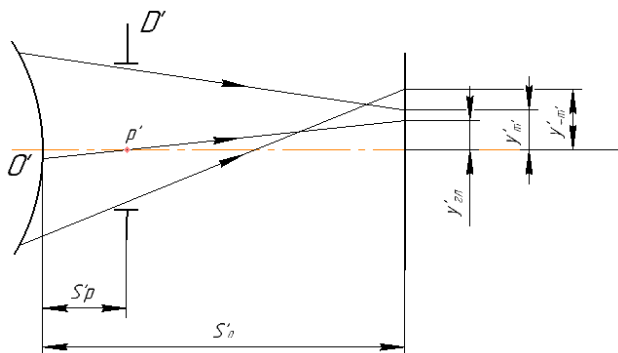


Рис. 9.3. Ход лучей при наличии комы

Симметрия сохраняется относительно меридиональной плоскости, в которой кома вычисляется путем расчета хода реальных лучей по формуле

$$\delta y'_k = \frac{y'_{m'} + y'_{-m'}}{2} - y'_{\text{гл}}, \quad (9.5)$$

где $y'_{\text{гл}}$ – координата главного луча;

$y'_{m'}$, $y'_{-m'}$ – координаты лучей, проходящих соответственно через верхний и нижний край выходного зрачка на плоскости изображения.

Кома определяется коэффициентом B (9.1). При $A = C = D = E = 0$ в полярных координатах получим:

$$\begin{aligned} \delta y'_k &= (3 \cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta) r^2 y B; \\ \delta x'_k &= 2 \sin \Theta \cos \Theta r^2 y B. \end{aligned} \quad (9.6)$$

Далее, преобразуя (9.6) с помощью известных тригонометрических соотношений, имеем формулы:

$$\begin{aligned} \delta y'_k - 2r^2 y B &= r^2 y B \cos 2\Theta; \\ \delta x'_k &= r^2 y B \sin 2\Theta. \end{aligned} \quad (9.7)$$

из которых найдем уравнение *фигуры рассеяния*:

$$(\delta y'_k - 2r^2 y B)^2 + \delta x_k'^2 = (r^2 y B)^2 = R_k^2. \quad (9.8)$$

Это уравнение окружности с радиусом $R_k = r^2 y B$, центр которой смещен в меридиональной плоскости на $2R_k$. При заполнении входного зрачка лучами в плоскости Гаусса получим фигуру, напоминающую комету, которая ограничена двумя прямыми, образующими угол в 60° , и полуокружностью (рис. 9.4).

Радиус кружка рассеяния R_k пропорционален второй степени m' и первой y . Направление «хвоста» фигуры рассеяния определяется знаком коэффициента B .

При графическом изображении комы по оси абсцисс откладывают величину изображения y' или $\delta y' = y' - y'_0$, а по оси ординат

соответствующие значения апертуры внеосевого пучка: σ' , $\text{tg}\sigma'$ или m' для различных значений величины предмета $\omega(y)$.

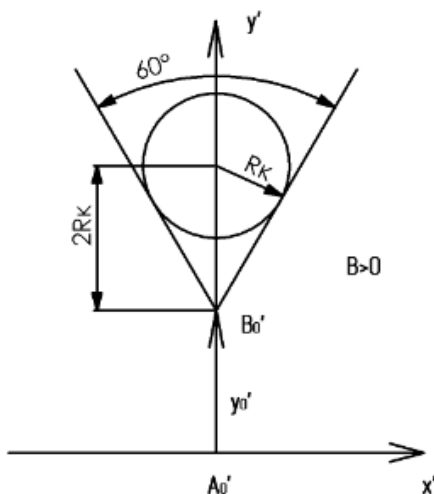


Рис. 9.4. Фигура рассеяния для aberrации комы

Наиболее тщательно кома так же, как и сферическая aberrация, исправляется в светосильных системах. Меридиональную кому и сферическую aberrацию пучка в меридиональной плоскости следует рассматривать совместно. Объективы, в которых одновременно исправлены обе эти aberrации, называются *апланатическими* или *апланатами*.

Астигматизм и кривизна поверхности

При изучении астигматизма и кривизны изображения предметы рассматривают как совокупность предметных точек, каждая из которых изображается узкими пучками. Aberrации определены коэффициентами C и D в разложении Зейделя.

Астигматизм. На рис. 9.5 изображены в меридиональной плоскости: последняя поверхность системы с вершиной O' , выходной зрачок с центром P' ; показан ход трех лучей: главного ($m' = 0$) и двух наклонных с координатами на выходном зрачке (m' и $-m'$).

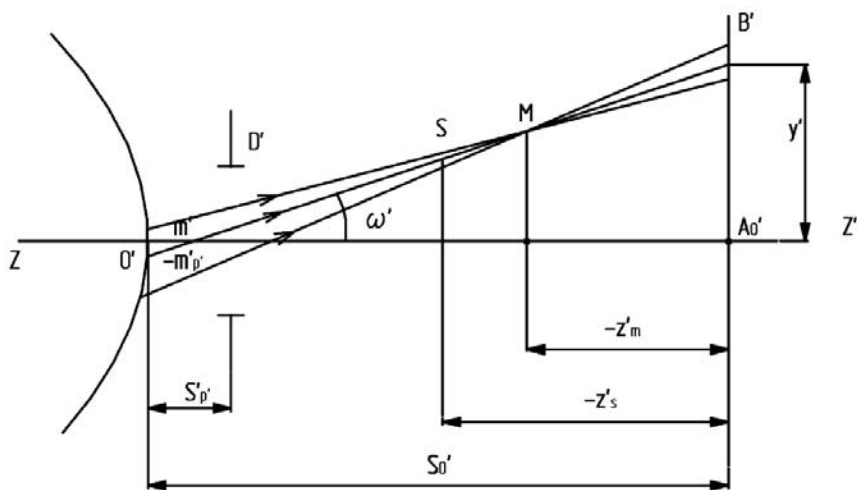


Рис. 9.5. Астигматический пучок лучей

При наличии коэффициента C лучи пересекаются в некоторой меридиональной точке M , не совпадающей с гауссовым изображением точки B'_0 . Аналогично, в сагиттальной плоскости узкий пучок лучей имеет точку сходимости S . Координаты вершин бесконечно узких пучков в меридиональной и сагиттальной плоскостях ($m' \rightarrow 0$):

$$\begin{aligned} z'_m &= y^2 (S'_{p'} - S'_0) C; \\ z'_s &= y^2 (S'_{p'} - S'_0) D. \end{aligned} \quad (9.9)$$

Разность этих величин называется астигматической разностью или *астигматизмом*:

$$z'_s - z'_m = y^2 (S'_{p'} - S'_0) (D - C). \quad (9.10)$$

Формула (9.10) выражает продольную аберрацию.

Кривизна изображения. Из формул (9.9) вытекает, что изображение предмета, даваемое бесконечно узкими пучками лучей, лежит не на плоскости, а на искривленных поверхностях (параболоидах),

причем кривизны этих поверхностей различны для меридиональной и сагитальной плоскостей. Такая погрешность называется *кривизной изображения*.

Фигура рассеяния. При $A = B = E = 0$ имеем

$$\begin{aligned}\delta y'_m &= m'y^2C = r \cos \Theta y^2C; \\ \delta x'_s &= M'y^2D = r \sin \Theta y^2D.\end{aligned}\tag{9.11}$$

Преобразуя, получим выражения для полярных углов

$$\frac{\delta y'_m}{ry^2C} = \cos \Theta; \quad \frac{\delta x'_s}{ry^2D} = \sin \Theta\tag{9.12}$$

и далее уравнение фигуры рассеяния:

$$\left(\frac{\delta y'_m}{ry^2C}\right)^2 + \left(\frac{\delta x'_s}{ry^2D}\right)^2 = 1.\tag{9.13}$$

Полученная формула – уравнение эллипса. Если луч в плоскости выходного зрачка описывает окружность, то в плоскости Гаусса он описывает эллипс с полуосями, равными ry^2C и ry^2D (в некоторых плоскостях установки эллипс вырождается в окружность или прямые линии). Наличие астигматизма и кривизны изображения вызывает нерезкость по краям поля зрения.

Оптические системы с устраненным астигматизмом называются анастигматическими или *анастигматами*. Астигматизм опасен в широкоугольных системах, так как полуоси эллипса пропорциональны второй степени величины предмета y^2 (или полевому углу ω^2).

Дисторсия

В реальных ОС возможно изменение линейного увеличения из-за сферической аберрации в зрачках или по причине неравенства единице углового увеличения в зрачках.

Дисторсия – нарушение подобия между предметом и изображением, создаваемым ОС вследствие непостоянства линейного увеличения для различных величин предмета.

Дисторсия определяется коэффициентом E , входящим только в меридиональную составляющую разложения (9.1). Весь пучок смещается на величину $\delta y'_d$, но его гомоцентричность не нарушается.

$$\delta y'_d = y^3 E. \quad (9.14)$$

Особенностью дисторсии является то, что она не зависит от m' , M' – координат пересечения луча с плоскостью выходного зрачка. Дисторсия вызывает искажение предмета, прямые линии могут искривляться, причем кривизна зависит от знака E . На рис. 9.6 приведены изображения квадрата при наличии дисторсии. Дисторсия может быть подушкообразной (положительной) и бочкообразной (отрицательной).

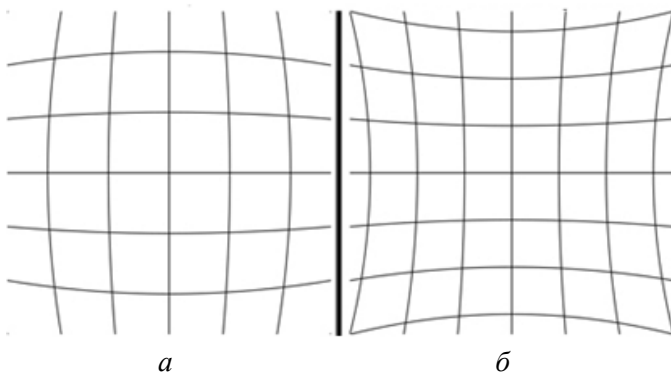


Рис. 9.6. Формы искажений при дисторсии:
a – бочкообразная; *б* – подушкообразная

Величина дисторсии оценивается в абсолютной и относительной мере. Абсолютная величина дисторсии определяется разностью $\Delta y' = y' - y_0'$, где y' и y_0' – величины действительного и идеального изображений предмета y .

Относительная величина дисторсии оценивается обычно в процентах и равна:

$$\Delta = \frac{\Delta y'}{y'_0} \cdot 100 \%. \quad (9.15)$$

При наличии дисторсии все лучи широкого внеосевого пучка лучей собираются в одной точке, но ее координаты не совпадают с гауссовым изображением. Гомоцентричность пучка не нарушается. Дисторсия велика и опасна в широкоугольных системах, так как она пропорциональна 3-й степени линейной (угловой) величины предмета: y^3 или ω^3 .

Дисторсия недопустима в измерительных системах, объективах для аэрофотосъемки и картографии, в системах для репродукции и фотолитографии и в ряде других приложений. Оптическая система, свободная от дисторсии, называется *ортоскопической*. Для построения графика дисторсии по оси абсцисс откладывают значения Δ в процентах, а по оси ординат – угловую или линейную величину предмета.

Примечание. Таким образом, если ограничиться не слишком большими полями ($20\text{--}40^\circ$) и относительными отверстиями (1:4–1:5), то координаты пересечения лучей с плоскостью Гаусса достаточно точно описываются разложением аберраций 3-го порядка (9.1).

В области Зейделя для каждой из пяти монохроматических аберраций присуща вполне определенная фигура рассеяния. Обычно в чистом виде отдельные аберрации не наблюдаются. В реальных системах практически присутствуют все пять аберраций 3-го порядка и некоторые аберрации высших порядков, поэтому фигуры рассеяния имеют более сложный вид.

9.3. Хроматические аберрации 1-го порядка

К основным оптическим характеристикам оптических сред по ГОСТ 3514-94 «Оптическое стекло бесцветное» относятся: показатель преломления, средняя дисперсия, коэффициент дисперсии и относительная частная дисперсия. Существует целый ряд дисперсионных формул (теоретических и эмпирических), по которым могут быть определены показатели преломления для различных длин волн.

В отличие от монохроматических, хроматические aberrации появляются уже в паракиальной области. Это следует из рассмотрения паракиальных инвариантов Аббе и Гюйгенса–Гельмгольца.

В выражении паракиального инварианта Аббе (5.2) $S' = f(n, n' \dots)$ и в формуле инварианта Гюйгенса–Гельмгольца (5.6) $y' = f(n, n' \dots)$. Показатели преломления зависят от длины волны $n = f(\lambda)$, следовательно $S' = f(\lambda)$, $y' = f(\lambda)$.

Поскольку точка на плоскости определяется двумя координатами S' и y' , то в паракиальной области присутствуют две *хроматические aberrации 1-го порядка*: хроматизм положения и хроматизм увеличения.

Хроматизм положения

Рассмотрим геометрический смысл хроматической aberrации положения.

На рис. 9.7 представлена одиночная линза и падающий на нее белый полихроматический пучок света. Изображение предметной *осевой* точки, даваемое линзой, вследствие дисперсии будет находиться на оптической оси, но на различных расстояниях S' от линзы для каждой длины волны.

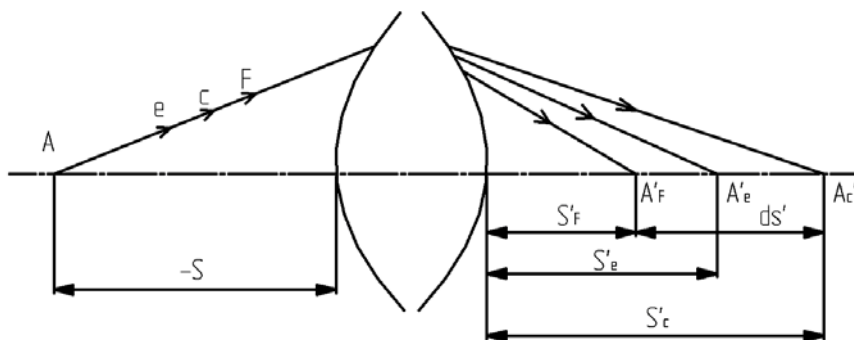


Рис. 9.7. Хроматизм положения

Под хроматизмом положения для видимой области спектра понимают величину $ds' = S'_f - S'_c$. В зависимости от плоскости уста-

новки имеем различную окраску в изображении точки. Для простой одиночной тонкой линзы хроматическая aberrация положения определяется формулами:

$$\begin{aligned} dS' &= -\frac{f'}{v}, \quad \text{если } S_1 = \infty; \\ dS' &= -\frac{S'^2}{f'v}, \quad \text{если } S_1 \neq \infty. \end{aligned} \quad (9.16)$$

Из этих выражений следует, что для простой линзы хроматизм положения исправить невозможно (у положительной линзы хроматизм положения отрицательный, а у отрицательной линзы – положительный). Это справедливо только для тонких линз. Хроматизм положения не зависит также от формы линзы, а зависит только от ее фокусного расстояния и коэффициента дисперсии. Для устранения (исправления) хроматизма положения необходимо соединить по крайней мере одну положительную и одну отрицательную линзы из различных марок стекла.

Условие ахроматизации для линзы с оптической силой Φ

$$dS' = \Sigma \frac{\Phi}{v} = 0. \quad (9.17)$$

Для толстых линз условие исправления хроматизма положения получено в мениске Максутава. Он свободен от хроматизма положения в широкой области спектра, обладает небольшой отрицательной силой и положительной сферической aberrацией. Чтобы выполнить условие (9.17), необходимо продифференцировать выражение для оптической силы толстой линзы (6.3) и приравнять дифференциал нулю ($d\Phi = 0$).

Геометрическое место точек пересечения лучей различных длин волн с оптической осью называется *спектром*. Наиболее характерные типы спектров представлены на рис. 9.8. Для спектра неахроматизированной системы (одиночной линзы) каждая длина волны имеет свою точку изображения. В ахроматизированной системе (*ахромат*) в одной точке соединены лучи двух длин волн.

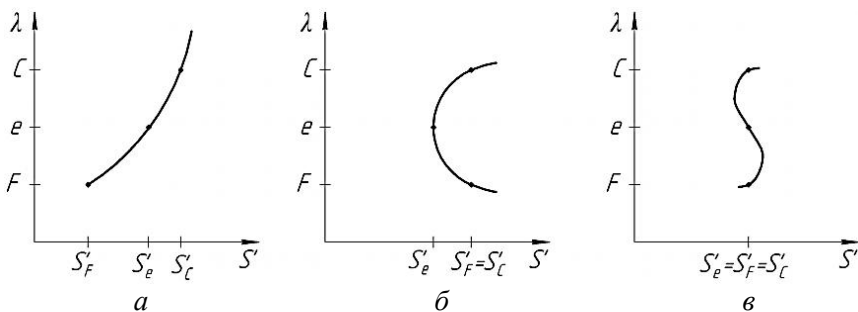


Рис. 9.8. Спектры оптических систем:
a – простой линзы; *б* – системы-ахромата; *в* – системы-апохромата

Для визуальных ОС обычно соединяют спектральные линии C и F , однако, изображение, даваемое лучами основной длины волны (линия e), не совпадает с ней.

Это носит как бы остаточный (вторичный) характер. Изображение практически неокрашенное, если не считать легкого пурпурного ореола. Подобный спектр называется *вторичным*, величина его равна $dS'_{B.C.} = S'_F - S'_e$.

Величина *вторичного спектра* рассчитывается, если устранен хроматизм положения $dS' = S'_F - S'_C = 0$.

Для двухлинзового объектива (ахромата) величина вторичного спектра может быть вычислена по формуле

$$dS'_{B.C.} = f' \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{v_2 - v_1}, \quad (9.18)$$

где $v = \frac{n_e - 1}{n_F - n_C}$, $\gamma = \frac{n_F - n_e}{n_F - n_C}$.

Для исправления вторичного спектра следует применять оптические среды с близкими по значению величинами относительных частных дисперсий, но различными коэффициентами дисперсии, т. е. $\gamma_2 = \gamma_1$, а $v_2 \neq v_1$. Если в объективе применены обычные марки

стекло, $dS'_{B.C.} \approx \frac{1}{2000} f'$.

Системы с исправленным вторичным спектром называются *апохроматами* (рис. 9.8, в). Апохроматы дают практически бесцветное изображение. Такая коррекция достигается путем использования в качестве оптических сред линз кристаллов, (флюорита (CaF_2), фтористого лития (LiF) и стекла, которое имеет особый ход относительных частных дисперсий например, ОФ4, СТК9, ТБФ). *Суперапохроматы* – ОС, у которых к одной точке сведены лучи более трех длин волн.

Хроматизм увеличения

Рассмотрим хроматическую aberrацию увеличения. На рис. 9.9 изображена одиночная линза и падающий на нее главный луч белого света. После его прохождения через линзу в плоскости Гаусса для каждой длины волны имеем свои изображения, в видимой области это y'_F , y'_e и y'_C .

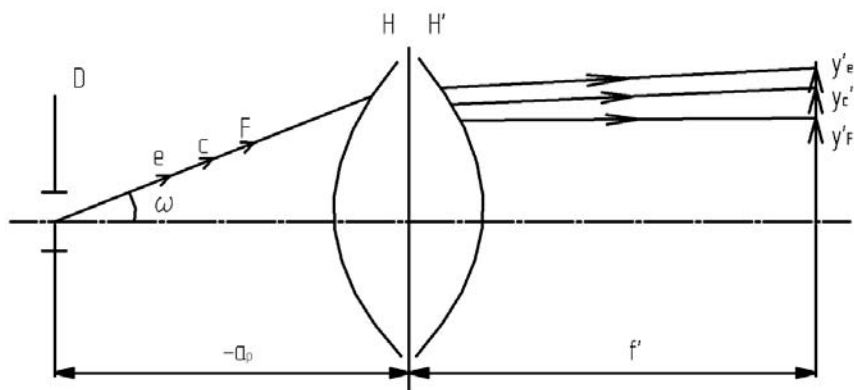


Рис. 9.9. Хроматизм увеличения

Под хроматической разностью увеличения понимаем величину $dy' = y'_F - y'_C$. Относительная величина хроматизма увеличения выражается в процентах: $\frac{dy'}{y'} 100\%$. Эта aberrация проявляется в виде цветного ореола по краям изображения, который снижает контраст

и качество изображения. Для одиночной линзы хроматизм увеличения может быть вычислен по формуле

$$\begin{aligned} \frac{dy'}{y'} &= \frac{a_P}{f'v} 100\%, \text{ если } S = \infty; \\ \frac{dy'}{y'} &= -\frac{Sa_P}{(S_P - S)} \frac{100\%}{f'v}, \text{ если } S \neq \infty. \end{aligned} \quad (9.19)$$

где a_P – расстояние входного зрачка;

S – плоскость предмета относительно первой поверхности линзы.

Когда зрачок совпадает с линзой, то хроматизм увеличения равен нулю. Хроматизм увеличения так же, как и хроматизм положения, не зависит от формы линзы.

Примечание. В паракиальной области наблюдаются хроматические aberrации положения, увеличения и вторичный спектр. В области Зейделя присутствуют пять хроматических aberrаций 3-го порядка: сферохроматическая, цветная кома и т. д.

Глава 10. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ГЛАЗА

10.1. Строение глаза

Глаз, как оптическая система, преобразует энергию оптического излучения в зрительные ощущения. Глаз – шаровидное тело, покрытое непрозрачной оболочкой склерой 10 (рис. 10.1).

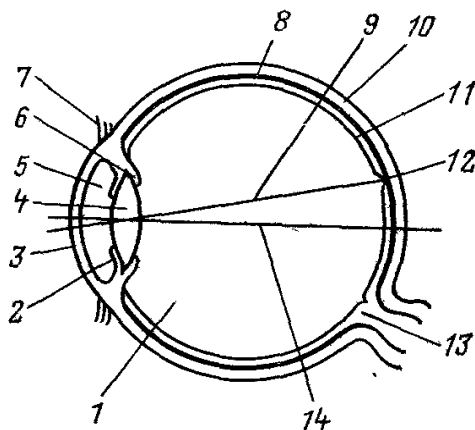


Рис. 10.1. Горизонтальный разрез правого глаза

Свет проникает в глаз через отверстие в радужной оболочке (зрачок 2). В передней части находится роговица 3. Двояковыпуклая эластичная линза (хрусталик 4) разделяет внутреннюю полость глаза на переднюю камеру 5, заполненную водянистой влагой и заднюю 1, заполненную стекловидным телом. Мышцы 6 цилиарного тела изменяют кривизну поверхностей хрусталика. Внутренняя поверхность задней камеры покрыта сетчаткой 11, представляющей собой светочувствительный слой. Между сетчаткой и склерой находится тонкая сосудистая оболочка 8, состоящая из сети кровеносных сосудов. Сетчатка является разветвлением зрительного нерва, место входа которого представляет собой слепое пятно 13.

Сетчатая оболочка – это сложное переплетение нервных клеток и нервных волокон, соединяющих нервные клетки между собой и связывающих глаз с корой головного мозга. Основными светочув-

ствительными элементами (рецепторами) являются два вида клеток: одни – в виде стебелька, называются палочками (высота 30 мкм, толщина 2 мкм), другие – более короткие и более толстые – колбочками (высота 10 мкм, толщина 6–7 мкм).

В сетчатке расположены сверхчувствительные элементы, являющиеся окончаниями зрительного нерва; в пределах слепого пятна светочувствительные элементы отсутствуют. Несколько выше этого пятна расположено желтое пятно 12, ограниченное овалом (6° поля зрения). В средней части желтого пятна находится центральная ямка ($2,5^\circ$ поля зрения) – *участок наиболее ясного видения*. Линия 9, проходящая через центр желтого пятна и заднюю угловую точку глаза, называется *зрительной осью*.

В зависимости от величины падающего светового потока диаметр зрачка глаза изменяется от 1,5 до 8 мм. Глазное яблоко может вращаться в пределах углов $40\text{--}50^\circ$, выполняя сканирование наблюдаемого предмета. Расстояние между центрами зрачков – глазной базис, у взрослого 58–72 мм. При наблюдении близко расположенных предметов глаза поворачиваются так, что их зрительные оси составляют некоторый угол – угол конвергенции ($\max 32^\circ$). Диаметр всего глазного яблока около 22–24 мм, масса 7–8 г. Тонкая сосудистая пластинка (*радужная оболочка*) является диафрагмой, ограничивающей проходящий пучок лучей.

10.2. Характеристики глаза

Аккомодация и адаптация

Аккомодация – это способность глаза приспособливаться к четкому различению предметов, расположенных на разных расстояниях от глаза. Аккомодация происходит путем изменения кривизны поверхности хрусталика при помощи натяжения или расслабления ресничного тела. Когда ресничное тело натянуто, хрусталик растягивается, и его радиусы кривизны увеличиваются. При уменьшении натяжения мышцы хрусталик под действием упругих сил увеличивает свою кривизну.

В покое нормального глаза на сетчатке получают ясные изображения бесконечно удаленных предметов, а при наибольшей аккомодации видны самые близкие предметы. Положение предмета, при

котором создается резкое изображение на сетчатке для ненапряженного глаза, называют *дальней точкой* глаза. Положение предмета, при котором создается резкое изображение на сетчатке при наибольшем возможном напряжении глаза, называют *ближней точкой* глаза. При аккомодации глаза на бесконечность задний фокус совпадает с сетчаткой. При наибольшем напряжении на сетчатке получается изображение предмета, находящегося на расстоянии около 9 см. Разность обратных величин расстояний между ближней и дальней точками глаза называют *объемом аккомодации глаза* (измеряется в дптр).

С возрастом способность глаза к аккомодации постепенно уменьшается. В возрасте 20 лет для нормального глаза ближняя точка находится на расстоянии около 10 см (диапазон аккомодации 10 дптр), в 50 лет ближняя точка располагается на расстоянии уже около 40 см (диапазон аккомодации 2,5 дптр), а к 60 годам уходит на бесконечность, то есть аккомодация прекращается. Это явление называется возрастной дальнозоркостью или *пресбиопией*.

Расстояние наилучшего зрения – это расстояние, на котором нормальный глаз испытывает наименьшее напряжение при рассмотрении деталей предмета. Расстояние наилучшего зрения индивидуально; для нормального глаза при хорошем освещении 50 лк равно 250–300 мм.

Глаз человека реагирует на большой перепад яркостей: от 10^{-7} до 10^5 кд/м². Способность глаза приспособливаться к различной интенсивности светового воздействия называется *зрительной адаптацией*. Различают темновую и световую.

Темновая адаптация происходит при переходе от больших яркостей к малым. Если глаз первоначально имел дело с большими яркостями, то работали колбочки, палочки же были ослеплены, родопсин выцвел, черный пигмент проник в сетчатку, заслоня колбочки от света. Если внезапно яркость видимых поверхностей значительно уменьшится, то вначале раскроется шире отверстие зрачка, пропуская в глаз большой световой поток. Затем из сетчатки начнет уходить черный пигмент, родопсин будет восстанавливаться, и только когда его наберется достаточно, начнут функционировать палочки. Так как колбочки совсем не чувствительны к очень слабым яркостям, то сначала глаз ничего не различает, и только постепенно приходит в действие новый механизм зрения. Лишь

через 50–60 мин пребывания в темноте чувствительность глаза достигает максимального уровня.

Световая адаптация – это процесс приспособления глаза при переходе от малых яркостей к большим. При этом происходит обратная серия явлений: раздражение палочек, благодаря быстрому разложению родопсина, чрезвычайно сильно, они «ослеплены», и даже колбочки, не защищенные еще зернами черного пигмента, раздражены слишком сильно. Только по истечении достаточного времени приспособление глаза к новым условиям заканчивается, прекращается неприятное чувство ослепления и глаз приобретает полное развитие всех зрительных функций. Световая адаптация происходит в течение 8–10 мин.

Таким образом, адаптация обеспечивается тремя явлениями:

- 1) изменение диаметра отверстия зрачка;
- 2) перемещение черного пигмента в слоях сетчатки;
- 3) различная реакция палочек и колбочек.

Оптические характеристики

Поле зрения глаза. Общее поле зрения глаза громадно, больше, чем у какого либо оптического прибора (125° по вертикали и 150° по горизонтали), но в действительности для ясного различения может быть использована лишь ничтожная часть поля зрения, определяемая областью желтого пятна ($6-8^\circ$). Вся остальная часть поля зрения служит только для грубого ориентирования в пространстве. Вследствие этой особенности светочувствительного аппарата глазу для обозрения окружающего пространства приходится совершать непрерывное вращательное движение. Глазное яблоко может вращаться в пределах $45-50^\circ$. Это вращение позволяет проецировать изображения различных предметов на центральную ямку и дает возможность рассмотреть их детально. Движения глаза совершаются без участия сознания и, как правило, не замечаются человеком.

Предел разрешения глаза. В любой оптической системе существует некий конечный предел возможности различать детали отчетливо. Для специалистов в области оптотехники большой интерес представляет величина *нижнего предела разрешения* глазом двух соседних точек: эта величина определяет все допуски на характеристики оптических приборов, работающих с глазом. *Угловой предел*

разрешения глаза – это минимальный угол, при котором глаз наблюдает раздельно две светящиеся точки.

$$\Psi = \frac{140''}{D}. \quad (10.1)$$

Угол разрешения порядка $\Psi = 1'$ и зависит от многих факторов: контраст предметов, освещенность, диаметр зрачка, длина волны. Предел разрешения увеличивается при удалении изображения от центральной ямки и при наличии дефектов зрения.

Диаметр зрачка глаза. Обычно при конструировании приборов для визуальных наблюдений предполагается, что диаметр светового пучка, попадающего в глаз, не превышает 4–5 мм. При расчете таких приборов рассматривается нормальный глаз, не имеющий дефектов зрения. Зрачок может изменяться в диаметре от 2 до 8 мм, при этом его площадь и, соответственно, световой поток изменяются в 16 раз. Сокращение зрачка происходит за 5 с, а его полное расширение – за 5 мин.

В расчетах принимают диаметр зрачка $D=1,5-2,5$ мм; улучшение разрешения только до $D = 3-4$ мм; далее сказываются аберрации глаза, и Ψ падает.

Острота зрения S – способность глаза видеть раздельно два предмета, расположенных близко друг от друга.

$$S = \frac{1}{\Psi}. \quad (10.2)$$

Обычно $S = 0,5-3$ (Ψ в угловых минутах).

10.3. Упрощенная оптическая схема глаза

Оптическая система глаза чрезвычайно сложна, поэтому при расчетах хода лучей обычно пользуются упрощенным, эквивалентным истинному «схематическим глазом» (рис. 10.2).

Поток излучения, отраженный от наблюдаемого предмета, проходит через оптическую систему глаза и фокусируется на его внутренней поверхности – сетчатой оболочке, образуя на ней обратное

и уменьшенное изображение (мозг переворачивает обратное изображение, и оно воспринимается как прямое).

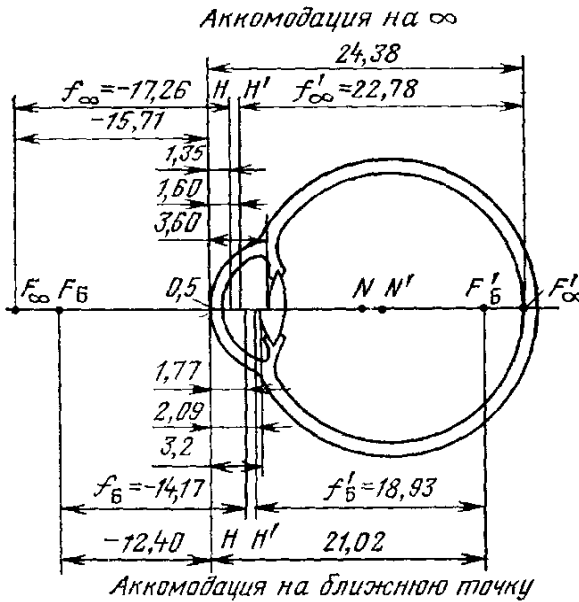


Рис. 10.2. Схематический глаз

Оптическая система глаза является комбинацией из двух линз – роговицы и хрусталика, разделенных полостью камеры, заполненной водянистой средой (влажгой). Особенностью этой системы является то, что последняя среда, проходимая светом непосредственно перед образованием изображения на сетчатке, обладает показателем преломления, отличным от единицы. Вследствие этого фокусные расстояния оптической системы глаза во внешнем пространстве (переднее фокусное расстояние) и внутри глаза (заднее фокусное расстояние) неодинаковы.

В табл. 10.1 приведены данные для аккомодированного и не аккомодированного глаза.

Показатели преломления: роговицы 1,376, водянистой влаги и стекловидного тела 1,336, хрусталика 1,386.

Таблица 10.1

Оптические параметры глаза

Радиусы поверхности хрусталика (мм)	В покое	При наибольшей аккомодации
Передней (мм)	10	5,33
Задней (мм)	-6	-5,33
Оптическая сила глаза (дптр)	58,64	70,57
Увеличения в зрачках	0,909	0,941
Фокусное расстояние		
Переднее (мм)	-17,055	-14,169
Заднее (мм)	22,785	18,930

Преломление света в глазе происходит главным образом на его внешней поверхности – роговой оболочке, или роговице, а также на поверхностях хрусталика.

Объем аккомодации – расстояние между этими точками в диоптриях (для схематического глаза 11 дптр).

Оптическая сила глаза [дптр] вычисляется как обратное заднее фокусное расстояние f' , выраженное в метрах. Заднее фокусное расстояние может изменяться приблизительно на 20 %. Эта способность глаза называется *аккомодацией*. Точка предмета, которую видит глаз при аккомодации на бесконечность, называется *дальней точкой ясного зрения*. При наибольшем напряжении аккомодационных мышц $f' = 18,93$ мм, глаз видит точку *Б* (*ближняя точка ясного зрения*), отстоящую от вершины первой поверхности роговицы на 92 мм.

10.4. Цветовое восприятие

В основе восприятия цвета лежат сложные физико-химические процессы, совершающиеся в зрительных рецепторах.

Палочки и колбочки различаются по своим функциям: палочки обладают большей чувствительностью, но не различают цветов и являются аппаратом сумеречного зрения (зрения при слабом освещении); колбочки чувствительны к цветам, но зато менее чувствительны к свету и поэтому являются аппаратом дневного зрения.

Всего в глазу располагается около 130 миллионов палочек и 7 миллионов колбочек. Распределение рецепторов на сетчатке неравномерно: в области желтого пятна преобладают колбочки; к периферии сетчатки, наоборот, число колбочек быстро уменьшается, и остаются одни только палочки.

В палочках находится особый пигмент – *родопсин*, собирающийся в них в темноте и выцветающий на свету. Восприятие света палочками обусловлено химическими реакциями под действием света на родопсин. Колбочки реагируют на свет за счет реакции *йодопсина*.

Кроме родопсина и йодопсина дно глаза обладает еще одним пигментом черного цвета, роль которого состоит в предохранении светочувствительного аппарата от чересчур сильных световых раздражений.

Различают три типа колбочек, проявляющих наибольшую чувствительность относительно трех основных цветов видимого спектра: красно-оранжевый (600 – 700 нм); зеленый (500 – 600 нм); синий (400 – 500 нм).

Особенности цветовой чувствительности клеток определяются различиями в зрительном пигменте. Комбинации возбуждений этих приемников разных цветов дают ощущения всей гаммы цветовых оттенков.

В видеотехнике эти цвета называются тремя первичными цветами – RGB (Red, Green, Blue). Все цвета, встречающиеся в природе, можно создать, смешивая свет этих трех длин волн и варьируя их интенсивность. Смесь, состоящая из 100 % каждого цвета, дает белый свет. Отсутствие всех цветов дает отсутствие света или черный цвет.

В случае ослабления восприятия одного из цветов цветовое зрение может нарушаться. Известны три разновидности частичной цветовой аномалии: «краснослепые», «фиолетослепые» и «зеленослепые». Впервые нарушение цветового зрения было обнаружено у известного английского химика Дж. Дальтона – он не воспринимал красный цвет. Этот дефект зрения стал называться дальтонизмом. Дальтонизм обусловлен изменением в мужской хромосоме и встречается у 5–8 % мужчин и лишь у 0,4 % женщин.

Восприятие цвета заметно изменяется в зависимости от внешних условий. Один и тот же цвет воспринимается по-разному при солнечном свете и при свете свечей. Однако зрение человека адаптируется к источнику света, что позволяет в обоих случаях идентифицировать свет как один и тот же – происходит цветовая адаптация

(в темных очках сначала все кажется окрашенным в цвет очков, но этот эффект через некоторое время пропадает). Аналогично вкусу, обонянию, слуху и другим органам чувств восприятие цвета так же индивидуально. Люди могут отличаться друг от друга чувствительностью к диапазону видимого света.

10.5. Недостатки зрения и их коррекция

Глаз называется нормальным (эмметропическим), если его дальняя точка лежит на бесконечности. Зона аккомодации: от ближней точки до бесконечности ∞ . Если дальняя точка не лежит на ∞ , глаз называется *аметропическим*. Аметропия выражается в диоптриях и равна обратному расстоянию a_D от роговицы до дальней точки D .

$$A_D = \frac{1000}{a_D}. \quad (10.3)$$

Причиной аметропии часто служит неправильная длина глазного яблока или неправильная форма роговицы или хрусталика.

Существует два вида аметропии:

- близорукость или миопия (отрицательный отрезок a_D);
- дальнозоркость, гиперметропия (дальняя точка мнимая и лежит справа от глаза).

Причин близорукости может быть две. Первая – удлиненное глазное яблоко при нормальной преломляющей силе глаза. Другая причина – слишком большая оптическая сила оптической системы глаза (более 60 диоптрий) при нормальной длине глаза (24 мм). При близорукости изображение от предмета не может сфокусироваться на сетчатку, а находится внутри глаза. На сетчатку попадает только фокус от близко расположенных к глазу предметов, то есть дальняя точка глаза приближается от бесконечности на конечное расстояние.

Дальнозоркость вызывается слабой оптической силой оптической системы глаза для данной длины глазного яблока (либо короткий глаз при нормальной оптической силе, либо малая оптическая сила глаза при нормальной длине). Поскольку дальнозоркий глаз обладает относительно слабой преломляющей способностью, чтобы сфокусировать изображение на сетчатке, увеличивается напряжение мышц,

изменяющих кривизну хрусталика, то есть глазу приходится аккомодироваться. Но даже и этого бывает недостаточно, чтобы рассмотреть предметы вдаль. При рассматривании близко расположенных предметов напряжение еще больше возрастает – чем ближе предметы к глазу, тем все дальше за сетчатку уходит их изображение.

Астигматизм глаза – aberrация из-за неодинаковой оптической силы глаза в разных направлениях; изображения взаимно перпендикулярных прямых линий не получаются одинаково резкими.

Причина астигматизма лежит либо в неправильной, несферической форме роговицы (в разных сечениях глаза, проходящих через ось, радиусы кривизны неодинаковы), либо в нецентричном по отношению к оптической оси глаза положении хрусталика. Обе причины приводят к тому, что для различных сечений глаза фокусные расстояния оказываются неодинаковыми.

Для коррекции аметропии близорукого глаза используют отрицательную линзу, задний фокус которой F'_n размещен в дальней точке ясного зрения D .

$$f' = a_D + d, \quad (10.4)$$

где d – расстояние от линзы до роговицы.

Скорректировать близорукость можно при помощи отрицательных очковых линз (рис. 10.3).

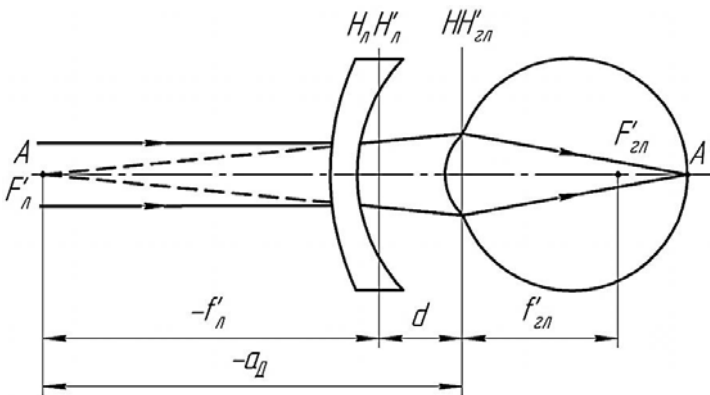


Рис. 10.3. Глаз с очковой отрицательной линзой

Рефракция очковой линзы, корректирующей аметропию, рассчитывается по формуле

$$D = \frac{1000}{f'_л} = \frac{1000}{\frac{1000}{A_D} + d}.$$

Контактные линзы располагаются вплотную к глазу, поэтому их оптическая сила равна аметропии.

Для коррекции астигматизма линза должна иметь разную рефракцию во взаимно перпендикулярных сечениях, т. е. она должна иметь цилиндрические или торические поверхности.

Исправление астигматизма возможно при помощи цилиндрических (собирающих или рассеивающих) линз. Астигматизм обычно сочетается с другими дефектами зрения – близорукостью или дальнозоркостью, поэтому астигматические очки зачастую сочетают в себе и сферические, и цилиндрические образующие.

Глава 11. ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

11.1. Оптические характеристики

К телескопическим системам относятся разнообразные зрительные трубы биноклей, перископов, прицелов, стереотруб, визиров, дальномеров, теодолитов, нивелиров и других приборов, которые служат для наблюдений, в том числе и из-за укрытий, визирования на цели и для измерения углов, высот и расстояний до предметов, находящихся в бесконечности (или на больших расстояниях).

Простые зрительные трубы состоят из двух компонентов: объектива и окуляра. Для того чтобы параллельный пучок лучей, попавший в телескопическую систему, вышел из нее параллельным необходимо совместить задний фокус объектива с передним фокусом окуляра. При этом *оптический интервал* Δ – расстояние между точкой F_1' заднего фокуса объектива и точкой F_2 переднего фокуса окуляра: $\Delta = 0$.

В таких системах эквивалентное фокусное расстояние равно бесконечности, а оптическая сила равна нулю (афокальные ОС). Телескопические системы можно использовать не только для наблюдения удаленных предметов, но и в качестве коллимирующих систем для формирования излучения лазеров, а также в устройстве для изменения увеличений (вращающиеся телескопические системы).

Сложная телескопическая система, кроме двух основных составляющих узлов – объектива и окуляра, может иметь ряд других оптических деталей: защитные стекла, сетки, призмы, оборачивающие и фокусирующие системы, светофильтры и т. п. Конструктивно эти детали могут быть отнесены как к объективной, так и к окулярной части.

Основные характеристики телескопической системы:

- видимое увеличение Γ ,
- угловое поле 2ω ($2\omega'$),
- диаметр выходного (входного) зрачка D' (D).

Другими *важными характеристиками* являются: осевая длина системы, удаление выходного зрачка от задней главной плоскости a'_p (или от последней поверхности линзы S'_p) окуляра, коэффициент виньетирования k_w , разрешающая способность Ψ .

Телескопическая система работает непосредственно с глазом наблюдателя. Для устранения напряжения аккомодации необходимо, чтобы изображение, создаваемое системой, находилось на бесконечности.

Числовая апертура в пространстве предметов $A = n \cdot \sin|\sigma_A| = 0$ и в пространстве изображений $A' = n' \cdot \sin|\sigma'_A| = 0$.

Для телескопической системы видимое Γ , линейное β , угловое γ и продольное α увеличения являются постоянными величинами, не зависящими от положения предмета и связанными друг с другом следующими зависимостями:

$$\beta = \frac{n}{n'\Gamma} = \text{const}; \quad \gamma = \Gamma = \frac{\text{tg}\omega'}{\text{tg}\omega} = \text{const}; \quad \alpha = \frac{n}{n'\Gamma^2} = \text{const}. \quad (11.1)$$

При увеличении $\Gamma \neq 1$ происходит искажение видимого через зрительную трубу оптического изображения, т. к. увеличение $\beta \neq \alpha$. При $\Gamma > 1$ продольное увеличение $\alpha < \beta$ и пространственное изображение будет представляться сжатым в осевом направлении (искажение перспективы). При выполнении условия естественного впечатления $\Gamma = 1$ имеем равенство $\beta = \alpha$, и искажение отсутствует.

11.2. Ограничение пучков лучей в телескопической системе

В *трубе Кеплера* апертурная диафрагма совпадает с оправой объектива или вынесена вперед (она является входным зрачком). Положение входного зрачка относительно передней главной плоскости объектива определяется параметром a_p . Положение выходного зрачка рассчитывается по ходу главного луча, а его размер – по ходу апертурного. Удаление выходного зрачка от задней главной плоскости окуляра определяют параметром a'_p . В визуальных телескопических системах глаз наблюдателя обычно совмещен с выходным зрачком системы.

Полевая диафрагма расположена в плоскости промежуточного изображения (в передней фокальной плоскости окуляра), где расположено визирное устройство (сетка, шкала с делениями), оправа которой служит ПД, что является достоинством этой трубы. Размер ПД определяет поле зрения трубы Кеплера.

Ограничение пучков *трубы Галилея* рассматривается в системе «труба + глаз». Апертурной диафрагмой в таком случае является зрачок глаза наблюдателя, который служит выходным зрачком. Размер и положение зрачка глаза наблюдателя определяют размер АД и ее положение (отрезок a'_p), эти величины являются исходными для габаритного расчета трубы Галилея. Входной зрачок *мнимый* и всегда располагается далеко справа в системе Галилея.

В трубе Галилея нет действительного промежуточного изображения, поэтому отсутствует ПД, т. е. нельзя использовать визирное устройство и сетку с делениями. Поле зрения резко не ограничено, в системе неизбежно виньетирование. Оправой объектива служит ВД, и угловое поле зрения рассчитывают из условий допустимого виньетирования (обычно принимают 50 %).

Систему Галилея используют в театральных, туристических биноклях, а также в качестве коллимирующих систем лазерного излучения (обратные системы).

Удаление выходного зрачка в зрительных трубах оптических приборов обычно от 8–10 до 12–15 мм, иначе веки глаз будут касаться последней поверхности окуляра. При работе с противогазом или прицелами, где возможна отдача, удаление выходного зрачка рекомендуется брать не менее 20–22 мм, а в минометных, винтовочных и авиационных прицелах – не менее 50 мм. Для облегчения совмещения зрачка глаза с выходным зрачком на оправе окуляра часто устанавливается наглазник.

11.3. Габаритный расчет трубы Кеплера

На рис. 11.1 представлена схема с ходом лучей для простой трубы Кеплера, составленной из тонких компонентов (объектива и окуляра) при выносе зрачка $a_p = 0$.

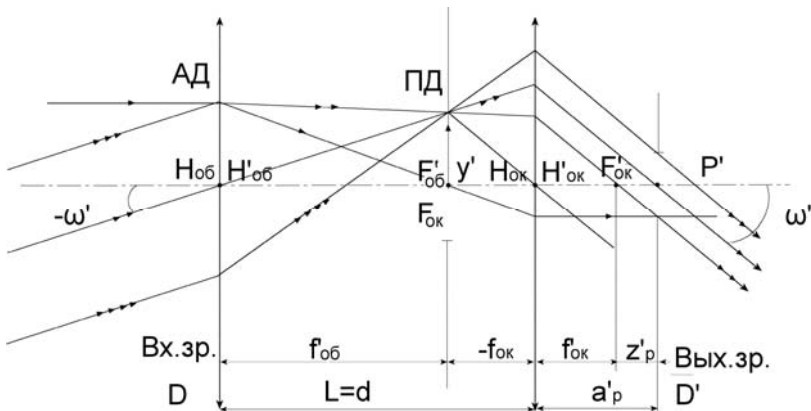


Рис. 11.1. Ход лучей в трубе Кеплера

Формулы для габаритного расчета простой трубы Кеплера, состоящей из объектива и окуляра.

Видимое увеличение:

$$\Gamma = \frac{\text{tg}\omega'}{\text{tg}\omega} = \frac{D}{D'} = -\frac{f_1'}{f_2'}. \quad (11.2)$$

В системе Кеплера фокусные расстояния объектива и окуляра положительные ($f_1' > 0$, $f_2' > 0$), поэтому видимое увеличение $\Gamma \leq 0$, и изображение перевернутое.

Расстояние между компонентами:

$$d = f_1' + f_2'. \quad (11.3)$$

Размер полевой диафрагмы:

$$D_{\text{ПД}} = 2f_1' \cdot \text{tg}\omega = 2f_2' \cdot \text{tg}\omega'. \quad (11.4)$$

Удаление выходного зрачка:

$$a'_п = f_2' + z'_п. \quad (11.5)$$

Удаление выходного зрачка от заднего фокуса окуляра:

$$z'_p = \frac{z_p}{\Gamma^2},$$

где z_p – удаление входного зрачка от переднего фокуса объектива.

При выносе зрачка a_p относительно объектива и виньетировании, диаметры линз объектива и окуляра рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} D_{об} &= 2(a_p \operatorname{tg} \omega + m); \\ D_{ок} &= 2(a'_p \operatorname{tg} \omega' + m'), \end{aligned} \quad (11.6)$$

где m – ордината крайнего луча широкого наклонного пучка лучей в плоскости входного зрачка;

m' – ордината крайнего луча наклонного пучка лучей в выходном зрачке.

Коэффициент виньетирования определяется выражением:

$$k_\omega = \frac{D - \bar{D}}{D},$$

где D – диаметр входного зрачка;

\bar{D} – ширина наклонного пучка лучей, измеренная в плоскости входного зрачка ($\bar{D} = 2m$), видимое увеличение $|\Gamma| = \frac{m}{m'}$.

Величина $2m$ определяет ширину наклонного пучка на входном зрачке D , пропускаемого трубой. Можно ограничить ширину $2m$ наклонного пучка лучей для края поля зрения и связать ее с диаметром входного зрачка соотношением $2m = k_\omega D_{зр.вх}$, где k_ω – коэффициент виньетирования (выбирается конструктивно).

Дифракционная разрешающая способность (угловая) по критерию Рэлея:

$$\Psi = \frac{1,22\lambda}{D}.$$

В визуальной области ($\lambda = 0,000546$ мм) с учетом коэффициента перехода от радиан к секундам расчетная формула разрешения зрительных труб

$$\Psi = \left(\frac{140}{D} \right)''$$

В этом случае контраст между дифракционными изображениями точек составляет 22,5 % (технологический критерий для производства приборов). По астрономическому критерию глаз способен различать контраст порядка 5 %, тогда

$$\Psi = \left(\frac{120}{D} \right)'' \quad (11.7)$$

Угловые пределы разрешения телескопической системы в пространстве предметов Ψ и изображений Ψ' связаны выражением: $\Psi' = \Psi \cdot \Gamma$. Для того чтобы глаз мог полностью использовать разрешающую способность объектива, ее видимое увеличение, называемое *полезным*, равно $\Gamma_{\Pi} = 60'' / \Psi$. Сравнивая формулы (11.7) и (11.8), получим

$$\Gamma_{\Pi} = 0,5D.$$

Т. е. при повышении видимого увеличения больше полезного при постоянном диаметре входного зрачка D разрешающая способность телескопической системы не растет; диаметр зрачка глаза, соответствующий наилучшему разрешению $D_{\Gamma\Pi} = 2,0-2,3$ мм. Учитывая, что с одной стороны, имеются наблюдатели с повышенной остротой зрения (угловой предел разрешения $\sim 30''$), а с другой, астрономические и геодезические приборы имеют выходной зрачок ~ 1 мм (угловой предел $90''$), имеем значение полезного увеличения в следующих пределах:

$$0,2D \leq \Gamma_{\Pi} \leq 0,75D. \quad (11.8)$$

Угловой предел разрешения, учитывающий разрешение глаза:

$$\Psi = \frac{60''}{\Gamma}.$$

Необходимое перемещение окуляра для компенсации недостатков зрения (дальнезоркость или близорукость):

$$\Delta = \frac{f_2'^2}{\frac{1000}{A_D} + z_p'}, \quad (11.9)$$

где A_D – аметропия глаза [дптр];

z_p' – расстояние от заднего фокуса F' окуляра до глаза.

11.4. Габаритный расчет трубы Галилея

Трубы Галилея используются, в основном, в биноклях с видимым увеличением $\Gamma = 2^x - 8^x$, углом поля зрения $2\omega = 5-20^\circ$, насадках для систем переменного увеличения в зрительных трубах и микроскопах.

Достоинства системы Галилея:

- простота конструкции;
- малые потери яркости (10–15 %), что позволяет применять его при плохом освещении (сумерки, туман);
- ввиду малого увеличения трубы аберрации объектива и окуляра могут частично компенсироваться.

Недостатки:

- нет действительного изображения, невозможно устранить затенение (нельзя разместить ПД);
- малое поле зрения.

Фокусное расстояние объектива положительное ($f_1' > 0$), а фокусное расстояние окуляра отрицательное ($f_2' < 0$), видимое увеличение больше нуля (прямое изображение).

На рис. 11.2 представлена оптическая схема трубы Галилея.

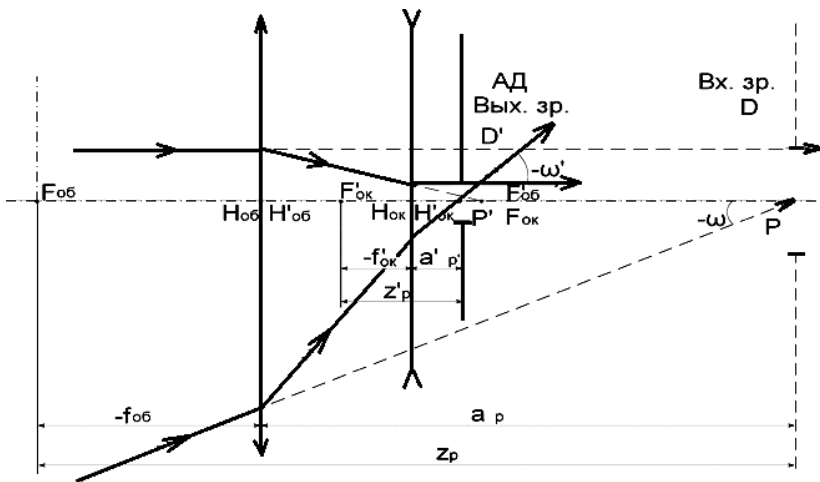


Рис. 11.2. Оптическая схема трубы Галилея с ходом лучей

Положение входного зрачка a_p относительно объектива

$$a_p = a'_p \Gamma^2 + f'_1 (\Gamma - 1). \quad (11.10)$$

В зависимости от степени виньетирования для расчета углового поля в пространстве предметов имеем следующие формулы:

а) при отсутствии виньетирования: $\operatorname{tg} \omega = \frac{D_{об} - D}{2a_p}$;

б) при виньетировании 50 %: $\operatorname{tg} \omega = \frac{D_{об}}{2a_p}$;

в) при виньетировании 100 %: $\operatorname{tg} \omega = \frac{D_{об} + D}{2a_p}$.

Из формул видно, что поле зрения в трубе Галилея возрастает с увеличением диаметра объектива. При виньетировании 50 % диаметры объектива и окуляра определяются выражениями:

$$D_{об} = D_{вд} = 2a_p \cdot \operatorname{tg} \omega, \quad D_{ок} = 2a'_p \cdot \operatorname{tg} \omega'.$$

Удаление выходного зрачка в трубах лабораторных приборов не менее 8–10 мм и не более 12–15 мм, в трубах с прицелами от 20–22 до 50 мм.

11.5. Сложные зрительные трубы

Состав сложных зрительных труб

Сложные зрительные трубы – оптические устройства широкого назначения; имеют в своей схеме оборачивающие системы, коллективы и некоторые дополнительные компоненты. Сложные трубы используют базовую систему Кеплера с промежуточным изображением. Для наблюдения изображения предметов в прямом виде, труба Кеплера усложняется введением оборачивающей системы, устанавливаемой после объектива и передающей изображение обычно в масштабе 1:1. Перед окуляром трубы Кеплера получается прямое изображение, которое наблюдается глазом. Оборачивание происходит полное, слева направо и снизу вверх.

Оборачивающая система – часть сложной телескопической системы, поворачивающая на 180° изображения предметов, создаваемые предшествующей частью ОС. Применяют линзовые и призмённые оборачивающие системы. Линзовые обычно применяют в приборах, имеющих большую осевую длину – перископах, дальномерах, танковых и др. прицелах, медицинских приборах.

Призмённые оборачивающие системы, кроме прямого назначения, применяются для сокращения габаритов прибора по длине и более компактного размещения отдельных узлов корпуса прибора. Применяются различные комбинации прямоугольных призм с одной и двумя отражающими гранями, с призмой Дове, башмачной и пентапризмой (рис. 11.3).

Труба с линзовой оборачивающей системой становится более длинной, поэтому ее диаметр приходится увеличивать, чтобы пропустить полные пучки лучей по всему полю зрения.

Для уменьшения габаритов в фокальной плоскости объектива устанавливается коллектив (плосковыпуклая или двояковыпуклая положительная линза из стекла К8, БК8, ТК16). Когда линза коллектива плосковыпуклая, на плоской стороне наносится сетка.

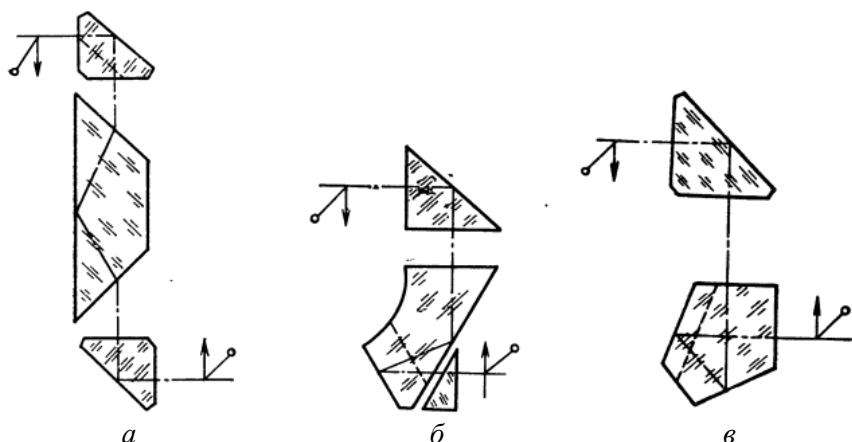


Рис. 11.3. Призмные оборачивающие системы

Расчет коллектива сложной зрительной трубы

Для изменения поперечных габаритов последующих компонентов в задней фокальной плоскости объектива устанавливают *коллектив*. Положительная линза коллектива служит для сопряжения входного и выходного зрачков трубы. Положение входного зрачка определяют:

- конструктивные соображения;
- требования качества изображения (желание улучшить компенсацию аберраций).

Принцип действия положительного коллектива в схеме зрительной трубы дан на рис. 11.4, где указан ход главного луча, идущего из центра входного зрачка зрительной трубы.

Коллектив размещен в совмещенных фокальных плоскостях объектива 1 и окуляра 3 зрительной трубы, он пригибает главный луч к оптической оси, тем самым уменьшая поперечный размер линз окуляра.

Коллектив служит для сопряжения входного и выходного зрачков. Обычно задают удаление для входного зрачка a_{p_1} и выходного зрачка $a'_{p'_3}$.

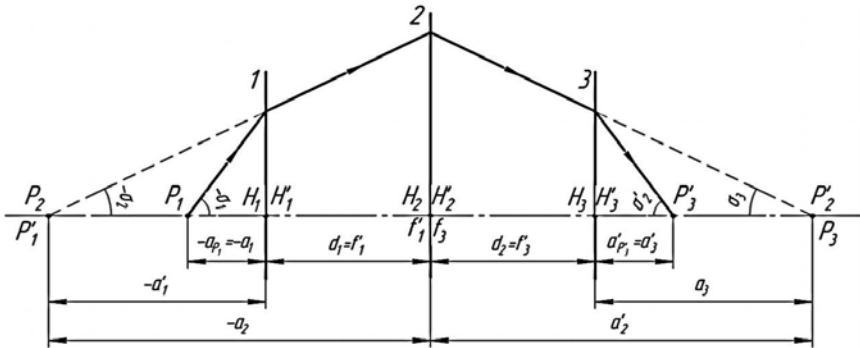


Рис. 11.4. Схема для определения оптической силы коллектива

Оптическая сила Φ_2 коллектива находится из формулы Гаусса, если известны отрезки a_2 и a_2' , когда фокусные расстояния объектива и окуляра рассчитаны:

$$a_2 = a_1' - f_1' = a_1' - \frac{1}{\Phi_1}, \quad a_2' = a_3 - f_3' = a_3 + \frac{1}{\Phi_3}.$$

Отрезки a_1' , a_3 связаны с отрезками $a_1 = a_{p_1}$ и $a_3' = a_{p_3}'$. Имеем выражения:

$$a_1' = \frac{a_p}{1 + (a_p \Phi_1)}, \quad a_3 = \frac{a_{p_3}'}{1 - (a_{p_3}' \Phi_3)}.$$

Подставляя последовательно все формулы, получаем расчетную формулу для определения оптической силы коллектива:

$$\Phi_2 = \Phi_1(1 + a_p \Phi_1) + \Phi_3(1 - a_{p_3}' \Phi_3). \quad (11.11)$$

Оптическая сила линзы-коллектива при сопряжении зрачков сложной трубы с оборачивающими системами рассчитывается с учетом расположения апертурной диафрагмы (например, АД в двухкомпонентной оборачивающей системе располагается в середине воздушного промежутка между объективами-линзами оборачиваю-

щей системы; в этом случае имеем наилучшее прохождение всего наклонного пучка при наименьших габаритах).

Общая методика габаритного расчета линзовых оборачивающих систем

Для оборачивающей системы задняя фокальная плоскость объектива и передняя фокальная плоскость окуляра являются сопряженными, причем первая служит предметом, а вторая – изображением. Применяют линзовые оборачивающие системы двух типов: однокомпонентные и двухкомпонентные (рис. 11.5).

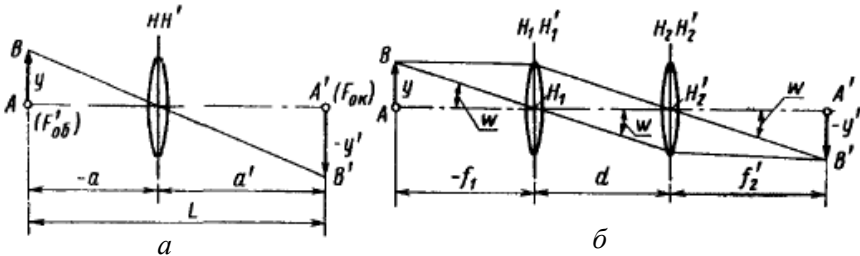


Рис. 11.5. Оборачивающие системы:
а – однокомпонентные; б – двухкомпонентные

Оборачивание изображения производят:

- одной склеенной ахроматической линзой;
- двумя объективами с параллельным ходом лучей между ними (предмет и изображение располагаются в соответствующих фокальных плоскостях этих объективов); обычно фокусные расстояния объективов равны друг другу.

Оптическая система с одной оборачивающей линзой часто имеет в своей схеме коллектив. АД является оправой оборачивающей линзы. Оптические характеристики такой схемы:

- оптические силы объектива, коллектива, оборачивающей линзы и окуляра (Φ_1, Φ_2, Φ_3 и Φ_4);
- линейное увеличение оборачивающего компонента β_3 ;
- видимое увеличение сложной трубы Γ .

Предмет и изображение для оборачивающей системы располагаются на двойном фокусном расстоянии $-a = a' = 2f_3'$. Кроме того, $\beta_3 = a'/a$.

Фокусное расстояние объектива совместно с коллективом и оборачивающей линзой $f'_{1,2,3} = \beta_3 f'_1$.

Видимое увеличение Γ всей трубы находим по формуле

$$\Gamma = -f'_{1,2,3} / f'_4 = -\beta_3 f'_1 / f'_4. \quad (11.12)$$

Если длина сложной зрительной трубы равна L_c , то для расчета отрезков a и a' имеем систему уравнений;

$$L = -a + a' = L_c - f'_1 - f'_4;$$

$$\beta_3 = a' / a,$$

где L – расстояние между фокальными плоскостями объектива и окуляра.

Расчет трубы с оборачивающим компонентом может быть выполнен различными способами; поэтому конструктор всегда имеет возможность задать дополнительные условия.

Оборачивающая система из двух компонентов.

Применение двухкомпонентной оборачивающей системы упрощает устройство всей трубы и значительно улучшает исправление aberrаций. На рис. 11.6 представлена схема с ходом лучей при 50 % виньетировании. Главный луч пересекает оптическую ось в середине воздушного промежутка между линзами оборачивающей системы (центр АД).

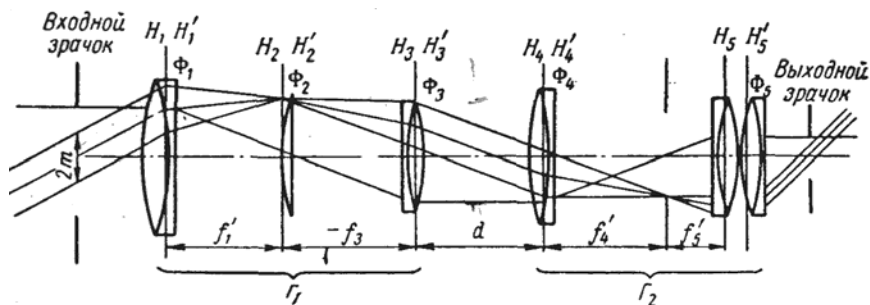


Рис. 11.6. Сложная труба с оборачивающей системой из двух компонентов

Для облегчения сборки и юстировки, а также aberrационного расчета желательно, чтобы пучки лучей между линзами (компонен-

тами) оборачивающей системы были параллельными, а компоненты имели симметричное расположение. В этом случае расстояние между линзами оборачивающей системы не будет влиять на ее видимое увеличение.

Для расчета такой трубы задаются: видимое увеличение Γ ; поле зрения 2ω ; диаметр выходного зрачка $D_{\text{зр.вых}}$; длина трубы L_c . Оборачивающая система передает изображение обычно в масштабе 1 : 1, имеем условие симметрии $f_3' = f_4'$.

Рассмотрим всю систему сложной трубы как совокупность двух простых телескопических систем с увеличениями Γ_1 и Γ_2 .

Общее увеличение:

$$\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2. \quad (11.13)$$

где $\Gamma_1 = -f_1' / f_3'$, $\Gamma_2 = -f_4' / f_5'$; f_1' – фокусное расстояние объектива;

f_3' , f_4' – фокусное расстояние компонентов оборачивающей системы;

f_5' – фокусное расстояние окуляра.

Из условия симметрии находим $D_3 = D_4$, где D_3 и D_4 – световые диаметры оборачивающих линз.

Диаметр коллектива: $D_2 = -2f_1' \operatorname{tg}\omega_1$.

Зависимость между световым диаметром коллектива и световым диаметром оборачивающих линз: $D_3 = cD_2$, где D_2 – диаметр коллектива и c – некоторый коэффициент, выбираемый конструктором.

Фокусное расстояние $f_3' = f_1' D_3 / D_{\text{зр.вых}}$.

Коллектив установлен в фокальной плоскости объектива и поэтому на видимое увеличение системы не влияет, следовательно:

$$\Gamma = -f_1' f_4' / (f_3' f_5'). \quad (11.14)$$

Длина трубы равна

$$L_c = f_1' + f_3' + d + f_4' + f_5'$$

в зависимости от выбранных значений c и k_ω , может быть произведен расчет трубы из параметрического уравнения с одним неизвестным:

$$-4(1 + c(1 - k_\omega))c \Gamma^2 \operatorname{tg}\omega_1 (f_5')^2 / D_{\text{зр.вых}} + (1 + \Gamma)f_5' - L_c = 0.$$

Видимое увеличение сложной трубы Γ на основании соотношения (11.14) будет иметь вид $\Gamma = -f_1'/f_5'$.

Часто полагают, что $c = 1$ и $k_\omega = 0,5$, тогда последнее уравнение принимает вид:

$$-6 \Gamma^2 \operatorname{tg} \omega_1 (f_5')^2 / D_{\text{зр.вх}} + (1 + \Gamma) f_5' - L_c = 0. \quad (11.15)$$

11.6. Объективы и окуляры зрительных труб

Объективы

Объектив – оптическое устройство, предназначенное для создания действительного оптического изображения. Обычно состоит из набора линз (в некоторых схемах – из зеркал), рассчитанных для взаимной компенсации аберраций и собранных в единую систему внутри оправы.

Общим для всех объективов являются их основные характеристики, к которым относятся: фокусное расстояние f' ; относительное отверстие D/f' или диафрагменное число K ; поле зрения 2ω ($2y'$); разрешающая способность и качество изображения.

По конструкции (рис. 11.7) их можно разделить на линзовые, зеркально-линзовые (катодиоптрические) и зеркальные.

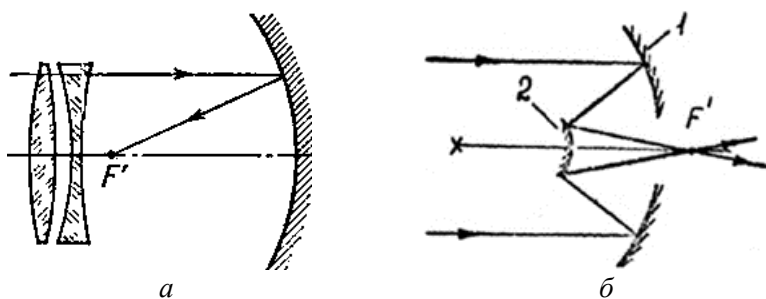


Рис. 11.7. Объективы:

a – зеркально-линзовый объектив; *б* – зеркальный объектив

Линзовые объективы состоят из двух-четырёх линз. Наиболее распространены двухлинзовые, в которой одна из линз положительная, а вторая – отрицательная, причем могут быть склеены и не

склеены (рис. 11.8). Их применяют в двух комбинациях: «крон (К) впереди», когда к предмету обращена линза из крона, или «флинт (Ф) впереди». Кронные стекла более устойчивы к атмосферным и механическим воздействиям.

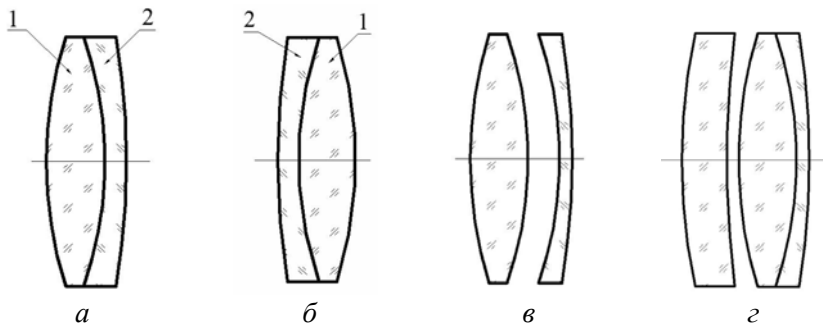


Рис. 11.8. Типы линзовых объективов:
а – склейка «крон впереди»; *б* – склейка «флинт впереди»;
в, г – расклеенные объективы

Линзы объективов диаметром до 100 мм, как правило, склеивают, при больших диаметрах устанавливают в оправы с воздушным промежуток, т. к. при склейке могут появляться напряжения, которые снижают качество изображения. Наиболее распространены двухлинзовые склеенные объективы; их применяют в качестве объективов и оборачивающих систем, когда падающие пучки параллельны.

Оптические характеристики объективов.

Двухлинзовые склеенные объективы имеют фокусные расстояния при относительных отверстиях:

- 1 : 4 при f' до 150 мм;
- 1 : 5 при f' до 300 мм;
- 1 : 6 при f' до 500 мм;
- 1 : 8–1:10 при f' до 1000 мм.

Поле зрения двухлинзовых склеенных объективов не должно превышать 10–15° при малых фокусных расстояниях и 7–10° при больших. При угловых полях $2\omega = 1-2^\circ$ и относительных отверстиях порядка 1:10 двухлинзовые склеенные объективы дают высокое качество изображения и их применяют в астрономических приборах и в приборах для проверки качества других ОС.

Несклеенные объективы имеют лучшее качество изображения при тех же характеристиках, но для них требуется более сложная оправа для обеспечения центрировки компонентов.

Зеркальные объективы имеют ряд преимуществ перед линзовыми: они значительно уменьшают длину трубы, в них нет хроматических аберраций. Недостатком является центральное экранирование, применение асферических поверхностей.

Из зеркальных объективов наибольшее распространение получил объектив Кассегрена (см. рис. 11.7, б), состоящий из вогнутого параболического и выпуклого гиперболического зеркала. Из катодоптрических систем наибольшее распространение получил объектив Шмидта, который состоит из сферического зеркала и коррекционной асферической пластинки, установленной в центре кривизны зеркала, а также объектив Максудова, состоящий из сферического зеркала и отрицательной линзы-мениска.

Если зрительная труба имеет небольшое увеличение, то угловое поле может быть значительно увеличено, и объектив будет уже широкоугольным.

Дальнейшее увеличение поля и относительного отверстия происходит за счет увеличения числа линз, а также при введении несферических поверхностей и использовании современных стекол новых марок.

Хорошие результаты для увеличения апертуры дает ОС *из двух одинаковых склеенных объективов*, поставленных вплотную друг к другу, с одинаковым расположением радиусов кривизны. Она увеличивает в 2 раза относительное отверстие по сравнению с одним склеенным компонентом, поэтому все аберрации высших порядков уменьшаются.

Окуляры

Окуляр – последний компонент телескопических систем, находящийся непосредственно перед глазом наблюдателя (или другого приемника световой энергии). В его переднем фокусе образуется изображение бесконечно далеких предметов, создаваемое объективом (одним или в комбинации с оборачивающими системами, призменными или линзовыми). Для окуляров характерны большие полевые углы, большое расстояние от последней поверхности до выходного зрачка.

Основными характеристиками окуляра являются фокусное расстояние f' , с которым связано видимое увеличение окуляра $\Gamma = 250/f'$, угловое поле в пространстве изображений $2\omega'$ и диаметр выходного зрачка D' . Величина $2\omega'$ характеризует величину изображаемого пространства. Поле зрения трубы обычно рассчитывают, исходя из поля зрения, обеспечиваемого окуляром. Наибольшее распространение имеют окуляры с фокусными расстояниями 20–30 мм. Простейшим окуляром может быть одиночная линза.

Схемы наиболее распространенных окуляров показаны на рис. 11.9.

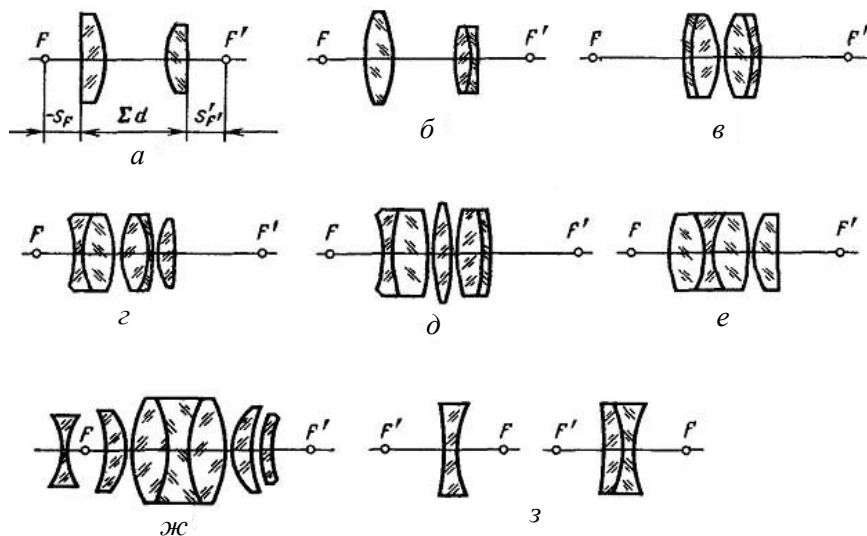


Рис. 11.9. Окуляры:

a – окуляр Рамсдена; *б* – окуляр Кельнера; *в* – симметричный; *г* – окуляр с удаленным зрачком; *д* – окуляр Эрфле; *е* – ортоскопический; *ж* – широкоугольный; *з* – отрицательный

Окуляр Рамсдена (рис. 11.9, *a*) состоит из двух плосковыпуклых линз, обращенных друг к другу выпуклыми поверхностями. Передний фокус окуляра (в прямом ходе) находится впереди. Угловое поле $2\omega'$ колеблется от 30 до 40°. Качество изображения невысокое, так как простая конструкция окуляра не позволяет полностью исправить хроматические и монохроматические аберрации. Этот окуляр применяют главным образом в приборах с малыми выходными зрачками, например в геодезических и астрономических приборах.

Наибольшее распространение получили *окуляры Кельнера* (рис. 11.9, б), состоящие из коллективной линзы (плоско-выпуклой или двояковыпуклой) и глазной – склейки (линза, обращенная к глазу, обычно из флинта, другая – из крона). Применение склеенной линзы уменьшает сферическую и хроматическую аберрации и увеличивает поле окуляра $2\omega'$ от 40° до 50° . Особо больших преимуществ окуляр Кельнера не дает.

Симметричный окуляр (рис. 11.9, в). Две пары склеенных линз, обращенных друг к другу положительными линзами, обеспечивают хорошую коррекцию аберраций при малом воздушном промежутке. Угловое поле окуляра $2\omega' = 40^\circ - 50^\circ$.

У окуляра с удаленным зрачком (рис. 11.8, з) угловое поле окуляра $2\omega' = 50^\circ$. Исправление аберраций достаточно хорошее. Окуляр Эрфле (рис. 11.9, д) состоит из пяти линз и имеет угловое поле $2\omega' = 65^\circ - 70^\circ$. Ортоскопический окуляр (рис. 11.9, е) имеет меньшую по сравнению с другими окулярами дисторсию (до 4 %; дисторсия в окулярах других типов достигает 10 %), поэтому он находит применение в телескопических системах с сеткой. Его угловое поле $2\omega' = 40^\circ$. Первый компонент окуляра состоит из трех склеенных линз, это вызывает трудности при его изготовлении. Широкоугольный окуляр (рис. 11.9, ж) имеет угловое поле $2\omega'$ до 90° и состоит из семи линз. Дополнительный отрицательный коллектив, установленный перед полевой диафрагмой, позволяет исправить кривизну изображения. Отрицательный окуляр (рис. 11.9, з), состоящий из одной или двух сменных линз применяют в зрительных трубах Галилея (угловое поле $2\omega' < 20^\circ$).

Диаметр выходного зрачка при наблюдении предметов конечных размеров равен зрачку глаза (или несколько больше), обеспечивая высокую субъективную яркость.

Главное внимание при исправлении аберраций в окуляре обращают на аберрации наклонных пучков: дисторсию, астигматизм, кривизну поля, хроматическую разность увеличений. Осевые аберрации устраняют лишь при наличии сеток.

Глава 12. ЛУПА И МИКРОСКОП

12.1. Оптические характеристики лупы

Лупа – оптическая система, состоящая из линзы или системы линз, предназначенных для наблюдения предметов, расположенных на конечном расстоянии.

Основные характеристики: видимое увеличение Γ , линейное поле $2y$, диаметр выходного зрачка D' . Если рассматриваемый предмет расположен в передней фокальной плоскости лупы, то от любой точки предмета в глаз наблюдателя попадают пучки параллельных лучей. В этом случае наблюдатель рассматривает предмет без аккомодации.

Введем понятие видимого увеличения оптических визуальных систем на примере лупы.

Видимое увеличение – отношение тангенса угла, под которым виден предмет через оптическую систему лупы, к тангенсу угла, под которым наблюдается предмет невооруженным глазом:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg}\omega'}{\operatorname{tg}\omega}. \quad (12.1)$$

Поле зрения при отсутствии аккомодации

$$\operatorname{tg}\omega' = \frac{y}{f'}, \quad \operatorname{tg}\omega = \frac{y}{250}. \quad (12.2)$$

Формула (12.1) для лупы верна при отсутствии аккомодации глаза, когда предмет расположен в ее передней фокальной плоскости, а изображение находится в бесконечности.

Расчет видимого увеличения при наличии аккомодации.

Рассматриваемый предмет может быть расположен на некотором расстоянии z от передней фокальной плоскости оптической системы лупы (для нормального глаза обычно это отрезок $z \geq 0$). Получаемое после лупы изображение предмета y' рассматривается глазом, аккомодированным на конечное расстояние p' (рис. 12.1).

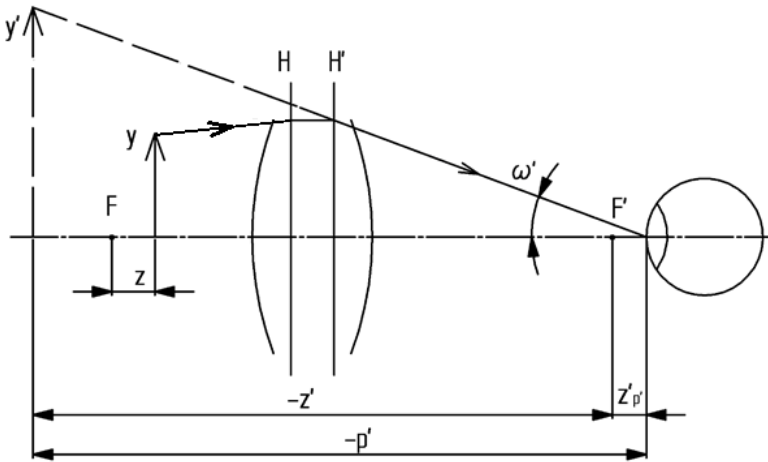


Рис. 12.1. Работа лупы при наличии аккомодации глаза

Имеем формулы: $p' = z' - z'_p$; $y' = -y \frac{z'}{f'}$.

Поле зрения лупы при аккомодации

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \omega' &= \frac{y}{-p'}, & \beta &= \frac{y'}{y} = -\frac{z'}{f'}, \\ \operatorname{tg} \omega' &= \frac{y}{f'} \left(1 + \frac{z'_p}{z' - z'_p} \right). \end{aligned} \quad (12.3)$$

Следовательно, при аккомодации глаза видимое увеличение

$$\Gamma_{\text{ак}} = \frac{250}{f'} \left(1 + \frac{z'_p}{z' - z'_p} \right). \quad (12.4)$$

При $z' = \infty$, ($z = 0$), расчетная формула видимого увеличения

$$\Gamma = \frac{250}{f'}. \quad (12.5)$$

Расчет углового поля зрения лупы.

Ограничение пучков в лупе следует рассматривать в системе «лупа–глаз». Глаз считается неподвижным и аккомодирован на бесконечность.

Обычно диаметр линз лупы $D_{\text{л}} > D_{\text{гд}}$, поэтому выходным зрачком системы «лупа–глаз» является зрачок глаза $D' = D_{\text{гд}}$, который расположен на расстоянии t' от лупы.

В большинстве случаев в передней фокальной плоскости лупы нет полевой диафрагмы, т. е. поле лупы резко не ограничено. Оправа линзы является *виньетирующей диафрагмой*. Угловое поле лупы $2\omega'$ при отсутствии виньетирования определяется лучом, идущим через верхний край ВД и верхний край выходного зрачка, т. е.

$$\operatorname{tg}\omega' = \frac{D_{\text{л}} - D_{\text{гд}}}{2t'}$$

и соответственно линейное поле лупы

$$2y = 2f' \operatorname{tg}\omega' = f' \frac{D_{\text{л}} - D_{\text{гд}}}{t'}$$

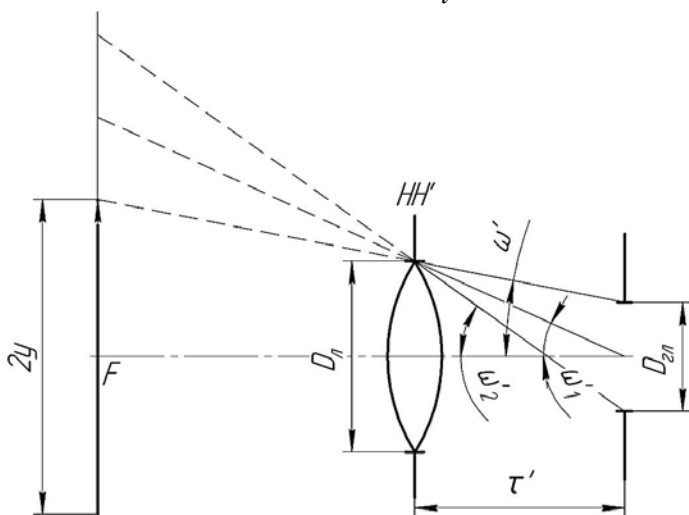


Рис. 12.2. Поле зрения лупы

Таким образом, для увеличения линейного поля, глаз следует располагать как можно ближе к лупе. За пределами круга $2y$ имеет место виньетирование пучков лучей.

$$\text{Виньетирование } 50\% \quad \omega'_1: \operatorname{tg}\omega'_1 = \frac{D}{2t'}$$

$$\text{Полное виньетирование } \omega'_2: \operatorname{tg}\omega'_2 = \frac{D_{\text{л}} - D_{\text{гл}}}{2t'}$$

12.2. Оптические схемы луп

Характеристики лупы зависят от ее оптической схемы. При видимых увеличениях Γ до $5-7^{\times}$ конструкция лупы выполняется в виде одиночной линзы. Диаметр линейного поля $2y$ с удовлетворительным качеством изображения для одиночной линзы не превышает $0,2f'$.

Часто применяют две одиночные линзы, касающиеся друг друга: $d = 0$. Наблюдение осуществляют через одну из линз, либо через две сразу, т. е. имеем три увеличения: $\overline{\Gamma}_1$, $\overline{\Gamma}_2$, $\overline{\Gamma}_3 = \overline{\Gamma}_1 + \overline{\Gamma}_2$, где $\overline{\Gamma}_1$ и $\overline{\Gamma}_2$ – видимые увеличения первой и второй линзы.

Для улучшения качества изображения одну из поверхностей линзы делают асферической. В табл. 12.1 даны конструктивные параметры такой лупы с $\Gamma = 15^{\times}$.

Таблица 12.1

Асферическая лупа

Радиусы	Толщина	Показатель преломления	Марка стекла	Световые диаметры
$R_1 = 12,882$	$d = 5$	1	Пластмасса-56,3	11
$R_2 = -15,1005^{\times}$		1,49231		10,2
		1		

Уравнение асферической поверхности

$$y^2 + Z^2 + 30,2010x - 7,365592x^2 - 3,055862x^4 - 0,3761273x^5 = 0.$$

Увеличение характеристик лупы возможно за счет усложнения ее оптической схемы, что создает более широкие возможности для коррекции аберраций.

На рис. 12.3 даны трехлинзовые апланатические лупы с исправленными сферической аберрацией и комой, имеющие хроматическую аберрацию порядка 0,05 мм, и ахроматические лупы, у которых хроматизм положения равен нулю.

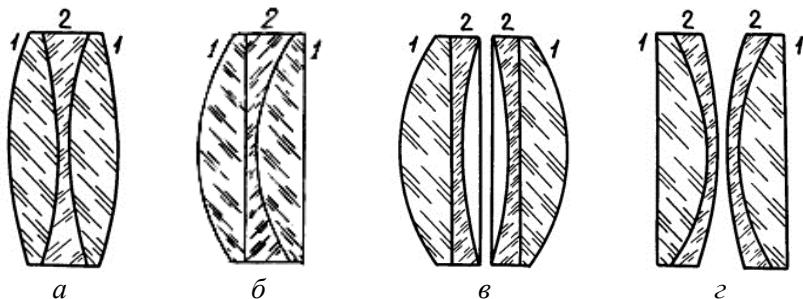


Рис. 12.3. Типы лупы:
а, б – апланатические лупы; в, г – ахроматические лупы

Используются в микроскопии бинокулярные лупы. На рис. 12.4 представлена лупа с увеличением $\Gamma = 10^x$, составленная из двух положительных линз из стекла ТФ10 и ромб-призм из К8.

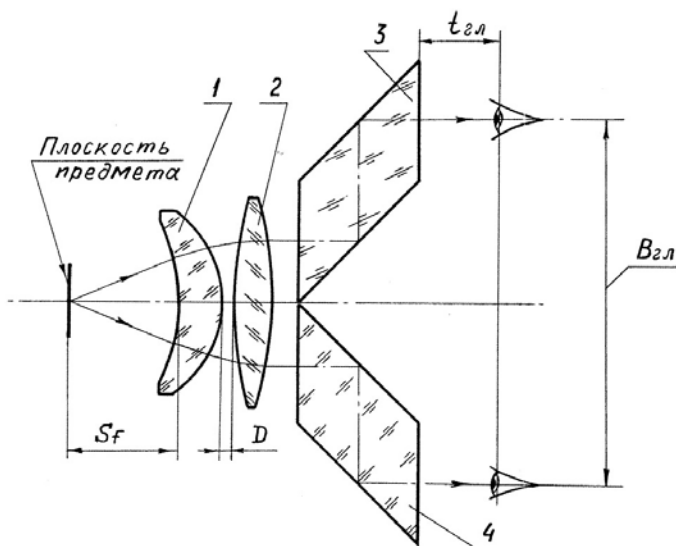


Рис. 12.4. Бинокулярная лупа

Широко известна трехлинзовая лупа Штейнгеля, состоящая из двояковыпуклой кроновой линзы и двух отрицательных флинтовых менисков, имеющая увеличение $6-10^x$, поле зрения до 20° . На рис. 12.3, б представлена лупа с положительными линзами из лейкосапфира и отрицательной из ТФ2. Для больших увеличений $10-40^x$ исправляют астигматизм (четырёхлинзинзовые анастигматические лупы).

12.3. Оптическая система микроскопа

Микроскоп служит для рассматривания мельчайших предметов (объектов или препаратов) при большом увеличении. Он представляет собой короткофокусную систему и состоит как минимум из двух компонентов – объектива и окуляра; обеспечивает основные оптические характеристики: требуемое увеличение и разрешение при хорошем качестве изображения и освещенности.

Основные группы микроскопов:

- биологические микроскопы применяют в медицинских, физических, химических, ботанических лабораториях;
- люминесцентные микроскопы осуществляют флюоресцентно-микроскопический количественный и качественный анализы;
- поляризационные микроскопы используют для изучения анизотропных сред и объектов;
- ультрафиолетовые микроскопы используют свойства клеток, проявляющиеся в УФ области спектра (например, нуклеиновые кислоты имеют максимум поглощения при $\lambda = 260$ нм, тогда как в видимой области они совершенно прозрачны).
- инфракрасные микроскопы применяют для исследования органических и неорганических объектов, прозрачных в ИК области (руда, минералы, полупроводники и др.). Увеличение до 5260 крат.

Микроскоп, как это видно из схемы (рис. 12.5), имеет оптику с двумя ступенями увеличения: первая осуществляется объективом, вторая – окуляром.

Объектив и окуляр здесь условно показаны в виде одиночных линз, тогда как на самом деле они представляют собой более или менее сложные системы. Препарат находится перед объективом, который образует действительное, увеличенное и перевернутое изображение I' препарата в плоскости, лежащей вблизи переднего

фокуса окуляра на расстоянии немного меньше фокусного расстояния. Окуляр работает подобно лупе (промежуточное изображение I' является для него предметом) и образует вторичное увеличенное мнимое и прямое изображение I'' , которое расположено от глаза наблюдателя на расстоянии наилучшего видения 250 мм или больше в зависимости от особенностей и аккомодации глаза). В результате микроскоп дает возможность рассматривать изображение препарата под большим углом, чем для невооруженного глаза, но это изображение перевернутое относительно препарата.

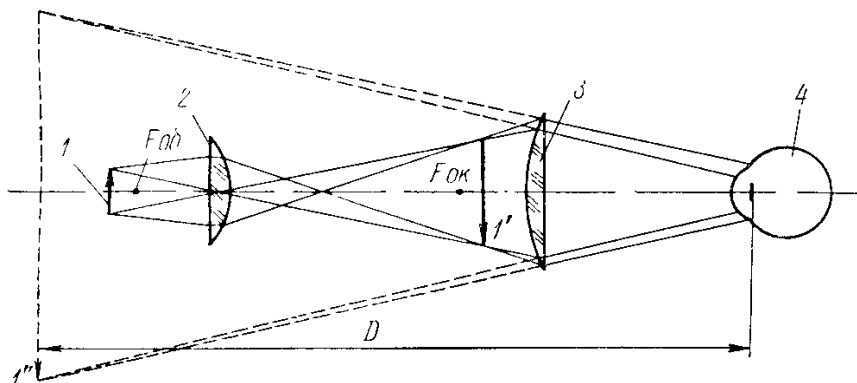


Рис. 12.5. Схема работы микроскопа:
1 – препарат; 2 – объектив; 3 – окуляр; 4 – глаз наблюдателя

Основные характеристики микроскопа:

- видимое увеличение Γ ;
- линейное поле зрения $2y$;
- числовая апертура A ;
- диаметр выходного зрачка D' .

Расстояние от заднего фокуса объектива $F'_{об}$ до переднего фокуса окуляра $F_{ок}$, обозначенное Δ , называют *оптической длиной тубуса* или *оптическим интервалом* микроскопа.

12.4. Основные характеристики двухкомпонентной системы микроскопа. Расчет апертуры и поля зрения

Принципиальная оптическая схема микроскопа из двух компонентов, работающая в проходящем свете, представлена на рис. 12.6;

где указано взаимное расположение главных плоскостей и фокусов объектива, окуляра и всего микроскопа.

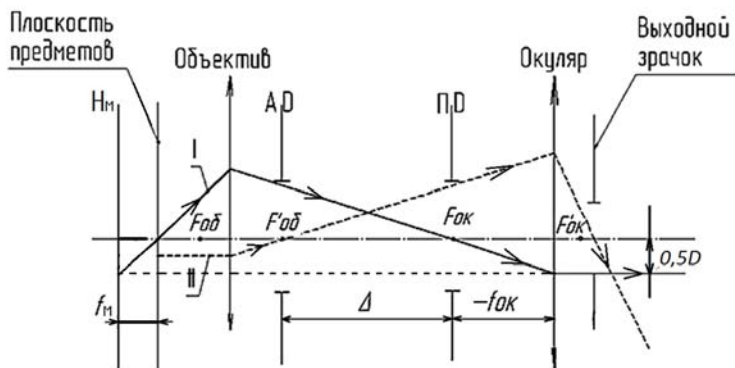


Рис. 12.6. Схема микроскопа в тонких компонентах

По отношению ко всему микроскопу рассматриваемый предмет расположен в эквивалентной передней фокальной плоскости, и видимое увеличение микроскопа можно определить так же, как и у лупы

$$\Gamma = \frac{250}{f'_M},$$

где f'_M – заднее фокусное расстояние всего микроскопа.

Это одна из формул увеличения двухкомпонентной системы микроскопа, которую можно записать в виде

$$\Gamma = \frac{250n}{f}. \quad (12.6)$$

Учитывая связь фокусных расстояний ОС по формуле (4.2), для микроскопа имеем

$$-f'_M \cdot n = f_M,$$

где n – показатель преломления в пространстве предметов (может отличаться от единицы), показатель преломления в пространстве изображений $n' = 1$.

Микроскоп представляет собой отрицательную ОС, так как f_m является положительной величиной (положение f_m определяется графически – рис. 12.6).

Действие объектива, который создает перевернутое изображение объекта, характеризуется линейным увеличением

$$\beta_{об} = -\Delta / f'_{об}. \quad (12.7)$$

Окуляр действует как лупа, его видимое увеличение

$$\Gamma = 250 / f'_{ок}.$$

Таким образом, общее увеличение микроскопа определяется как произведение увеличений объектива и окуляра (вторая формула видимого увеличения микроскопа)

$$\Gamma_m = \beta_{об}\Gamma_{ок}. \quad (12.8)$$

Ограничение пучков. Расчет апертуры и поля зрения.

На рис. 12.6 апертурный луч (I) ограничивает переднюю апертуру объектива: размер апертурной диафрагмы и диаметр выходного зрачка. Главный луч (II) ограничивает величину предмета и размер полевой диафрагмы.

Линейное поле микроскопа ограничивается размером *полевой диафрагмы*. Она размещается вблизи передней фокальной плоскости окуляра, в плоскости промежуточного изображения после объектива. Диаметр полевой диафрагмы в биологических микроскопах составляет 11–18 мм; в некоторых моделях микроскопов он равен 22 или 24 мм. Диаметр диафрагмы $D_{пд}$ зависит от углового поля окуляра $2\omega'$, в пределах которого получается изображение достаточно хорошего качества.

$$D_{пд} = 2y' = 2f_{ок} \operatorname{tg} \omega'. \quad (12.9)$$

В пространстве предметов линейное поле зрения микроскопа определяется размером полевой диафрагмы.

$$2y = \frac{D_{\text{пд}}}{\beta_{\text{об}}} = \frac{500 \cdot \text{tg}\omega'}{\Gamma}, \quad (12.10)$$

т. е. обратно пропорционально видимому увеличению микроскопа.

Таким образом, при использовании объективов больших увеличений линейный размер поля зрения очень мал.

Выходной зрачок микроскопа – полученное через окуляр изображение апертурной диафрагмы (в частности, оправы последней линзы объектива), располагаемой между объективом и его задним фокусом. Изображение апертурной диафрагмы в пространстве предметов определяет положение входного зрачка. При расположении АД в задней фокальной плоскости объектива, входной зрачок микроскопа изображается в бесконечности, создавая телецентрический ход главного луча в пространстве предметов (рационально для конструкций измерительных микроскопов). В этом случае выходной зрачок микроскопа находится в его заднем фокусе.

Имеем из рис. 12.6

$$0,5D' = -f'_m \cdot \text{tg}\sigma_A,$$

где σ_A – апертурный угол в пространстве предметов.

При наличии в пространстве предметов иммерсии ($n > 1$), числовая передняя апертура микроскопа

$$A = n \cdot \sin \sigma_A.$$

Тогда

$$D' = 2n \cdot f'_m \cdot \text{tg}\sigma_A.$$

Передняя числовая апертура микроскопа

$$A = n \cdot |\sin \sigma|. \quad (12.11)$$

При абберационном расчете микрообъектива обеспечивается его апланатическая коррекция, по условию синусов имеем $D' = 2f'_m \cdot n \cdot \sin \sigma_A = 2A \cdot f'_m$. Окончательно получим

$$D' = \frac{500A}{\Gamma}. \quad (12.12)$$

Микроскоп является прибором с большой апертурой, поэтому для получения хорошего качества изображения необходимо соблюдение условия синусов:

$$\beta = \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma'}.$$

Этой формулой можно воспользоваться для определения $\beta_{об}$, когда $n' = 1$; задний апертурный угол мал и равен $\sigma' = p'/f'_{ок}$, где p' – расстояние от выходного зрачка микроскопа до изображения, поэтому

$$\beta_{об} = -\frac{A \cdot f'_{ок}}{p'}.$$

Воспользовавшись второй формулой видимого увеличения микроскопа, получим

$$\Gamma = \frac{-A \cdot f'_{ок}}{p'} \cdot \frac{250}{f'_{ок}} = \frac{250A}{p'}. \quad (12.13)$$

Эта третья формула видимого увеличения микроскопа, состоящего из двух компонентов, которая используется при наличии аккомодации глаза.

Примечание. По двухкомпонентной схеме построены биологические, люминесцентные, поляризационные и другие микроскопы. Трехкомпонентная система микроскопа предназначена для исследования объектов в отраженном свете. Такая схема находит применение в металлографических микроскопах, микроскопах для исследования ядерных частиц, в стереоскопических микроскопах по схеме Аббе и т. д.

12.5. Разрешающая способность и полезное увеличение

Согласно дифракционной теории Аббе: линейный предел разрешения микроскопа – это минимальное расстояние между точками предмета, который изображается раздельно (рис. 12.7).

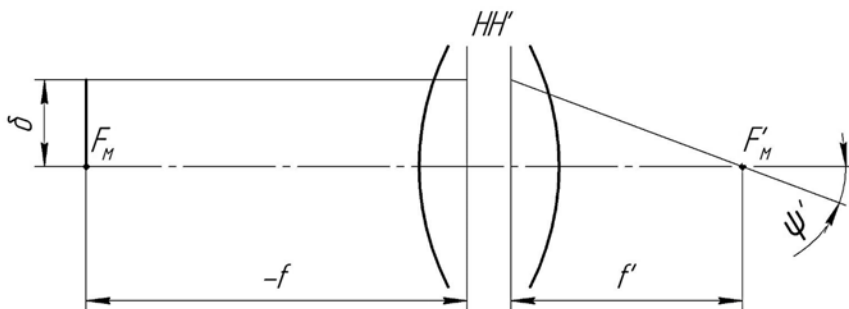


Рис. 12.7. Линейная и угловая разрешающая способность микроскопа

$$\delta = \frac{\lambda}{2 \cdot A}, \quad (12.14)$$

где λ – длина волны света, в которой проводится наблюдение.

Т. е. для повышения разрешающей способности микроскопа необходимо уменьшать длину волны света и увеличивать числовую апертуру микроскопа. Первая возможность реализуется путем фотографирования в УФ исследуемых предметов.

У современных высококачественных микроскопов значение переднего апертурного угла σ доведено практически до предела ($\sin \sigma_A < 1$).

Величина передней апертуры определена формулой (12.11). Поэтому вторая возможность увеличения апертуры – применение иммерсионной жидкости с показателем преломления n , помещенной между рассматриваемым предметом и микрообъективом. Это вода $n = 1,33$, кедровое масло $n = 1,52$, монобромнафталин $n = 1,7$. Масляную и глицериновую иммерсию применяют для УФ области спектра.

Полезное увеличение.

Чтобы глаз наблюдателя мог использовать всю разрешающую способность микроскопа, необходимо иметь соответствующее видимое увеличение.

Глаз наблюдателя будет воспринимать точки в передней фокальной плоскости оптической системы отдельно, если угловое рассто-

яние между ними будет не меньше углового предела разрешения глаза $\Psi_{\text{гл}}$ (рис. 12.7), т. е.

$$\Psi' = \frac{\delta}{f'} \geq \Psi_{\text{гл}}.$$

Раскроем формулу, заменяя соответствующие параметры

$$\Psi' = \frac{\delta}{f'} = \frac{\lambda \cdot \Gamma_{\text{м}}}{2A \cdot 250} \geq \Psi_{\text{гл}}.$$

Окончательно имеем:

$$\Gamma \geq \frac{500 \cdot A}{\lambda} \cdot \Psi_{\text{гл}}. \quad (12.15)$$

По формуле (12.15) можно определить минимальное видимое увеличение, при котором глаз будет полностью использовать разрешающую способность микроскопа, это увеличение называется *полезным*. Во многих случаях для микроскопов выходной зрачок мал и составляет величину $D' = 1-0,5$ мм. Это приводит к увеличению углового предела разрешения глаза до 2–4'.

Для видимой области спектра:

$$\lambda = 0,55 \cdot 10^{-3} \text{ мм и } \Psi_{\text{гл}} = 0,0006 - 0,0012,$$

получим для полезного видимого увеличения микроскопа формулу

$$500 \cdot A < \Gamma < 1000 \cdot A. \quad (12.16)$$

Микроскоп с видимым увеличением менее $500A$ не позволяет различать глазу все тонкости структуры предмета, которые изображаются микрообъективом, как отдельные при данной апертуре A . Использование $\Gamma_{\text{м}} > 1000 \cdot A$ нецелесообразно, т. к. нельзя выявить более мелкую структуру предмета по сравнению с той, которая различается при полезном увеличении.

12.6. Глубина изображаемого пространства микроскопа

Глубина изображаемого пространства – часть пространства предметов, расположенная вдоль оптической оси, которая достаточно резко изображается микроскопом (расположена перед фокальной плоскостью и за ней). Существует аккомодационная, геометрическая и дифракционная глубина изображаемого пространства.

Аккомодационная глубина. В процессе наблюдения объемного предмета глаз аккомодирует на различно удаленные точки. Благодаря этому у наблюдателя создается впечатление, что все просматриваемое по глубине пространство видно одинаково резко. Аналогичным будет процесс восприятия по глубине пространства изображений при наблюдении через микроскоп.

Глаз может аккомодировать в пределах расстояния от 250 мм до бесконечности. При наблюдении через микроскоп, он будет видеть резкими изображения точек предметной плоскости, которая может располагаться в промежутке от предметной фокальной плоскости до плоскости, удаленной от переднего фокуса на некоторое расстояние z , определяющее аккомодационную глубину изображаемого пространства при расположении выходного зрачка вблизи его заднего фокуса. Используем формулу Ньютона для всего микроскопа

$$z_1 z_1' = -f_M'^2,$$

имеем

$$T_{\text{ак}} = z = \frac{(f_M')^2}{250} = \frac{250}{\Gamma^2}. \quad (12.17)$$

Геометрическая глубина. Предмет, расположенный в передней фокальной плоскости микроскопа, изображается на сетчатке глаза резким без аккомодации. Если точки предмета находятся перед фокальной плоскостью и за ней, то на сетчатке вместо резкого изображения точки получится пятно размытия, которое воспринимается наблюдателем как резкие изображения при размере этих пятен меньше некоторой предельной величины, связанной с угловым пределом разрешения глаза (рис. 12.8).

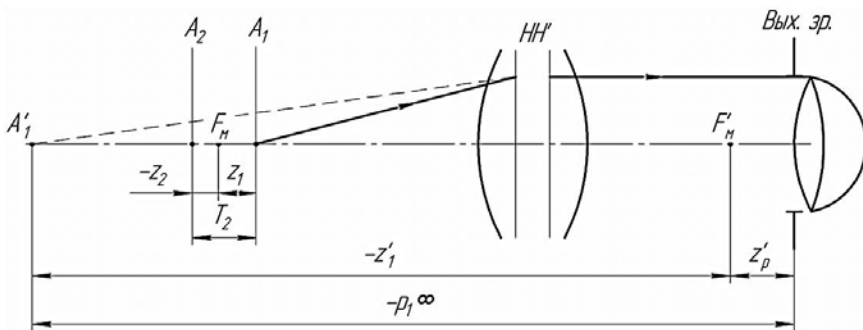


Рис. 12.8. Схема для определения глубины изображаемого пространства

Если по отношению к глазу точка A'_1 находится на расстоянии, большем, чем начало бесконечности ($p_{1\infty}$), то изображение будет казаться резким. Отрезок $|z'_p|$ обычно мал. Можно принять

$$z'_1 \approx p_{1\infty}.$$

Имеем

$$z_1 = \frac{-f_M'^2}{p_{1\infty}}.$$

Расстояние $p_{1\infty}$ зависит от углового предела разрешения глаза, поэтому

$$p_{1\infty} = \frac{D_{\text{гл}}}{\Psi_{\text{гл}}}.$$

Выходной зрачок микроскопа $D' < D_{\text{гл}}$, тогда $p_{1\infty} = \frac{D'}{\Psi_{\text{гл}}}$ и

$$z_1 = \frac{125\Psi_{\text{гл}}}{\Gamma \cdot A}.$$

Полная геометрическая глубина:

$$T_{\Gamma} = z_1 - z_2 = \frac{250 \cdot \Psi'_{\text{гл}}}{\Gamma \cdot A}. \quad (12.18)$$

Дифракционная глубина. Наличие дифракционных явлений увеличивает глубину изображаемого пространства на величину:

$$T_{\text{д}} = \frac{n \cdot \lambda}{2A^2}, \quad (12.19)$$

где n – показатель преломления иммерсии.

Если в микроскопах применяется окуляр с сеткой, то $T_{\text{ак}} = 0$, т. к. глаз аккомодирован на изображение сетки.

Глубина изображаемого пространства

$$T = T_{\text{ак}} + T_{\text{Г}} + T_{\text{д}}.$$

12.7. Объективы и окуляры микроскопа

Объективы

Объектив является важнейшей частью микроскопа, определяющей светосилу, разрешающую способность и качество изображения. Объектив дает действительное увеличенное изображение предмета с высокой степенью разрешения.

Основные характеристики: линейное увеличение и числовая апертура, которые гравированы на механической оправе объектива: линейное увеличение; угловая апертура. Чем выше требования к разрешающей способности микроскопа, тем больше должна быть числовая апертура.

Классификация объективов микроскопов:

– по состоянию коррекции остаточных aberrаций: ахромат, апохромат, планахромат, планapoхромат;

– по свойствам иммерсии: сухие (без иммерсии) и иммерсионные (с водной, масляной, глицериновой иммерсией, пр.);

– по особенностям оптических схем: линзовые, зеркальные, зеркально-линзовые;

– по механической длине l тубуса микроскопа (расстояние линии среза, куда ввинчивается микрообъектив до его верхнего среза, куда вставляется окуляр): в *проходящем свете* $l = 180$ мм, в *отраженном* $l = 190$ мм; при постоянной механической длине тубуса обеспечива-

ется замена объективов и окуляров микроскопа, входящих в данный комплект, при этом сохраняется постоянство плоскости изображения после объектива.

Диапазон оптических характеристик микрообъектива: линейное увеличение: $\beta = 1-120^x$; передняя апертура: $A = 0,01-1,4$.

В зависимости от увеличения и числовой апертуры объективы микроскопа условно можно разбить на три группы:

- малых увеличений и апертур ($\beta \leq 10^x$, $A \leq 0,20$);
- средних увеличений и апертур ($\beta \leq 40^x$, $A \leq 0,65$);
- больших увеличений и апертур ($\beta > 40^x$, $A > 0,65$).

Объективы-апланаты наиболее распространены, имеют простую конструкцию (рис. 12.9). В них исправлена сферическая aberrация, устранен хроматизм положения для двух длин волн.

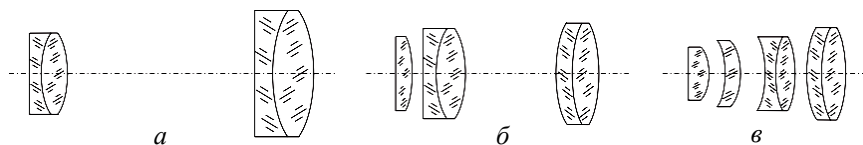


Рис. 12.9. Объективы микроскопов:
а, б – апланатические объективы; в – объектив-ахромат

Объективы (рис. 12.9, а) из двух склеенных компонентов работают при увеличении $\beta = 5-10^x$, апертуре $A = 0,2$ и широко используются в микроскопии. При увеличении апертуры до $A = 0,3$ (см. рис. 12.3, б) нужно добавлять фронтальную плоско-выпуклую линзу. Иммерсионный объектив – ахромат $90^x \times 1,25$ состоит из четырех компонентов: фронтальная плоско-выпуклая линза, положительный мениск, два двухлинзовых склеенных компонента.

Далее увеличивают число компонентов и применяют сложные оптические материалы (кварц) для апохроматов. Объективы-апохроматы (рис. 12.10) являются наиболее совершенными по качеству изображения. Они отличаются хорошей коррекцией в отношении aberrации вторичного спектра.

Отличительной особенностью объективов с исправленной кривизной поверхности изображения (планахроматы и планапохроматы) является использование отрицательного компонента или мениска

ковой линзы значительной толщины. Это имеет важное значение при микрофотографировании.

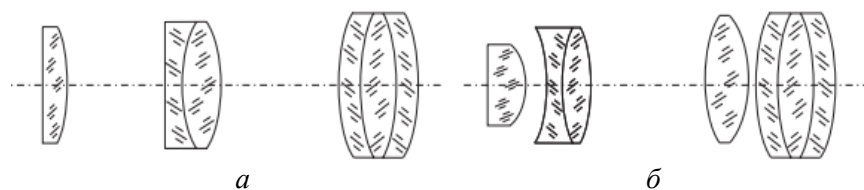


Рис. 12.10. Объективы-апохроматы:
 а – апохромат с числовой апертурой до 0,3 из трех компонентов;
 б – апохромат с увеличением 20^{\times} и апертурой 0,65

Существуют объективы-монокроматы, работающие на одной длине волны. Для получения высокого разрешения нужно уменьшать λ в исследованиях ($\lambda < 350$ нм). Такие объективы не требуют ахроматизации, а высокая степень коррекции сферической aberrации достигается применением кварцевых апланатических менисков и линз, рассчитанных по минимуму сферической aberrации.

Окуляры микроскопов

Окуляры микроскопов: Гюйгенса, Кельнера, компенсационные, симметричные, ортоскопические, отрицательные – гомалы.

Оптические характеристики окуляров микроскопов: видимое увеличение $\Gamma = 4-30^{\times}$; угловое поле зрения за окуляром $2\omega' = 40-70^{\circ}$; линейное поле зрения перед окуляром $2y' = 24-16$ мм.

Схемы окуляров микроскопов приведены на рис. 12.11.

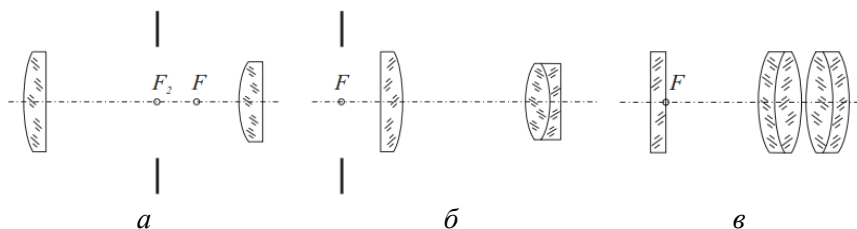


Рис 12.11. Окуляры микроскопов:
 а – окуляры Гюйгенса; б – окуляры Кельнера;
 в – симметричный измерительный окуляр

Окуляры Гюйгенса используют преимущественно с объективами-ахроматами. Состоят из двух плосковыпуклых линз – коллектива и глазной линзы. Передний фокус окуляра находится между его линзами, поэтому общая длина микроскопа с окуляром Гюйгенса меньше, чем с другими. Полевая диафрагма находится в переднем фокусе глазной линзы. Выпускают окуляры с увеличениями 4, 5, 7, 10 и 15^x ; линейное поле их соответственно 24, 23, 18, 14 и 8 мм; угловое поле не более 30° . $\Gamma = 4-15^x$; $2\omega' = 30-40^\circ$.

Окуляры Кельнера состоят из двух компонентов, но, в отличие от окуляра Гюйгенса, их глазная линза состоит из двух компонентов. Полевая диафрагма находится в передней фокальной плоскости; угловое поле $40-50^\circ$. В передней фокальной плоскости измерительного окуляра помещена сетка со шкалой, имеющей определенную цену деления. Измерительные окуляры бывают разных типов.

Ортоскопические окуляры применяют совместно с объективами-ахроматами средних апертур при значительных увеличениях окуляра $15-30^x$ и угловых полях до 50° . Эти окуляры хорошо исправлены в отношении хроматизма увеличения, астигматизма и дисторсии.

Компенсационные окуляры используют в сочетании с план-объективами и объективами-апохроматами больших увеличений. Они компенсируют хроматизм увеличения применяемых объективов. По своей оптической схеме компенсационные окуляры являются усложненными окулярами Гюйгенса или аналогичны ортоскопическим.

Гомал – отрицательная оптическая система, применяемая в микроскопах вместо окуляров для проецирования увеличенного изображения на фотослой. Абберационный расчет гомалов выполняют так, чтобы компенсировать кривизну поверхности изображения и хроматизм увеличения микрообъектива.

12.8. Осветительные системы микроскопов

Большинство объектов не являются самосветящимися. В микроскопах для интенсивного освещения препаратов применяют специальные осветительные устройства.

- Оптические системы осветительных устройств делятся на системы:
- для наблюдений в проходящем свете (прозрачные предметы);
 - для наблюдений в отраженном свете (непрозрачные предметы).

При этом осветительная система должна обеспечивать получение контрастных и равномерно освещенных изображений.

Для освещения предметов при работе с объективами большой апертуры применяют *конденсоры*, числовая апертура которых больше или равна числовой апертуре объектива, в противном случае резко снижается разрешающая способность микроскопа

Линейный предел разрешения микроскопа

$$\delta = \frac{\lambda}{A_{об} + A_{к}},$$

где $A_{об}$ – апертура объектива;

$A_{к}$ – апертура конденсора. При оптимальном согласовании апертур $A_{об} = A_{к}$.

Наиболее совершенными являются осветительные системы Аббе и Келера. Они применяются в микроскопах, имеющих телецентрический ход главного луча в пространстве предметов, у которых входной зрачок расположен в бесконечности.

Наиболее распространенной является *система Келера* (рис. 12.12). Источник света 1 с помощью коллектора 2 проецируется в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы 5 конденсора 6, который проецирует диафрагму 5 в плоскость входного зрачка 10 микрообъектива 8. После микрообъектива изображение источника получается в плоскости АД 9 микроскопа. В непосредственной близости от коллектора расположена ирисовая полевая диафрагма 3, которая с помощью конденсора проецируется в предметную плоскость 7 микроскопа. Плоское зеркало 4 служит для изменения направления оптической оси.

Если изменить диаметр диафрагмы 3, то изменится диаметр площадки в предметной плоскости 7, освещаемой осветителем, но сохранится апертура конденсора. Если изменить диаметр диафрагмы 5, то изменится только апертура конденсора. Указанные свойства осветительной системы делают ее универсальной и позволяют применять с микроскопами различных апертур.

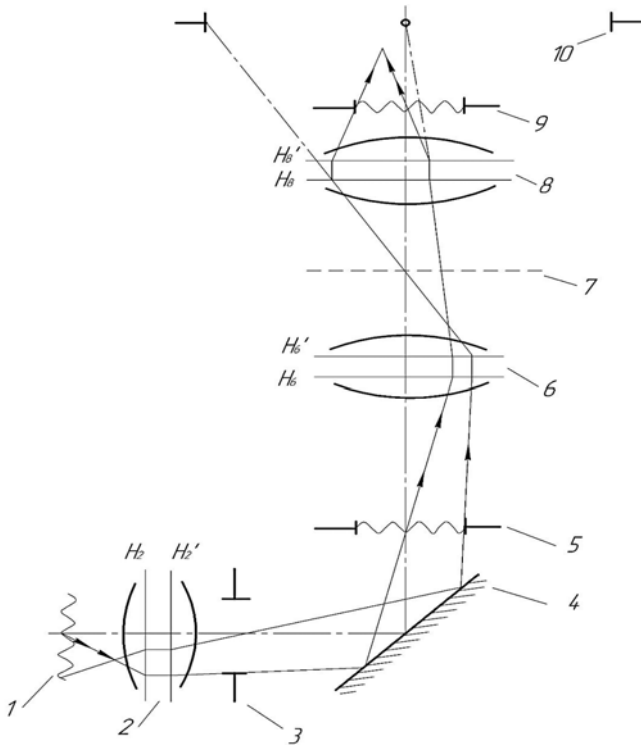


Рис. 12.12. Осветительная система Келера для наблюдения в проходящем свете

На рис. 12.13 показана *схема освещения непрозрачного предмета* по способу Келера. Эта осветительная система называется *опак-иллюминатором*. Источник света *1* с помощью коллектора *2* проецируется в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы *3*. Конденсоры *4* и *6* проецируют эту диафрагму в плоскость апертурной диафрагмы *8* микрообъектива *9*. Отверстие коллектора *2* проецируется конденсором *4* в плоскость ирисовой полевой диафрагмы *5*, а затем конденсором *6* и микрообъективом *9* – в предметную плоскость микроскопа. После отражения от исследуемого непрозрачного объекта *10* лучи света проходят микрообъектив *9*, полупрозрачную пластинку *7* и попадают в окуляр. Вместо пластинки *7* можно использовать прямоугольную призму, которая заполняет половину апертуры микрообъектива.

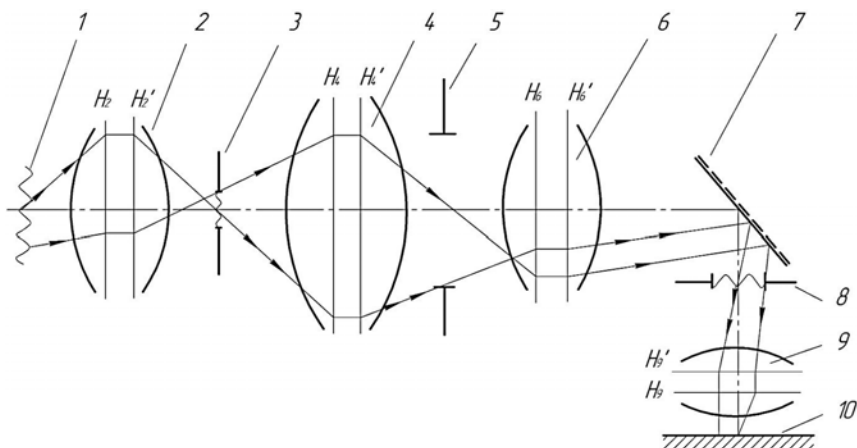


Рис. 12.13. Осветительная система Келера для наблюдения в отраженном свете

В микроскопии пользуются освещением объектов по методу светлого и темного поля.

Освещение *по методу светлого поля* происходит лучами, которые, выйдя из осветительной системы и пройдя прозрачный объект или отразившись от непрозрачного объекта, поступают в объектив. При этом фон, на котором наблюдается предмет, будет светлым.

Освещение *по методу темного поля* осуществляется лучами, диффузно отраженными от объекта. При отсутствии объекта лучи, идущие от осветительной системы, в объектив не поступают. Для освещения объектов по методу темного поля необходимо использовать конденсор, числовая апертура которого больше, чем апертура микрообъектива $A_k > A_{об}$. Наблюдение по методу темного поля можно осуществить при одностороннем или круговом освещении. На рис. 12.14 приведена схема конденсора темного поля.

В конденсоре используется кольцевая диафрагма 4 такого размера, что средний диск диафрагмы перекрывает световой пучок, соответствующий апертуре микрообъектива. Если в предметной плоскости 2 отсутствует объект, то наблюдатель видит в окуляре микроскопа темное поле, так как лучи, вышедшие из конденсора 3, не попадают в микрообъектив 1.

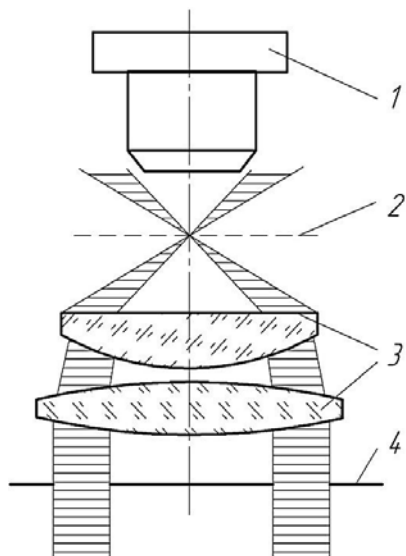


Рис. 12.14. Конденсор темного поля

При наличии в предметной плоскости объекта его мелкие детали диффузно рассеивают свет и кажутся светлыми на темном поле.

Глава 13. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ФОТО-, КИНО- И ТЕЛЕОБЪЕКТИВОВ

13.1. Классификация фотосистем

Оптические системы фото-, кино- и телеобъективов относятся к фотографическим системам.

Фотографической системой называется оптическая система, образующая действительное изображение предметов на светочувствительном слое фото- и кинопленок, поверхности фотокатода или светочувствительной передающей телевизионной трубки и т. д.

Особенность проектного расчета таких оптических систем – в фотосистемах должны быть исправлены все аберрации.

Основные оптические характеристики фотосистем:

- эквивалентное заднее расстояние f' ;
- относительное отверстие D/f' ;
- угловое поле зрения 2ω .

Другие важные характеристики – разрешающая способность, функция передачи модуляции (ФПМ), распределение освещенности по полю изображения (функция светораспределения), спектральная характеристика пропускания света, интегральный коэффициент пропускания света, светорассеяние и пр.

1. *Фокусное расстояние f'* фотообъектива определяет масштаб изображения, габариты системы. В современных фото- и кинообъективах f' колеблется от нескольких миллиметров до метра.

Примеры: ОКС-7 ($f' = 7$ мм), МТО-1000 ($f' = 1000$ мм).

При съемке удаленных объектов их изображение получается уменьшенным. Величина изображения

$$y' = -f' \operatorname{tg} \omega,$$

где $2y'$ – диагональ кадрового окна.

По фокусному расстоянию различают:

- короткофокусные объективы, для которых $f' / 2y' \leq 0,9$;
- длиннофокусные $f' / 2y' \geq 1,5$;
- нормальные $0,9 \leq f' / 2y' \leq 1,5$.

При съемке близко расположенных объектов, изображение определяется линейным увеличением β (масштаб изображения):

$$-z' / f' = -f / z = \beta.$$

При одинаковом расстоянии z до предмета его изображение $y' = u\beta$ будет тем больше, чем больше f' . Для крупномасштабных съемок требуются *длиннофокусные объективы*.

Кроме объективов с $f' = \text{const}$, существуют фотообъективы с непрерывно изменяющимся фокусным расстоянием f' . Такие объективы называют *панкратическими*. Панкратические объективы бывают:

- вариообъективы;
- трансфокаторы.

Вводят понятие – *перепад фокусных расстояний* (отношение максимального фокусного расстояния к минимальному):

$$M = \frac{f'_{\max}}{f'_{\min}}.$$

2. *Относительное отверстие* – это отношение диаметра входного зрачка к заднему фокусному расстоянию. Определяет освещенность изображения и, соответственно, светосилу. Обратная величина определяет диафрагменное число.

В оптической отрасли приняты числа 1:0,7; 1:1; 1:1,4; 1:2; 1:2,8–1:5,6–1:16 и т. д. Этот ряд составлен при изменении k в $\sqrt{2} = 1,41$ раз, когда освещенность изображения уменьшается вдвое.

В зависимости от диафрагменного числа k различают:

- сверхсветосильные $k < 1,4$;
- светосильные $1,4 \leq k < 2,8$;
- нормальные $2,8 \leq k < 5,6$;
- несветосильные $5,6 \leq k$.

3. *Угловое поле зрения в пространстве изображения* $2\omega'$ – участок, захватываемый объективом и наблюдаемый в видоискателе, определяет формат снимка с диагональю $2y'$. Определяется фокусным расстоянием объектива.

$$2\omega' = 2\arctg(y' / f'). \quad (13.1)$$

В зависимости от углового поля $2\omega'$ различают:

- узкоугольные $2\omega' < 40^\circ$;
- нормальные $40^\circ \leq 2\omega' < 60^\circ$;
- широкоугольные $60^\circ \leq 2\omega' < 100^\circ$;
- сверхширокоугольные $100^\circ \leq 2\omega'$.

Широкоугольный объектив (объектив с малым фокусным расстоянием), обладающий большим углом зрения, позволяет включать в кадр участок сцены большей площади, чем нормальный (штатный) объектив или телеобъектив (объектив с большим фокусным расстоянием или длиннофокусный объектив).

13.2. Оптические характеристики фотообъективов

Ограничение апертуры и поля зрения

Апертура фотосистем определяется его относительным отверстием. Относительное отверстие объективов изменяют с помощью ирисовой диафрагмы, расположенной обычно в воздушном промежутке между линзами и служащей *апертурной диафрагмой*.

Угол поля зрения определяет ход главного луча, Главный луч проходит через центр АД и центры зрачков D и D' , которые являются мнимыми (рис. 13.1).

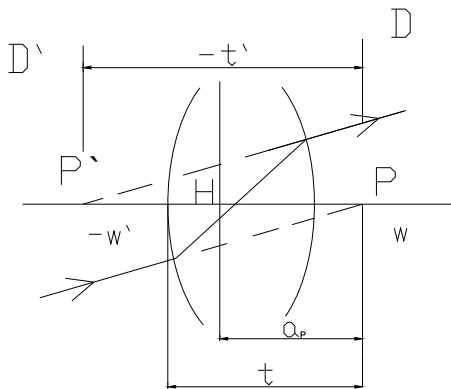


Рис. 13.1. Ход главного луча

Освещенность изображения осевой точки

$$E' = \frac{\tau\pi L}{4k^2} \left(\frac{\beta_p}{\beta_p - \beta} \right)^2. \quad (13.2)$$

При $S = \infty$, линейное увеличение равно нулю ($\beta = 0$), тогда формула освещенности

$$E' = \frac{\tau\pi L}{4} \left(\frac{D}{f'} \right)^2 = \frac{\tau\pi L}{4k^2}.$$

При постоянном множителе $\frac{\tau\pi}{4} = \text{const}$ светосила $H = \frac{E'}{L}$ зависит от квадрата относительного отверстия.

По светосиле различают:

– геометрическую $\left(\frac{D}{f'} \right)^2 = \frac{1}{k^2}$;

– физическую $\tau \left(\frac{D}{f'} \right)^2 = \frac{1}{k_3^2}$.

Относительное отверстие объектива, определяемое с учетом коэффициента τ , называется *эффективным*.

$$k_3 = \frac{f'}{D\sqrt{\tau}} = \frac{k}{\sqrt{\tau}}.$$

Освещенность изображения внеосевых точек зависит от виньетирования и угла поля зрения фотосистемы:

$$E'_\omega = k_\omega E' \cos^4 \omega'. \quad (13.3)$$

где ω' – угол поля зрения в пространстве изображений;

k_ω – коэффициент виньетирования.

Кадровое окно является *полевой диафрагмой*. Именно размеры кадра определяют поле зрения фотосистемы.

Диагональ кадрового окна с размерами h и b равна

$$2y' = \sqrt{h_k^2 + b_k^2}.$$

Угловые поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях равны соответственно $\text{tg}\omega'_r = b_k/2f'$ и $\text{tg}\omega'_b = h_k/2f'$.

Угловое поле зрения в пространстве изображений:

$$\text{tg}\omega' = \sqrt{\text{tg}^2\omega'_b + \text{tg}^2\omega'_r}. \quad (13.4)$$

В пространстве предметов: $\text{tg}\omega = \text{tg}\omega'/\gamma_p$, где $\gamma_p = 1 + a_p/f'$ – угловое увеличение в зрчках (рис. 13.1). Для объектива, находящегося в однородной среде при $\gamma_p = 1$, $2\omega = 2\omega'$.

Оптические схемы фотообъективов

По степени коррекции aberrаций различают объективы: ахроматы, апохроматы, апланаты, анастигматы и план-анастигматы. Фотообъективы относятся к анастигматам с ахроматической и даже апохроматической степенью исправления хроматических aberrаций, поэтому их оптическая схема содержит более трех линз.

Наиболее обширную группу составляют *универсальные объективы* – объективы, оптические характеристики которых имеют средние значения, т. е. относительные отверстия, в основном, 1:4 и не превышают 1:2,8 (с применением лантановых стекол), угловые поля $40^\circ \leq 2\omega' < 60^\circ$. К этой группе относятся объективы из 3–4 линз известных марок «Триплет» и «Индустар».

Светосильная группа основана на базовых моделях «Гелиос» и «Юпитер» (относительные отверстия 1:2, угловые поля $2\omega' = 40\text{--}45^\circ$. Кома в светосильных схемах устраняется симметричной конструкцией. Объектив типа «Гелиос» (рис. 13.2) представляет собой анастигмат, обеспечивающий высокое качество изображения в пределах всего поля зрения.

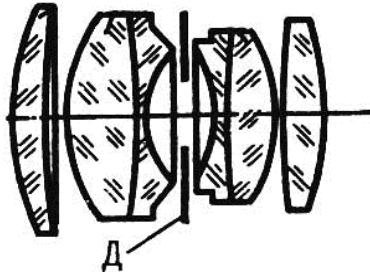


Рис. 13.2. Объектив «Гелиос»

В объективе использованы только три сорта стекол, в нем точно совпадают визуальная и фотографическая плоскость изображения. Схема состоит из четырех или пяти компонентов (6 линз), апертурная диафрагма расположена между третьей и четвертой линзами. Склейки служат для исправления хроматизма положения.

Одним из примеров *симметричных систем*, составленных из менисков с двумя склейками, являются светосильные объективы «Дагор» (рис. 13.3) и «Двойной протар» $f' = 100$ мм (рис. 13.4).

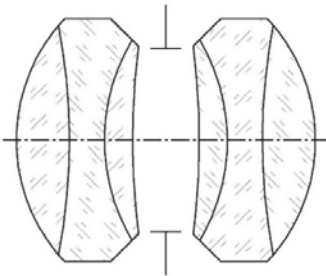


Рис. 13.3. Объектив «Дагор»

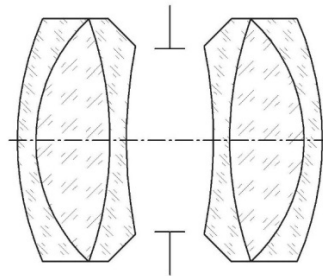


Рис. 13.4. Объектив «Двойной протар»

В широкоугольных объективах первая отрицательная линза (мениск) развивает поле зрения, вторая линза (концентрическая) нужна для компенсации aberrаций, используются также плоские поверхности, которые не вносят ни комы, ни астигматизма, ни кривизны поля. Известны широкоугольные объективы группы «Руссар» (по имени автора Русинова М. М.), для которых был использован ана-

лог объектив «MP-2» с угловым полем $2\omega' = 95^\circ$. Такие объективы применяются для решения специальных задач в аэросъемке, картографии, метеорологии и других областях.

К группе длиннофокусных объективов относится особая группа фотообъективов, выполненных по схеме телеобъектива. Основным преимуществом телеобъективов является уменьшенная габаритная длина L от первой поверхности передней линзы до задней эквивалентной фокальной плоскости. Показатель укорочения длины характеризуется коэффициентом телеобъектива $k_t = L/f'$. В линзовых конструкциях первый компонент – положительный, а второй – отрицательный. К телеобъективам относятся многие схемы зеркальных и зеркально-линзовых объективов. Линзовый объектив может удовлетворительно работать лишь в тех условиях, для которых он скорректирован, а зеркально-линзовый в большинстве случаев может быть применен одновременно для визуальных и фотографических исследований, так как его вторичный спектр и сферохроматическая aberrация ничтожно малы.

Критерий добротности фотообъектива C_m

Критерий добротности фотообъектива зависит от разрешающей способности, степени падения освещенности по полю изображения, сложности оптической схемы и т. д.

$$C_m = \frac{\text{tg}\omega}{10k} \sqrt{f'} = \frac{D \text{tg}\omega}{f'} \sqrt{\frac{f'}{100}}. \quad (13.5)$$

Для больших групп объективов существует определенная инвариантность характеристик, при которой $C_m = \text{const}$.

У современных анастигматов $C_m = 0,22-0,24$. Разработка фотообъектива не сложна, если $C_m < 0,2$.

13.3. Глубина резкости изображения

На рис. 13.5 показаны: объектив, плоскость предмета Q и плоскость анализа изображения (к примеру, плоскость пленки) Q' .

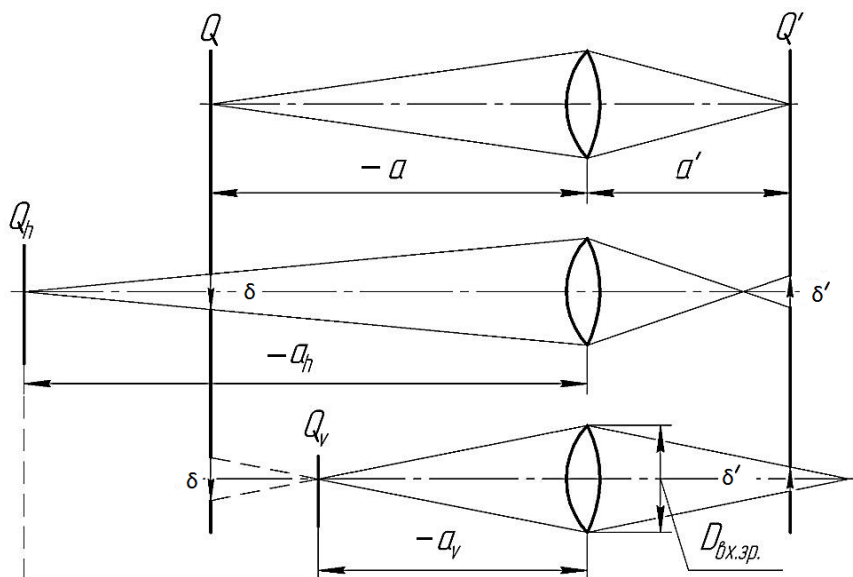


Рис. 13.5. Пространство предметов у фотообъектива

В пространстве предметов допустимое перемещение плоскости Q определяет *глубину изображаемого пространства* при удовлетворительном качестве изображения.

Положение плоскостей Q и Q' определяют отрезки a и a' . Гомоцентрический пучок после прохождения объектива сходится в точку на плоскости Q' . Изображение в плоскости Q' будет резким, когда плоскость Q – плоскость наводки на резкость.

Гомоцентрический пучок с центром в точке, лежащей на плоскости Q_h (или плоскости Q_v), после прохождения объектива в плоскости Q' не сохранит гомоцентричности. Точкам в плоскости анализа изображения, которые лежат за или перед плоскостью наводки на резкость, соответствуют кружки нерезкости с диаметром δ' .

Для определения границ области резко изображаемого пространства a_v и a_h необходимо задавать допустимые диаметры δ' кружков нерезкости с учетом оптических свойств глаза (табл. 13.1)

Таблица 13.1

Допустимые диаметры кружков нерезкости

Размер кадра, мм	Диаметр кружка нерезкости δ' , мм	Диагональ кадра, мм	Угловой размер кружка
60 × 90	0,075	108	2,4'
45 × 60	0,050	75	2,3'
24 × 36	0,033	43	2,6'
18 × 24	0,025	30	2,9'
16 × 22	0,025	27	3,2'
7,5 × 10,5	0,015	13	4,0'

Если рассматривать изображения с расстояния, равного его диагонали (справедливо также, когда рассматривается не сам негатив или слайд, а его увеличенные изображения), то угловой размер кружков нерезкости примерно равен разрешающей способности глаза.

Если построить изображение отрезка δ' в обратном ходе лучей, то в плоскости наводки на резкость получим отрезок δ . Тогда

$$a_v = \frac{a \cdot D_{\text{вх.зр}}}{D_{\text{вх.зр}} - \delta}.$$

Ближняя граница резко изображаемого пространства равна:

$$a_v = \frac{a \cdot f'^2}{f'^2 - \delta' \cdot k \cdot (a + f')},$$

где a – расстояние наводки на резкость;

f' – фокусное расстояние объектива;

k – диафрагменное число;

δ' – допустимый диаметр кружка нерезкости;

$k = f'/D_{\text{вх.зр}}$; $\beta = f'/(a + f')$; $\delta' = \delta \cdot \beta$.

Дальняя граница резко изображаемого пространства a_h определяется аналогично:

$$a_h = \frac{a \cdot f'^2}{f'^2 - \delta' \cdot k \cdot (a + f')}.$$

Расстояние между плоскостями Q_h и Q_v определяет *глубину резкости изображаемого пространства*.

Допускаемое перемещение плоскости пленки вдоль оси определяется глубиной резкости.

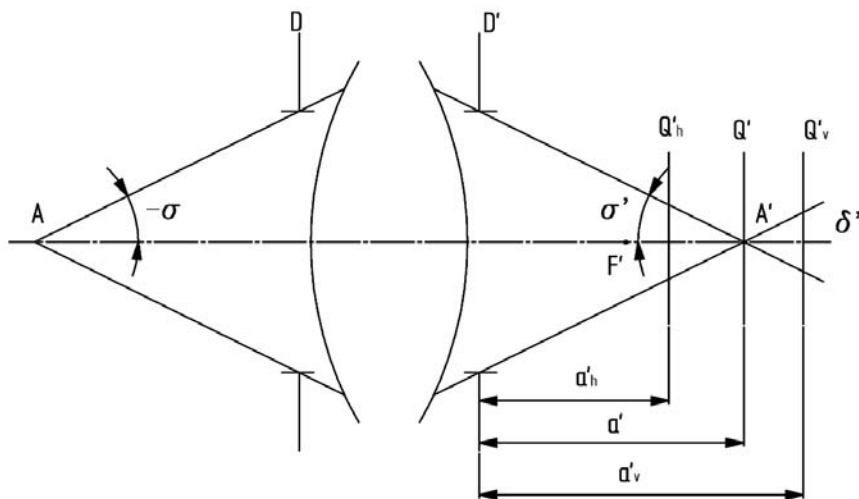


Рис. 13.6. Пространство изображений у фотообъектива

Из рис. 13.6 найдем, что

$$\Delta a'_{v,h} = 2(a' - a'_h),$$

где $a' - a'_h = \frac{\delta'}{2} \operatorname{tg} \sigma'$, т. е. $\Delta a'_{v,h} = \delta' / \operatorname{tg} \sigma'$.

Так как задний апертурный угол $\operatorname{tg} \sigma' = D' / 2a'$, а диаметр выходного зрачка

$$D' = D \beta_p, \quad a' \approx f',$$

то при $\beta_p = 1$ получим

$$\Delta a'_{v,h} = 2\delta'K \quad \text{или} \quad \Delta a'_{v,h} = \pm \delta'K. \quad (13.6)$$

Нерезкость изображения точки характеризуется кружком с диаметром δ' , который образуется вместо точки при смещениях плоскости Q' , в которой расположена пленка, в положения Q'_h и Q'_v . Глубина резкости изображения равна разности $a'_v - a'_h = \Delta a'_{v,h}$.

13.4. Разрешающая способность. Качество изображения

Разрешающая способность фотосистем

Разрешающая способность любой оптической системы определяется наименьшим расстоянием между двумя точками или линиями, видимыми раздельно через данную систему.

Разрешающая способность для фотосистем оценивается в линейной мере. Это критерий количественной оценки качества изображения, создаваемого фотообъективом, показывающий, сколько линий или предметных точек может изобразить раздельно фотосистема на отрезке длиной 1 мм.

Различают разрешающую способность [мм⁻¹]:

- визуальную разрешающую способность объектива N_0 ;
- разрешающую способность фотослоя N_c [мм⁻¹];
- разрешающую способность фотосистемы N_Φ [мм⁻¹].

Для фотосистем изображения удаленных точек находятся в задней фокальной плоскости, где линейный предел разрешения

$$\delta'_0 = \psi f'_{об},$$

где $f'_{об}$ – заднее фокусное расстояние объектива.

Определение визуальной разрешающей способности объектива производится по изображению специальных тест-объектов, штриховых миш.

Мерой разрешающей способности объектива является число N штрихов (или линий) предельной группы миры на 1 мм в плоскости изображения, когда эти штрихи находятся на пределе их разрешения:

$$N = 1/\delta'_0 = 1/(\psi f'_{об}) \text{ [мм}^{-1}\text{]}, \quad (13.7)$$

Число N определяется по величине углового расстояния $\bar{\psi}$ между изображениями двух разрешаемых штрихов миры визуальным путем.

$$\bar{N} = \frac{1}{\bar{\Delta}} = \frac{206 \cdot 10^3}{f_{об} \cdot \bar{\psi}},$$

где $\bar{\Delta}$ – фактически разрешаемое расстояние между изображениями двух штрихов.

В практических расчетах используется выражение

$$N = \frac{206 \cdot 10^3 \cdot D}{140 \cdot f_{об}} = 1500 \frac{D}{f_{об}} \text{ [мм}^{-1}\text{]}. \quad (13.8)$$

Оценка качества изображения.

Качество оптического изображения – степень соответствия геометрической, фотометрической и спектральной характеристик изображения и предмета. Для фотообъективов при художественном воспроизведении качество изображения смотрят соответственно по геометрическим и спектральным характеристикам и требуемом коэффициенте цветопередачи. Изображение должно быть подобно предмету не только по контуру, но и в каждой его точке: из-за аберраций и дифракций изображение получается размытое, и мелкая структура передается неправильно.

Качественные параметры оценки качества изображения:

- контраст составляющих элементов изображения и их взаимное расположение в пределах поля;
- возможность регистрации элементов изображения различными приемниками с минимальными искажениями;
- функция передачи фазы (ЧФК), которая определяет качественное соответствие геометрического положения элементов изображения по отношению к предмету;
- функция рассеяния, которая позволяет математически описывать распределения освещенности в изображении: функция рассеяния точки ФРТ, функция рассеяния линии ФРЛ.

Важными количественными параметрами, которые характеризуют качество изображения, создаваемого фотографической системой, являются контрастность и резкость изображения. Для оценки этих характеристик используют современные тест-объекты и критерии качества изображения:

- частотно-контрастная характеристика (ЧКХ),
- пограничная кривая.

Частотно-контрастная характеристика.

ЧКХ дает количественную оценку контраста в изображении структур предметов различных частот и помимо разрешающей способности позволяет количественно определить качество изображения. С точки зрения ЧКХ *разрешающая способность* – это частота в изображении периодически расположенных объектов (светящихся точек или штрихов миры), при которой контраст между изображениями объектов и окружающим их фоном находится на границе контрастной чувствительности приемника.

На рис. 13.7, *а* представлена ЧКХ, как зависимость контраста изображения периодического тест-объекта (синусоидальной миры) от ее пространственной частоты при контрасте самой миры, равной 1. Чем больше частота миры, тем сильнее падает контраст. По графическому представлению ЧКХ фотообъектива и функции порогового контраста (ФПК) фотопленки можно определить фотографическую разрешающую способность (т. е. с учетом фотослоя). Точка пересечения ЧКХ объектива и ФПК пленки дает расчетное значение N (рис. 13.7, *б*).

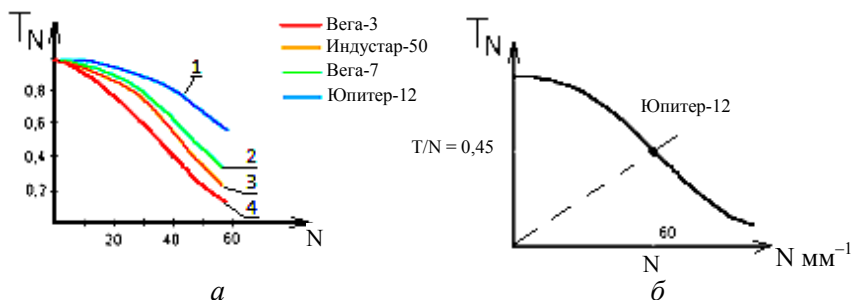


Рис. 13.7. Частотно-контрастная характеристика:
а – ЧКХ объективов; *б* – графическое определение фотографической разрешающей способности

На форму графика влияет конструкция системы. Фотообъектив может иметь высокий коэффициент передачи T при низкой пространственной частоте, а также одновременно хорошее воспроизведение контраста. Другая фотосистема при крутом наклоне начального контраста может обеспечить разрешение более высоких пространственных частот.

Различают геометрическую (ГЧКХ) и дифракционную (ДЧКХ), которая имеет применение для хорошо исправленных систем $(\lambda - 2\lambda)$ или, если аберрации точки не превышают ее дифракционного изображения. Существует понятие граничной частоты. Когда разрешаемая частота значительно меньше граничной можно ограничиться ГЧКХ. Полихроматическая ЧКХ имеет смысл только для зеркальных систем и для тех линзовых, у которых хорошо исправлен хроматизм увеличения: $y'_{\lambda_1} - y'_{\lambda_2} \leq 0,02$ приблизительно. Общая ЧКХ для сложной системы с различными приемниками определяется, как произведение ЧКХ отдельных ее компонентов и приемников.

Пограничная кривая.

Пограничная кривая – это кривая распределения освещенности в изображении пограничного теста (рис. 13.8).

Понижение резкости по пограничной кривой легко наблюдать при рассмотрении освещенности изображения *пограничного теста* – объекта, распределение яркости в котором описывается функцией скачка.

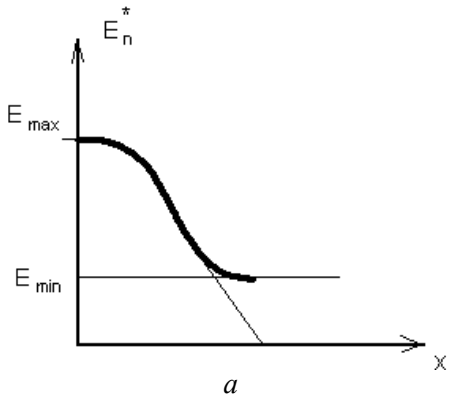
Наклон пограничной кривой зависит от размеров пятна рассеяния фотосистемы. Чем больше пятно рассеяния, тем кривая более пологая и хуже резкость изображения.

Пограничную кривую рассчитывают, зная функцию рассеяния линии (простым интегрированием $[0; \infty)$).

$$E_n(x') = \int_0^{\infty} A_n(x' - x) dx, \quad (13.9)$$

где $A_n(x') = \int_{-\infty}^{\infty} A(x', y' - y) dy$; $A(x', y') = \left[\frac{2z_1(z_1)}{z_1} \right]^2$.

Количественная оценка качества изображения производится по специальным числовым критериям пограничной кривой.



$$L(x) = \begin{cases} L_{\max} = 1 \\ L_{\min} = 0 \end{cases}$$

б

Рис. 13.8. Оценка резкости изображения по пограничной кривой:
а – пограничная кривая; б – функция скачка

<p>Пограничный градиент характеризует способность ОС резко разделять границу светлого и темного полей. Средний градиент характеризует контраст изображения</p>	$G_E = \operatorname{tg} \alpha_E = \frac{\Delta E}{\Delta x}$ $G_{E_{\text{cp}}} = \frac{E'_B - E'_A}{x'_A - x'_B}$
<p>Показатель резкости – средневеквadraticкий градиент</p>	$G^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right)^2}{n}$
<p>Совокупная характеристика учитывает резкость и контраст изображения</p>	$P_E = (E'_{\max} - E'_{\min}) \cdot G_E$
<p>Острота снимка</p>	$A_E = \frac{G_E^2}{E'_B - E'_A}$
<p>Четкость снимка определяет влияние резкости и разрешающей способности на качество снимка</p>	$\sum \log A_E \cdot (1 - e^{-kN_0^2})$

Выбор того или иного численного критерия для оценки качества изображения необходимо проводить с учетом области применения и конкретной задачи, для решения которой предназначен объектив. Пограничная кривая более удобна для оценки качества изображения при испытании объективов с большим полем зрения.

Глава 14. ЗЕРКАЛЬНЫЕ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ СИСТЕМЫ

14.1. Назначение зеркальных систем, их преимущества

Оптические системы, строящие изображение, содержат различные элементы, меняющие сходимость лучей (линзы, зеркала, их комбинации). Зеркальные системы широко применяются во многих областях науки и техники, что обусловлено рядом их существенных преимуществ:

- возможность работы в широкой области спектра (УФ, ИК, в рентгеновской области) при отсутствии оптических материалов;
- потенциальная возможность увеличения входной апертуры;
- сокращение габаритов;
- применение крупногабаритных компонентов;
- уменьшение массы за счет снижения количества компонентов и использования облегченных конструкций зеркал;
- возможность использования внутренних элементов зеркальной схемы для сканирования по полю.

Основными недостатками зеркальных центрированных систем являются центральное экранирование и довольно большое виньетирование, которое не позволяет обеспечить значительное угловое поле зрения.

Зеркальные системы исследуются и применяются в астрономической оптике, в приборах и комплексах аэрокосмического мониторинга Земли и околоземного пространства, в УФ микроскопии, в аппаратуре слежения, измерения, в ОС, работающих в условиях высокой температуры.

При любых оптических характеристиках у зеркальных систем, вне зависимости от области спектра, в которой они работают, полностью устранены хроматические аберрации. Количество зеркальных элементов в таких системах варьируется в зависимости от задачи, которую они решают. Увеличение числа зеркал приводит к увеличению числа коррекционных параметров, позволяющих наряду с коррекцией сферической аберрации и комы проводить анастигматическую коррекцию при хороших габаритных соотношениях и удобном наружном положении неискривленной поверхности приемника изображения, т. е. коррекции кривизны изображения.

Зеркальная система может содержать дополнительные плоские зеркала, которые теоретически не влияют на aberrации, но направляют пучки лучей в удобное для наблюдения место. Комбинируя несколько отражающих поверхностей, исправляют монохроматические aberrации, часто используют несферические зеркала для получения лучшего качества изображения.

Ньютон разработал простейшую однозеркальную систему, которая построена на основе параболического вогнутого зеркала и широко применяется до сих пор. Параболическое зеркало при условии точного изготовления дает на оси идеальное, лишённое aberrаций изображение бесконечно удаленного предмета, но обладает большой комой, если входной зрачок совпадает с самим зеркалом. Одиночные зеркала применяются в космической технике в качестве объективов телескопов при малых (несколько угловых минут) полях и больших диаметрах входного зрачка, а также в осветительных и лазерных приборах.

14.2. Зеркальные классические системы

Классической двухзеркальной системой называют систему, состоящую из двух асферических зеркал, причем главное зеркало является параболоидом вращения. Такие системы свободны от сферической aberrации, но не исправлены в отношении комы.

К классическим системам относят широко известные системы Кассегрена, Грегори и Мерсенна, составленные из двух зеркал, схемы построены на основе однозеркальной ньютоновской системы (рис. 14.1).

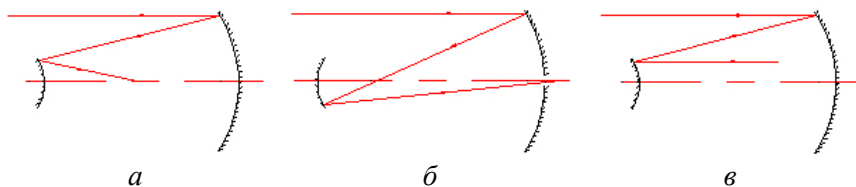


Рис. 14.1. Классические двухзеркальные системы:
а – система Кассегрена; б – объектив Грегори; в – система Мерсенна

В них оба зеркала самостоятельно исправлены на сферическую aberrацию. Параболическое зеркало свободно от сферической aberrации.

рации, а вторичное должно иметь асферизацию, не нарушающую это свойство. Так в системе Кассегрена вторичное выпуклое зеркало принимает форму гиперboloида, в системе Грегори вогнутого эллипсоида. Если же вторичное зеркало превращается в вогнутый или выпуклый параболоид, система становится афокальной и носит название системы Мерсенна.

Система Кассегрена (рис. 14.1, *a*) является наиболее распространенной, поскольку имеет габариты меньше, чем система Грегори. При короткой длине объектив имеет большое фокусное расстояние, и удобное размещение приемника излучения обеспечивает получение достаточного масштаба изображения. Почти все крупные телескопы построены по схеме Кассегрена, которая используется также в обратном ходе лучей в качестве коллиматора в спектрографе. Система Кассегрена имеет значительную кому, поэтому при относительных отверстиях порядка 1:3–1:5 угловое поле мало и составляет всего несколько минут. Для увеличения поля зрения вблизи фокальной плоскости устанавливается линзовый компенсатор.

Объектив Грегори обладает большими габаритами (рис. 14.1, *b*). Кроме того, система имеет плоскость промежуточного действительного изображения, что является ее достоинством.

Система Мерсенна (рис. 14.1, *в*) строит изображение в бесконечности: в ней фокус главного зеркала совмещен с фокусом вторичного (конфокальное построение). Система имеет две модификации. Преимуществом системы Мерсенна является то, что в ней отсутствует кома. При определенном согласовании зрачков система может быть использована как афокальная насадка к объективам, увеличивающая размер изображения в Γ раз.

Классические системы совершенствуются; создаются новые модификации, где поверхностям зеркал придается более сложная асферическая форма. Астигматизм, кривизну поля и дисторсию в них устранить не удается, поэтому они применяются как узкопольные системы. Для увеличения поля зрения двухзеркальных систем ставят линзовые компенсаторы в параллельном и сходящемся пучке лучей при небольшом диаметре входного зрачка, а при больших диаметрах вводится корректор только в сходящемся пучке лучей. Наличие линзового корректора снижает возможности этого типа объектива при съемке в широком спектральном диапазоне.

Аналогом системы Кассегрена является **система Даль–Кирхема** – двухзеркальная система, имеющая вторичное зеркало сферической формы. Легкость изготовления и контроля зеркал этой системы повышает к ней интерес у астрономов-любителей. Однако, кома системы Даль–Кирхема значительно превышает кому объектива Кассегрена, ее целесообразно использовать при небольшом поле зрения: для наблюдения планет, фотоэлектрических и спектральных наблюдений звезд.

Система Ричи–Кретьена – второй апланатический аналог схемы Кассегрена: осевая длина системы $l = 0,35f'$, поверхность изображения вынесена за вершину главного зеркала, коэффициент центрального экранирования $\eta = 0,3$, угловое поле зрения $1,5^\circ$. Оба зеркала в объективе близки к гиперблоидам. Схема обеспечивает большой диаметр входного зрачка, небольшие габариты даже для длиннофокусных композиций, удовлетворительное разрешение на местности. Система используется при компоновке современных объективов *космической техники* и как базовая система при работе с зеркальными корректорами аберрации.

14.3. Схемы построения зеркально-линзовых объективов. Линзовые компенсаторы

Зеркально-линзовые объективы относятся к длиннофокусным ОС, предназначены для фотографирования удаленных предметов крупным планом.

Обычно *схема построения* – телеобъектив с вынесенной задней главной плоскостью, в таком случае они имеют наименьшие габаритные размеры. Одна из основных областей применения – космическая оптика, астрономия.

Достоинства зеркально-линзовых объективов: работают в широком спектральном диапазоне; имеют практическое исправление хроматизма. Основным недостатком является центральное экранирование.

Схема объектива состоит из трех основных частей:

- 1) зеркальная система (классическая или модификации);
- 2) афокальные мениски, сохраняющие параллельность выходящего луча входящему (для коррекции сферической аберрации);
- 3) компенсатор, корригирующий кому и кривизну поверхности изображения.

Для устранения засветки плоскости изображения лучами постоянного света внутри объектива устанавливаются специальные диафрагмы – *бленды* с матово-черной рифленой поверхностью.

Первая часть – *зеркальные системы* – одно или два зеркала. Возможности двухзеркальных систем, даже с двумя несферическими поверхностями, ограничены: с их помощью исправляют две монохроматические аберрации: сферическую и кому. Астигматизм и дисторсия не могут быть полностью исправлены. Если осевая длина $d = 0,1-0,2f'$ (короткие ОС), кривизна изображения очень велика. Базовые ОС усовершенствуют с помощью компенсаторов.

Компенсатор – узел, служащий для исправления аберрации зеркального объектива без изменения оптической силы и положения изображения. Его рассчитывают как тонкую линзу, которая отождествляется с деформированной волновой поверхностью. Линзовые компенсаторы можно разделить на афокальные и ахроматические.

Типы линзовых компенсаторов:

- афокальные, ахроматические компенсаторы (коррекционная пластинка Шмидта);
- мениск Максудова;
- двухлинзовые компенсаторы, установленные в параллельных или сходящихся пучках;
- компенсатор меридиональной комы Чуриловского;
- линзовые компоненты с отражающей поверхностью (линза Манжена, склеенный и несклеенный компоненты-отражатели);
- компенсатор кривизны поля – линза Смита;
- толстая плоскопараллельная пластинка.

Плоскопараллельная пластинка (ППП) определенной толщины является одним из *современных компенсаторов*. Сферическое зеркало обладает отрицательной сферической аберрацией, а ППП имеет положительную сферическую аберрацию, сочетание их обеспечивает взаимокompенсацию сферической аберрации $\Delta S'$, которая зависит от показателя преломления. Используется стекло: СТК19, ТФ10, СТФ1. Волновая аберрация мала $\Delta l < 0,1\lambda$.

На рис. 14.2 показана схема использования ППП одновременно в параллельном и сходящемся пучках, схему можно усложнять, используя мениски или толстые линзы.

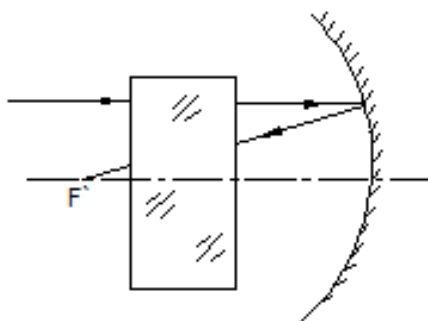


Рис. 14.2. Схема с ППП (в параллельном и сходящемся пучке одновременно)

Объектив носит название *Рефлессорусса*. В объективе сферическая aberrация зеркала и ППП близки друг другу по своему характеру, происходит взаимная компенсация и возможно развитие большого относительного отверстия (до 1:1).

На рис. 14.3 представлены различные зеркально-линзовые системы с линзовыми компенсаторами, применяемые в космической технике.

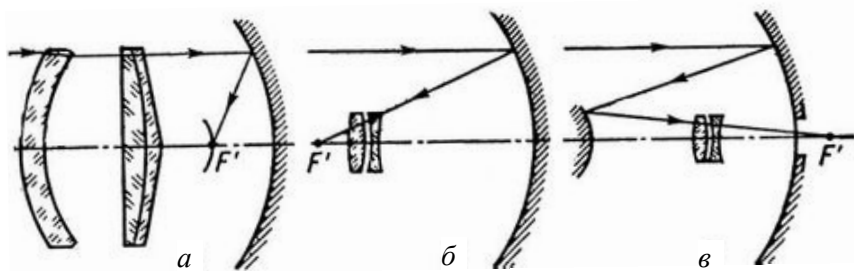


Рис. 14.3. Зеркально-линзовые системы с компенсаторами aberrаций: *a* – объектив со сложным афокальным компенсатором; *б* – телескоп с компенсатором Росса; *в* – система по схеме Кассегрена с компенсатором в сходящемся пучке

Сверхсветосильный объектив со сложным афокальным компенсатором с большим углом зрения до 30° (рис. 14.3, *a*) применяется для фотосъемки движущихся небесных тел, исправлены все aberrации, кроме кривизны поля. В телескопе с параболическим зеркалом (рис. 14.3, *б*) применен компенсатор комы Росса. В объективе по классической схеме Кассегрена с параболическим большим зеркалом и сферическим малым с линзовым компенсатором в сходящем-

ся пучке (рис. 14.3, в) исправлены все аберрации, кроме дисторсии; уменьшена габаритная длина системы L , которая значительно меньше ее фокусного расстояния f' .

Зеркально-линзовые объективы типа МТО (рис. 14.4) имеют большой коэффициент виньетирования, поэтому их угловое поле небольшое (МТО-500 $2\omega = 4^\circ 30'$; МТО-1000 $2\omega = 2^\circ 30'$).

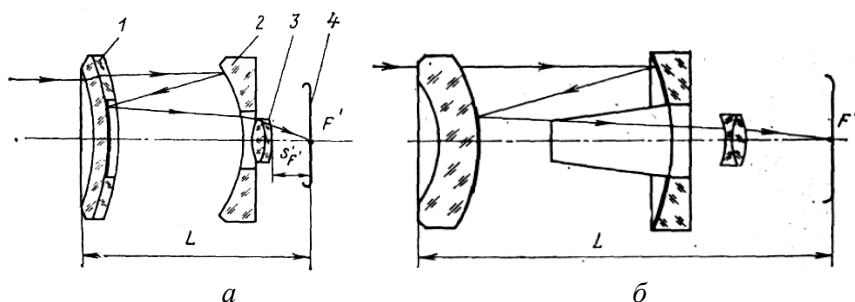


Рис. 14.4. Принципиальная схема зеркально-линзовых объективов МТО

Фокусировка объективов осуществляется перемещением афокального мениска с зеркалом 1 относительно неподвижного зеркала 2 и компенсатора 3 . Такой способ фокусировки позволяет переходить при фотосъемке от бесконечности к коротким дистанциям при весьма малых перемещениях мениска (преимущество объективов).

Так как объективы имеют большое фокусное расстояние, они чувствительны к тряске и вибрациям. Недостатками объективов являются сложность конструкции, трудности в изготовлении и сборке (жесткие допуски на центровку и пр.), большой коэффициент светорассеяния. Кроме того, по сравнению с линзовыми объективами при одном и том же относительном отверстии, они имеют большие диаметры. При переходе от визуальной коррекции к фотографической приходится несколько изменять конструктивные элементы менисковой системы.

14.4. Объектив Максутова

Менисковые системы – первые отечественные зеркально-линзовые объективы, в которых все оптические поверхности строго сферические, а длина L не превышает фокусное расстояние системы.

Исправление сферической aberrации в системе из зеркала с мениском Максудова (см. рис. 6.4) будет осуществимо лишь для одной высоты апертурного луча, этим ограничивается возможное развитие относительного отверстия. Оптическая схема в принципе может содержать лишь два оптических элемента: мениск и сферическое зеркало (классическая менисковая система).

Роль мениска Максудова сводится к созданию положительной сферической aberrации без внесения хроматизма. Расстояние между центрами обеих поверхностей мениска невелико и равно:

$$r_2 - r_1 + d = \frac{d}{n^2}. \quad (14.1)$$

При расположении центров обеих поверхностей мениска вблизи центра зеркала обеспечивается неизменность астигматизма и комы, АД располагают вблизи этих центров. Более предпочтительно, когда мениск находится между центром и вершиной зеркала (тогда длина объектива будет значительно короче фокусного расстояния зеркала).

Условие ахроматизации для мениска $d\Phi = 0$. Продифференцируем формулу для оптической силы толстой линзы

$$\Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{d}{nr_1 r_2} (n-1)^2$$

и приравняем дифференциал нулю ($d\Phi = 0$). Получим уравнение, связывающее радиусы и толщину мениска

$$r_2 - r_1 + d(1 - 1/n^2) = 0. \quad (14.2)$$

Из формулы (14.2) может быть определена толщина мениска:

$$d = (r_1 - r_2) / (1 - 1/n^2). \quad (14.3)$$

Тогда выражение для оптической силы мениска

$$\Phi_M = \frac{n-1}{n+1} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (14.4)$$

Мениск обладает небольшой отрицательной силой и положительной сферической aberrацией, свободен от хроматизма в широкой области спектра (апохроматическая коррекция), поэтому используется с вогнутым сферическим зеркалом. Изменяя соотношение радиусов и толщину мениска, можно корректировать отрицательную сферическую aberrацию зеркала, практически не затрагивая других aberrаций.

На основе мениска созданы менисковые системы Максудова–Ньютона, Максудова–Мерсенна и др. Схема Максудова–Кассегрена является наиболее предпочтительной (рис. 14.5).

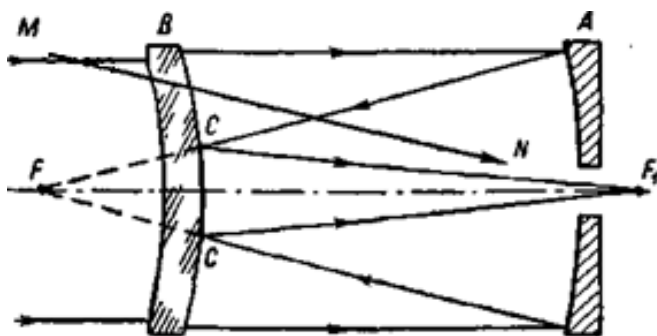


Рис. 14.5. Менисковый «Кассегрен»

Построена по схеме телеобъектива (малая длина при значительном фокусном расстоянии). Мениск *B* и сферическое зеркало *A* имеют остаточную сферическую aberrацию. Вторичное зеркало *C* переносит изображение в фокус F_1 и корректирует aberrацию всей системы.

В уникальных астрономических приборах применяют ахроматические мениски, что расширяет рабочий спектральный диапазон, для которого система первоклассна. При переходе от визуальной коррекции к фотографической приходится немного менять конструктивные элементы менисковой системы. Линзовый объектив может удовлетворительно работать лишь в тех условиях, для которых он скорректирован, а менисковый объектив в большинстве случаев может быть применен одновременно для визуальных и фотографических исследований, т. к. его вторичный спектр и сферохроматическая aberrация ничтожно малы.

Глава 15. ПРОЕКЦИОННЫЕ И ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Проекционные приборы – кинопроекторы, увеличители, проекторы, аппараты для чтения микрофильмов, проекционные устройства микроскопов, приборы для создания элементов микроэлектроники и т. д.

Оптические системы проекционных приборов состоят из двух частей: осветительной и проекционной.

Проекционные системы – системы, предназначенные для получения на экране изображений (проекций) кинокадров, негативов, чертежей, рисунков, текстов, небольших предметов и др.

Осветительные системы проекционных приборов предназначены для освещения объектов направленными пучками лучей. Проекционные и осветительные системы должны быть согласованы по апертуре и полю зрения с целью получения требуемой освещенности экрана и ее распределения при заданном линейном увеличении (масштабе изображения).

Эпископическая проекция – проекция непрозрачного предмета, образованная лучами света, отраженного от предмета (в отраженном свете).

Диаскопическая проекция – проекция, образованная лучами света, проходящими сквозь предмет, сюда же относят кинопроекцию.

Оптическая система, обеспечивающая получение проекции обоих видов называется *эпидиаскопической*.

15.1. Основные характеристики проекционных систем

Основные оптические характеристики:

- масштаб изображения (линейное увеличение),
- освещенность изображения;
- размер проецируемого предмета, иногда экрана.

Эти характеристики определяют:

- проекционное расстояние;
- диаметр входного зрачка проекционного объектива;
- яркость источника;
- коэффициент пропускания оптической системы;
- схема и конструкция осветительной системы.

Проекционное расстояние – расстояние от объектива до экрана.

Отличительные особенности проекционных объективов:

1. Обеспечение постоянства контраста и разрешающей способности при проекции в проходящем свете; в отраженном свете – удовлетворительный контраст и разрешающая способность.

2. Малое виньетирование.

3. Повышенные требования к коррекции дисторсии.

Требуемая освещенность экрана зависит от назначения проекционного прибора. При удалении от центра (во внеосевых точках) освещенность экрана сильно падает по закону светораспределения: $E'_w = k_w E'_0 \cos^4 w'$, где E'_0 – освещенность в центре экрана, k_w – коэффициент виньетирования, w' – угол между главным лучом и оптической осью за проекционным объективом. Рекомендуемые освещенности центральной части экранов при коэффициенте диффузного рассеяния $\rho = 0,8$:

а) коммерческая кинопроекция $E = 400$ лк;

б) демонстрационная $E = 200$ лк;

в) эпипроекция E до 80 лк;

г) контрольно-измерительные приборы $E = 60$ – 100 лк.

Коэффициент диффузного рассеяния ρ :

– для идеально белого экрана $\rho = 1$;

– экран, покрытый слоем углекислого магния $\rho = 0,89$;

– экран из технической окиси цинка $\rho = 0,8$;

– для материалов экрана из пластмасс $\rho = 0,72$.

Принимают яркость экрана L при:

– кинопроекции (в кинотеатрах) 100 кд/м²;

– диапроекции 50 кд/м²;

– эпипроекции до 20 кд/м²;

– для контрольно-измерительных приборов $L = 15$ – 25 кд/м².

15.2. Расчет эпископической проекционной системы

На рис. 15.1 представлена принципиальная схема эпископической проекционной системы, состоящая из: 1 – непрозрачного плоского предмета; 2 – лампы; 3 – зеркала с внешним отражающим покрытием для получения прямого изображения; 4 – проекционного объектива; 5 – экрана.

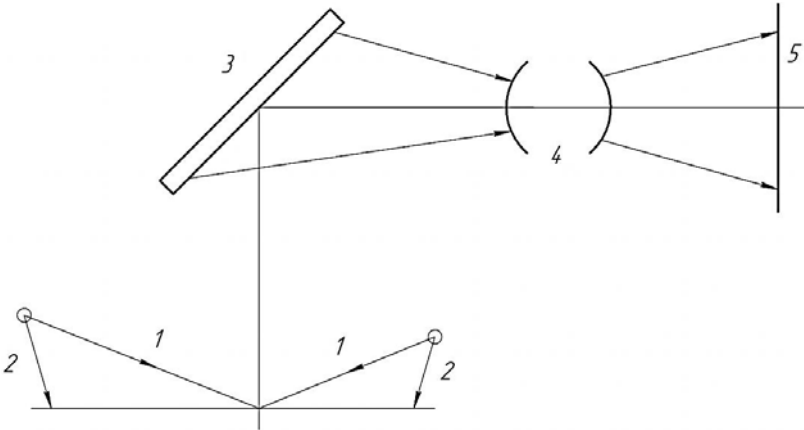


Рис. 15.1.Схема эпископической проекционной системы

Для диффузно рассеивающей поверхности предмета яркость равна:

$$L_{\text{пр}} = \rho_{\text{пр}} \cdot E_{\text{пр}} / \pi,$$

где $E_{\text{пр}}$ – освещенность предмета,

$\rho_{\text{пр}}$ – коэффициент отражения от поверхности предмета.

Освещенность предмета

$$E_{\text{пр}} = \sum_{j=1}^m E_j = \sum_{i=1}^{i=m} \frac{I \cos \varepsilon}{l^2} = m \cdot \frac{I \cos \varepsilon}{l^2}, \quad (15.1)$$

где m – число источников (ламп);

I – сила света каждой лампы;

l – расстояние от тела накала лампы до центра поверхности предмета;

ε – угол между нормалью к поверхности предмета и лучом, проходящим между телом накала и центром поверхности предмета.

Освещенность центра экрана:

$$E' = \tau \pi L_{\text{пр}} \sin^2 \sigma'_A, \quad (15.2)$$

где τ – коэффициент пропускания системы, состоящей из зеркала и объектива ($\tau = \rho_3 \tau_{об}$);

σ'_A – задний апертурный угол объектива.

Линейное увеличение в зрачках $\beta_p = 1$; проекционное расстояние $p' \gg D$ (диаметры зрачков $D = D'$), поэтому

$$\sin \sigma'_A = D/2p'. \quad (15.3)$$

Кроме того,

$$p' \approx s' \approx f'(1 - \beta_{об}), \quad (15.4)$$

где s' – расстояние от последней поверхности проекционного объектива до экрана;

f' – фокусное расстояние проекционного объектива;

$\beta_{об}$ – линейное увеличение объектива при проецировании предмета на экран.

Из формул следует, что освещенность экрана

$$E'_0 = \frac{\tau \cdot \rho_{пр} \cdot E_{пр}}{4} \cdot \left(\frac{D}{f'_{об}} \right)^2 \cdot \frac{1}{(1 - \beta_{об})^2}. \quad (15.5)$$

По формуле (15.4) находят фокусное расстояние объектива, по формуле (15.5) его относительное отверстие. Объективы имеют обычно относительные отверстия 1:1,5–1:2,5.

Угловое поле определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \omega_{об} = -\beta_{об} \cdot \frac{y}{p'} = -\beta_{об} \frac{y}{(1 - \beta_{об}) \cdot f'_{об}}, \quad (15.6)$$

где y – половина диагонали предмета. Угловое поле до 45° .

15.3. Расчет диаскопической проекционной системы

Диаскопическая проекция (проекция в проходящем свете) обеспечивает большую освещенность экрана, чем эпипроекция.

Возможны два варианта действия осветительной части такой системы:

- 1) изображение источника света получается в плоскости входного зрчка проекционного объектива;
- 2) изображение источника света строится в плоскости диапозитива, который сопряжен с плоскостью экрана (рекомендуют применять при кинопроекции).

Во втором варианте следует использовать излучатель с равномерной яркостью. Кроме того, если размеры диапозитива (кадрового окна) значительные, то осветительная ОС должна иметь большое увеличение, что приводит к росту ее поперечных размеров.

На рис. 15.2 источник изображается конденсором в плоскости входного зрчка объектива.

Алгоритм расчета следующий.

Задают *оптические и габаритные характеристики*:

- освещенность экрана $E' = 200$ лк, яркость $L = 50$ кд/м²; используя соотношение $\pi L = \rho E$;
- проекционное расстояние ρ' ;
- характеристики источника света: тип лампы; размер источника $2C$, яркость L , световой поток F_0 эмер.

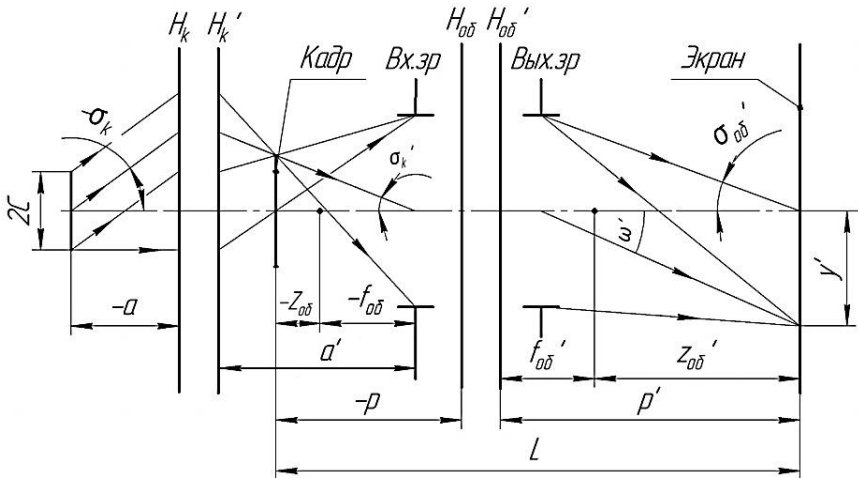


Рис. 15.2. Ход лучей в диапроекционной системе

Габаритный расчет.

1. Фокусное расстояние проекционного объектива:

$$f' = \frac{p'}{1 - \beta_{об}},$$

где $\beta_{об}$ – линейное увеличение объектива $\beta_{об} = -\frac{y'}{y} = \frac{p'}{p}$ считают заданным ($2y$ – диагональ диапозитива, p – расстояние от объектива до кадрового окна).

2. Проекционное расстояние связано с отрезком p формулой:

$$p = \frac{p'}{\beta_{об}} = \frac{f'(1 - \beta_{об})}{\beta_{об}}.$$

3. Линейное увеличение конденсора (при выполнении условия синусов):

$$\beta_k = \frac{\sin \sigma_k}{\sin \sigma'_k} = -\frac{D}{2C} = \frac{a'}{a},$$

где D – диаметр входного зрачка;

$2C$ – размер источника, отрезки a и a' определяют положение источника и его изображения относительно главных плоскостей конденсора.

4. Задний апертурный угол конденсора равен углу поля зрения проекционного объектива в пространстве предметов из условия согласования осветительной и проекционной части:

$$\sigma'_k = \omega_{об} \quad \text{или} \quad \sin \sigma'_k = \text{tg} \omega_{об},$$

$$\text{где } \text{tg} \omega = \frac{y}{-p} = -\frac{y\beta}{f'(1-\beta)}.$$

Расчетная формула:

$$\sin \sigma_k = \beta_k \text{tg} \omega = \frac{D}{f'} \cdot \frac{y}{2C} \cdot \frac{\beta}{1-\beta}.$$

Светотехнический расчет.

$$E'_0 = \pi\tau L \sin^2 \sigma' = \pi\tau L \frac{D^2}{4f'^2(1-\beta)^2} = \pi\tau L \frac{D^2}{4p'^2}.$$

5. Диаметр входного зрачка $D = 2p' \sqrt{\frac{E'}{\pi\tau L}}$, где L – яркость источника; коэффициент пропускания $\tau = 0,5-0,7$.

6. Расчет относительного отверстия объектива: $\frac{D}{f'}$.

7. Линейное увеличение конденсора $\beta_k = -\frac{D}{2C}$, $2C$ – наименьший размер светящегося тела.

8. Суммарный угол охвата конденсора равен сумме углов охвата и сходимости

$$2(|\sigma_k| + |\sigma'_k|).$$

Определение типа конденсора: одно-, двух-, трехлинзовый и т. д.

Формулы составленного алгоритма позволяют рассчитать фокусное расстояние f' , угловое поле 2ω и относительное отверстие D/f' , по которым можно подобрать объектив для диаскопической проекции. Объективы проекторов и фотоувеличителей, имеющие относительное отверстие 1:4,5–1:9, а угловое поле в особых случаях до 122° , например, в фотограмметрическом многокамерном проекторе (мультиплексе). Кинопроекторные объективы имеют относительное отверстие 1:1,2–1:2 и угловое поле до 16° .

Для уменьшения светового диаметра осветительной системы вблизи диапозитива (кадровой рамки) часто устанавливают коллектив.

15.4. Осветительные системы проекционных приборов.

Линзовые конденсоры

Осветительные системы предназначены для освещения объектов направленными пучками лучей. Основным элементом осветительной системы является конденсор. Иногда в схему вводят так называемый

коллектор, назначением которого является передача изображения источника света в плоскость апертурной диафрагмы конденсора, что позволяет удалить источник света от конденсора и тем самым исключить тепловое воздействие на объект наблюдения. К коллектору предъявляют такие же требования, как и к конденсору.

Конденсор – короткофокусная линза или система линз, используемая в оптическом приборе для освещения рассматриваемого или проецируемого предмета. Конденсор собирает и направляет на предмет лучи от источника света, в том числе и такие, которые в его отсутствие проходят мимо предмета, в результате резко возрастает освещенность предмета.

Конденсоры применяются в микроскопах, спектральных приборах, проекционных аппаратах различных типов.

Оптические характеристики конденсора.

Конденсор создает действительное изображение источника света на конечном расстоянии от нее (рис. 15.3), либо непосредственно на освещенном предмете, либо на плоскости входного зрачка D последующей ОС.

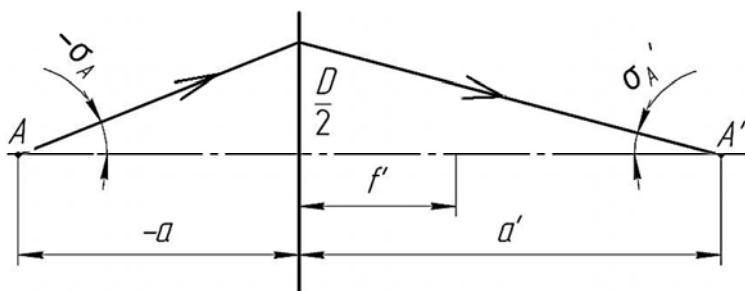


Рис. 15.3. Ход апертурного луча в конденсоре

Первая схема применяется, если яркость излучающей поверхности источника света равномерна; при неравномерной яркости рекомендуется применять другую схему, которая получила наибольшее применение (предмет у обычно располагается вблизи конденсора для обеспечения наименьшего размера).

Оптические характеристики: f' , β (линейное увеличение); углы охвата и сходимости $2\sigma_A$; $2\sigma'_A$, $f'/D_{\text{вх.зр}}$ – диафрагменное число.

Угол охвата $2\sigma_A$ – двойной апертурный угол в пространстве предметов, он характеризует полноту использования потока света.

Расчет передней апертуры.

$$\operatorname{tg}\sigma = \frac{D}{2 \cdot a} = \frac{D \cdot \beta}{2 \cdot a'};$$

$$a' = (1 - \beta) \cdot f'; \quad (15.7)$$

$$\operatorname{tg}\sigma = \frac{\beta}{2 \cdot (1 - \beta) \cdot k}.$$

К конденсорам предъявляются следующие требования:

- исправление сферической аберрации;
- соблюдение условия ортоскопии;
- соблюдение условия синусов.

При расчете строгое выполнение перечисленных условий довольно затруднительно. Как правило, в конденсорах исправляют только сферическую аберрацию. Наличие сферической аберрации приводит к неполному заполнению зрачка светом и потере освещенности. Эмпирически установлено, что результат при этом получается удовлетворительным даже при использовании однолинзового конденсора, если угол охвата не превышает 20° . При углах охвата до 50° необходимо делать конденсор двухлинзовым, а до 70° – трехлинзовым. Форма и число линз конденсора (его сложность) определяется суммой углов охвата $2\sigma_A$ и сходимости $2\sigma'_A$, зависит от линейного увеличения β .

Технологический вариант – система, состоящая из определенного числа линз, рассчитанных на минимум сферической аберрации и выполненных из одинакового сорта стекла, к примеру, из стекла К8.

Расчет конденсора на минимум сферической аберрации.

На схеме 15.4 показан ход параксиального луча, идущего из осевой точки предмета и имеющего углы α_i с оптической осью.

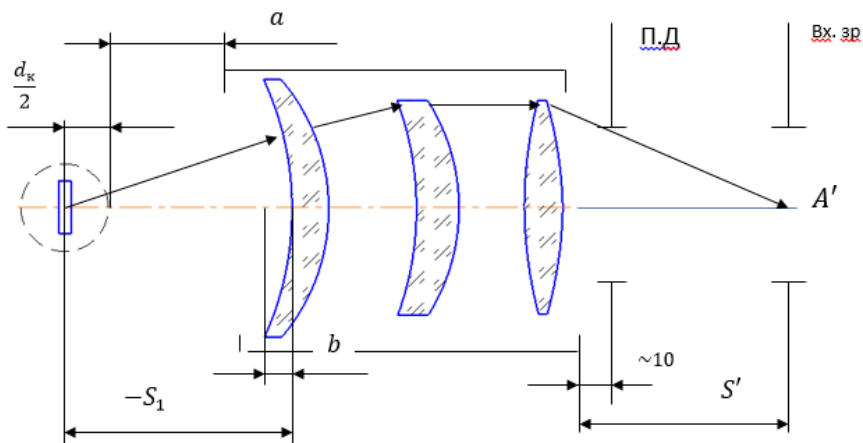


Рис. 15.4. Трехлинзовый конденсор

Нечетные углы $a_1, a_3, \dots, a_{2k+1}$ – «воздушные» углы, которые определяют оптические силы линз и на aberrации практически не влияют. Для равномерного распределения силовой нагрузки между линзами обычно принимают

$$a_3 - a_1 = a_5 - a_3 = a_{2k+1} - a_{2k-1}.$$

Четные углы – «стеклянные» (внутри линз), определяют форму линз, используются как коррекционные параметры для получения минимума сферической aberrации.

Габаритный расчет:

- рассчитывается угол охвата конденсора;
- определяется необходимое число линз конденсора;
- определяется расстояние S_1 от источника света до первой поверхности линзы: из конструктивных соображений принимают

$$|S_1|_{\min} > \frac{d_k}{2} + a + b,$$

где d_k – диаметр колбы лампы;

a – юстируемый размер;

b – стрелка кривизны на первой поверхности конденсора.

Аберрационный расчет.

Условия нормировки для первого нулевого луча: $\alpha_1 = \beta_k$; $\alpha_{2k+1} = 1$,

$$\text{где } \beta_k = \frac{a_1}{a_{2k+1}}.$$

Вычисляются углы α_i луча с оптической осью. Расчет ведется на основе теории аберраций 3-го порядка.

«Стеклянные» четные углы: a_2, a_4, \dots, a_{2k} ;

$$\alpha_i = \frac{2 + \mu}{1 + 2\mu} \cdot \frac{[2k - (i - 1)]\beta_k + (i - 1)}{2k},$$

где k – число линз; $i = 2, 4, \dots, 2k$; $\mu = \frac{1}{n}$.

«Воздушные» нечетные углы:

$$\alpha_i = \frac{[2k - (i - 1)]\beta_k + (i - 1)}{2k},$$

где $k = 1, m = 0$. 1 – однолинзовый конденсор; $k = 2, m = 0, 1, 2$ – двухлинзовый; $k = 3, m = 0, 1, 2, 3$ – трехлинзовый.

Первое приближение – расчет в тонких компонентах: толщины линз, воздушные промежутки между ними принимаются равными нулю, а высоты первого нулевого луча на поверхностях линз одинаковыми $h_1 = h_2 = \dots = h_{2k} = S_1 a_1$.

Вычисляются радиусы кривизны линз по формуле

$$r_k = \frac{h_k (n_{k+1} - n_k)}{n_{k+1} \alpha_{k+1} - n_k \alpha_k}.$$

Второе приближение – ввод толщин линз конденсора. Толщины определяются графически по ходу апертурного луча: $\sigma_1, \sigma_2 = \sigma_1 \frac{a_2}{a_1}$

и т. д. Необходимо учитывать рекомендуемые соотношения между толщинами и диаметрами линз по нормальям. Воздушные проме-

жутки берут малыми от 0,1 до 1 мм для диаметров линз от 10 до 100 мм. Определяются уточненные значения высот по формуле $h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1}d_k$.

Далее выполняется по заданному алгоритму расчет второго приближения (радиусы и толщины), при этом найденные ранее значения углов α_i сохраняются.

Формулы для расчета формы линз

Сферическая aberrация	$\delta s' = \frac{-1}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' \sum_{k=1}^{k=m} h_k \cdot P_k$
Основной aberrационный параметр	$P_k = \left(\frac{\alpha_{k+1} - \alpha_k}{\mu_{k+1} - \mu_k} \right) (\alpha_{k+1} \cdot \mu_{k+1} - \alpha_k \cdot \mu_k)$
Радиус оптической поверхности	$r_k = \frac{h_k \cdot (n_{k+1} - n_k)}{\alpha_{k+1} \cdot n_{k+1} - \alpha_k \cdot n_k}$
Толщина или воздушный промежуток	$d_k = \frac{h_k - h_{k+1}}{\alpha_{k+1}}$

Выбор конструкций конденсоров.

Существуют линзовые, зеркальные и зеркально-линзовые конденсоры. Иногда в конденсорах исправляют хроматизм положения и кому. В ряде же случаев даже от условия исправления сферической aberrации отступают: из технологических соображений применяют плоско-выпуклые линзы. Для увеличения угла охвата и уменьшения числа линз применяют *асферические поверхности*, обычно параболоидные.

Конденсор из одной простой линзы можно использовать, если сумма его углов охвата и сходимости не превышает 45° . Форма линзы зависит от линейного увеличения. Если конденсор должен проецировать световое тело источника света в масштабе 1:1, то применяют двояковыпуклую линзу с равными радиусами. Выпукло-плоская линза имеет наименьшую сферическую aberrацию при бесконечном (достаточно большом) удалении от изображения, поэтому оптимальной будет форма конденсора из одинаковых линз: плоско-выпуклой и выпукло-плоской.

Трехлинзовые конденсоры позволяют получить сумму углов охвата и сходимости до 100° . При еще больших значениях этой суммы приходится применять конденсоры, имеющие четыре, пять и шесть линз, а их расчет вести с учетом вносимой ими сферической aberrации.

Нетрадиционные схемы.

Уменьшение числа линз при значительных углах охвата и сходимости может быть обеспечено введением несферических поверхностей. Например, в конденсоре проектора – мультиплекса используют две выпукло-плоские линзы с выпуклыми эллипсоидными поверхностями, обеспечивающие при $\beta = -1^\times$ угол охвата и угол сходимости по 122° каждый.

Большой угол охвата при любом заданном линейном увеличении имеют линзы Френеля с исправленной сферической aberrацией.

Для увеличения степени использования светового потока от источника излучения применяют добавочное зеркало (рис. 15.5).

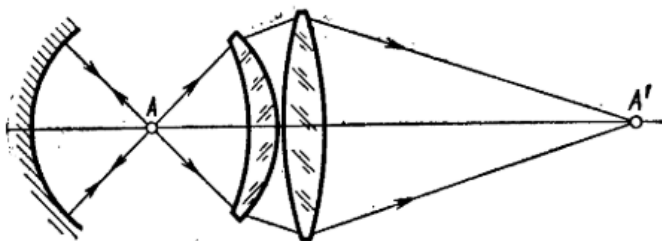


Рис. 15.5. Линзовый конденсор с концентрическим отражателем

В конденсорах микроскопов с большим углом сходимости необходима ахроматизация, что усложняет схему (рис. 15.6).

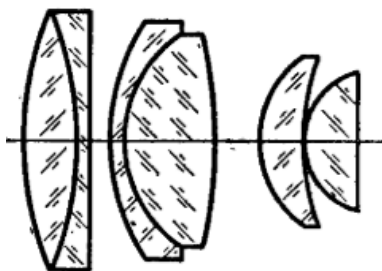


Рис. 15.6. Ахроматический конденсор

15.5. Оптическая схема прожектора дальнего действия

Прожектор – оптическая система, концентрирующая часть светового потока источника света в узкий пучок. Используется как для освещения удаленных предметов, так и для передачи сигналов на большие расстояния.

Прожекторы разделяются на приборы:

- дальнего действия с диаметрами выходного зрачка $D' = 800\text{--}2100$ мм;
- ближнего действия с $D' = 500\text{--}650$ мм;
- светосигнальные с $D' = 105\text{--}250$ мм;
- коллиматоры, отличающиеся тем, что освещаемый предмет располагается вблизи прибора.

Основными оптическими характеристиками прожектора являются сила света, коэффициент усиления, дистанция оформления пучка, угол рассеяния и угол охвата.

Освещенность изображения определяют по формуле

$$E = \tau \pi L \sin^2 \sigma_A,$$

где $\tau = \tau_{\text{OC}} \tau_{\text{АТМ}}$;

τ_{OC} – коэффициент пропускания оптической системы;

$\tau_{\text{АТМ}}$ – коэффициент пропускания атмосферы или другой среды на пути хода лучей после действия прожектора;

$L' = (n'/n)^2 L$ – яркость изображения, где L – яркость источника;

n и n' – показатели преломления сред пространства источника и пространства изображений соответственно. Обычно $n = n' = 1$.

Для определения значения $\sin \sigma'_A$ обратимся к рис. 15.7.

Источник света с прямоугольной излучающей площадкой размерами c и b помещен в передней фокальной плоскости оптической системы, представленной в виде бесконечно тонкой линзы. Освещаемый предмет находится на большом расстоянии p' от оптической системы. Поэтому

$$\sin \sigma'_A = \frac{D}{2p'},$$

где D – диаметр входного зрчка, который во многих случаях можно принять равным диаметру D' выходного зрчка.

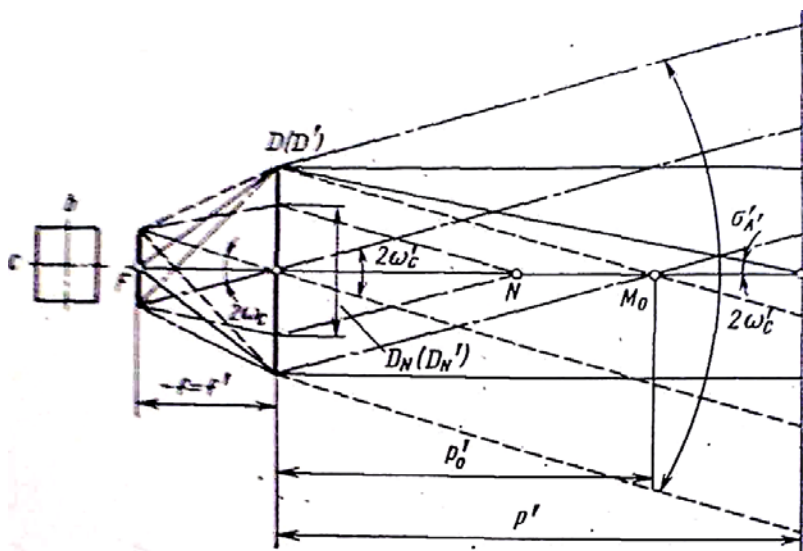


Рис. 15.7. Схема прожектора

Таким образом, если $J_{\text{пр}}$ – сила света прожектора, $E' = J_{\text{пр}}/p'^2$.

Тогда

$$E' = \tau\pi \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \cdot L \frac{D^2}{4p'^2}. \quad (15.8)$$

В результате получим, что

$$J_{\text{пр}} = \tau\pi \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \cdot L \frac{D^2}{4}, \quad (15.9)$$

при $n' = n = 1$ имеем

$$J_{\text{пр}} = \tau L Q'_{\text{зр}},$$

где $Q'_{\text{зр}}$ – площадь выходного (входного зрчка) при $D = D'$.

Сила света прожектора растет пропорционально площади выходного зрачка при одной и той же яркости источника света.

Формулы справедливы при удалении освещаемого предмета от прожектора на расстояние $p' \geq p'_0$. Расстояние p'_0 является *дистанцией оформления пучка* (точка M_0 – первая по ходу лучей, в образовании которой участвуют лучи, идущие по краю входного зрачка диаметром D).

Для прожектора (коллиматора)

$$p'_0 \approx \frac{Df'}{c},$$

где c – размер источника света, перпендекулярный оптической оси.

Коэффициентом усиления прожектора называют отношение силы света прожектора к силе света источника по направлению нормали (коэффициент достигает значения $k_{\text{пр max}} = 10\,000$):

$$k_{\text{пр}} = \frac{J_{\text{пр}}}{J_{\text{ист}}} = \frac{\tau LQ'_{\text{зр}}}{LQ_{\text{ист}}} = \tau \left(\frac{D}{d} \right), \quad (15.10)$$

где d – диаметр источника.

Угол рассеяния прожектора $2\omega'$ зависит как от размеров c и b источника света, так и от сферической аберрации ОС.

Углы рассеяния можно определить по формулам

$$\text{tg}\omega'_b = b/2f', \quad \text{tg}\omega'_c = c/2f'.$$

При использовании точечного излучателя угол рассеяния появляется за счет *дифракции*:

$$2\omega = \frac{\lambda}{D}.$$

Так как ОС прожектора (коллиматора) обычно имеет сферическую аберрацию, то действительный угол рассеяния будет больше, чем вычисленный по приведенным выше формулам.

Диаметр освещаемой поверхности

$$2y' = D + 2\omega'p'.$$

Выбор фокусного расстояния объектива коллиматора: чем больше фокусное расстояние f' , тем меньше угол рассеяния, определяемый конечными размерами c и b источника излучения; фокусное расстояние определяют при заданном допустимом угле рассеяния и известных размерах, излучающей площадки, учитывая влияние дифракции и сферической aberrации.

Зеркальные, зеркально-линзовые ОС прожекторов.

Основной параметр – угол охвата $2\sigma_A$ (двойной апертурный угол в пространстве предметов), характеризующий полноту использования светового потока источника света (рис. 15.8, *a*).

Зеркальный прожектор представляет собой сферическое или параболическое зеркало с наружным отражающим покрытием. На рис. 15.8 показано сферическое зеркало радиуса r ; D – диаметр входного (выходного) зрачка. В параксиальной области от точечного излучателя, помещенного в фокусе зеркала, выходит пучок лучей, параллельный оптической оси.

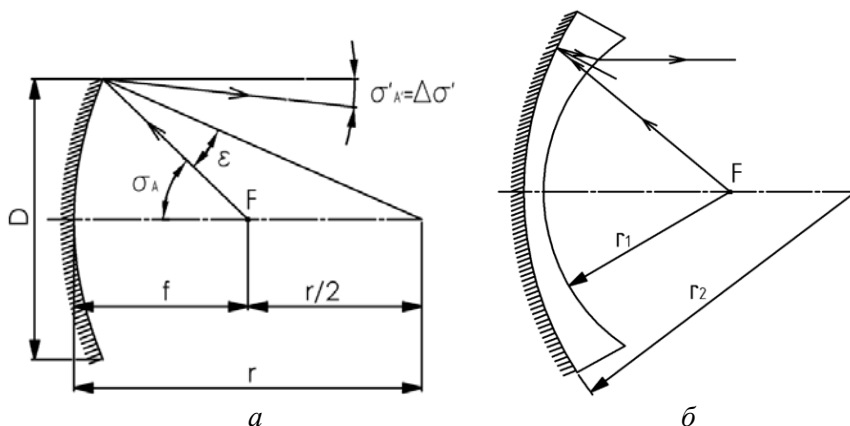


Рис. 15.8. Системы прожекторов:
a – сферическое зеркало; *б* – зеркало Манжени

Угловая сферическая абберация зеркала, нарушающая равномерность освещенности объекта, равна

$$\Delta\sigma' = \sigma_A - 2\varepsilon.$$

Ее значение ограничивает относительное отверстие сферического зеркала. С увеличением высоты падения лучей возрастает задний апертурный угол $\sigma'_A = \Delta\sigma'$ и уменьшается расстояние от зеркала до точки пересечения отраженных лучей с оптической осью.

Для *параболоидного зеркала* с точечным источником излучения, помещенным в фокусе зеркала, расходимость пучка лучей зависит только от дифракции.

Зеркально-линзовую систему прожектора в простейшем виде можно представить как систему с одной преломляющей поверхностью, используемой дважды, и с одной отражающей поверхностью (рис. 15.8, б). Пример такой системы прожектора – *зеркало Манжана*, имеющее сферические поверхности с радиусами (относительные величины) $r_1 = f$ и $r_2 = 1,5 f$ при $n = 1,5$, обеспечивающее наименьшие значения угловой сферической абберации и большие углы охвата.

Используются также ОС прожекторов, состоящих из вогнутых эллипсоидов: в одном из фокусов помещен точечный источник света; во втором – диафрагма; а также линзы с минимальной сферической абберацией или линзы Френеля (передники фокуса линз совмещены с центром диафрагмы). Линза Френеля является нетрадиционным оптическим элементом.

Глава 16. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

16.1. Факторы, определяющие структуру оптического изображения: дифракция и aberrации

Дифракция безабберационного объектива.

При отсутствии aberrаций в оптической системе пятно рассеяния образуется за счет дифракции.

На рис. 16.1 показана произвольная сферическая волновая поверхность W' с центром в A'_0 (изображение осевой предметной точки A) в ОС с апертурным углом σ' .

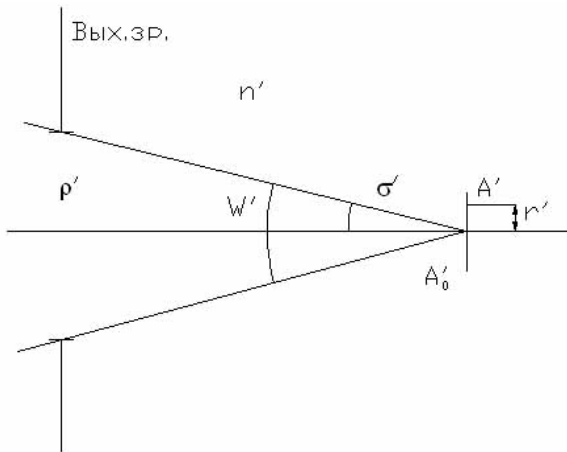


Рис. 16.1. Произвольная волновая поверхность W'
(сферическая с центром в A'_0)

Распределение освещенности в дифракционном пятне рассеяния подчиняется математическому расчету по принципу Гюйгенса:

$$E' = E'_0 \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2,$$

где E_0 – освещенность в точке A'_0 (центр фигуры рассеяния), а $J_1(x)$ – функция Бесселя 1 рода 1 порядка (вычисляется по справочным таблицам).

Разрешающая способность любой оптической системы определяется наименьшим расстоянием между двумя точками или линиями, видимыми раздельно через данную оптическую систему.

Изображение точки идеальной оптической системы представляет собой дифракционную картину. Она имеет вид центрального светлого пятна (диск Эри, радиус его $x = 3,8317$), окруженного системой дифракционных колец. При малых aberrациях качество изображения достаточно хорошо характеризуется освещенностью в центре кружка Эри. Распределение интенсивности J света приведено на рис 16.2, *a*.

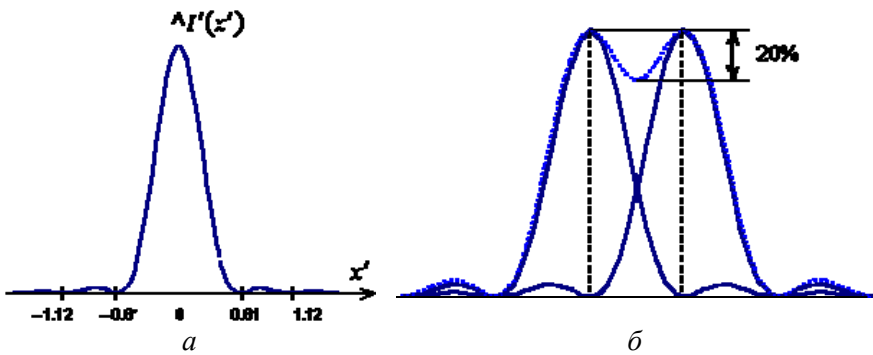


Рис. 16.2. Изображения точек:
a – дифракционное изображение точки; *б* – разрешение двух дифракционных точек по критерию Релея

В пространстве предметов картина аналогична: для определения дифракционной разрешающей способности оптических приборов в пространстве предметов служит выражение

$$\Psi = \frac{\lambda x}{\pi n D}. \quad (16.1)$$

Критерий Релея позволяет количественно определить разрешающую силу различных оптических приборов: изображения двух одинаковых точечных источников света считаются разрешимыми, если центральный максимум дифракционной картины от одного

точечного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого (рис. 16.2, б).

Угловое расстояние Ψ_{\min} для первого темного кольца равно

$$\Psi_{\min} = (1,22/D) \lambda,$$

где D – диаметр входного зрачка;

λ – длина волны света.

В видимой области спектра угловая разрешающая способность оценивается для пространства предметов по формуле

$$\Psi = 140''/D.$$

Если в ОС аберрации точки не превышают ее дифракционного изображения, ее считают хорошо исправленной системой, когда структура изображения определяется дифракцией. В большинстве случаев качество изображения оптической системы достаточно хорошо описывается геометрическими аберрациями.

Допустимые аберрации различных оптических систем.

При расчете ОС разбивается на отдельные составные части: объектив, окуляр, оборачивающая система и др., для которых определяются относительное отверстие, поле зрения, положение зрачков, коэффициент виньетирования, величины допустимых остаточных аберраций.

Для ОС, обладающих небольшой светосилой и малыми угловыми полями, аберрации отдельных компонентов можно переносить в сопряженные плоскости изображений других компонентов по правилу сложения аберраций 3-го порядка:

– поперечные аберрации умножаются на линейное увеличение β переносимой части;

– продольные – на β^2 тех компонентов, через которые переносятся аберрации.

Формулы для вычисления аберраций системы после окуляров визуальных приборов.

Аберрации окуляров визуальных систем рассчитывают в обратном ходе для линейного изображения.

Поперечные aberrации – отклонения координат точки пересечения реального луча с плоскостью изображения от координат точки идеального изображения в направлении перпендикулярном оптической оси:

$\Delta\bar{g}'_{\text{ок}}$ – поперечная aberrация окуляра, вычисленная в обратном ходе (в его передней фокальной плоскости);

$\Delta g'_1$ – поперечная aberrация ОС (к примеру, объектива), вычисленная в прямом ходе;

$\Sigma = \Delta g'_1 - \Delta\bar{g}'_{\text{ок}}$ – суммарная aberrация в передней фокальной плоскости окуляра.

Суммарная aberrация за окуляром с фокусным расстоянием $f'_{\text{ок}}$ рассчитывается в угловой мере ($\Delta\omega'$ – угловая aberrация в мин):

$$\Delta\omega' = \frac{\Delta g'_1 - \Delta\bar{g}'_{\text{ок}}}{f'_{\text{ок}}}. \quad (16.2)$$

Продольные aberrации – отклонение координаты точки пересечения реального луча с осью от координаты точки идеального изображения вдоль оси, определяют за окуляром в диоптрийной мере (\bar{L}). К ним относят aberrации осевого пучка:

– продольную сферическую aberrацию окуляра, вычисленную в обратном ходе,

– продольную сферическую aberrацию ОС (к примеру, объектива), вычисленную в прямом ходе.

Продольные aberrации, не зависящие от апертуры: кривизна, астигматизм, хроматизм положения и др.

Для продольной сферической aberrации:

$$\bar{L} = \frac{\Delta S' + \Delta\bar{S}'_{\text{ок}}}{f'^2_{\text{ок}} / 1000}. \quad (16.3)$$

Остальные aberrации аналогично.

Величина продольной aberrации в передней фокальной плоскости окуляра, соответствующая *продольной aberrации в прост-*

ранстве изображений в 1 диоптрию в пространстве изображений (в бесконечности):

$$\Delta Z_{\text{ок}} = \frac{f_{\text{ок}}'^2}{1000}.$$

Формула справедлива для положительных окуляров.

Допустимые значения остаточных aberrаций.

Полного исправления всех aberrаций достигнуть невозможно. В технических заданиях на прибор даются допустимые значения по остаточной коррекции aberrаций оптической системы.

Разрешающая способность глаза. В визуальных приборах приемником излучения является глаз, для которого принимается угловой предел разрешения $\psi_{\text{гл}} = 1'$ при контрасте $k = 1$ в пределах поля зрения $2\omega = 2^\circ$. При понижении контраста изображения угловой предел разрешения глаза снижается. Для телескопических систем контраст наблюдаемых предметов колеблется в пределах $k = 0,2-0,8$, при этом разрешающая способность глаза $\psi_{\text{гл}} = 2,5-1,5'$. В микроскопах контраст наблюдаемых объектов ниже, поэтому $\psi_{\text{гл}} = 3-4'$ ($D_{\text{зр.гл}} = 2-3$ мм). Если учесть, что при наблюдении в микроскоп размер его выходного зрачка $D' \leq 0,5-1$ мм, то $\psi_{\text{гл}}$ принимают 6–10'. Значения среднего приращения разрешаемого глазом угла в угловых секундах на 1' любой aberrации: хроматизм – 3"; кома – 5"; астигматизм и дефокусировка 12".

Значения aberrаций реальных приборов:

1. Бинокли, геодезические приборы:

- сферическая aberrация 1–2', с учетом хроматизма 2–3',
- относительный хроматизм увеличения 0,5–1 %;
- поперечная aberrация внеосевых пучков 5–10' (из них 2–3' – кома).

Разрешающая способность телескопической системы для точки на оси определяется диаметром выходного зрачка (для диаметра зрачка до 5 мм равна $120''/D$, а свыше 5 мм – $300''/D$).

2. Сложные телескопические системы (дальномеры, морские прицелы):

- сферическая aberrация – 20' max;
- допускаемые значения кривизны изображения и астигматизма, дисторсии зависят от угловых полей.

3. Окуляры:

– обычные окуляры: астигматизм и кривизна 3–4 дптр, дисторсия: 4–7 %;

– широкоугольные окуляры: астигматизм и кривизна 5–6 дптр, дисторсия 10 %.

4. Микроскопы (абберации за окуляром допускают больше, чем в телескопических ОС):

– для точки на оси 10–15’;

– кривизна и астигматизм в микрообъективах: в обычных $\beta = 40^x$ – 0,5–3 мм, в ахроматах 1,2–3 мм; апохроматах 2 мм;

– дисторсия 1,5–2 %.

5. Фотообъективы (оцениваются предельно допустимые размеры пятен рассеяния): 0,03–0,05 мм – для снимков без увеличения; 0,01–0,03 мм – для снимков с последующим увеличением.

В проекционных объективах допускаемые остаточные aberrации примерно такие же, как в фотообъективах.

6. Линзовые конденсоры дают хорошие распределения светового потока, если диаметр наименьшего пятна рассеяния не превышает 3–10 % размера изображения источника. В неотвественных конденсорах этот параметр допускается до 30 %.

7. Допускаемые значения остаточных aberrаций объективов различных следящих фотоэлектрических устройств, определяемые размерами допускаемых пятен рассеяния, оценивают в угловой мере:

$$\Delta\sigma' = \frac{(2y')_{\text{доп}}}{f'} \cdot 1000 \text{ (в млирад),}$$

где $(2y')_{\text{доп}}$ – допускаемый размер пятна рассеяния;

f' – фокусное рассеяние объектива фотоэлектрического прибора.

8. В астрономических приборах допустима дисторсии 0,1 %.

16.2. Приложение принципов волновой оптики

Понятие об эйконале. В волновой оптике рассматривается прохождение через ОС не геометрических лучей, а световых волн. Для световой волны произвольной формы уравнение светового колебания имеет вид:

$$S = a \sin \omega \left(t - \frac{E}{c} \right),$$

где S – величина светового вектора;
 a – амплитуда колебаний этого вектора;
 ω – угловая частота колебаний;
 t – текущее время;
 c – скорость света.

Эйконал E – характеристическая функция координат точки, не зависящая от t и определяющая характер распространения, форму и положение волновой поверхности в пространстве. Она характеризует отступление от координат гомоцентрического светового пучка, определяет качество изображения.

Для определенной волновой поверхности будут постоянными эйконал $E = \text{const}$ и фаза колебания $\varphi = \text{const}$.

$$\varphi = \omega \left(t - \frac{E}{c} \right).$$

Рассмотрим прохождение световой волны со скоростью $V = \frac{dN}{dt}$ за время dt , где dN – бесконечно малый путь, пройденный между волновыми поверхностями W_1 и W_2 за время dt (рис. 16.3, а).

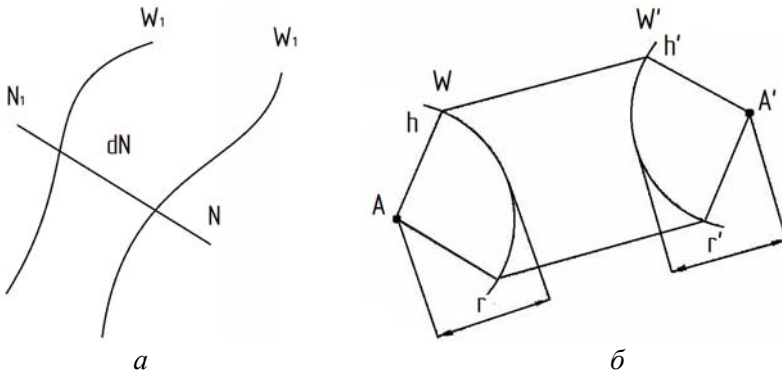


Рис. 16.3. Описание волновых поверхностей:
 a – прохождение световой волны; b – получение точечного изображения

Из выражения

$$dE = cdt \quad (\text{при } \varphi = \text{const})$$

$cdt = vndt = ndN$, ($c = vn$), где n – показатель преломления, получим дифференциальное уравнение эйконала:

$$dE = ndN. \quad (16.4)$$

Условие образования точечного изображения

Примем, что W – фиксированная волновая поверхность с радиусом r в пространстве предметов с показателем среды n (рис. 16.3, б). Для получения точечного изображения точки A , необходимо, чтобы в пространстве изображений волновая поверхность также была сферической. Поверхности W и W' – шаровые, причем $r = \text{const}$, $r' = \text{const}$, изображение A' точечное. Условие образования точечного изображения – для получения точечного изображения некоторой точки A предмета в ОС необходимо, чтобы оптическая длина хода лучей, соединяющих точку A с сопряженной с ней точкой A' , была постоянной.

Волновая абберрация. Связь с геометрической абберрацией.

Волновая абберрация – это линейная величина отклонения истинной формы волновой поверхности (в пространстве изображений) от ближайшей сферы сравнения. Волновые абберрации применяются для оценки качества изображения ОС. По критерию Рэля система будет безабберрационной, если волновая абберрация не превышает 0,25 основной длины волны ($\Delta l \leq \frac{1}{4}\lambda$).

Дифференциальное уравнение волновой абберрации.

$$d\Delta l = (\delta S' - \xi) \sin \sigma d\sigma, \quad (16.5)$$

где Δl – волновая абберрация;

σ' – задний апертурный угол.

На рис. 16.4 представлен график продольной сферической абберрации $\delta S'$, волновая абберрация Δl – заштрихованная площадь.

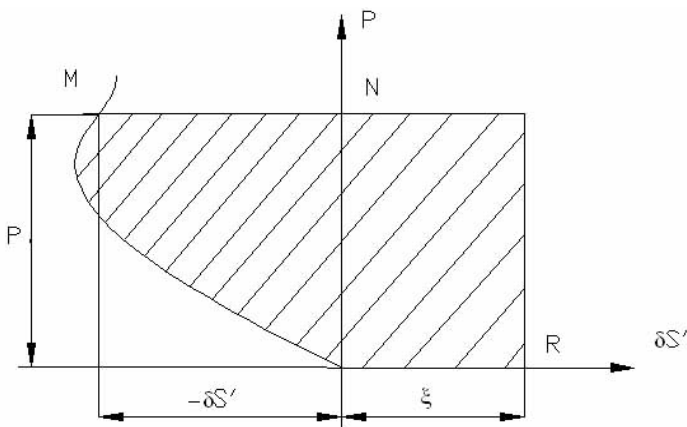


Рис. 16.4. Графическая связь геометрической и волновой aberrации

Интегрируя в пределах $[0, \sigma]$, получим:

$$\Delta l = -\xi(1 - \cos \sigma) + \int_0^{\sigma} \delta S' \sin \sigma d\sigma; \quad (16.6)$$

обозначив

$$P = 1 - \cos \sigma; \quad dP = \sin \sigma d\sigma,$$

имеем выражение

$$\Delta l = -\xi P + \int_0^{\sigma} \delta S' dP.$$

16.3. Критерии разрешающей способности

В простейшем случае для описания качества оптического изображения используется разрешающая способность. Она равна числу линий, которые могут быть раздельно воспроизведены на единице длины (обычно на 1 мм).

Пусть изображения когерентных источников (звезд) расположены на расстоянии « x » друг от друга (рис. 16.5).

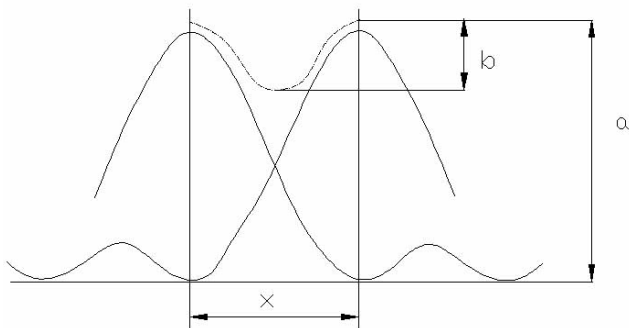


Рис. 16.5. Результирующее распределение освещенности – штриховая линия (седло)

Критерии разрешающей способности установлены по величине b :

1. Критерий Релея – теоретический, без опытных данных.

Если $x = 3,8317$, то центральный максимум одной фигуры совпадает с центральным минимумом другой, тогда $b = 0,225a$.

При $n = 1$, $\lambda = 5,46 \cdot 10^{-5}$ мм $\rightarrow D$ в мм.

$$\psi = \frac{138}{D} \text{ (").} \quad (16.7)$$

2. Практический (астрономический) критерий. Из опытных данных: глаз наблюдателя различает две светящиеся точки, если $b = 0,05a$, тогда $x = 3$. При $D = 2$ мм, $\psi = 1'$ (глаз человека).

$$\psi = \frac{120}{D} \text{ (").} \quad (16.8)$$

3. Абсолютный критерий Мурашкинского установлен на основе того, что при $b = 0$ приемник не может обнаружить падение освещенности (оно попросту исчезает), т. е. предельное значение разрешения тогда $x = 3$,

$$\psi = \frac{108}{D} \text{ (").}$$

4. Для оптических приборов массового и серийного выпуска принимают технологический критерий.

$$\psi_D = \frac{140}{D} \text{ (")}. \quad (16.9)$$

Такой же критерий принят бюро стандартов США.

Критерий Штреля

Если система не свободна от сферической аберрации, распределение освещенности в дифракционном пятне рассеяния изменяется, причем часть световой энергии переходит из кружка Эри в кольца, центральный максимум понижается, максимумы в кольцах становятся более высокими, падение освещенности в минимуме не достигает нуля.

Критерий резкости изображения – определительная яркость или *число Штреля*:

$$S = \frac{E}{E_0},$$

где E_0 – освещенность в центре кружка Эри при отсутствии сферической аберрации, E – при малых аберрациях.

При $S \leq 0,75$ изображение почти не отличается от изображения безабберационной системы.

Допустимым является $S = 60 \%$. Нахождение величины k требует предварительного определения волновых аберраций Δl конкретной ОС.

16.4. Способы оценки качества изображения

Частотно-контрастная характеристика

Тех, кто использует в своей практической деятельности объекты, больше интересуется качеством оптического изображения, чем величины отдельных видов аберраций. При описании качества изображения по разрешающей способности отсутствуют сведения о контрасте.

Важно не только воспроизвести линии раздельно, но также обеспечить достаточное различие между светлыми и темными участками. В качестве простого объекта исследований используют миру, которая состоит из светлых и темных полос одинаковой ширины. Яркость такой миру периодически изменяется только в одном направлении. Контраст (модуляция) рассчитывается по формуле

$$K = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_{\max} + L_{\min}}.$$

Если темные полосы абсолютно непрозрачные, то при освещении проходящим светом $L_{\min} = 0$ контраст объекта $K = 1$ (максимальная величина); равномерно освещенная поверхность даст $K = 0$.

Мира характеризуется пространственной частотой N (лин/мм). Одна «линия» соответствует полному периоду пространственной структуры, т. е. состоит из светлой и темной полос. Если контраст предмета равен K , то контраст изображения, которое формирует оптическая система, удовлетворяет условию $K' < K$. Такое снижение контраста обусловлено aberrациями, дифракционными явлениями, а также рассеянным светом. Тогда в качестве степени эффективности ОС можно указать коэффициент передачи контраста (модуляции): $T = K'/K$. Понижение контраста указывает на перераспределение энергии: определенная доля энергии из светлых мест попадает на темные. Этот эффект особенно сильно проявляется для высоких пространственных частот. Таким образом, коэффициент передачи модуляции зависит от пространственной частоты. Такая зависимость $T(N)$ называется функцией передачи модуляции MTF или частотно-контрастной характеристикой.

Обозначение ЧКХ по СТБ 2435-2015 «Устройства для измерения функции передачи модуляции объективов». Если aberrации полностью исправлены, то значения MTF такого объектива определяются только дифракцией. Увеличение диафрагменного числа (диафрагма с меньшим диаметром) приводит к понижению контраста из-за увеличения дифракционного кружка. Все реальные графики MTF , которые учитывают влияние aberrаций, лежат ниже графика дифракционной MTF . Если изображение формируется в несколько этапов, то коэффициент передачи модуляции для всей цепочки фор-

мирования изображения равен произведению коэффициентов передачи модуляции каждого этапа для одной пространственной частоты: $T = T(1)T(2)T(3)...$

Пример: фотосъемка – фотослой – телевизионное сканирование изображения – передача изображения – экран телевизора.

ЧКХ дает количественную оценку контраста в изображении структур предметов различных частот и помимо разрешающей способности позволяет количественно определить качество изображения. В качестве предмета используют миру, штрихи которой имеют синусоидальное распределение яркости (меняется от 0 до какой-то тах величины). Тогда ЧКХ – зависимость контраста изображения синус миры от ее пространственной частоты при контрасте самой миры, равной 1 (рис. 16.6). Чем больше частота миры, тем сильнее падает контраст.

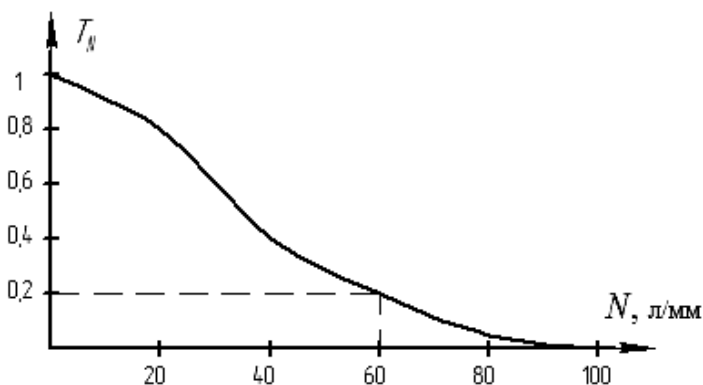


Рис. 16.6. Зависимость контраста изображения периодического тест-объекта от его пространственной частоты (ЧКХ)

Для каждой ОС существует граничная частота, для нее $T(N_{гр}) = 0$.

Если апертура определена задним апертурным углом $N_{гр} = \frac{2 \sin \sigma'}{\lambda}$;

если относительным отверстием: $N_{гр} = \frac{D}{\lambda \cdot f'}$, где σ' – задний апертурный угол.

Пограничная кривая

Понижение резкости легко наблюдать при рассмотрении освещенности изображения пограничного теста (рис. 16.7).

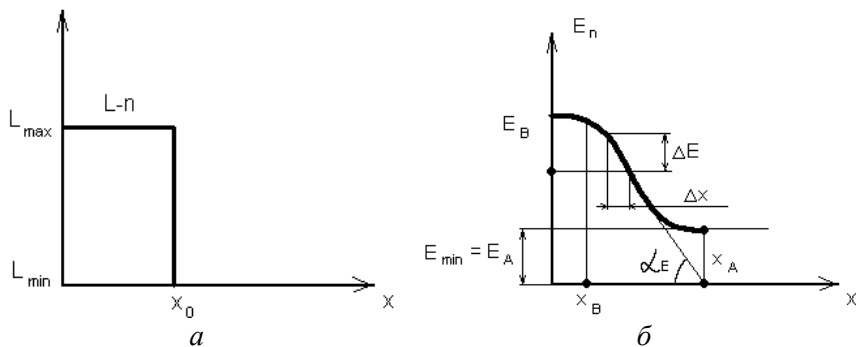


Рис. 16.7. Оценка резкости изображения:
a – пограничный тест-объект; *б* – пограничная кривая

Пограничный тест – объект, распределение яркости в котором описывается функцией скачка.

При контрасте $K = 1$ имеем яркость тест-объекта:

$$L(x) = \begin{cases} L_{\max} = 1 & x \leq x_0 \\ L_{\min} = 0 & x > x_0 \end{cases}$$

Кривая распределения освещенности в изображении пограничного теста называется *пограничной кривой* (рис. 13, б). Наклон пограничной кривой зависит от размеров пятна рассеяния фотосистемы. Чем больше пятно рассеяния, тем кривая более пологая и хуже резкость изображения.

Пограничную кривую рассчитывают, зная функцию рассеяния линии (простым интегрированием $[0; \infty]$).

$$E_n(x') = \int_0^{\infty} A_{\text{л}}(x' - x) dx,$$

где $A_{\text{л}}(x') = \int_{-\infty}^{\infty} A(x', y' - y) dy$; $A(x', y') = \left[\frac{2z_1(z_1)}{z_1} \right]^2$.

Количественная оценка качества изображения производится по специальным числовым критериям пограничной кривой:

1. *Пограничный градиент* – тангенс угла наклона касательной в средней точке пограничной кривой к оси абсцисс. Характеризует способность фотосистемы резко разделять границу светлого и темного полей, т. е. давать более-менее резкое изображение.

$$\operatorname{tg} \alpha_E = \frac{\Delta E}{\Delta x}, \quad (16.10)$$

где ΔE – приращение освещенности изображения в средней точке пограничной кривой;

Δx – интервал на оси абсцисс.

2. *Показатель резкости* – среднеквадратический градиент.

$$G^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right)^2}{h}, \quad (16.11)$$

h – число равных интервалов Δx_i на выбранном участке между \max и \min значениями пограничной кривой. Эти критерии пригодны для сравнения разрешающей способности фотообъективов с одинаковым перепадом \max и \min освещенностей изображения.

3. *Критерий P* – совокупная характеристика, учитывающая резкость и контраст изображения.

$$P_E = (E_{\max} - E_{\min}) \cdot G_E. \quad (16.12)$$

Он дает наиболее полную информацию о качестве изображения.

4. *Средний градиент G_{cp}* характеризует контраст изображения.

$$G_{E_{\text{cp}}} = \frac{E_B - E_A}{x_A - x_B}. \quad (16.13)$$

Точки A и B ограничивают область протяженности пограничной кривой, величина которой равна диаметру пятна рассеяния.

5. *Острота снимка* – величина, учитывающая резкость и контраст изображения.

$$A_E = \frac{G_E^2}{E_B - E_A}. \quad (16.14)$$

6. *Четкость снимка* – величина, связывающая влияние резкости и разрешающей способности на качество снимка.

$$\Sigma = \log A_E (1 - e^{-kN_0^2}), \quad (16.15)$$

где N_0 – разрешающая способность;

k – постоянная, зависящая от условий наблюдения.

$$A_E = \frac{G_E^2}{E_B - E_A}.$$

Выбор того или иного численного критерия для оценки качества изображения необходимо проводить с учетом области применения и конкретной задачи, для решения которой предназначен объектив.

Пограничная кривая более удобна для оценки качества изображения при испытании объективов с большим полем зрения и мало пригодна для сложных многокомпонентных систем.

Глава 17. ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ АДАПТАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА

17.1. Компьютерные расчеты оптических систем

Основные формулы и наборы лучей в компьютерных расчетах.

Цель расчета хода лучей в реальных ОС – определение положения и размера изображения предмета и сравнение его с идеальным изображением для получения общего представления о всех аберрациях системы. С одной стороны, это необходимо для оценки качества изображения ОС в целом; с другой стороны, для оценки степени совершенства ОС, т. е. полноты использования ее коррекционных возможностей. В настоящее время имеется большое число компьютерных пакетов прикладных программ ППП по расчету лучей. В некоторых ППП имеются режимы расчета величин волновых аберраций и определения частотно-контрастных характеристик.

Расчет хода лучей через ОС выполняют, когда известны конструктивные параметры r , d , n , положение предмета S_1 , его размер (угловой ω или линейный y), а также апертура ОС. Для оценки качества изображения достаточно рассчитать ход ограниченного числа лучей в меридиональной (M) и сагиттальной (S) плоскостях. В предметной плоскости обычно выделяют осевую точку A и ряд внеосевых точек B_i .

В осевом пучке рассчитывают лучи, заполняющие верхнюю часть входного зрачка в меридиональной плоскости. Число лучей, ход которых необходимо рассчитать, определяется относительным отверстием (рис. 17.1):

– для оптической системы с нормальным относительным отверстием ($D/f' = 1:2,8 - 1:5,6$) достаточно рассчитать ход двух лучей: крайнего, имеющего на входном зрачке высоту $m_{кр}$, и зонального – высоту $m_3 = m_{кр} \sqrt{0,5} = 0,707m_{кр}$ (кольцевые зоны входного зрачка, ограниченные высотами крайнего и зонального лучей, равны по площади, поэтому через них поступают одинаковые потоки световой энергии);

- в ОС с несферическими поверхностями и в светосильных ОС ($D/f' = 1:1,5 - 1:2,8$) рассчитывают три луча;
- в сверхсветосильных ($D/f' = 1:1 - 1:1,5$) – четыре луча.

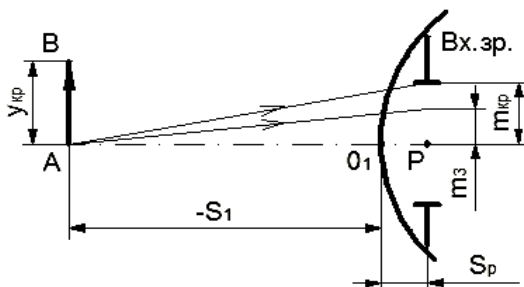


Рис. 17.1. Наборы лучей для расчета через ОС

Высоты лучей во входном зрачке определяют из равенства $m_i = m_{кр} \sqrt{i/2}$. Для четырех лучей ($N = 4$, $m_{кр} = m_4$) получим $m_3 = m_4 \sqrt{0,75}$; $m_2 = m_4 \sqrt{0,5}$; $m_1 = m_4 \sqrt{0,25}$.

Во внеосевом пучке для оптической системы

- с малыми угловыми полями ($2\omega = 20-30^\circ$) можно выполнять расчет для одной внеосевой точки B ($y_1 = y_{кр}$);
- для нормальных по полю ОС ($2\omega = 50-60^\circ$) – для двух внеосевых точек ($y_2 = y_{кр}$; $y_1 = 0,5y_2$);
- для широкоугольных ($2\omega = 80-120^\circ$) – для трех внеосевых точек ($y_3 = y_{кр}$; $y_2 = 0,707y_3$; $y_1 = 0,5y_3$).

Лучи сагиттального пучка рассчитывают на высотах M_i , численно равных высотам лучей в меридиональной плоскости для обычно верхней половины зрачка, симметричной относительно меридиональной плоскости ($M_3 = m_3$; $M_2 = m_2$; $M_1 = m_1$).

В наклонных (внеосевых) пучках ход лучей рассчитывают для одинаковых высот во входном зрачке, что и в осевом пучке. В меридиональной плоскости выбирают лучи, симметрично расположенные относительно главного луча ($m_{гл} = 0$): как вверх, так и вниз: $+m_3$, $+m_2$, $+m_1$, $m_{гл} = 0$, $-m_1$, $-m_2$, $-m_3$.

Компьютерный анализ в программном пакете Oral.

В процессе *анализа* вычисляются значения различных оптических параметров. На первом уровне (в основном, это расчет хода лучей) проводят:

- анализ в гауссовом приближении;
- анализ габаритов пучков;
- анализ в области aberrаций третьего порядка;
- экспресс-анализ aberrаций (вычисление aberrаций небольшого количества действительных лучей).

Второй уровень определяет такие параметры качества изображения, как функция рассеяния точки ФРТ и оптическая передаточная функция ОПФ (количественно представленная ЧКХ).

Математический аппарат первого уровня основан на теории геометрической оптики, а второго – на методах численного интегрирования и преобразования Фурье. Выполнив уровни, можно получить окончательное суждение о качестве проектируемой ОС.

Функция рассеяния точки выводится в виде карты уровней равной интенсивности, где указано число Штреля S или в трехмерном виде; служит для определения волновой aberrации для данной точки поля (рис. 17.2).

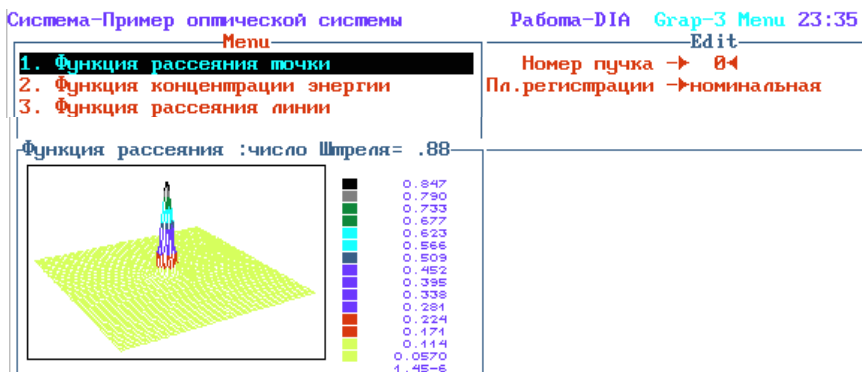


Рис. 17.2. Функция рассеяния точки

В ППП Oral существуют ограничения по количеству: поверхностей – не более 160, длин волн и внеосевых пучков – не более пяти. При вычислении показателей преломления используется диапазон длин волн в пределах от 0,365 до 2,6 мкм.

Частотно-контрастная характеристика (МТФ) – один из основных параметров оценки качества ОС, показывающий, насколько резкие изображения способен формировать объектив. Вывод результатов возможен в виде графика или таблицы. В графической форме для справки выводится безаберрационная ЧКХ, определяемая по дифракции (рис. 17.3).

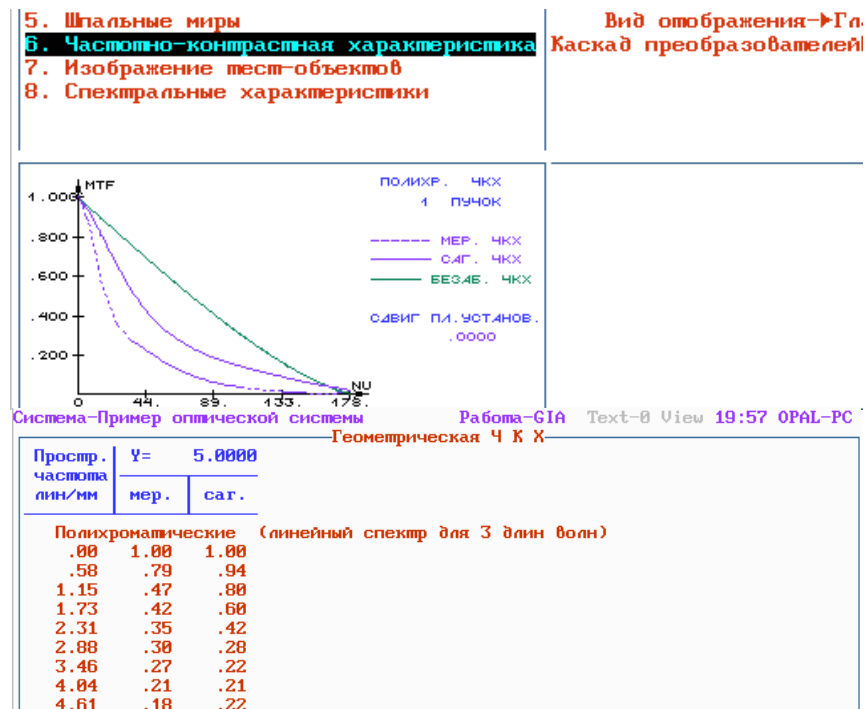


Рис. 17.3. Частотно-контрастная характеристика

Важным видом является *технологический анализ*, в процессе которого определяются допуски на технологические погрешности изготовления и сборки.

Работа «Анализ» предполагает также расчет точечной диаграммы лучей ТД, фокусировочной диаграммы, функции рассеяния линии ФРЛ и других волновых критериев.

17.2. Цели и задачи проектирования оптических систем

Общие принципы расчета оптических систем.

Основная функция оптического и оптико-электронного прибора выполняется оптическими средствами, т. е. с помощью ОС. От правильного выбора принципиальной ОС и ее расчета во многом зависит не только успешная работа прибора, но и его габариты, масса, объем принимаемой информации. Для выбора удачной конструкции сложной ОС нужно хорошо знать аберрационные возможности и предельные значения оптических характеристик отдельных компонентов, входящих в ее состав.

Цель расчета ОС – определение номинальных значений и допустимых отклонений всех конструктивных параметров с учетом требований к качеству изображения, а также технологических и экономических требований.

Конструктивные параметры ОС:

– параметры оптических сред (показатель преломления для заданной длины волны n_{λ_0} , число Аббе v_λ);

– параметры формы (радиусы сферической поверхности r , толщины по оси отдельных оптических деталей или сборки (склейки) нескольких ОД d);

– параметры взаимного расположения (воздушные промежутки $d_{\text{возд}}$, передние и задние фокальные отрезки S_F и $S_{F'}$);

– параметры диафрагм (радиус внутренней дуги лепестка $r_{\text{вн}}$, число лепестков n);

– параметры покрытий (коэффициент пропускания на рабочей длине волны не менее 0,85).

– параметры асферических поверхностей (деформации асферической поверхности, равной минус квадрат эксцентриситета меридиональной кривой 2-го порядка, коэффициенты асферической поверхности высших порядков и др.).

Задачи расчета ОС:

– создание принципиальной схемы, обеспечивающей действие оптического прибора или ОЭП;

– соответствие требованиям физической осуществимости оптического прибора;

– обеспечение технической реализации ОЭП.

На этапе решения первой задачи определяются требования к:

1) габаритным размерам ОС;

2) основным оптическим характеристикам: светосиле H , диаметрам входного D и выходного D' зрачков и их положению t и t' относительно первой и последней поверхности ОС, линейному $2y$ ($2y'$) и угловому 2ω ($2\omega'$) полям зрения, увеличению ОС (линейному β ; угловому γ), ее заднему фокусному расстоянию f' , оптической силе Φ ;

3) условиям эксплуатации прибора: теплостойкости, допустимым вибрациям, ударным нагрузкам, радиационному воздействию и т. п.

Вторая задача заключается в создании ОС, удовлетворяющей законам образования изображения в различных типах ОС.

Соответствие требованиям физической осуществимости приборов различных типов ОС.

1. При расчете фотосистем с постоянным фокусным расстоянием f' учитывают инвариант Волосова:

$$C = (D/f'_1) \operatorname{tg} \omega_1 \sqrt{f'_1/100} = (D/f'_2) \operatorname{tg} \omega_2 \sqrt{f'_2/100} = \dots \quad (17.1)$$

Если критерий добротности $C < Cm < 0,24$, то расчет таких фотообъективов затруднений не вызывает.

2. В панкратических системах критерий добротности приближенно равен:

$$C = \frac{f'_{\max} \varepsilon}{L_c - \frac{1,2 f'_{\max}}{\sqrt{M}}}, \quad (17.2)$$

где M – перепад (кратность) фокусных расстояний;

$\varepsilon = D/f'$ – относительное отверстие;

L_c – габаритный размер оптической системы.

Для проектных расчетов обычно принимают $C = 0,4$.

3. При разработке систем микроскопов следует исходить из понятия полезного увеличения:

$$500 A < \Gamma_{\Pi} < 1000 A,$$

где $A = n |\sin \sigma|$ – передняя числовая апертура микрообъектива, которая определяется из предельного разрешения микроскопа.

4. Для визуальных зрительных труб полезное увеличение:

$$0,2D \leq \Gamma_{\text{п}} < 0,75D.$$

Техническая реализация ОС. Исходные данные для проведения габаритного и абберационного расчета.

Целью габаритного расчета является определение основных конструктивных параметров деталей и компонентов, входящих в оптическую схему прибора, расстояний между ними, а также их оптимального взаимного расположения. Для упрощения проведения габаритного расчета сложных ОС компоненты, ее образующие, считаются бесконечно тонкими.

Правила выполнения габаритного расчета рассмотрим на примере телескопической системы.

При выполнении габаритного расчета используют основные формулы для видимого увеличения Γ , углового поля 2ω , диаметра D' выходного зрачка, его удаления t' и угловой разрешающей способности ψ .

Угловое поле окуляра обычно в пределах $2\omega' = 40\text{--}70^\circ$. Поскольку видимое увеличение Γ не превышает $10\text{--}30^x$, то угловое поле объектива 2ω равно $10\text{--}12^\circ$. В визуальных ОС диаметр выходного зрачка D' от 1,5 до 7,0 мм в зависимости от условий наблюдения, а его удаление от последней поверхности линз окуляра $S'p \geq 5$ мм. Диаметр выходного зрачка является главным параметром светосилы ОС, работающей с глазом. Если $D_{\text{гл}} < D'$, то светосила

$$H = gD_{\text{гл}}^2, \quad (17.3)$$

где $g = \pi \tau \left(\frac{n'}{n} \right)^2 / (4f'_{\text{гл}})^2$; $f'_{\text{гл}} = 22,8$ мм, если $D_{\text{гл}} < D'$, при этом субъективная относительная яркость телескопической системы определяется квадратом видимого увеличения $(\Gamma)^2$.

Глубина резко изображаемого пространства в телескопических системах, если глаз аккомодирован на бесконечность, определяется расстоянием до переднего плана

$$p_1 = \Gamma^2/A, \quad (17.4)$$

где A – объем аккомодации глаза в диоптриях.

При выполнении габаритного расчета необходимо учитывать тип ОС: центрированная или децентрированная. Во втором случае необходимо место для дополнительной установки различного рода регулировочных элементов, необходимых для пространственной юстировки компонентов прибора.

Аберрационный расчет.

Аберрационный расчет оптической системы заключается в автоматическом выборе из архива или библиотеки компьютерных пакетов прикладных программ и каталогов ОС с характеристиками, ближайшими к заданным. При этом выбор принципиальной композиции оптики тесно переплетается с ее коррекционным расчетом. Коррекционный расчет является наиболее автоматизированным этапом разработки оптических систем. Для этой цели созданы и эффективно используются ППП, которые осуществляют оптимизацию определенных параметров базового модуля с целью получения заданных значений аберраций.

Все результаты аберрационного расчета представлены в *аберационном выпуске*, содержащем совокупность графиков и таблиц. В аберационном выпуске для объектива со сравнительно невысоким относительным отверстием сферическая аберрация, сферохроматические разности и условие изопланатизма рассчитывают для двух лучей: крайнего ($m_{кр} = D/2$) и зонального ($m_3 = m_{кр}/\sqrt{2}$). При высоких относительных отверстиях число лучей в осевом пучке увеличивают до трех-четырех ($m_3 = m_{кр}/2$; $m_3 = m_{кр}/\sqrt{2}$; $m_3 = (\sqrt{3}/2) \cdot m_{кр}$). График хроматизма положения обычно приводят для лучей на зоне $m_3 = (m_{кр}/\sqrt{2})$.

Аберрации главных лучей и наклонных пучков рассчитывают для двух–трех точек поля у объективов с угловым полем до 60° и для четырех–пяти для широкоугольных объективов. Аберрации широких наклонных пучков определяют на основании расчета четырех–пяти лучей в меридиональном сечении и двух–трех лучей –

в сагиттальном. Для светосильных ОС с высоким относительным отверстием число лучей в пучке увеличивается.

В фотообъективах, телескопических системах и прочее обычно допускается виньетирование части наклонного пучка оправами линз или диафрагмами. В этих случаях на оптических выпусках строятся диаграммы виньетирования, где следует указывать, какая поверхность или диафрагма вносит виньетирование. На графиках aberrаций указываются зоны виньетирования. Для зеркальных и зеркально-линзовых систем рекомендуется на графиках aberrаций указывать зоны центрального экранирования.

Коррекция aberrаций оптической системы обычно выполняется для плоскости Гаусса. Плоскость ПНУ, в которой получается наиболее благоприятное распределение лучей в пятне рассеяния, часто смещена относительно нее. Для определения значения смещения на графиках поперечных aberrаций, построенных в системе координат $\Delta y'$ и $100\Delta t g \sigma'$, через начало координат проводят прямую секущую, отклонение которой от кривой поперечной aberrации является минимальным.

Рассмотрим пример исходных данных для выполнения aberrационного расчета в ППП Орал широкоугольного дневного канала прибора ночного видения ПНВ:

- линейное увеличение рассчитываемой оборачивающей системы $\beta \cong 0,24^x$ (по габаритному расчету);
- спектральный диапазон работы $\Delta\lambda = 480\text{--}640$ нм;
- предел разрешения $N = 55$ штр/мм (в соответствии с техническими характеристиками ЭОП);
- расстояние от плоскости предмета до плоскости изображения системы $L = 78,7$ мм.

К исходным данным также отнесем параметры оптических компонентов (радиусы кривизны поверхностей линз, показатели преломления, толщины по оси и т. д.), межлинзовые расстояния.

Выбор материала для изготовления оптических деталей.

Оптические материалы подразделяются на следующие виды: бесцветное, цветное и кварцевые стекла, ситаллы, волоконно-оптические элементы, монокристаллы и поликристаллы (оптическая керамика). Выбор марки оптического материала предварительно осуществляется на стадии aberrационного расчета компонентов,

окончательно при разработке рабочего чертежа оптической детали, с учетом оптимального обеспечения следующих основных отличительных признаков:

- 1) высокой *однородности* партии деталей по показателю преломления и дисперсии;
- 2) высокой прозрачности, оцениваемой по *светопоглощению*;
- 3) соответствующей категории и классу по номинальному *показателю преломления Δn_e* ;
- 4) рабочей *длине волны λ* , устанавливаемой в пределах от УФ (10–380 нм) до ИК (760–5000 нм) области спектра в соответствии с техническим заданием;
- 5) *лучевой прочности* материалов, работающих с лазерным излучением.

Кроме перечисленных выше параметров при выборе материала необходимо учитывать также и остальные физико-механические и оптические характеристики установленные ГОСТ. Для нахождения определенной марки оптического стекла или кристалла целесообразно пользоваться каталогами известных мировых производителей данного вида продукции: Schott (Германия), OHARA (Германия), ГОСТ 3514-94 (Россия), CDGM (Китай) и др.

17.3. Оформление технической документации на рассчитанную ОС

Требования к оформлению принципиальной оптической схемы.

Оформление технической документации на оптическую систему является завершающим этапом проектирования.

В техническую документацию входят: принципиальная оптическая схема, абберационный выпуск, таблицы влияния отклонения параметров на абберации и параксиальные характеристики, чертежи на оптические детали. Процесс оформления технической документации в настоящее время полностью автоматизирован.

Согласно ГОСТ 2.412-81 на оптической схеме должны быть изображены оптические компоненты, выполняющие определенную функцию, упрощенно элементы (источники излучения, приемники лучистой энергии, диафрагмы, экраны и пр.); необходимо указывать положения плоскостей изображения или предмета, а также положение зрачков.

На принципиальной оптической схеме необходимо представлять основные оптические характеристики ОС.

Для телескопических систем: видимое увеличение, угловое поле в пространстве предметов, диаметр выходного зрачка, удаление выходного зрачка от последней поверхности, предел разрешения, коэффициент пропускания (при необходимости).

Для фотографических объективов: фокусное расстояние, относительное отверстие, угловое поле или размер приемника, разрешающую способность, коэффициент пропускания.

Для фотоэлектрических систем: размеры фотокатодов или типы фотоприемников, размеры светового пятна на фотокатодах.

На оптической схеме следует указывать диаметры диафрагм, размеры зрачков, размеры источников излучения, осевые расстояния, определяющие взаимное расположение оптических элементов, диафрагм, зрачков, фокальных плоскостей, плоскостей изображения и плоскостей предмета (для систем, работающих на конечном расстоянии), габаритные размеры.

На оптических схемах указывают такие дополнительные сведения, как перемещение фокусирующих компонентов; линейное перемещение окуляра на одну диоптрию; наименования или типы источников излучения и приемников лучистой энергии; световые диаметры и стрелки прогиба поверхностей и др.

В отдельную таблицу сводят значения параксиальных элементов для всех оптических элементов, указанных в таблице «Перечень оптических деталей»: фокусные расстояния, передние и задние фокальные отрезки для каждого компонента и эквивалентные значения.

Требования к оформлению абберационного выпуска.

Для окончательного варианта системы с линзами, имеющими радиусы кривизны, приведенному к ГОСТ 1807-75, составляется оптический выпуск с оптическими характеристиками системы, конструктивными параметрами (при необходимости), таблицами и графиками аббераций. Указывается основная длина волны, для которой исправлены монохроматические абберации и рабочий диапазон длин волн (интервал ахроматизации системы).

Для зеркальных и зеркально-линзовых систем рекомендовано указывать коэффициент центрального экранирования и эффективное относительное отверстие, а для телеобъективов коэффициент телескопращения.

Приводятся конструктивные параметры системы (r, d, n, v), марки стекол или других оптических материалов, световые и полные диаметры, а также стрелки прогиба поверхностей по световым и полным диаметрам. Указывают значения заднего фокусного расстояния, переднего и заднего фокальных отрезков.

В ОС с *асферическими поверхностями* соответствующие им вершинные радиусы записываются в виде r_{0v} , а далее уравнение меридионального профиля или поверхности. Дополнительно указывают передний отрезок (обычно в микрообъективах, проекционных, репродукционных объективах) или задний отрезок, а также габаритную длину системы L – расстояние между плоскостями предмета и изображения. Дополнительно могут указываться положение и размер АД, а также диаметры зрачков и расстояния от первой поверхности до входного зрачка (s_p) и от последней поверхности до выходного зрачка (s'_p), линейное увеличение в зрачках.

Аберрационный выпуск. Числовые значения остаточных аберраций оптической системы сводят в таблицы и строят соответствующие графики аберраций. В правой верхней части приводится таблица аберраций для точки на оси (табл. 17.1), где указаны сферическая аберрация, величина неизопланатизма, сферохроматические разности и хроматизм положения.

Таблица 17.1

Аберрации осевого пучка

Отн.зр Коор.	Продольные аберрации (мм)			Поперечные аберрации (мм)		
	0	1	2	0	1	2
1.000	.05585	.03727	.08847	.010248	.006929	.015967
.866	.03503	.01751	.06629	.005555	.002813	.010343
.707	.01915	.00257	.04922	.002473	.000337	.006256
.500	.00764	-.00811	.03666	.000695	-.000747	.003284
.000	.00000	-.01501	.02810	.000000	.000000	.000000
Tg' · 100	Волновые аберрации (дл. волн)			Неизопл. (%)	Н зр (мм)	
	0	1	2			
8.349	.6732	.1712	1.5455	-.2203	4.4043	
15.857	.3291	-.0400	.9743	-.1729	3.8133	
12.911	.1256	-.1155	.5496	-.1203	3.1128	
9.099	.0265	-.0914	.2354	-.0625	2.2005	
.000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	

Затем следует таблица aberrаций главных лучей и бесконечно тонких астигматических пучков для различных точек поля: меридиональная и сагиттальная кривизна поверхности изображения, астигматизм, дисторсия и хроматизм увеличения. В этой же таблице указываются положения зрачков для оценки сферической aberrации в зрачках.

Далее следуют таблицы aberrаций лучей широких наклонных пучков в меридиональном и сагиттальном сечениях. Эти aberrации должны быть даны для различных точек поля для основной длины волн. Иногда указываются aberrации для дополнительных длин волн. В отдельных случаях, например, при больших относительных отверстиях и угловых полях зрения, приводится таблица aberrаций для косых лучей.

Для оптических систем, где качество изображения сравнимо с дифракционным (объективы микроскопов), приводят таблицу волновых aberrаций и указывают положение ПНУ.

На основании данных таблиц строят соответствующие графики aberrаций (рис. 17.4).

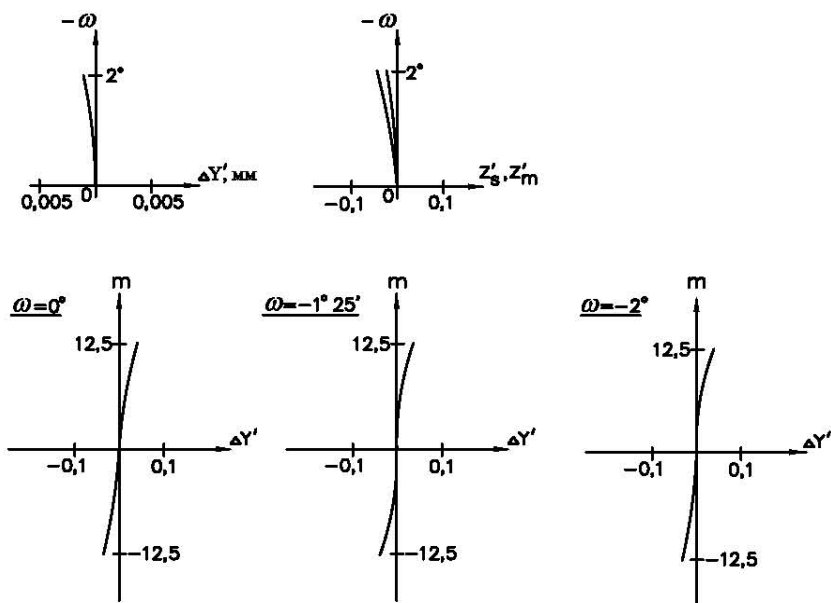


Рис. 17.4. Графики aberrаций

Графическое представление aberrаций выполняется, главным образом, в виде кривых астигматизма, продольной сферической aberrации и поперечных aberrаций осевых и внеосевых пучков. Графики aberrаций широких наклонных пучков лучей для различных точек поля необходимо выполнять в одинаковом масштабе. Их располагают так, чтобы они позволяли определять кроме величин aberrаций характер виньетирования. По оси ординат откладывают величины поперечных aberrаций, объединяемые одной кривой для меридионального сечения пучков и двумя кривыми для S сечения, выражающими меридиональную $\delta g'$ и сагиттальную $\delta G'$ составляющие. По оси абсцисс – значения апертуры (апертурных углов или высот на зрачке).

Для систем, работающих с виньетированием, на aberrационных выпусках строятся диаграммы виньетирования, где следует указывать, какая поверхность или диафрагма вносит виньетирование. На графиках aberrаций указываются зоны виньетирования. Для зеркальных и зеркально-линзовых систем на графиках aberrаций указывают зоны центрального экранирования.

Требования к выполнению чертежей оптических деталей.

Рабочие чертежи оптических деталей выполняются в соответствии с ГОСТ 2.412-81; обозначения основных величин геометрической оптики – по ГОСТ 7427-76, классов чистоты полировальных поверхностей – по ГОСТ 11141-84. Требования к материалу указываются согласно ГОСТ 23136-93. На чертеже оптической детали в правой верхней части следует поместить таблицу параметров, состоящую из трех частей:

- 1) требования к материалу;
- 2) требования к изготовлению;
- 3) расчетные данные.

Требования к изготовлению (допуски N , ΔN , P , θ , π , δ , ε , ΔR) указываются в зависимости от вида детали: ΔR регламентирует точность изготовления рабочих поверхностей, P определяет класс чистоты полированной поверхности, ε – разрешающая способность. Число интерференционных колец N и величину местной ошибки ΔN относят к наименьшему размеру световой зоны (светового диаметра) для каждой поверхности. К расчетным данным относятся: зад-

нее фокусное расстояние f' , передний и задний фокальные отрезки соответственно $S_F, S_{F'}$ (для линз), длина хода луча l (для призм). Размеры световых зон округляют до десятых долей миллиметра.

На поверхности оптических деталей, подлежащей нанесению покрытий, указывают условный графический знак с обозначением поверхности и типа покрытия. Если покрытие наносится только на часть поверхности ОД, то зону покрытия следует обвести штрих пунктирной линией с указанием ее размеров. Чертеж детали с асферическими поверхностями (АП) должен содержать меридиональное уравнение АП и необходимые параметры или требования по ОСТ 3-4918-93.

Конструкции линз.

При конструировании линз определяют конструктивные элементы (рабочие и базовые поверхности; фаски), связанные с юстировкой и креплением линзы. После абберационного расчета конструктору известны: световые диаметры линз, толщина линз по оси, радиусы кривизны поверхностей линзы, материал линзы. Толщина линзы d должна обеспечивать достаточную жесткость, не допускающую деформации линз, как при изготовлении, так и после крепления к оправе. Материалом для линз служит чаще всего, оптическое бесцветное стекло различных марок, для малоответственных линз применяют органическое стекло. Линзы, работающие в УФ и ИК областях спектра, изготавливаются из кварцевого стекла, оптической керамики и из кристаллов (флюорит, фтористый литий, лейкосапфир), а также германия и кремния. Оформление чертежей линз необходимо производить по рекомендациям стандартов.

Конструкции призм.

Размеры отражательных призм зависят от размеров поперечного сечения пучка и определяются при габаритном расчете. Расчетные формулы для определения основных размеров (длин граней, величин углов и длин хорд осевого луча) для типовых призм даны в справочниках. Расчетные размеры призм обычно увеличивают на 0,5–2 мм для обеспечения юстировки и крепления призм в оправе. Указанный припуск берется меньше, когда призма закреплена в гнезде и больше при креплении в отдельной оправе.

Фаски на призмах от выколок нормализованы. Они снимаются по нормали к биссектрисе угла между гранями, ширина фасок изме-

ряется по наибольшей стороне прямоугольника. На ребре призм снимается фаска шириной 0,02–0,05 мм (она является источником потерь света).

Покрyтия призм. Рекомендуется просветлять преломляющие грани призм (часто используется просветление 24 и 300° по ОСТ 3-1901-85). Зеркальные покрытия отражающих граней призм предохраняются от разрушения с помощью нанесения на них тонкого слоя меди электролитическим методом и затем еще слой лака. Пример обозначения: 8И.3И.72П по ОСТ 3-1901-85.

Матовые (нерабочие) поверхности призм и линз покрываются эмалью черного цвета по отраслевым нормам.

Допуски на изготовление призм. Погрешности углов между отражающими и преломляющими гранями δ и пирамидальность π приводят к клиновидной развертке, а π еще вызывает ошибку визирования. Величина допусков на указанные углы и пирамидальность вычисляются в зависимости от допустимых величин хроматизма и требований к точности прибора.

Погрешности углов крышки вызывают двоение изображения, поэтому допуски на эти углы всегда назначаются жесткими (3"–4"). Погрешности углов между преломляющими гранями неподвижных призм вызывают только изменение угла отклонения пучка, которое может быть скомпенсировано юстировкой оптической системы (допуски на эти углы порядка 3'–5').

Требования по N и ΔN к отражающим граням всегда в 4–6 раз жестче, чем к преломляющим. Существуют рекомендуемые допуски на форму поверхностей призм, полученные на основании статистических данных.

Библиографический список

1. Заказнов, Н. П. Теория оптических систем / Н. В. Заказнов, С. И. Кирюшин, В. И. Кузичев. – М.: Машиностроение, 1992. – 448 с.
2. Справочник конструктора оптико-механических приборов / под общ. ред. В. А. Панова. – 3-е изд. – Л.: Машиностроение, 1980. – 742 с.
3. Артюхина, Н. К. Теория и расчет оптических систем: учебное пособие для вузов / Н. К. Артюхина. – Минск: БНТУ, 2004. – 134 с.
4. Вычислительная оптика. Справочник / М. М. Русинов [и др.]; под общ. ред. М. М. Русинова. – М.: Книжный дом «Либроком», 2009. – 742 с.
5. Артюхина, Н. К. Основы компьютерного моделирования оптических систем различных классов: учебно.-мет. пособие для вузов / Н. К. Артюхина. – Минск: БНТУ, 2016. – 182 с.
6. Запрыгаева, Л. А. Расчет и проектирование оптических систем / Л. А. Запрыгаева, И. С. Свешникова. – М.: Логос, 2000. – 581 с.
7. Сборник задач по теории оптических систем / Л. Н. Андреев [и др.]; под общ. ред. Л. Н. Андреева. – М.: Машиностроение, 1987. – 188 с.
8. Апенко, М. И., Прикладная оптика / М. И. Апенко, А. С. Дубовик. – М.: Наука, 1982. – 352 с.
9. Шредер, Г. Техническая оптика / Г. Шредер, Х. Трайбер. – М.: Техносфера, 2006. – 423 с.
10. Грамматин, А. П. Расчет и автоматизация проектирования оптических систем / А. П. Грамматин, Г. Э. Романова, О. Н. Балащенко. – СПб.: НИУ ИТМО, 2014. – 128 с.
11. Проектирование оптических систем / под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта. – М.: Мир, 1983. – 431 с.
12. Чуриловский, В. Н. Теория оптических приборов / В. Н. Чуриловский. – М.: Машиностроение, 1966. – 561 с.

Учебное издание

АРТЮХИНА Нина Константиновна

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Учебник для студентов специальности 1-38 01 02
«Оптико-электронные и лазерные приборы и системы»

Редактор *В. И. Акулёнок*
Компьютерная верстка *Н. А. Школьниковой*

Подписано в печать 04.01.2020. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 15,00. Уч.-изд. л. 11,73. Тираж 100. Заказ 805.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.