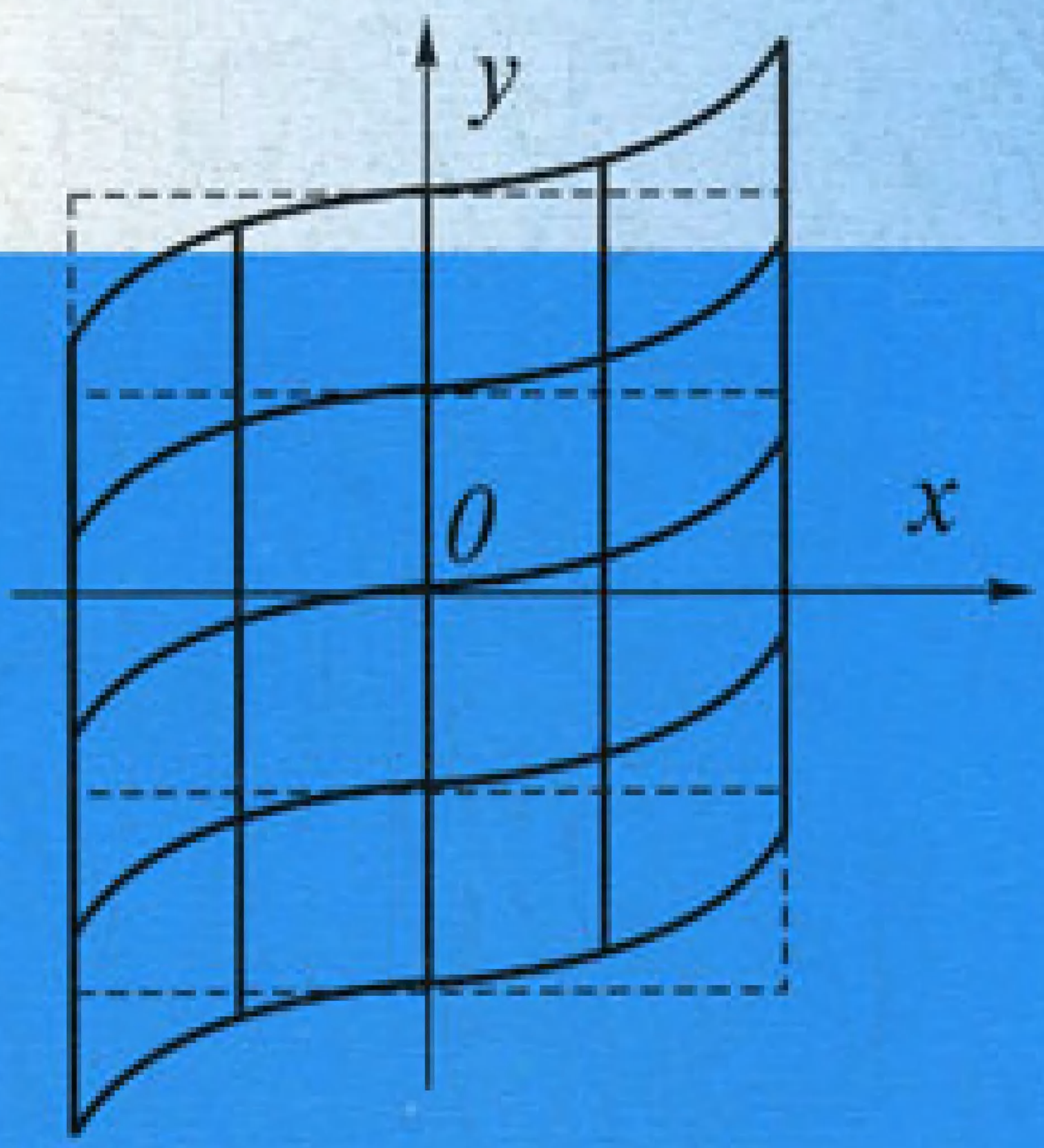
М. М. Русинов, А. П. Грамматин,
П. Д. Иванов, Л. Н. Андреев,
Н. А. Агальцова, Г. Г. Ишанин,
О. Н. Василевский, С. А. Родионов

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ОПТИКА

Справочник



- ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ
- ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ
- ТЕОРИЯ АБЕРРАЦИЙ
- МЕТОДЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И РАСЧЕТА ОПТИКИ

URSS

М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов,
Л. Н. Андреев, Н. А. Агальцова, Г. Г. Ишанин,
О. Н. Василевский, С. А. Родионов

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ОПТИКА

Справочник

Под общей редакцией
доктора технических наук, профессора
М. М. Русинова

Издание второе

URSS
МОСКВА

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вычислительная оптика, с помощью которой решается задача получения всех конструктивных элементов, позволяющих построить оптическую систему, удовлетворяющую требованиям, предъявляемым к качеству создаваемого ею изображения, является сравнительно молодой отраслью инженерного дела, насчитывающей около 140 лет.

Началом работ по вычислительной оптике можно считать работы Петцваля по созданию светосильного портретного объектива, носящего его имя, относящиеся к 1840 г., т. е. выполненные спустя всего несколько лет после изобретения фотографии.

Вычислительная оптика, отличавшаяся большой трудоемкостью, была сначала достоянием очень ограниченного числа лиц, занимавшихся созданием различных оптических приборов на нескольких оптических фирмах, главным образом немецких. К их числу относились фирмы «Карл Цейс», «Герц», «Лейтц», «Штейнгель».

Такая монополия немецких фирм поставила в затруднительное положение союзные державы во время первой мировой войны, что послужило стимулом для развития работ по вычислительной оптике во Франции, Англии, Италии и России.

Первоначально отечественные разработки по вычислительной оптике осуществлялись на Государственном оптико-механическом заводе (ныне Ленинградское оптико-механическое объединение им. В. И. Ленина) и в Государственном оптическом институте. Эти исследования сводились к воспроизведению оптических систем, уже имевшихся за рубежом, и являлись достоянием весьма ограниченного круга оптиков-вычислителей.

Благодаря бурному развитию оптико-механической промышленности в предвоенные годы и, в особенности уже после Великой Отечественной войны, в связи с общим ростом научно-технического прогресса значительно расширился круг оптиков-конструкторов, занимающихся вычислительной оптикой; кроме того, значительно повысились требования, предъявляемые к современным оптическим системам.

Появление современной вычислительной техники сделало доступной разработку оптических систем более широкому кругу специалистов. В связи с этим и возникла необходимость в издании специальной справочной литературы, рассчитанной как на инженеров-разработчиков оптических систем, так и на инженеров-заказчиков и инженеров-исследователей. Для удовлетворения этой потребности была предпринята настоящая попытка создания справочника по вычислительной оптике.

Необходимо отметить, что справочник охватывает ряд вопросов различного характера, начиная от материалов, определяемых ГОСТами, до справочных сведений теоретического плана, требующих логического обоснования. Это обстоятельство потребовало различного подхода к изложению отдельных глав.

Следует также заметить, что в зарубежной технической литературе до настоящего времени подобного справочника не было.

Глава 1

ОБОЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И ПРАВИЛА ЗНАКОВ

1.1. НЕКОТОРЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Приведем, согласно ГОСТ 7427—76 и работе [56], основные термины, применяемые в оптике, и дадим их определение.

Пространство предметов — совокупность точек пространства.

Пространство изображений — совокупность изображений точек пространства предметов, определенных по законам параксиальной оптики.

Оптическая ось — общая ось вращения поверхностей, составляющих центрированную оптическую систему.

Геометрические объекты, соответствующие друг другу в разных пространствах, называются сопряженными.

Установление зависимостей между взаимным расположением сопряженных друг с другом точек, принадлежащих сопряженным пространствам, происходит на основе теории солинейного сродства (теории коллинеарных преобразований), удовлетворяющих следующим положениям:

каждой прямой одного пространства соответствует только одна прямая в другом пространстве (сопряженные прямые); каждой точке одного пространства соответствует только одна сопряженная точка другого пространства;

всякой плоскости одного пространства соответствует только одна сопряженная плоскость другого пространства;

оси симметрии одного пространства сопряжены с осями другого пространства;

повороту меридиональной (проходящей через ось симметрии) плоскости в одном пространстве на некоторый угол соответствует поворот сопряженной ей плоскости на тот же угол.

Плоскости, перпендикулярные осям, называются нормально сопряженными.

Линейное увеличение — увеличение в сопряженных плоскостях, перпендикулярных оптической оси, определяемое отношением размера параксиального изображения к размеру предмета.

Угловое увеличение — увеличение в сопряженных точках на оптической оси, определяемое отношением углов, образованных параксиальными лучами с оптической осью в пространстве изображений и в пространстве предметов.

Продольное увеличение в сопряженных точках на оптической оси — отношение размера параксиального изображения бесконечно малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка.

Передняя и задняя главные плоскости [1] — плоскости в пространстве предметов и изображений (перпендикулярные оптическим осям и сопряженные друг с другом), для которых линейное увеличение равно $+1$.

Передний фокус — точка на оптической оси в пространстве предметов, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве изображений.

Задний фокус — точка на оптической оси в пространстве изображений, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве предметов.

Передняя (задняя) фокальная плоскость — плоскость, перпендикулярная оптической оси и проходящая через передний (задний) фокус.

Передняя (задняя) главная точка — точка пересечения передней (задней) главной плоскости с оптической осью.

Передняя (задняя) узловая точка — точка на оптической оси в пространстве предметов (изображений), для которой угловое увеличение равно $+1$.

[1] Определение передней и задней главных плоскостей не относится к телескопическим системам.

Вершина преломляющей (отражающей) поверхности — точка пересечения преломляющей (отражающей) поверхности с оптической осью.

Осевая точка предмета (изображения) — точка пересечения плоскости предмета (изображения) с оптической осью.

Осевая точка входного (выходного) зрачка — точка пересечения плоскости входного (выходного) зрачка с оптической осью.

Радиус сферической поверхности — расстояние от вершины преломляющей или отражающей поверхности до центра кривизны сферической поверхности. Это расстояние отсчитывают от всех точек (линий), перед названием которых стоит слово «от», до точек (линий), перед названием которых стоит слово «до».

Переднее фокусное расстояние — расстояние от передней главной точки до переднего фокуса.

Заднее фокусное расстояние — расстояние от задней главной точки до заднего фокуса.

Передний фокальный отрезок — расстояние от вершины передней поверхности до переднего фокуса.

Задний фокальный отрезок — расстояние от вершины задней поверхности до заднего фокуса.

Передний отрезок — расстояние от вершины первой преломляющей или отражающей поверхности до точки пересечения с оптической осью луча, входящего в оптическую систему.

Задний отрезок — расстояние от вершины последней преломляющей или отражающей поверхности до точки пересечения с оптической осью луча, выходящего из оптической системы.

Косая толщина — расстояние от точки пересечения луча с поверхностью до точки пересечения его с последующей по ходу луча поверхностью.

Угол падения — угол между лучом, падающим на преломляющую или отражающую поверхность, и нормалью к поверхности в точке падения.

Угол преломления (отражения) — угол между преломленным (отраженным) лучом и нормалью к поверхности в точке преломления (отражения). Углы падения и преломления отсчитывают от нормали.

Апертурный угол в пространстве предметов — угол между оптической осью и лучом, выходящим из осевой точки предмета и идущим на край апертурной диафрагмы.

Апертурный угол в пространстве изображений — угол между оптической осью и лучом, проходящим через осевую точку изображения и край апертурной диафрагмы.

Преломляющий угол — угол между двумя непараллельными преломляющими плоскостями призмы или клина. Его измеряют в плоскости, перпендикулярной ребру двугранного угла, между непараллельными преломляющими плоскостями.

Видимое увеличение — отношение тангенса угла, под которым наблюдается параксиальное изображение, к тангенсу угла, под которым наблюдается предмет невооруженным глазом.

Видимое увеличение микроскопа (лупы, окуляра) выражается формулой $\Gamma = 250/f'$, где f' — заднее фокусное расстояние оптической системы, мм.

Видимое увеличение телескопической системы — угловое увеличение для параксиальных лучей, проходящих через осевые точки входного и выходного зрачков.

Апертурная диафрагма — диафрагма, ограничивающая пучок лучей, выходящих из осевой точки предмета.

Входной зрачок — параксиальное изображение апертурной диафрагмы в пространстве предметов или апертурная диафрагма, расположенная в пространстве предметов.

Выходной зрачок — параксиальное изображение апертурной диафрагмы в пространстве изображений или апертурная диафрагма, расположенная в пространстве изображений.

Числовая апертура в пространстве предметов — произведение показателя преломления на абсолютное значение синуса апертурного угла.

Относительное отверстие — абсолютное значение отношения удвоенного расстояния от оптической оси до точки преломления или отражения меридионального луча, параллельного оптической оси в пространстве предметов и проходящего через край апертурной диафрагмы, к заднему фокусному расстоянию системы.

Диафрагменное число — величина, обратная относительному отверстию.

Полевая диафрагма — диафрагма, расположенная в плоскости предмета или в одной из плоскостей, с ней сопряженных, и ограничивающая размер линейного поля оптической системы в пространстве изображений.

Линейное поле оптической системы в пространстве предметов — наибольший размер изображаемой части плоскости предмета, расположенной на конечном расстоянии.

Параксиальный луч — луч, идущий бесконечно близко к оптической оси.

Нулевой луч — условный луч, используемый при расчете оптических систем, отличающийся от параксиального тем, что для него масштаб высот и масштаб отрезков вдоль оптической оси связаны через произвольный постоянный коэффициент пропорциональности.

Нулевой луч обладает следующими свойствами:

1) он отсекает на оптической оси те же отрезки, что и параксиальный; 2) высоты, отсекаемые на главных плоскостях преломляющих поверхностей, немного отличаются от высот реального луча; 3) тангенсы углов нулевого и параксиального лучей с оптической осью пропорциональны.

Формулы для расчета нулевого луча проще аналогичных формул для расчета реального луча. Изображение предметов с помощью нулевых лучей строится на положениях солинейного сродства.

1.2. БУКВЕННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ВЕЛИЧИН ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Латинскими буквами обозначаются приведенные ниже величины, некоторые из которых изображены на рис. 1.1 и 1.2.

A — осевая точка предмета;

A' — осевая точка изображения;

C — центр кривизны сферической поверхности;

D — диаметр входного зрачка;

D' — диаметр выходного зрачка;

D/f' — относительное отверстие;

F — передний фокус;

F' — задний фокус;

K — диафрагменное число;

H — передняя главная точка;

H' — задняя главная точка;

M — координата точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка по оси OX (в сагиттальной плоскости);

M' — координата точки пересечения луча с плоскостью выходного зрачка по оси OX (в сагиттальной плоскости);

N — передняя узловая точка;

N' — задняя узловая точка;

O — вершина преломляющей (отражающей) поверхности;

P — осевая точка входного зрачка;

P' — осевая точка выходного зрачка;

Q — продольное увеличение в сопряженных точках на оптической оси;

V — линейное увеличение;

W — угловое увеличение;

a — расстояние от передней главной точки до осевой точки предмета;

a' — расстояние от задней главной точки до осевой точки изображения;

a_P — расстояние от передней главной точки до осевой точки входного зрачка;

$a'_{P'}$ — расстояние от задней главной точки до осевой точки выходного зрачка;

d — расстояние от вершины поверхности до вершины последующей по ходу луча поверхности;

d — косая толщина;

f — переднее фокусное расстояние;

f' — заднее фокусное расстояние;

h — расстояние от оптической оси до точки преломления (отражения) меридионального луча;

m — координата точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка по оси OY (в меридиональной плоскости);

m' — координата точки пересечения луча с плоскостью выходного зрачка оси OY (в меридиональной плоскости);

r — радиус сферической поверхности;

s — передний отрезок;

s' — задний отрезок;

s_F — передний фокальный отрезок;

$s'_{F'}$ — задний фокальный отрезок;

s_H — расстояние от вершины передней поверхности до передней главной точки;

$s'_{H'}$ — расстояние от вершины задней поверхности до задней главной точки;

$2y$ — линейное поле оптической системы в пространстве предметов;

$2y'$ — линейное поле оптической системы в пространстве изображений;

z — расстояние от переднего фокуса до осевой точки предмета;

z' — расстояние от заднего фокуса до осевой точки изображения.

Греческими буквами обозначаются следующие величины:

А — числовая апертура в пространстве предметов;

Г — видимое увеличение;

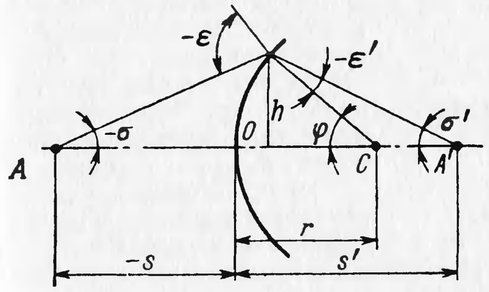


Рис. 1.1. Ход луча и обозначение отрезков на преломляющей поверхности

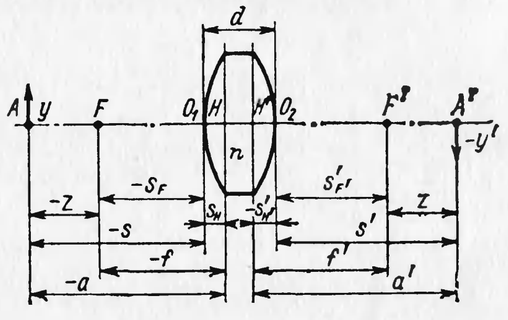


Рис. 1.2. Обозначение оптических параметров простой линзы

$\bar{\Gamma}$ — видимое увеличение лупы, микроскопа, окуляра;

Γ_T — видимое увеличение телескопической системы;

θ — преломляющий угол;

α — угол между оптической осью и параксиальным лучом, выходящим из осевой точки предмета до преломления (отражения); продольное увеличение;

α' — угол между оптической осью и параксиальным лучом, выходящим из осевой точки предмета после преломления (отражения);

β — угол между оптической осью и параксиальным лучом, проходящим через осевую точку входного зрачка; линейное увеличение;

β' — угол между оптической осью и параксиальным лучом, проходящим через осевую точку выходного зрачка после преломления (отражения);

γ — угловое увеличение;

ε — угол падения;

ε' — угол преломления (отражения);

σ — угол между оптической осью и меридиональным лучом;

σ_A — апертурный угол в пространстве предметов;

$\sigma_{A'}$ — апертурный угол в пространстве изображений;

φ — угол между нормалью к поверхности и оптической осью;

2ω — угловое поле оптической системы в пространстве предметов [1];

$2\omega'$ — угловое поле оптической системы в пространстве изображений [1].

[1] Определения относятся к предмету или изображению, находящимся в бесконечности.

1.3. ПРАВИЛА ЗНАКОВ

Положительным направлением света считается направление слева направо.

При расчете будем придерживаться следующих правил:

1) угол луча с осью считается положительным, если луч, пересекая ось, идет сверху вниз, и отрицательным, если он идет снизу вверх;

2) отрезки, перпендикулярные оптической оси, считаются положительными, если они расположены над осью, и отрицательными — под ней;

3) линейное увеличение считается положительным, когда предмет и изображение имеют одинаковые знаки, когда знаки различны линейное увеличение считается отрицательным;

4) радиус кривизны поверхности считается положительным, если центр кривизны ее находится справа от поверхности, а отрицательным — слева от поверхности; отсчет производится от поверхности к центру;

5) величины толщин и воздушных промежутков между преломляющими поверхностями при движении света слева направо всегда считаются положительными;

6) углы между лучом и нормалью к поверхности в точках падения лучей считаются положительными в том случае, если данная нормаль будет повернута по ходу часовой стрелки, чтобы совпасть с направлением луча;

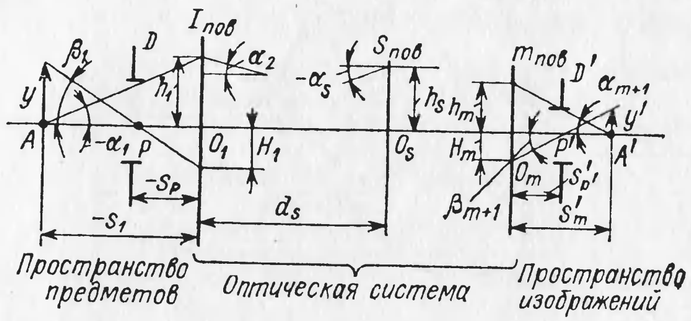


Рис. 1.3. Обозначения для первого и второго параксиальных лучей в оптической системе

7) угол между нормалью и оптической осью считается положительным, если оптическая ось должна быть повернута по направлению движения часовой стрелки, чтобы совпасть с нормалью;

8) при отражении от поверхности изменяется знак у показателя преломления, угла отражения и величины расстояния между отражающей поверхностью и следующей (при движении света справа налево) поверхностью;

9) фокусные расстояния считаются положительными, когда их направление совпадает с направлением распространения света; начало фокусных отрезков лежит на главных плоскостях;

10) при преломлении или отражении лучей на сферической поверхности за начало отсчета принимается вершина поверхности; отрезки считаются положительными, если они откладываются вдоль оси справа от вершины поверхности по направлению распространения света, и отрицательными, если они откладываются влево от вершины;

11) буквенные обозначения отрицательных величин (отрезков, длин, углов) должны иметь знак минус на чертежах; буквенные обозначения положительных величин указываются без знака;

12) в случае вращательно-симметричных систем за ось симметрии следует принимать ось OZ и за меридиональную плоскость — плоскость YOZ в правой системе координат.

Положительное направление оси вращения задается направлением распространения света в пространстве предметов, т. е. в общем случае на чертежах оно считается слева направо; при этом положительное направление оси OY совпадет с направлением снизу вверх.

На рис. 1.3 приведены условные обозначения, применяемые при расчетах оптических систем.

На схеме показаны два параксиальных (нулевых) луча: первый параксиальный луч проходит через осевые точки предмета и изображения и определяет положение всех точек изображений, образуя с осью углы α; второй параксиальный луч проходит через осевые точки входного и выходного зрачков, при этом он образует с осью углы β.

Глава 2

ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДЫ И ИХ КОНСТАНТЫ

2.1. БЕСЦВЕТНЫЕ СТЕКЛА

Оптическим стеклом называется стекло, однородность и другие оптические константы которого находятся в пределах установленных допусков. При расчете оптических систем оптическое стекло рассматривается как физически однородная среда.

Оптическое бесцветное стекло разделяется на категории и классы по следующим показателям качества: допускаемым отклонениям показателя преломления n_e и средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$ от значений, установленных для стекла каждой марки; однородности партии заготовок стекла по показателю преломления и средней дисперсии; оптической однородности; двойному лучепреломлению; коэффициенту светопоглощения; бессвильности; пузырности (ГОСТ 3514—76, ГОСТ 13659—78 и ОСТ3—7777).

Категории и классы перечисленных показателей качества приводятся ниже.

1. Предельные отклонения Δn_e и $\Delta (n_{F'} - n_{C'})$.

Категория	$\Delta n_e \cdot 10^{-4}$	$\Delta (n_{F'} - n_{C'})\ 10^{-5}$
1	±2	±2
2	±3	±3
3	±5	±5
4	±10	±10
5	±20	±20

2. Допускаемые отклонения по однородности в партии заготовок. Значения коэффициентов Δn_e и $\Delta (n_{F'} - n_{C'})$, приведенные ниже, представляют собой наибольшую разность в партии.

Класс однородности	Δn_e	$\Delta (n_{F'} - n_{C'})$
А	$0{,}2 \cdot 10^{-6}$	—
Б	$0{,}5 \cdot 10^{-6}$	—
В	$1 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Г	В пределах категории, указанной при заказе	

3. Допускаемые отклонения по оптической однородности, оцениваемой по разрешающей способности.

Для заготовок оптических материалов диаметром не более 250 мм устанавливают пять категорий оптической однородности, характеризуемых разрешающей способностью при $\lambda = 0{,}55$ мкм. Разрешающая способность материала определяется отношением угла разрешения φ дифрактометра (коллиматорной установки), в параллельный пучок лучей которого введена заготовка стекла, к углу разрешения φ_0 самого дифрактометра.

Категория	Отношение φ/φ_0, не более
1	1,0
2	1,0
3	1,1
4	1,2
5	1,5

Для стекла 1-й категории дифракционное изображение точечной миры не должно иметь разрывов, хвостов и заметного на глаз отклонения от круга.

4. Двойное лучепреломление.

По двойному лучепреломлению устанавливают пять категорий (табл. 2.1), характеризуемых разностью хода двух лучей при $\lambda = 0{,}55$ мкм, на которые разделяется падающий луч под воздействием напряжений при прохождении в направлении

Таблица 2.1. Категории двойного лучепреломления

Категория	Двойное лучепреломление, не более, нм/см (при оптическом коэффициенте напряжения 10^{12} 1/Па)		
	до 2	от 2 до 2,8	свыше 2,8
1	1,5	2	3
2	4	6	8
3	7	10	13
4	10	15	20
5	35	50	65

Таблица 2.2. Категории пузырности

Категория	Диаметр пузыря в заготовке, не более, мм	Категория	Диаметр пузыря в заготовке, не более, мм
1	0,002	6	0,7
1*а*	0,005	7	1,0
2	0,1	8	2,0
3	0,2	9	3,0
4	0,3	10	5,0
5	0,5		

наибольшего размера заготовки. Для кристаллов дополнительно устанавливают категорию 6, допускающую двойное лучепреломление 80 нм/см.

5. Бессвильность оптического бесцветного стекла.

1-я категория — не допускаются свили, обнаруживаемые при просмотре на установках, градуированных по контрольному образцу сравнения 1-й категории (ГОСТ 3521—69) или по образцу сравнения для инфракрасной области.

2-я категория — не допускаются свили, обнаруживаемые при просмотре на установках, градуированных по контрольному образцу сравнения 2-й категории или по образцу для инфракрасной области.

3-я категория — не допускаются видимые в проходящем свете потоки свилей, допускаются одиночные и узловые свили.

4-я категория — допускаются свили, оставшиеся после перемешивания по установленному технологическому режиму для стекла данной марки.

Класс бессвильности	Число направлений просмотра
А	Два взаимно перпендикулярных направления
Б	Одно

6. Пузырность оптического бесцветного стекла.

Характеристики категорий пузырности приведены в табл. 2.2.

Класс пузырности	Число пузырей диаметром свыше 0,03 мм, не более
А	3
Б	10
В	30
Г	100
Д	300
Е	1000
Ж	3000

7. Показатель ослабления.

По показателю ослабления для источника *А* устанавливают восемь категорий, приводимых ниже, которые характеризуются предельными значениями показателя ослабления ε_A по ГОСТ 7721—76.

Категория	Показатель ослабления ε_A, $см^{-1}$
1	0,0002—0,0004
2	0,0005—0,0009
3	0,0010—0,0017
4	0,0018—0,0025
5	0,0026—0,0035
6	0,0036—0,0045
7	0,0046—0,0065
8	0,0066—0,0130

Таблица 2.3. Оптические характеристики стекол

Марка стекла	Показатель преломления		Средняя дисперсия		Коэффициент дисперсии		Плотность *d*, г/см³
	n_e	n_D	$n_{F'}-n_{C'}$	n_F-n_C	$\nu_e=\frac{n_e-1}{n_{F'}-n_{C'}}$	$\nu_D=\frac{n_D-1}{n_F-n_C}$	
ЛК1	1,4414	1,4398	0,00639	0,00639	69,07	68,82	2,33
ЛК3, ЛК103	1,4891	1,4874	0,00700	0,00696	69,87	70,02	2,46
ЛК5	1,4799	1,4781	0,00733	0,00729	65,47	65,58	2,27
ЛК4	1,4922	1,4903	0,00758	0,00753	64,93	65,11	2,33
ЛК6	1,4721	1,4704	0,00708	0,00704	66,69	66,81	2,30
ЛК7	1,4846	1,4828	0,00732	0,00728	66,20	66,31	2,30
ЛК8	1,4725	1,4708	0,00691	0,00687	68,49	68,52	2,32
ФК11	1,5218	1,5199	0,00757	0,00752	68,92	69,14	2,60
ФК13	1,5488	1,5468	0,00814	0,00809	67,42	67,58	2,93
ФК14	1,5821	1,5799	0,00898	0,00891	64,82	65,08	3,39
ФК24	1,5837	1,5815	0,00905	0,00898	64,50	64,76	3,41
К1	1,5001	1,4982	0,00770	0,00765	64,96	65,12	2,36
К2	1,5023	1,5004	0,00763	0,00758	65,83	66,01	2,38
К3	1,5120	1,5100	0,00811	0,00805	63,13	63,25	2,47
К5	1,5130	1,5110	0,00800	0,00795	64,08	64,27	2,47
К8, К108	1,5183	1,5163	0,00812	0,00806	63,83	64,05	2,52
К14, К114	1,5168	1,5147	0,00856	0,00849	60,38	60,62	2,53
К15	1,5359	1,5335	0,00971	0,00962	55,19	55,45	2,76
К18	1,5212	1,5191	0,00867	0,00860	60,12	60,36	2,58
К19, К119	1,5208	1,5187	0,00848	0,00841	61,41	61,67	2,62
К20	1,5285	1,5263	0,00878	0,00872	63,13	63,34	2,91
БК4, БК104	1,5302	1,5324	0,00884	0,00877	60,22	60,45	2,76
БК6, БК106	1,5399	1,5421	0,00913	0,00905	59,38	59,65	2,86
БК8, БК108	1,5467	1,5489	0,00877	0,00871	62,58	62,76	2,85
БК10, БК110	1,5688	1,5713	0,01024	0,01015	55,79	56,04	3,12
БК11	1,5546	1,5524	0,00878	0,00872	63,13	63,34	2,91
БК12	1,5629	1,5606	0,00969	0,00961	58,10	58,33	3,02
БК13	1,5617	1,5594	0,00992	0,00915	60,92	61,13	3,04
ТК1	1,5661	1,5638	0,00935	0,00928	60,53	60,75	3,08
ТК2, ТК102	1,5749	1,5724	0,01005	0,00996	57,20	57,46	3,20
ТК4, ТК104	1,6138	1,6111	0,01105	0,01095	55,55	55,81	3,58
ТК8	1,6168	1,6140	0,01125	0,01114	54,82	55,11	3,61
ТК9	1,6199	1,6171	0,01153	0,01142	53,77	54,03	3,62
ТК12	1,5710	1,5688	0,00911	0,00904	62,68	62,92	3,06
ТК13	1,6063	1,6038	0,01004	0,00996	60,38	60,62	3,44
ТК14, ТК114	1,6155	1,6130	0,01020	0,01012	60,34	60,57	3,51
ТК16, ТК116	1,6152	1,6126	0,01059	0,01050	58,09	58,34	3,56
ТК17	1,6305	1,6279	0,01067	0,01058	59,09	59,35	3,66
ТК20, ТК120	1,6247	1,6220	0,01107	0,01097	56,43	56,70	3,58
ТК21, ТК121	1,6600	1,6568	0,01299	0,01285	50,81	51,11	3,98
ТК23	1,5915	1,5891	0,00970	0,00962	60,98	61,23	3,24
СТК3	1,6622	1,6594	0,01160	0,01150	51,09	57,33	3,91
СТК8	1,7065	1,7030	0,01430	0,01415	49,40	49,68	4,16
СТК9	1,7460	1,7424	0,01492	0,01478	50,00	50,23	4,11
СТК10	1,7416	1,7378	0,01549	0,01534	47,87	48,09	4,10
СТК12	1,6950	1,6919	0,01268	0,01258	54,81	55,00	3,46

Продолжение табл. 2.3

Марка стекла	Показатель преломления		Средняя дисперсия		Коэффициент дисперсии		Плотность d, г/см³
	n_e	n_D	$n_{F'} - n_{C'}$	$n_F - n_C$	$\nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	
СТК15	1,7124	1,7092	0,01306	0,01295	54,55	54,76	3,77
СТК16	1,7900	1,7858	0,01742	0,01723	45,35	45,61	4,61
СТК19	1,7476	1,7440	0,01489	0,01476	50,21	50,40	4,09
СТК20	1,7685	1,7647	0,01536	0,01522	50,03	50,24	4,36
КФ4	1,5203	1,5181	0,00866	0,00879	58,72	58,94	2,57
КФ6	1,5027	1,5005	0,00882	0,00875	56,99	57,20	2,52
КФ7	1,5200	1,5175	0,01022	0,01012	50,88	51,13	2,51
БФ1	1,5271	1,5247	0,00964	0,00955	54,67	54,94	2,67
БФ4	1,5505	1,5480	0,01026	0,01016	53,66	53,94	2,92
БФ6	1,5724	1,5696	0,01164	0,01152	49,18	49,44	3,16
БФ7	1,5822	1,5795	0,01087	0,01076	53,56	53,85	3,23
БФ8	1,5857	1,5826	0,01269	0,01254	46,15	46,45	3,28
БФ11, БФ111	1,6251	1,6222	0,01183	0,01171	52,84	53,13	3,66
БФ12, БФ112	1,6298	1,6259	0,01622	0,01601	38,83	39,09	3,67
БФ13, БФ113	1,6428	1,6395	0,01340	0,01325	47,97	48,26	3,82
БФ16	1,6744	1,6709	0,01435	0,01419	47,00	47,27	4,02
БФ21, БФ121	1,6178	1,6140	0,01554	0,01534	39,75	40,02	3,56
БФ24	1,6386	1,6344	0,01750	0,01726	36,49	36,76	3,67
БФ25	1,6108	1,6076	0,01333	0,01318	45,82	46,10	3,47
БФ28	1,6687	1,6641	0,01900	0,01874	35,20	35,43	3,96
БФ32	1,5824	1,5793	0,01255	0,01241	46,40	46,68	2,85
ТБФ3	1,7602	1,7557	0,01860	0,01837	40,87	41,14	4,47
ТБФ4	1,7836	1,7786	0,02072	0,02045	37,82	38,07	4,46
ТБФ7	1,8980	1,8908	0,02992	0,02943	30,01	30,27	5,25
ТБФ8	1,8641	1,8583	0,02374	0,02343	36,40	36,63	4,93
ТБФ9	1,8130	1,8083	0,01912	0,01890	42,52	42,77	5,02
ТБФ10	1,8206	1,8146	0,02474	0,02438	33,17	33,41	4,22
ТБФ11	1,8374	1,8326	0,01955	0,01933	42,83	43,07	5,07
ТБФ25	1,8175	1,8122	0,01955	0,01933	37,16	37,44	4,48
ЛФ5	1,5783	1,5749	0,01409	0,01392	41,05	41,30	3,23
ЛФ9	1,5837	1,5800	0,01547	0,01526	37,73	38,00	2,61
ЛФ10	1,5509	1,5480	0,01209	0,01195	45,57	45,85	2,73
Ф1	1,6169	1,6128	0,01681	0,01659	36,70	36,93	3,57
Ф4	1,6285	1,6242	0,01707	0,01738	35,67	35,91	3,67
Ф6	1,6070	1,6031	0,01611	0,01590	37,68	37,93	3,48
Ф9	1,6280	1,6137	0,01801	0,01775	34,32	34,57	2,93
Ф13	1,6241	1,6199	0,01730	0,01706	36,07	36,33	3,63
ФФС1	—	1,4344	—	0,00447	—	97,2	
ФФС2	—	1,4357	—	0,00454	—	96,0	
ФФС3	—	1,4518	—	0,00486	—	93,0	
ФФС4	—	1,4581	—	0,00526	—	89,0	
ФФС5	—	1,4752	—	0,00541	—	87,8	3,5—4,5
ФФС6	—	1,4816	—	0,00559	—	86,1	
ФФС7	—	1,5039	—	0,00613	—	82,2	
ФФС8	—	1,5127	—	0,00643	—	79,7	
ФФС9	—	1,5233	—	0,00662	—	79,1	

Продолжение табл. 2.3

Марка стекла	Показатель преломления		Средняя дисперсия		Коэффициент дисперсии		Плотность d, г/см³
	n_e	n_D	$n_{F'} - n_{C'}$	$n_F - n_C$	$\nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	
ФФС10	—	1,5377	—	0,00690	—	77,9	
ФФС11	—	1,5225	—	0,00700	—	77,5	
ФФС12	—	1,5531	—	0,00740	—	74,7	
ФФС13	—	1,5651	—	0,00762	—	74,2	3,5—4,5
ФФС14	—	1,5781	—	0,00791	—	73,0	
ФФС15	—	1,5863	—	0,00830	—	70,6	
ФФС16	—	1,5966	—	0,00866	—	68,9	
ТФ1, ТФ101	1,6522	1,6475	0,01940	0,01912	33,62	33,86	3,86
ТФ2	1,6776	1,6725	0,02118	0,02087	31,99	32,22	4,09
ТФ3	1,7232	1,7172	0,02469	0,02431	29,29	29,50	4,46
ТФ4	1,7462	1,7398	0,02670	0,02628	27,95	28,15	4,65
ТФ5, ТФ105	1,7617	1,7550	0,02788	0,02743	27,32	27,52	4,77
ТФ7	1,7343	1,7280	0,02611	0,02570	28,12	28,32	4,52
ТФ8, ТФ108	1,6947	1,6893	0,02249	0,02215	30,89	31,12	4,23
ТФ10, ТФ110	1,8138	1,8060	0,03233	0,03178	25,17	25,36	5,19
ОФ1, ОФ101	1,5319	1,5294	0,01032	0,01022	51,54	51,80	2,56
ОФ4	1,6541	1,6505	0,01513	0,01497	43,24	43,45	3,48
СТФ2	1,9554	1,9441	0,04116	0,04626	20,26	20,41	6,15
СТФ3	2,1683	2,1696	0,07022	0,06873	16,89	17,02	6,13
СТФ11	2,0711	2,0557	0,06491	0,06351	16,50	16,62	6,79
ОФ2	1,55661	1,5538	0,01151	0,01140	48,36	48,58	2,71
ОФ3	1,61573	1,6123	0,01403	0,01389	43,89	44,08	3,15
ОФ5	1,66640	1,6625	0,01603	0,01586	41,57	41,77	3,69

Оптические стекла по химической устойчивости к влажной атмосфере разделяются на группы, приведенные ниже (ГОСТ 13917—68).

Силикатные стекла: А — неналетоопасные, Б — промежуточные, В — налетоопасные.

Несиликатные стекла: а — устойчивые, у — промежуточные, д — неустойчивые.

К несиликатным стеклам относятся стекла, содержащие в своем составе SiO_2 в количестве меньшем 30 мол. %.

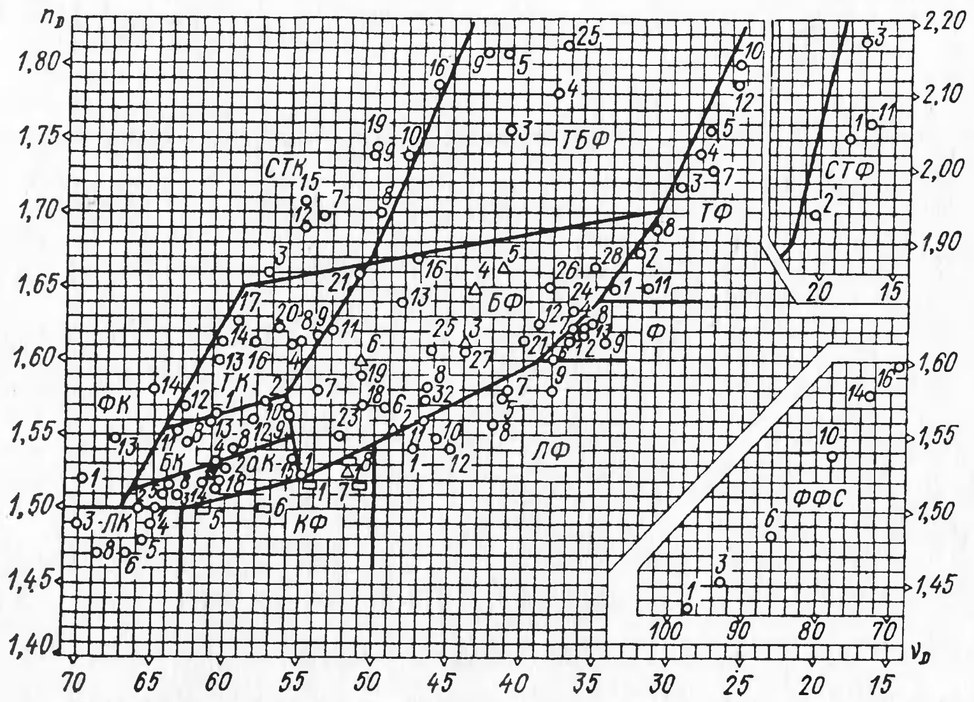


Рис. 2.1. Зависимость между показателями преломления и числами Аббе для оптических стекол: △ — флинты с укороченным вторичным спектром; □ — кронфлинты; ○ — остальные стекла

По химической устойчивости к действию пятнающих агентов оптические (силикатные и несиликатные) стекла разделяются на следующие группы (ГОСТ 13917—68): I — непятнающиеся; II — промежуточные; III — пятнающиеся; IV — нестойкие, требующие особо осторожного обращения при обработке.

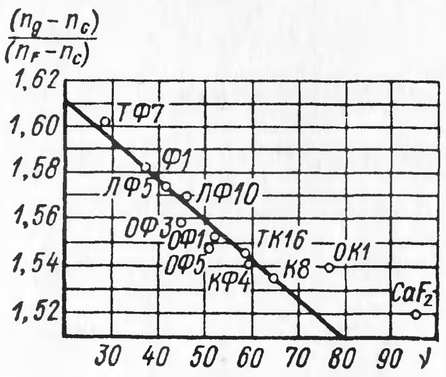


Рис. 2.2. Зависимость частных относительных дисперсий от коэффициента ν

Оптические характеристики стекол приведены в табл. 2.3.

Ассортимент марок оптического стекла представлен на рис. 2.1, на котором вдоль оси абсцисс отложены значения чисел Аббе (в убывающем порядке) и вдоль оси ординат — величины показателей преломления. Отдельными точками обозначены стекла различных марок.

Отношение частных дисперсий на участке спектра от линии C до линии g к основной дисперсии в интервале от линии C до линии F дает для обычных стекол следующее эмпирическое соотношение: $\nu_{gC} = \nu/\nu' = dn'/dn = (n_g - n_C)/(n_F - n_C) = 1{,}646 - 0{,}0017\nu_{FC} = a + b\nu$, которое выражает некоторую прямую линию, называемую «нормальной» (рис. 2.2). Точки, соответствующие стеклам с «особым ходом» дисперсии, расположены на значительном расстоянии от этой прямой (например, группы ОК и ОФ).

2.2. ЦВЕТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СТЕКЛА

Каждому стеклу присвоена марка, состоящая из двух или трех букв и цифр. Первая или две первые буквы являются начальными буквами наименования цвета, а последняя, одинаковая для всех стекол буква С, — начальная буква слова стекло. Так, например, СС2 означает синее стекло второе, ЖЗС5 — желто-зеленое стекло пятое.

Различают: ультрафиолетовые (УФС), синие и фиолетовые (СС и ФС), сине-зеленые (СЗС), зеленые (ЗС), желтые (ЖС), оранжевые (ОС), красные (КС), инфракрасные (ИКС), пурпурные (ПС), нейтральные (НС), темные (ТС) и, наконец, белые стекла (БС) с различной границей пропускания в ультрафиолетовой области спектра, а также с границей пропускания, смещенной в длинноволновую область инфракрасной части спектра. Люминисцирующее стекло помещено в группу БС по признаку отсутствия цвета. В каждой группе стекла располагаются, как правило, в порядке увеличения плотности окраски. Некоторые группы подразделяются на несколько подгрупп, которые отличаются характером спектральных кривых при сохранении цвета основной группы.

2.3. ОПТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ

Основным преимуществом кристаллов, по сравнению с другими видами материалов, является многообразие их физических и химических свойств и эксплуатационных характеристик.

Можно подобрать кристаллы, которые прозрачны в любой области спектра, в то время как, например, стекла прозрачны только в коротковолновом диапазоне. Кроме того, значения показателя преломления и дисперсии изменяются в кристаллах несоизмеримо сильнее, чем в других материалах. Кристаллические материалы обладают двулучепреломлением. Кристаллы имеют высокую температуру плавления и это позволяет использовать их в качестве жаростойких материалов.

Оптические кристаллы вместе с тем имеют и недостатки, затрудняющие их применение. К ним относятся: оптическая и механическая неоднородность в различных направлениях и наличие вредных включений; гигроскопичность и растворимость в воде некоторых кристаллов; дороговизна и ограниченные размеры кристаллов; малая твердость ряда кристаллов; ядовитость некоторых кристаллов.

Показатели преломления при $t = 20$ °С и характеристики оптических кристаллов представлены в табл. 2.4 и 2.5.

Таблица 2.4. **Показатели преломления оптических кристаллов**

Длина волны λ, нм	Значение показателя преломления для различных типов кристаллов					
	NaCl	KCl	LiF	NaF	CaF_2	KBr
239,98	1,6721	1,60500	1,42195	1,35793	—	1,7576
248,28	1,65878	1,59265	1,41942	1,35500	—	1,7330
253,65	1,65112	1,58569	1,41792	1,35325	1,46597	1,7198
265,37	1,63680	1,57270	1,41504	1,34999	—	1,6950
280,35	1,62214	1,55939	1,41188	1,34645	—	1,67125
302,15	1,60578	1,54468	1,40818	1,34232	1,45357	1,64603
313,17	1,59915	1,53875	1,40669	1,34062	1,45163	1,63607
366,31	1,57684	1,51889	1,40121	1,33482	1,44477	1,60391
404,66	1,56660	1,50993	1,39851	1,33194	1,44151	1,58989
486,13	1,55327	1,49818	1,39480	1,32818	1,43704	1,57191
546,07	1,54730	1,49293	1,39300	1,32640	1,43496	1,56405
587,56	1,54428	1,49028	1,39209	1,32552	1,43387	1,56010
589,30	1,54416	1,49020	1,39204	1,32549	1,43383	1,55995
656,28	1,54052	1,48700	1,39085	1,32436	1,43248	1 55519
728,14	1,53777	1,48454	1,38978	1,32349	1,43141	1,55160
768,20	1,53654	1,48349	1,38927	1,32307	1,43092	1,55007
1083,03	1,53116	1,47878	1,38657	1,32125	1,42839	1,54355

Таблица 2.5. **Характеристики оптических кристаллов**

Характеристики	NaCl	KCl	LiF	NaF	CaF_2	KBr
Коэффициент дисперсии ν_D	42,7	43,9	99,0	85,3	95,3	33,5
Показатель преломления n_D	1,54432	1,49038	1,3920	1,3250	1,43380	1,55990
Плотность, г/см³ (при 20 °С)	2,17	1,981	2,64	2,81	3,18	2,76
Спектральный диапазон пропускания, мкм	0,25—15	0,33—21	0,18—6	0,2—12	0,18—10	0,21—27
Коэффициент линейного расширения $\alpha_t \cdot 10^{-6}$, град$^{-1}$	42	28	41	33	19,5	37

Спектральные характеристики некоторых кристаллов приведены на рис. 2.3—2.9.

Важнейшие узлы и детали в аппаратуре для инфракрасной (ИК) и ультрафиолетовой (УФ) областей спектра выполняются из ряда оптических материалов.

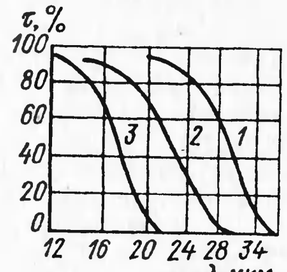


Рис. 2.3. Спектральное пропускание кристалла NaCl толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 1—2 мм; *3* — 3—10 мм

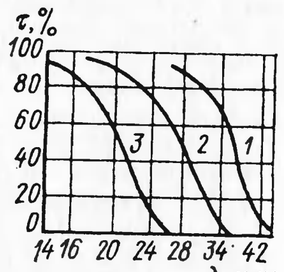


Рис. 2.4. Спектральное пропускание кристалла KCl толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 1—2 мм; *3* — 3—10 мм

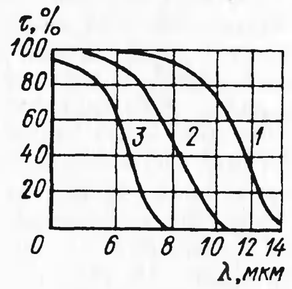


Рис. 2.5. Спектральное пропускание кристалла LiF толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 1—2 мм; *3* — 3—10 мм

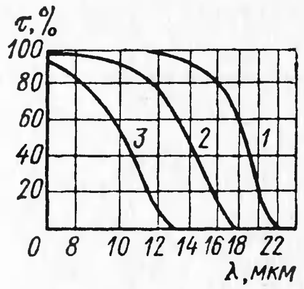


Рис. 2.6. Спектральное пропускание кристалла NaF толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 1—2 мм; *3* — 3—10 мм

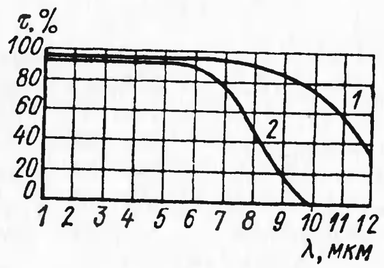


Рис. 2.7. Спектральное пропускание кристалла CaF_2 толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 2—10 мм

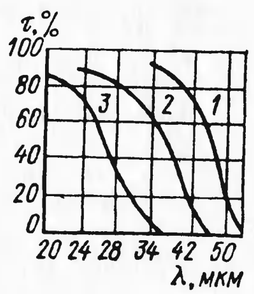


Рис. 2.8. Спектральное пропускание кристалла KBr толщиной:
1 — 0,1—1 мм; *2* — 1—2 мм; *3* — 3—10 мм

Основной оптической характеристикой материалов является их показатель преломления и дисперсия, а также температурная зависимость пропускания и преломления материалов. Существенной характеристикой является также излучательная способность оптических материалов при нагревании, которая должна быть предельно мала в рабочем участке инфракрасного спектра во избежание появления ложных сигналов на приемнике излучения.

Сочленение оптических деталей с другими материалами (стекло, металлы, керамика) вызывает необходимость хорошего соответствия их коэффициентов линейного расширения.

В настоящее время не существует универсальных материалов и приходится принимать компромиссное решение, отбирая материалы с определенными оптическими характеристиками.

Оптические материалы для ИК и УФ областей спектра [35, 48] по их строению, свойствам и методам получения можно разделить на три группы: кристаллические, стеклообразные и пластические.

Оптические и спектральные характеристики флюорита, имеющего широкий волновой диапазон, представлены в табл. 2.6 и 2.7.

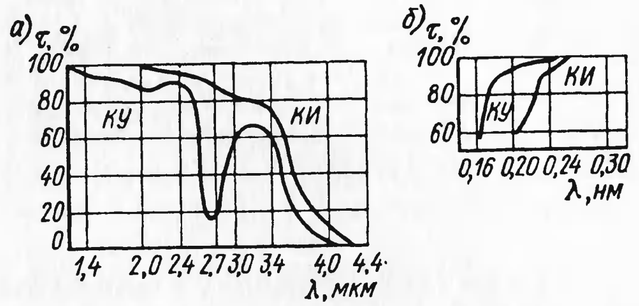


Рис. 2.9. Спектральные кривые коэффициента пропускания флюорита марок *КУ* и *КИ* в слое толщиной 1 см (потери на отражение от поверхности исключены): *а* — для $\lambda = 1{,}4 \div 4{,}4$ мкм; *б* — для $\lambda = 0{,}16 \div 0{,}3$ нм

Выпускаются следующие марки флюорита: ФКУ — для использования в вакуумной и УФ областях спектра; ФКВ — для видимых областей; ФКИ — для ИК области спектра.

Коэффициент теплового расширения α_t (град$^{-1}$) определяется формулой: $\alpha_t = A \cdot 10^{-6} + Bt \cdot 10^{-8} + Ct^2 \cdot 10^{-11}$

Значения коэффициентов *A*, *B*, *C* приводятся ниже.

t, °С	*A*	*B*	*C*
17—192	18,38	2,511	—21,10
43—637	18,51	1,481	21,52

Флюорит марки КУ по пропусканию ультрафиолетового излучения изготовляется четырех категорий, характеризуемых величиной показателя поглощения K_λ для длин волн 170, 215, 240 нм.

Флюорит марки КИ по пропусканию инфракрасного излучения изготовляется двух категорий, характеризуемых величиной наибольшего показателя поглощения K_λ на участке спектра 2,6—2,8 мкм.

Оптические и спектральные характеристики оптического кварцевого (плавленого) стекла по ГОСТ 75130—79 представлены в табл. 2.8—2.10.

Таблица 2.6. **Коэффициенты пропускания флюорита**

Марка	λ, мкм	τ, % (не менее)
ФКУ	0,160	25
	0,200	75
	0,300	85
ФКИ	7,5	85
	9,3	50

Таблица 2.7. **Показатели преломления флюорита n_λ при t=20 °С**

λ, мкм	n_λ	λ, мкм	n_λ	λ, мкм	n_λ
0,404658	1,441509	2,6519	1,42015	5,8932	1,38717
1,092154	1,428352	2,9466	1,41825	6,4823	1,37817
1,156031	1,427902	3,2413	1,41610	7,0718	1,36802
1,441574	1,426584	3,5359	1,41377	7,6612	1,35680
1,638231	1,425650	3,8306	1,41119	8,2505	1,34444
2,034339	1,423726	4,1252	1,40854	8,8398	1,33079
2,357191	1,421971	4,7146	1,40237	9,4291	1,31612
2,575402	1,420680	5,3036	1,39528		

Примечание. Интерполяционная формула для $\lambda = 0{,}4 \div 2{,}6$ мкм $n^2 = A + B/(\lambda^2 - C) - D\lambda^2 - E\lambda^4$. В этой формуле $A = 2{,}0388303$, $B = 0{,}00616369$, $D = 0{,}00321287$, $E = 0{,}00000289$, $C = 0{,}0069932$.

Таблица 2.8. **Характеристики кварцевого стекла**

Марка стекла	Оптическая характеристика	Основное назначение
КУ-1	Стекло без заметных полос поглощения в интервале длин волн 170—250 мм; прозрачное в ультрафиолетовой области спектра	Защитные стекла, призмы спектрофотометров и другие оптические детали, работающие в вакуумной и УФ областях спектра
КИ	Стекло без заметной полосы поглощения при длине волны около 2,7 мкм; прозрачное в инфракрасной области спектра	Защитные стекла и другие оптические детали, работающие в ближней ИК области спектра (до 3,5—4 мкм)

Таблица 2.9. **Показатели преломления кварцевого стекла при $t_\lambda = 20$ °С**

λ, нм	n_λ	λ, нм	n_λ	λ, нм	n_λ	λ, нм	n_λ
214,4	1,5341	766,5	1,45412	1400	1,4460	2500	1,4301
253,6	1,5053	800,0	1,45351	1500	1,4448	2600	1,4282
280,3	1,4942	863,0	1,45249	1600	1,4436	2700	1,4262
312,5	1,4847	900,0	1,45194	1700	1,4424	2800	1,4241
365,0	1,47472	950,8	1,45124	1800	1,4411	2900	1,4219
404,7	1,46980	1000	1,45061	1900	1,4398	3000	1,4196
434,1	1,46708	1050	1,44999	2000	1,4384	3100	1,4171
486,1	1,46332	1100	1,44940	2100	1,4369	3200	1,4146
546,1	1,46028	1150	1,44882	2200	1,4353	3300	1,4119
589,3	1,45860	1200	1,44825	2300	1,4336	3400	1,4091
656,3	1,45657	1300	1,44712	2400	1,4319	3500	1,4062
700,0	1,45550						

Таблица 2.10. **Приращение показателя преломления кварцевого стекла при повышении температуры на 1 °С**

Показатель преломления	Приращение $\beta \cdot 10^7$ при температуре, °С								Показатель преломления	Приращение $\beta \cdot 10^7$ при температуре, °С							
	—100	—70	—50	—20	+10	+20	+40	+60		—100	—70	—50	—20	+10	+20	+40	+60
$n_{A'}$	97	93	93	96	98	99	102	104	n_e	101	98	98	100	102	104	107	110
n_C	99	95	95	98	99	100	103	107	n_F	104	99	100	102	104	106	109	112
n_D	100	96	96	99	101	102	105	108	$n_{G'}$	106	103	102	104	107	109	112	115

Таблица 2.11. **Оптические характеристики жидкостей**

Наименование	n_D	n_F	n_C	ν_D
Вода дистиллированная при $t = 20$ °С	1,33299	1,33712	1,33115	55,777
Вода при $t = 20$ °С	1,333040	1,337190	1,331190	55,507
α-бромнафталин	1,6582	1,6819	1,6494	20,252
Жидкость Туле (насыщенный раствор ртутнойодистокалиевой соли)	1,717	1,7617	1,7010	11,81
Йодистый метилен	1,74129	1,76849	1,73136	19,957
Физиологический раствор	1,334660	1,338830	1,332840	55,860
Вазелиновое масло	1,481620	1,487550	1,332840	51,600
Кедровое масло	1,51500	1,522400	1,511670	47,976
Желатина	1,538100	1,546510	1,534670	45,430
Спирт метиловый (100 %)	1,3286	—	—	—
Спирт этиловый (100 %)	1,3613	—	—	—
Водный раствор глицерина (масса глицерина в %):				
5	1,33880	—	—	—
10	1,34481	—	—	—
15	1,35106	—	—	—
20	1,35749	—	—	—
25	1,36404	—	—	—
30	1,37070	—	—	—
35	1,37740	—	—	—
40	1,38413	—	—	—
45	1,39089	—	—	—
50	1,39809	—	—	—
55	1,40554	—	—	—
60	1,41299	—	—	—
65	1,42044	—	—	—
70	1,42789	—	—	—
75	1,43534	—	—	—
80	1,44290	—	—	—
85	1,45085	—	—	—
90	1,45839	—	—	—
95	1,46957	—	—	—
100	1,47399	—	—	—

Плотность кварцевого стекла 2,21 г/см^3, модуль упругости — 7000 кг/мм^2.

В качестве оптических сред используются различные жидкости: вода, иммерсионные жидкости, водные растворы спиртов, глицерина, кислот, солей, оснований. Характеристики некоторых жидкостей приведены в табл. 2.11.

Глава 3
ИСТОЧНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. ЛАМПЫ НАКАЛИВАНИЯ

Электрические лампы накаливания для оптических приборов (ЭЛНОП). Особые требования к стеклу баллона, форме и расположению тела накала предъявляются в лампах накаливания для оптических приборов. Тело накала в этих лампах

изготовляется из вольфрама с различными присадками, а колбы — из специальных жаростойких стекол типа БД-1, ЗС-5 или с кремниевым окном ИК4-1,2 (для работы в инфракрасном диапазоне спектра).

Обозначение ламп имеет следующую структуру: 1, 2, 3, 4.

1 — буквенное обозначение (ОП — оптическая, ИК — инфракрасная с кремниевым окном); 2 — напряжение питания в вольтах; 3 — электрическая мощность в ваттах; 4 — отличие от базовой модели.

Общий вид ЭЛНОП приведен на рис. 3.1, *а—г*, а их параметры — в табл. 3.1 [1].

Галогенные лампы накаливания. В колбу галогенной лампы вводится небольшое количество галогена, обычно йода или брома. Наличие галогена в колбе приводит

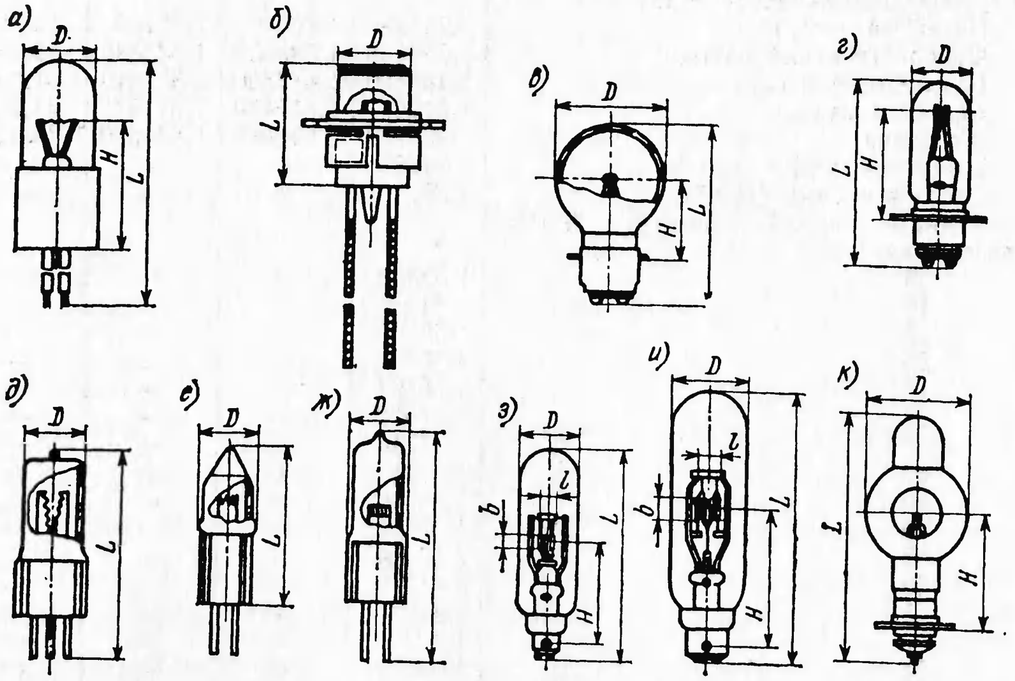


Рис. 3.1. Различные типы ламп накаливания для оптических приборов

к соединению распыляемого нитью вольфрама (осевшего на кварцевую колбу, находящуюся при температуре 300 °С) с галогеном, в результате чего образуется при температуре 300 °С газообразное вещество — галогенид вольфрама. При температуре, близкой к температуре нагретой нити, газообразный галогенид вольфрама распадается на галоген и восстановленный вольфрам, который частично оседает на спирали.

Такой возврат распыленного вольфрама на спираль устраняет его оседание на стенки колбы и удлиняет срок службы лампы. Кроме того, появляется возможность увеличить температуру нити накала лампы до 3200—3400 К (температура плавления 3600 К). Галогенные лампы имеют бо́льшую световую отдачу или увеличенный срок службы и малые габариты.

Структура обозначения галогенной лампы аналогична ЭЛНОП. Буквенное обозначение следующее: К — кварцевая, Г — галогенная, Д — дифференциального излучения, К — с концентрированным телом накала, М — малогабаритная, МН — миниатюрная, СМ — самолетная, О — с отогнутыми концами, Т — термоизлучатель. На рис. 3.1, *д—ж* приведены различные типы галогенных ламп; их характеристики даны в табл. 3.2.

Электрические лампы накаливания для киноаппаратуры. Эти лампы предназначены для использования в звукозаписывающей, звуковоспроизводящей, проекционной и копировальной аппаратуре. Для малоформатных диапроекторов применяют лампы марок К127-100, К127-300, К220-300. Для восьми- и шестнадцатимиллиметровых кинопроекторов предназначены лампы К16-90, К16-90-1, К21-500.

[1] **Каталог** 09.30.26—78. Лампы накаливания. М.: Информ. электро., 1978. 90 с.

Таблица 3.1. Лампы накаливания для оптических приборов

Тип лампы	Номинальные величины: Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, не более, мм: D	L	H	Тип цоколя	Номер технических условий
ОП 2,4-1,1	2,4	2,64	28	5	18	33	—	E10/13	ТУ 16-545.151—77
ОП 2,5-0,2	2,5	0,5	4	20			—	E10/20	
ОП 2,5-2		2,0	9	100	12	24	—	E10/13	
ОП 3-0,5	3	1,5	7		5,5	66	—	Специальный	ТУ 16-535.610—71
ОП 3,5-0,9		0,9	7,5; 7,6	40; 50	12	24	—	E10/13	ТУ 16-545.091—76
ИК 4-1,2		1,2	—	45	15,1	26	—	Специальный	ТУ 16-545.001—76
ОП 4-4	4	4	40	100	18	33	—	P10/14-4	ТУ 16-535.729—73
ОП 4-4-1						34	$10{,}5^{+0,2}_{-0,7}$	1Ф-С11	ТУ 16-535.765—73
ОП 4-4-2									ТУ 16-535.766—73
ОП 4,5-33	4,5	33	600	30	41	68	$29^{+0,5}_{-0,7}$	P20d/21	ТУ 16-535.662—72

Продолжение табл. 3.1

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, не более, мм			Тип цоколя	Номер технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*	*L*	*H*		
ОП 6-3	6	3	Не нормируется	1500	18	36,2	8,5±0,2	BA15*d*	ТУ 16-535.518—73
ОП 6-25-25 2-я нить		25	312	100; 50	26	47	28±2	B15*d*/18	ТУ 16-535.733—73
ОП 6,8-11,5	6,8	11,5	125	200; 250	21	56	31±1,5	B15*d*/18	ТУ 16-535.704—75
ОП 6,3-0,22	6,3	1,38	8,5	750	12	24	—	E10/13	ТУ 16-535.666—72
ОП 7-0,5	7	3,5	40	20	18	33	—		ТУ 16-535.151—77
ОП 7-10+10		10	70	100	13	31	18±1,5	B15*d*/18	ТУ 16-535.733—73
ОП 7-10+10 2-я нить				50					
ОП 8-0,6	8	4,8	48	150	15,5	28	—	E10/13	ТУ 16-535.666—72
ОП 8-3,2		3,2	29	50	12	24	—		ТУ 16-545.151—77
ОП 8-9		9	84		18	33	—		

Продолжение табл. 3.1

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, не более, мм			Тип цоколя	Номер технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*	*L*	*H*		
ОП 8-100	8	100	1600	500	60	110	44±1	1Ф-С34-1	ТУ 16-535.664—72
ОП 11-40	11	40	840	40	21	57	35±0,25	1Ф-Д30-1	ТУ 16-535.713—73
ОП 12-15	12	15	130	1000	25	80	45±2	1Ф-Ш15-2	ТУ 16-545.089—76
ОП 12-100		100	2500	25	51	88	35±0,5	1Ф-С34-1	ТУ 16-545.025—75
ОП 12-100-1									ТУ 16-535.933—74
ОП 13-50	13	50	1500	1	21	57	—	2Ф-Д30-1	ТУ 16-535.714—73
ОПМТ 26-15	26	15	142	100	20	42	23±0,8	Специальный	ТУ 16-535.662—72
ОП 33-0,3	33	9,9	130	150	26	90	55±3	E14/25×17	ТУ 16-535.730—73
ОПТ 127-0,1	127	12,7	75	40 000	4,8	224	—	Специальный	ТУ 16-545.059—75

Примечание. Лампа типа ОП 3-0,5 изображена на рис. 3.1, *а*; типа ИК 4-1,2 — на рис. 3.1, *б* и типа ОП 4,5-3,3 — на рис. 3.1, *в*.

Таблица 3.2. **Кварцевые галогенные лампы накаливания**

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм, не более		Номер технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*	*L*	
КГМ 6,6-45	6,6	45	750	1000	8,5	60	ТУ 16-535.997—75
КГМ 6,6-65		65	1 100		11		
КГМ 6,6-100		100	2 000				
КГМ 6,6-100-1				700		64	ТУ 16-535.943—74
КГМ 6,6-200		200	4 400	500	14,5	60	ТУ 16-535.997—75
КГМ 6,6-200-1						64	ТУ 16-535.943—74
КГСМ 27-40	27	40	20 ***		9,25	41	ТУ 16-535.866—74
КГСМ 27-85		85	22 ***		12,5	51	ТУ 16-535.866—74
КГСМ 27-150		150					
КГМ 6-20+20 2-я нить	6	20	250; 270 *	200	11	37	ТУ 16-535.229—75
КГМ 9-70 **	9	70	$20 \cdot 10^6$; $20 \cdot 10^6$ *			47	
КГМ 12-100	12	100	2 900; 3 000 *	85	13	45	ТУ 16-535.511—76

Продолжение табл. 3.2

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм, не более		Номер технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*	*L*	
КГМ 24-150	24	150	5 000	50	15	47	ТУ 16-535.483—75
КГМ 30-300-2 **	30	300	$35 \cdot 10^6$	50; 55*		55	ТУ 16-535.430—75
КГМ 40-750	40	750	23 500	150	28	110	ТУ 16-535.711—73
КГМ 127-500	127	500	12 000	50	25	85	ТУ 16-535.630—76
КГМ 127-750		750	19 000		25,5	91	ТУ 16-535.656—72
КГМ 220-500	220	500	12 000		25	85	ТУ 16-535.630—76
КГМ 220-750		750	18 000		25,5	91	ТУ 16-535.658—72
КГМ 6,3-15	6,3	15	210	200	6,3	30	ТУ 16-535.366—75
КГМ 9-75	9	75	35	55	11	40	ТУ 16-535.386—76
КГМ 9-75-1					13,5	45	
КГМ 12-20	12	20	400	50	4,6	24	ТУ 16-535.716—73
КГМ 12-40		40	720	120; 130 *	10,5	45	ТУ 16-535.261—76

Продолжение табл. 3.2

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм, не более		Номер технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*	*L*	
КГМ 12-100-2	12	100	1 800; 2 000 *	350	11,5	47	ТУ 16-535.230—74
КГМ 12-200		200	5 000	150	19	108	ТУ 16-535.987—75
КГМ 14-50	14	50	—	2	8,5	40	ТУ 16-545.009—75
КГМ 27-5	27	5	50	200	5	14	ТУ 16-535.981—75
КГМ 27-27		27	590	10	6,3	32	ТУ 16-535.998—75
КГМ 27-27-1			500	—	10	85	ТУ 16-535.683—72
КГМ 27-30-1		30	600	100	16,5	41	ТУ 16-535.865—74
КГМ 27-50		50	22	50	13	38	ТУ 16-535.699—73
КГМ 27-100		100	3 200	15	15	50	ТУ 16-535.999—75
КГМ 27-400		400	10 800	250	29	85	ТУ 16-535.060—75

Примечание. Лампа типа КГМ 6-20+20 изображена на рис. 3.1, *д*; типа КГМ 12-40 — на рис. 3.1, *е* и типа КГМ 12-100-2 — на рис. 3.1, *ж*.

* Параметры ламп со знаком качества. ** В четвертой графе дается габаритная яркость, кд/м². *** Световая отдача, лм/Вт.

Таблица 3.3. **Лампы накаливания для киноаппаратуры**

Тип лампы	Номинальные величины			Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм					Тип цоколя	Номер стандарта или технических условий
	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм		*D*, не более	*L*, не более	*H*	*b*, не более	*l*, не более		
К 4-3-2	4	3	26	100	26	51	31±3	0,18	3,0	B15*s*/18; B15*d*/18	ГОСТ 4019—74
К 5-35	5	35	85	600	31	91	60±3	2,5	9,0	E14/29×22	
К 6-30	6	30	550	150	22	57	30±0,15	1,2	3,1	1Ф-Д30-1	
К 6-30-1			580	50	26	51	29±2	1,5	4,5	B15*s*/18	ТУ 16-545.068—76
К 6-30-3			570; 580 *	30; 35 *	22	57	31±2			B15*s*/18; B15*s*/19	ГОСТ 4019—74
К 10-50	10	50	900; 960 *	100; 100 *	25	86	60±3	2,0	6,0	E14/25×17	
К 10-50-2			900	100	26	78	17±0,5			1Ф-Д30-1	
К 10,5-80-2	10,5	80	2 000; 2 000 *	25; 25 *			10,5±1,5	1,8	55	B15*s*/18	
							37±0,5			2Ф-Д30-1	
К 12-30	12	30	530; 530 *	50; 50 *	25	86	60±3	1,5	4,0	E14/25×17	

Продолжение табл. 3.3

Тип лампы	Номинальные величины: Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм: D, не более	L, не более	H	b, не более	l, не более	Тип цоколя	Номер стандарта или технических условий
К 12-30-2	12	30	600; 600 *	50; 50 *	43	70	41±2	0,8	7,0	B15*d*/18	ГОСТ 4019—74
К 12-50		50	1 120; 1 120 *		51	77	45±2	0,95	7,2	B15*d*/18	
К 12-90	12	90	2 500; 2 500 *	25; 25 *	26	83	40±1,5	3,5	4,5	B15*s*/18	
К 17-170 **	17	170	$22 \cdot 10^6$; $23 \cdot 10^6$ *	30; 30 *	27	155	60±0,5	4,3	6,5	1Ф-С34-1	
К 17-172 **						150	81,5±1			P26*s*/31	
К 30-400 **	30	400	$22 \cdot 10^6$ *	60	37	155	60±0,5	6,4	8,9	1Ф-С34-1	
К 40-750 **	40	750	$20 \cdot 10^6$ *	40	45	175	66±0,5	9,4	13,6		
К 60-750	60		22 500; 22 500 *	30; 30 *	61	196	60±0,5	—	—		
К 16-90	16	90	90	20	40	96	41±2	—	—	Специальный	ТУ 16-535.728—73
К 16-90-1				15			39±1,5	—	—		

Продолжение табл. 3.3

Тип лампы	Номинальные величины: Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм: D, не более	L, не более	H	b, не более	l, не более	Тип цоколя	Номер стандарта или технических условий
К 4-3	4	3	26	100	26	51	23±0,3	—	—	P19*s*/13	ТУ 16-535.533—77
К 6-100	6	100	2 000	25	37	97	45±0,5	—	—	1Ф-С34-1	
К 8-40	8	40	560	100	43	77	46±2	—	—	E14/25×17	
К 8-55	8	55	1 400	15	25	83	36±0,5	—	—	P19*s*/13	
К 110-300	110	300	6 450; 5 700 *	50; 50 *	37	145	70±3	8,0	8,5	B22*d*/25	
К 110-500-2		500	11 000	30		155	81,5±0,5	10,0	10,0	P26*s*/31	
К 110-750		750	17 250								
К 115-750	115		18 000	25			80±5	11,0	11,0	E27/27	
К 127-100	127	100	1 700; 1 750 *	55	25	78	40±1	8	8	1Ф-Ш-15-2	ТУ 16-535.076—75
К 220-100	220		1 650; 1 700 *								

Обозначение ламп аналогично ЭЛНОП (К — киноаппаратурная). На рис. 3.1, *в—к* изображены лампы накаливания для киноаппаратуры; в табл. 3.3 приведены их характеристики [1].

Продолжение табл. 3.3

Тип лампы	Номинальные величины: Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Средняя продолжительность горения, ч	Размеры, мм: *D*, не более	*L*, не более	*H*	*b*, не более	*l*, не более	Тип цоколя	Номер стандарта или технических условий
К 127-150	127	150	2 480; 2 600 *	200; 200*	37	144	74±3	25	1	E27/27	ТУ 16-535.533—77
К 127-150-1						145	62±3			B22*d*/25	
К 127-300		300	6 450; 6 700 *	50; 50 *			70±3	8,5	8,0		
К 127-300-2			6 700	30	27	105	35±1	10	12	1Ф-Ш15-2	ТУ 16-535.342—73
К 220-300	220		5 400; 6 250 *	50; 50 *	37	145	70±3	13,0	13,0	B22*d*/25	ТУ 16-535.533—77
К 220-300-2			6 700	30	27	105	35±1	10	12	1Ф-Ш15-2	ТУ 16-535.342—73
К 38-50	38	50	120	25	43	96	47±0,5	—	—	P30*s*/10,3×20	ТУ 16-535.889—74

Примечание. Лампа типа К 110-300 изображена на рис. 3.1, *з*; типа К 220-300 — на рис. 3.1, *и*; типа К 38-50 — на рис. 3.1, *к*.

* Параметры ламп со знаком качества. ** Для ламп К 17-170, К 17-170-2, К 30-400, К 40-750-1 вместо светового потока указана яркость кд/м².

3.2. НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВИДЫ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Дуговые лампы высокого и сверхвысокого давления. Эти лампы имеют несколько разновидностей; их параметры приведены в табл. 3.4.

Рассмотрим характеристики некоторых ламп.

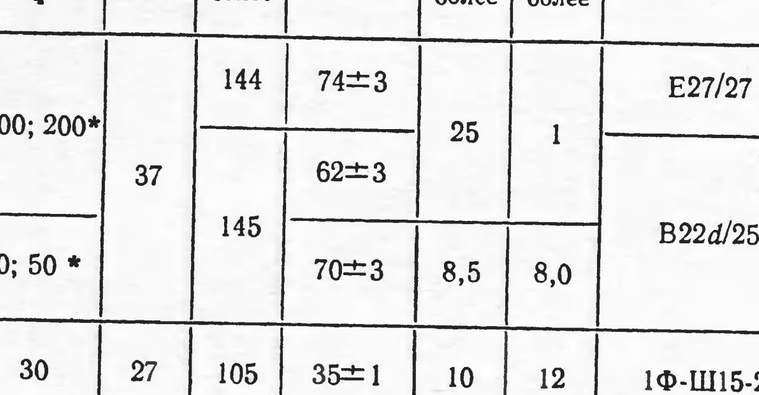


Рис. 3.2. Спектр излучения (*а*) и общий вид (*б*) ртутно-кварцевой лампы

Ртутно-кварцевые лампы излучают в видимом и ультрафиолетовом диапазоне. Разрядный промежуток имеет яркость до 1000 Мкд/м²; спектр излучения линейчатый (рис. 3.2, *а*); время разгорания 2—5 мин; для поджига на дополнительный электрод (рис. 3.2, *б*) подается высокое напряжение.

Ксеноновые лампы с дуговым разрядом дают непрерывное излучение большой яркости в видимой и ближней инфракрасной области (рис. 3.3). Время включения незначительно; они взрывоопасны; питаются постоянным током и имеют конструкцию аналогичную ртутной лампе.

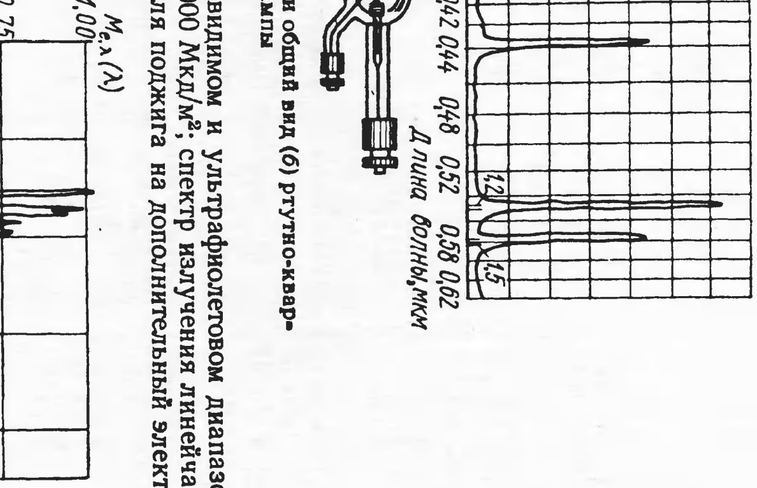


Рис. 3.3. Спектр излучения ксеноновой лампы (штрихами обозначен спектр излучения Солнца)

Циркониевые газоразрядные лампы (рис. 3.4, *а*) применяются в фотографии и имеют большую яркость при малых размерах; излучение можно модулировать звуковыми частотами; питание от сети 220 В; зажигание осуществляется индуктором; спектр излучения от 0,3 до 4 мкм (рис. 3.4, *б*).

Светодиоды. В светодиодах используется явление электролюминесценции, возникающее при пропускании тока в прямом направлении через *p-n* переход. Основными материалами светодиодов в настоящее время служат GaAs, GaP, GaInP, GaAsP. Достоинством светодиодов являются их малые размеры, небольшая стоимость, линейная зависимость световых параметров от тока питания, возможность модуляции излучения питанием.

[1] См. сноску с. 20.

Таблица 3.4. **Основные технические параметры и размеры дуговых ламп [48]**

Тип лампы	Напряжение, В	Мощность, Вт	Сила тока, А	Световой поток, клм	Яркость, Мкд/м²	Длина дуги, мм	Длина колбы, мм	Срок службы, ч	Тип цоколя	Номер стандарта или технических условий
Лампы ртутные сверхвысокого давления										
ДРШ 100-2	20	100	5,2	—	1000	0,4	85	100	Специальный	СУ 3.374.173 ТУ 16.535.281—74
ДРШ 250-3	72	250	—	12,5	100	—	145	500		
ДРШ 500М	76	500	—	22	130	4,5	190	600		
ДРШ 1000	90	1000	—	53	120	8	232	100		СУО.337.054
Лампы ртутно-кварцевые высокого давления										
ДРТ 375 (ПРК-2)	120	375	3,7	—	—	—	265	2500	Специальный	ТУ 16.535.280—74
ДРТ 2500	850	2500	34	8,5	—	—	1200	3500		ТУ 16.535.387—70
Лампы ртутные высокого давления с исправленной цветностью										
ДРЛ 125	125	125	—	5,6	—	—	184	10 000	E27/32×30 E40/45	ГОСТ 16354—77
ДРЛ 250	130	250	—	12,5	—	—	227			
ДРЛ 400	135	400	—	22,0	—	—	292			
ДРЛ 700	140	700	—	38,5	—	—	368			
Лампы ртутные низкого давления										
ДБ 15	54	15	0,3	—	—	—	451,6	3000	C13/24	ТУ 16.535.273—75
Лампы дуговые ксеноновые										
ДКСШ 120	10—13	120	10—12	—	700	0,4	100	100	Специальный	ОДО.337.078 СУ 3.374.127 ТУ 16.535.251—64 СУ 3.374.217 ТУ 16.535.573—71
ДКСШ 200	22	200	12	—	90	2—2,5	149	500		
ДКСШ 1000-2		1000	—	—	250	—	260	750		
ДКСШ 2000	27,5	2000	—	—	400	4,3	320	1000		
ДКШ 3000-3	32,5	3000	100	105	600		330	650		
Лампы дуговые циркониевые										
ДАЦ 50	220	50	—	—	30	1,0	115	75	1ФС34-1	СУ 3.374.040

Таблица 3.5. **Параметры отечественных светодиодов (свечение в видимой области) [58]**

Тип светодиода	Цвет свечения	Спектр излучения		Номинальная сила света, мкд	Номинальная яркость, кд/м²	Номинальное прямое напряжение, В	Номинальный прямой ток, мА	Ширина диаграммы направленности, град.	Световая номинальная отдача, лм/Вт
		λ_{max}, нм	Ширина основной полосы по уровню 0,5, нм						
АЛ 307 А	Красный	670	30	0,5	—	1,7	10	40	—
АЛ 307 Б				3,0	—				—
АЛ 307 Г	Зеленый	565	35	2,5	—	2,0	20	80	0,13
АЛ 102 В				—	350				—
АЛ 102 Д				—	750				—
АЛ 102 Б	Красный	700	100	—	200		10	120	—
АЛ 301 Б				—	100				—

В настоящее время промышленностью США и Японии выпускается большое количество светодиодов на основе GaAs, работающих в спектральном диапазоне 850—950 нм с мощностью излучения от 50 мкВт до 200 мВт и с быстродействием — 1—8 нс. Мощность излучения светодиодов, работающих в видимом диапазоне,

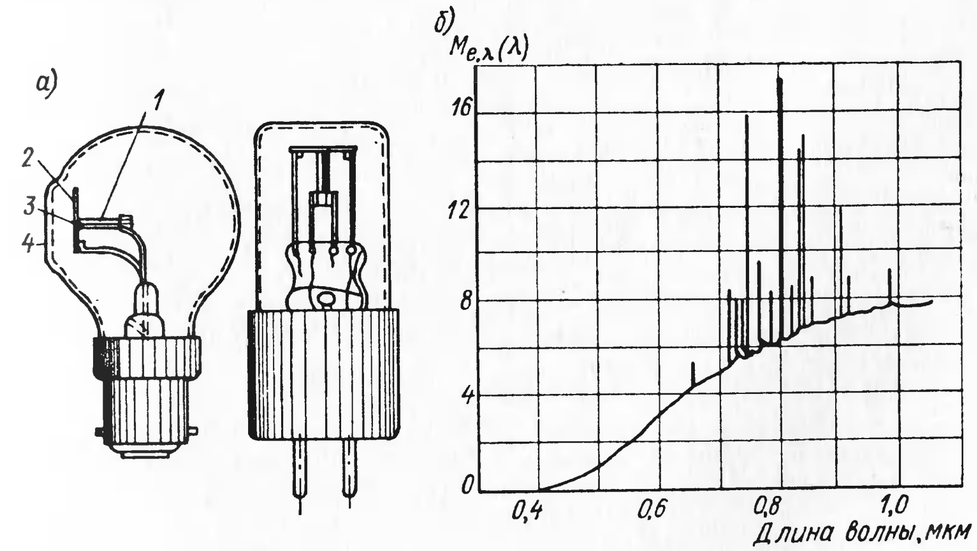


Рис. 3.4. Общий вид (*а*) и спектр излучения (*б*) циркониевых газоразрядных ламп: *1* — катод; *2* — плоский анод; *3* — отверстие в аноде; *4* — окно колбы

не превышает 1 мВт. В табл. 3.5 приведены параметры некоторых отечественных светодиодов, работающих в видимом спектральном интервале.

Лазеры. Они широко используются как источники излучения при необходимости сосредоточить максимальную энергию в небольшом телесном угле и в узком спектральном диапазоне.

Таблица 3.6. **Параметры отечественных лазеров [19]**

Тип лазера	Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости,...	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим); Дж (импульсный режим)	Специальные данные
Газовые	Гелий-неоновый; ЛГ-56	0,6328	Непрерывный многомодовый	10	$2 \cdot 10^{-3}$ Вт	Имеет пылевлагонепроницаемый корпус
	ЛГ-75				$25 \cdot 10^{-3}$ Вт	Устойчив к разъюстировке
	ОКГ-12			20×40	$20 \cdot 10^{-3}$ Вт	Долговечность 500 ч
	ЛГ-38		Непрерывный одномодовый	1,8	$50 \cdot 10^{-3}$ Вт	С автоподстройкой зеркал резонатора
	ЛГ-169		Непрерывный многомодовый	15	$20 \cdot 10^{-3}$ Вт	Резонатор с внутренними зеркалами
	Аргоновый; ЛГ-109	0,488			1 Вт	Водяное охлаждение
	ЛГИ-37	0,526 0,5353 0,5397 0,5955	Импульсный, Δt=0,3 мкс; f=0,1÷÷0,7 кГц	6	Импульсная мощность 20 Вт	Не менее 100 ч долговечность активного элемента
	Гелий-кадмиевый; КЛ-1	0,4416	Непрерывный одномодовый		$5 \cdot 10^{-3}$ Вт	—
	Азотный; «Сигнал-2»	0,337	Импульсный, Δt=15 нс; f=220 Гц	3	Импульсная мощность $(5 \div 10)10^3$ Вт	Потребляемая мощность 0,3 кВт
Твердотельные	Неодимовый с удвоением частоты; ИТ-115	0,53	Импульсный, Δt=50 нс; f=15 Гц	—	Импульсная мощность $0{,}5 \cdot 10^6$ Вт	Модуляция добротности вращением призмы

Продолжение табл. 3.6

Тип лазера	Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости,...	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим); Дж (импульсный режим)	Специальные данные
Твердотельные	Рубиновый; ОГМ-20	0,6943	Импульсный, Δt=20 нс; f=1 Гц	На выходе телескопа <2	0,4 Дж	Снабжен телескопом Г=0,1× и визиром Г=10×
	Рубиновый; ГОР-100М		Импульсный, f=1/180 Гц	10	100 Дж	—
	Рубиновый; «Раздан-2А»		Импульсный, Δt=0,5 мс; f=2 Гц	50	2 Дж	Водяное охлаждение
	Рубиновый; ИТ-84		Импульсный, Δt=0,5 мс; f=1 Гц	На выходе телескопа 1	0,3—0,6 Дж	
Полупроводниковые	GaAs; «Колибри»	0,89—0,91	Импульсный, Δt=0,07 мкс; f=400÷÷2000 Гц	— —	1—5 Вт	Запуск от внешнего генератора
	GaAs; «Луч-3»	0,844	Импульсный, f=400÷÷2000 Гц	—	10 Вт	Охлаждение жидким азотом
	GaAs; «Комета-1»	0,84—0,86	Импульсный, Δt=200 мкс; f=1÷10 кГц	—	3 Вт	

Ориентировочная ширина спектра газовых лазеров — 10^{-3}—10^{-4} нм, твердотельных — 10^{-1}—10^{-2} нм, полупроводниковых — 1—10 нм. При принятии специальных мер у газовых лазеров можно получить ширину спектра излучения 10^{-7}—10^{-8} нм. Параметры некоторых отечественных лазеров, согласно работе [19], приведены в табл. 3.6.

Глава 4

ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Фотоэлементы. Электровакуумным фотоэлементом называют вакуумный или ионный диод, основанный на явлении фотоэлектронной эмиссии электронов (под действием оптического излучения) в вакуум (вакуумный фотоэлемент) или в газ (ионный фотоэлемент), преобразующий энергию оптического излучения в электрический сигнал и содержащий фотокатод (фоточувствительный слой) и анод. Спектральная чувствительность S_λ известных фотоэлементов определяется типом фотокатода и материалом баллона и лежит в пределах 0,215—1,1 мкм. Для оценки ее разработана система типовых спектральных характеристик *С*-1—*С*-15 (рис. 4.1, *а*, *б*). Интегральная чувствительность фотоэлемента $S_и$ (от 10 до 400 мкА/лм) и темновой ток $I_т$ (от 10^{-7} до 10^{-12} А) зависят от приложенного напряжения (30—300 В). Линейность световой характеристики фотоэлемента сохраняется до 0,3 лм. Постоянная времени у импульсных сильноточных фотоэлементов типа ФЭК-09, работающих непосредственно на трубку быстродействующего осциллографа, достигает 10^{-10}— $3 \cdot 10^{-11}$ с.

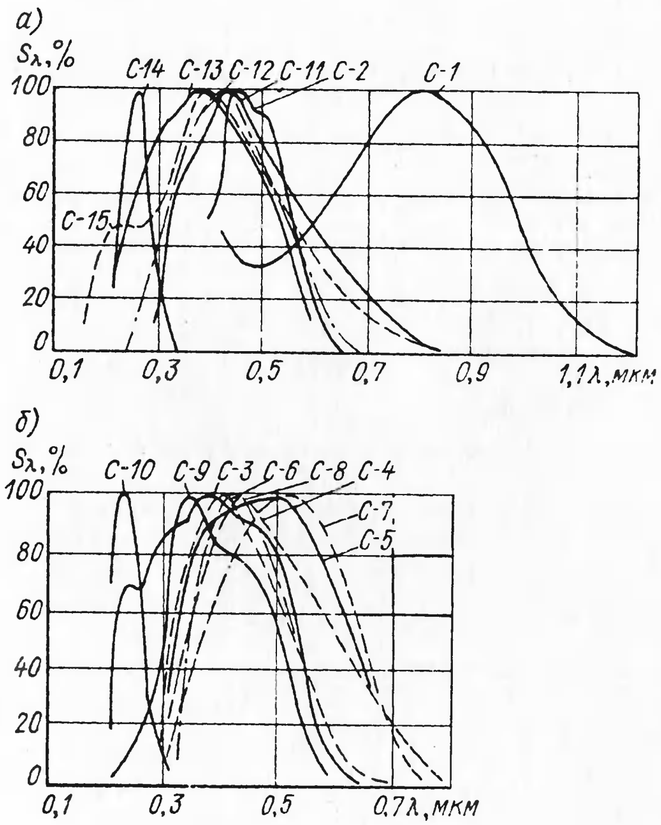


Рис. 4.1. Спектральные характеристики фотокатодов

При длительном освещении у фотоэлемента наблюдается значительное уменьшение его интегральной и спектральной чувствительности («утомление»). На рис. 4.2 приведены некоторые серийные электровакуумные фотоэлементы и схемы их включения.

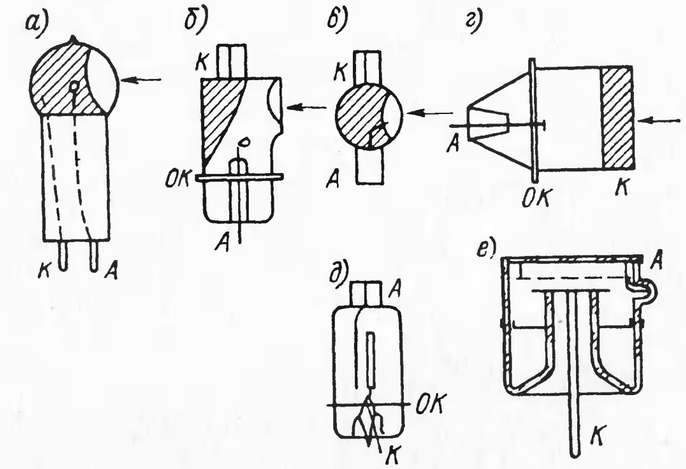
Фотоэлементы с массивным непрозрачным фотокатодом типа СЦВ-4 и Ф-8 применяются в звуковом диапазоне частот в киноаппаратуре.

Фотоэлементы с полупрозрачным фотокатодом, нанесенным на внутреннюю поверхность цилиндрической (Ф-10) или шаровой (Ф-3, Ф-6, Ф-9 и Ф-27) колбы, освещаемые с тыльной стороны, используются для физических исследований при регистрации несфокусированных световых потоков.

В измерительных фотоэлементах (Ф-1, Ф-6, Ф-9, Ф-10) для точных фотометрических измерений слабых или медленно изменяющихся световых потоков вваривается охранное кольцо, исключающее из выходного сигнала тока утечки между выводами катода и анода. В табл. 4.1 даны параметры некоторых отечественных фотоэлементов.

Фотоэлектронные умножители. Фотоумножитель (ФЭУ) отличается от фотоэлемента наличием усиления тока фотокатода, посредством вторичной эмиссии электронов на промежуточных электродах (динодах), перед его попаданием на анод (рис. 4.3).

При освещении фотокатод *1* эмитирует первичные фотоэлектроны, которые ускоряются электрическим полем и фокусируются через диафрагму *3* электронно-оптической системой *2* на первый динод ($Э_1$), вызывая его увеличенную вторичную электронную эмиссию и т. д.



Электростатическое поле, ускоряющее электроны, создается делителем постоянного напряжения, обеспечивающим больший положительный потенциал каждого последующего каскада относительно предыдущего (R_1 — R_{11}). Питающее напряжение ФЭУ составляет от 700—900 до 1800—3200 В в зависимости от типа ФЭУ.

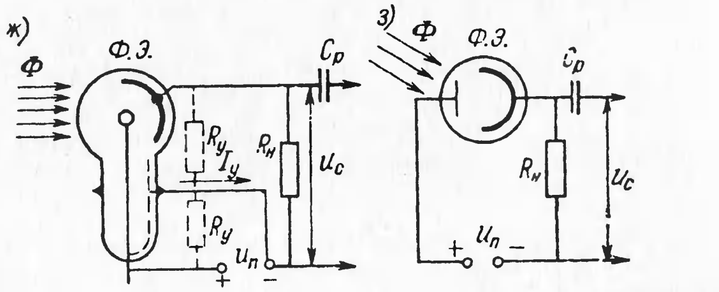


Рис. 4.2. Схематические устройства и способы включения некоторых фотоэлементов: *а* — СЦВ-1; *б* — Ф-1; *в* — Ф-8; *г* — Ф-10; *д* — Ф-7; *е* — Ф-22 (сильноточный, импульсный); *ж* — включение с охранным кольцом; *з* — включение без охранного кольца

Фотокатоды ФЭУ и их спектральные характеристики такие же, как и у фотоэлементов. Фотокатоды работают на просвет и на отражение. При работе на просвет (торцевой вход) полупрозрачный фотокатод наносится на плоское входное окно колбы *4*. При работе на отражение входное окно располагают на боковой стенке колбы *4* и излучение через него попадает на фотокатод со стороны вакуума (боковой вход). Неравномерность чувствительности фотокатодов ФЭУ на краю достигает 20 %. Интегральная анодная чувствительность ФЭУ различных типов лежит в пределах от $6 \cdot 10^{-4}$ А/лм (однокаскадный ФЭУ-4) до 3000 А/лм (одиннадцатикаскадный ФЭУ-87), а значение темнового тока (ограничивающего пороговый поток) достигает 10^{-6}—10^{-14} А в зависимости от числа каскадов умножения и напряжения питания. Анодная чувствительность однотипных образцов может отличаться на порядок и более.

Серийным двенадцатикаскадным ФЭУ можно регистрировать сигнал на выходе от одного упавшего на фотокатод кванта света. Фотоумножители типов 18А, 20А, 26 с боковым оптическим входом и массивными катодами, расположенными в глубине колбы, используются для измерения узких (сфокусированных) пучков. Фотоумножители с полупрозрачными торцевыми фотокатодами типов 27, 31А, 51, 60, 64, 68, 69А, 79, 86, 101 обладают высокой пороговой чувствительностью и применяются для измерения предельно слабых световых потоков. Фотоумножители типов 24, 31, 35, 37, 74 и 102 применяются в спектрометрической аппаратуре.

Для исследования коррелированных во времени физических процессов и изучения формы световых сигналов в наносекундном диапазоне применяются ФЭУ типов

36, 50, 72, 77, 87, обладающие малой постоянной времени (до 3 нс). Для измерений в ИК и УФ областях спектра используются ФЭУ типов 28, 39А, 62, 71, 99, работающие в диапазоне от 0,16 до 1,2 мкм. Большую группу различного назначения составляют жалюзийные ФЭУ (динодная система в виде жалюзи).

Все жалюзийные ФЭУ выпускаются в бесцокольном оформлении. Основные области их применения следующие: 1) измерение пороговых потоков (типы 96, 103, 112, 114); 2) спектрофотометрия (типы 16, 49, 54, 56, 70, 81, 91, 93, 94, 95, 97); 3) телевидение и фототелеграфия (типы 14, 15, 16, 54, 55, 84, 92, 93, 114); 4) фотометрия (типы 14, 58, 70, 91, 92, 114); 5) ИК спектрометрия (типы 83, 110, 112, 113); 6) УФ спектрометрия (тип 57); излучение ОКГ (типы 83, 84, 114).

Жалюзийные ФЭУ имеют широкий диапазон линейности световой характеристики, высокую стабильность анодного тока, меньшую чувствительность к небольшим изменениям межкаскадных напряжений, стабильность анодного тока при наличии магнитных полей и большую площадь динода, что позволяет работать при повышенных токовых нагрузках.

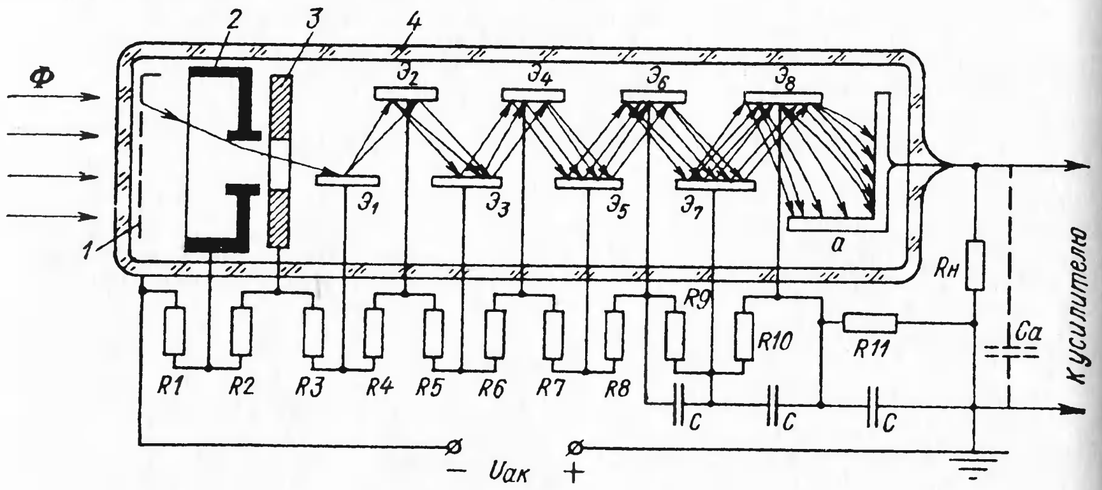


Рис. 4.3. Принципиальная схема ФЭУ:
1 — фотокатод; *2* — фокусирующий электрод; *3* — диафрагма; *4* — стеклянный баллон (Э1—Э8 — диноды, *а* — анод)

В жалюзийных ФЭУ между катодной камерой и динодной системой помещается электрод-модулятор, позволяющий модулировать выходной сигнал при постоянном световом потоке.

Для устранения нарушения линейности работы ФЭУ (при работе с мощными световыми импульсамч, когда с последних динодов собираются импульсы тока в диапазоне 1,0—1,5 А, приводящие к изменению потенциалов динодов из-за большой постоянной времени делителя напряжения) последние каскады шунтируют конденсаторами подпитки.

Сопротивление делителя напряжения выбирают в диапазоне 20—50 кОм на каскад таким образом, чтобы ток делителя превосходил анодный на порядок, а при линейности ФЭУ, соответствующей 1—2 %, — в 100—500 раз.

В противном случае колебания анодного тока перераспределят токи делителя, изменят потенциалы динодов, что вызовет изменение коэффициента усиления ФЭУ и нарушит его линейность.

Нестабильность напряжения источника питания следующим образом влияет на коэффициент усиления ФЭУ:

$$\frac{\Delta M}{M} = (0{,}7 \div 1{,}0)\, n \frac{\Delta U}{U},$$

где $\Delta M/M$ — относительное изменение коэффициента усиления; $\Delta U/U$ — относительное изменение питающего напряжения; n — число каскадов ФЭУ.

Таким образом, для обеспечения постоянства выходного сигнала в пределах 1 % колебание напряжения не должно превышать 0,05—0,1 % (пульсации должны быть меньше 0,005—0,01 %), что обеспечивается электронной стабилизацией.

Таблица 4.1. Параметры некоторых фотоэлементов [5]

Тип фотоэлемента	Тип входа и размеры фотокатода, мм	Номер спектральной характеристики	Интегральная чувствительность, мкА/лм	Спектральная чувствительность, мкА/мВт (при λ, мкм)	Габаритные размеры, мм: Длина	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Долговечность, ч	Напряжение питания, В	Темновой ток, А (при $U = 100$ В)	Номер технических условий
СЦВ-3	Б; ∅ 26	С-2	⩾80	—	62	26	1000	240	⩽$1 \cdot 10^{-8}$	СУО.335.007.ТУ
СЦВ-4	Б; 11 см²	С-2	⩾80	—	125	38,5	1000	240	⩽$1 \cdot 10^{-7}$	СУ 3.358.003.ТУ
СЦВ-51	Б; ∅ 30	С-2	⩾80	—	63	30	1000	240	⩽$1 \cdot 10^{-8}$	СУО.335.007.ТУ
Ф-1	Б; 25×10	С-3	⩾70	3,46(0,6); 39,8(0,4)	103	40	400	100	⩽$1 \cdot 10^{-14}$	СУ 3.358.019.ТУ
Ф-3	Б; ∅ 90	С-7	⩾40	11(0,4); 0,95(0,75)	140	90	200	50	⩽$1 \cdot 10^{-9}$	СУ 3.358.023.ТУ
Ф-5	Б; ∅ 25	С-1	⩾8	0,62(0,6); 0,0124(1,1)	95	42	700	100	⩽$5 \cdot 10^{-11}$	СУ 3.358.000.ТУ
Ф-6	Б; ∅ 25	С-7	⩾40	8(0,4); 10(0,55)	76	33	500	30	⩽$1 \cdot 10^{-11}$	СУ 3.358.031.ТУ
Ф-8	Б; 15 см²	С-11	⩾80	—	59	25	500	150	⩽$1 \cdot 10^{-8}$	СУ 3.358.040.ТУ
Ф-7	Б; ∅ 28,5	С-10	—	$1 \cdot 10^{-4}$(0,253)	97	44	200	100	⩽$1 \cdot 10^{-11}$	СУ 3.358.030.ТУ
Ф-9	Т; ∅ 39	С-11	⩾100	5(0,75)	88	40	500	100	⩽$3 \cdot 10^{-11}$	СУ 3.358.050.ТУ

Продолжение табл. 4.1

Тип фотоэлемента	Тип входа и размеры фотокатода, мм	Номер спектральной характеристики	Интегральная чувствительность, мкА/лм	Спектральная чувствительность, мкА/мВт (при λ, мкм)	Напряжение питания, В	Темновой ток, А (при $U = 100$ В)	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
								Длина	Диаметр	
Ф-10	Т; ∅ 60	С-11	⩾80	30(0,4); 5(0,75)	100	⩽$1\cdot10^{-12}$	500	100	70	СУ 3.358.054.ТУ
Ф-13	Т; ∅ 25	С-11	⩾40	3,5(0,7)	100	⩽$1\cdot10^{-13}$	—	50	40	СУ 3.358.083.ТУ
Ф-15	Б; 9 см²	С-11	⩾145	35(0,4); 27(0,6)	100	—	500	88	38,5	СУ 3.358.111.ТУ
Ф-17	Т; 35 см²	С-6	⩾70	50(0,215)	100	$5\cdot10^{-13}$	150	66	32	—
Ф-21	Т; ∅ 25	С-1	>8	0,6(0,55); 0,9(0,75)	100	⩽$3\cdot10^{-10}$	—	33	41	СУ 3.358.124.ТУ
Ф-22	Т; ∅ 25—26	С-11	⩾50	18(0,6)	100	⩽$1\cdot10^{-13}$	—	37	36	ТУ 11.СУ 3.358.128.ТУ
Ф-26	Т; 10 см²	Sb-Cs-K	140	70(0,215)	30—300	$2\cdot10^{-14}$	1000	104	40	—
ЦГ-1	Б; ∅ 45	С-1	⩾75	—	240	⩽$1\cdot10^{-7}$	700	131	56	СУО.335.007.ТУ
ЦГ-3	Б; ∅ 26	С-1	⩾100	—	240	⩽$1\cdot10^{-7}$	700	62	26	СУО.335.007.ТУ

Примечание. Б — боковой вход; Т — торцевой вход.

Таблица 4.2. **Параметры некоторых ФЭУ [5]**

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры τ_1 и τ_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
										Длина	Диаметр	
ФЭУ-1	0,35—0,7	—	Б	220(1)	⩽$1\cdot10^{-7}$	⩾$4\cdot10^{-4}$	—	—	100	106	38	СУО.335.009ТУ
ФЭУ-4	0,2—0,85	0,35—0,45	10×25; Б	240(1)	⩽$1\cdot10^{-14}$	⩾$6\cdot10^{-4}$	—	—	150	100	38	СУ3.358.061ТУ
ФЭУ-6	0,16—0,65	—	⌀ 25; Б	300(1)	—	—	—	—	200	103	30	ОДО.335.007ТУ
ФЭУ-13	0,3—0,65	0,4—0,47	⌀ 45; Т	1700(12)	⩽$4\cdot10^{-7}$	⩾6	—	$\tau_1 = 6{,}0$; $\tau_2 = 30$	2000	179	52	СЕ3.335.074ТУ
ФЭУ-14А	0,32—0,75	0,47—0,51	⌀ 45; Т	1700(12)	⩽$4\cdot10^{-7}$	⩾6	—	$\tau_1 = 6{,}0$; $\tau_2 = 30$	2000	129	52	СЕ3.358.017ТУ
ФЭУ-15А	0,3—0,75	0,48—0,52	⌀ 20; Т	1700(12)	$1\cdot10^{-7}$	⩾30	—	$\tau_1 = 5{,}7$; $\tau_2 = 30$	—	100	36	СЕ3.358.020ТУ
ФЭУ-18А	0,3—0,6	0,36—0,42	16×5; Б	1400(13)	От $1{,}2\cdot10^{-10}$ до $3\cdot10^{-9}$	10(900); 1000(1400)	$2{,}2\cdot10^{-12}$	—	500	173	39	СУО.335.006ТУ
ФЭУ-20А	0,32—0,6	0,38—0,42	10×5; Б	900(8)	$8\cdot10^{-9}$	3	$2\cdot10^{-12}$	—	1000	90	34	СУ3.358.008ТУ
ФЭУ-22	0,4—1,2	0,65—0,85	16×5; Б	1400(13) max	$2\cdot10^{-8}$	1(1300); 3(1400)	—	—	500	173	48,5	СУ3.358.012ТУ

Продолжение табл. 4.2

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры τ_1 и τ_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм: Длина	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Номер технических условий
ФЭУ-24	0,3—0,62	0,4—0,42	⌀ 75; Т	1700(13)	От $4{,}5\cdot10^{-8}$ до $3\cdot10^{-7}$	10(1600); 100(2000)	—	—	750	236	80	СУ3.358.024ТУ
ФЭУ-26	0,32—0,62	0,38—0,42	4×4; Б	850(7)	$\leqslant5\cdot10^{-8}$	1	$1{,}12\cdot10^{-11}$	—	1000	65	29,5	СУ3.358.035ТУ
ФЭУ-27	0,3—0,8	0,48—0,52	⌀ 25; Т	1300(11)	$\leqslant5\cdot10^{-9}$	10(1500); 30(1800)	$6{,}75\cdot10^{-10}$	—	750	108	29,5	СУ3.358.026ТУ
ФЭУ-28	0,4—1,2	0,65—0,85	⌀ 25; Т	1300(11)	$\leqslant3\cdot10^{-7}$	1	$1{,}12\cdot10^{-10}$	—	1000	117	29,5	СУ3.358.045ТУ
ФЭУ-31А	0,3—0,62	0,34—0,44	⌀ 18; Т	1300(8) max	$5\cdot10^{-7}$	1(850); 10(1300)	$1{,}12\cdot10^{-11}$	—	500	76	22,5	СУ3.358.032ТУ
ФЭУ-35	0,3—0,62	0,38—0,42	⌀ 25; Т	1750(8) max	От $2\cdot10^{-9}$ до $1\cdot10^{-8}$	1(700); 30(1750)	—	—	3000	109	34	СУ3.358.033ТУ
ФЭУ-36	0,3—0,62	0,34—0,44	⌀ 34; Т	2900(13) max	$\leqslant2\cdot10^{-9}$	100(2100); 1000(2900)	—	$\tau_2 = 8$	1000	195	48,5	СУ3.358.041ТУ
ФЭУ-37	0,3—0,62	0,38—0,42	⌀ 34; Т	1800(11) max	$2{,}4\cdot10^{-9}$; $3\cdot10^{-8}$	10(1200); 1000(1800)	—	—	1500	178	48,5	СУ3.358.046ТУ

Продолжение табл. 4.2

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры τ_1 и τ_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм: Длина	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Номер технических условий
ФЭУ-39А	0,16—0,6	0,38—0,42	⌀ 34; Т	1800(11) max	$1\cdot10^{-8}$	1000 max	—	—	500	178	44	СЕ3.358.060ТУ
ФЭУ-49	0,3—0,85	0,37—0,5	⌀ 150; Т	1650(12)	$3\cdot10^{-7}$; $4\cdot10^{-6}$	10(1650); 100(2200)	—	$\tau_1 = 9{,}5$; $\tau_2 = 55$	1000	202	171	СЕ3.358.053ТУ
ФЭУ-50	0,35—0,6	0,38—0,42	15×150; Б	2000(11) max	$5\cdot10^{-5}$	100(1500); 1000(2000)	—	$\tau_1 = 6$; $\tau_2 = 25$	—	302	85	СУ3.358.057ТУ
ФЭУ-51	0,3—0,82	0,4—0,44	⌀ 25; Т	2300(11)	$\leqslant3\cdot10^{-7}$	1(1100); 100(2300)	$2{,}25\cdot10^{-12}$	—	100	110	30,0	СУ3.358.053ТУ
ФЭУ-54	0,32—0,65	0,38—0,48	⌀ 12; Т	2000(14)	$\leqslant4\cdot10^{-8}$; $\leqslant4\cdot10^{-7}$	10(1550); 100(1900)	—	$\tau_1 = 3{,}8$; $\tau_2 = 27{,}5$	1000	90	21,5	СЕ3.358.038ТУ
ФЭУ-55	0,32—0,75	0,45—0,55	⌀ 12; Т	2000(14)	$\leqslant6\cdot10^{-8}$; $\leqslant6\cdot10^{-7}$	10(1550); 100(1900)	—	$\tau_1 = 3{,}8$; $\tau_2 = 27{,}5$	1000	90	21,5	СЕ3.358.042ТУ
ФЭУ-56	0,32—0,65	0,38—0,48	⌀ 60; Т	1700(12)	$8\cdot10^{-8}$; $1\cdot10^{-6}$	10(1700); 100(2200)	—	$\tau_1 = 9{,}0$; $\tau_2 = 55$	1000	132	80	СЕ3.358.051ТУ
ФЭУ-57	0,23—0,35	—	⌀ 40; Т	1700(12)	$2\cdot10^{-8}$	—	—	—	—	110	52	—
ФЭУ-58	0,3—0,65	0,38—0,48	⌀ 12; Т	2000(14)	$\leqslant2\cdot10^{-7}$	30	—	—	1000	90	22	СЕ3.358.041ТУ

Продолжение табл. 4.2

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры τ_1 и τ_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
										Длина	Диаметр	
ФЭУ-60	0,3—0,6	0,38—0,42	⌀ 10; Т	1600(10)	$\leqslant 3\cdot10^{-8}$	10	$1{,}2\cdot10^{-12}$	—	800	70	15	СУ3.358.089ТУ
ФЭУ-62	0,4—1,2	0,65—0,85	⌀ 10; Т	1600(11) max	$6\cdot10^{-8}$; $6\cdot10^{-7}$	1(1300); 10(1600)	$1{,}12\cdot10^{-10}$	—	750	90	35	СУ3.358.068ТУ
ФЭУ-64	0,3—0,6	0,38—0,42	⌀ 5; Т	1500(11)	$\leqslant 5\cdot10^{-8}$	10(900); 1000(1500)	$5\cdot10^{-13}$	—	—	175	44	СУ3.358.065ТУ
ФЭУ-67Б	0,3—0,6	0,34—0,44	⌀ 10; Т	1200(8)	$\leqslant 3\cdot10^{-8}$	$\geqslant 10$	$2\cdot10^{-12}$	—	800	79	22,5	СУ3.358.097ТУ
ФЭУ-71	0,16—0,6	0,42—0,46	⌀ 16; Т	1300(11)	$1\cdot10^{-8}$; $5\cdot10^{-7}$	10(800); 1000(1300)	$0{,}83\cdot10^{-12}$	—	1000	107	30	СУ3.358.077ТУ
ФЭУ-72	0,35—0,6	0,34—0,44	⌀ 34; Т	2900(13) max	$1\cdot10^{-5}$	100	—	$\tau_1 = 2{,}5$; $\tau_2 = 7$	1000	160	52,5	—
ФЭУ-74	0,3—0,6	0,35—0,45	⌀ 25; Т	1900(11)	$3\cdot10^{-10}$; $2\cdot10^{-9}$	1(1300); 30(1900)	—	—	1000	118	29,5	СУ3.358.093ТУ
ФЭУ-77	0,38—0,83	—	⌀ 5; Т	2900(13)	$\leqslant 5\cdot10^{-9}$; $\leqslant 3\cdot10^{-8}$	100(2300); 300(2900)	$2{,}2\cdot10^{-13}$	$\tau_1 = 2{,}5$; $\tau_2 = 8$	1000	185	48	СУ3.358.094ТУ
ФЭУ-79	0,3—0,82	0,4—0,44	⌀ 6; Т	2400(14)	$\leqslant 4\cdot10^{-8}$	100(1850); 1000(2400)	$4\cdot10^{-13}$	—	1500	170	44	ГОСТ 5.748—77

Продолжение табл. 4.2

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры τ_1 и τ_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
										Длина	Диаметр	
ФЭУ-83	0,4—1,2	0,65—0,85	⌀ 24; Т	2100(12)	$9\cdot10^{-8}$; $9\cdot10^{-6}$	1(1300); 100(2100)	—	—	1000	119	35	ТУ11.СЕ3.358.046.ТУ
ФЭУ-81	0,32—0,65	0,38—0,48	⌀ 40; Т	2500(12)	$\leqslant 5\cdot10^{-8}$; $\leqslant 8\cdot10^{-7}$	10(1600); 100(2000)	—	—	2000	120	52	СЕ3.358.059ТУ
ФЭУ-84	0,3—0,8	—	⌀ 25; Т	1900(12) max	$\leqslant 2\cdot10^{-7}$	100	—	$\tau_1 = 8{,}88$	1000	118	34	ОРО.358.013ТУ
ФЭУ-87	0,3—0,6	—	⌀ 20; Т	3200(11)	$\leqslant 1\cdot10^{-7}$ $\leqslant 1\cdot10^{-6}$ $\leqslant 5\cdot10^{-6}$	100(2200); 1000(2600) 3000(3200)	—	$\tau_1 = 2{,}5$; $\tau_2 = 5$	1000	127	30	МРТУ.СЧ3.358.112.ТУ
ФЭУ-91	0,34—0,65	0,38—0,49	⌀ 25; Т	1700(12)	$\leqslant 5\cdot10^{-8}$	30	—	$\tau_1 = 6$	2000	180	40	СЕ3.358.803ТУ
ФЭУ-93	0,32—0,65	0,38—0,49	⌀ 40; Т	2100(12) max	$5\cdot10^{-8}$ $8\cdot10^{-7}$	10(1600); 100(2100)	—	—	2500	120	52	СЕ3.358.056ТУ
ФЭУ-97	0,23—0,68	0,36—0,46	⌀ 40; Т	2400(14)	$6\cdot10^{-8}$ $5\cdot10^{-6}$	30(1700); 1000(2400)	—	—	2500	117	52	СЕ3.358.066ТУ
ФЭУ-101	0,3—0,6	0,38—0,49	⌀ 10; Т	1500(11) max	$5\cdot10^{-9}$	100	$1{,}8\cdot10^{-12}$	—	—	87	20	—

Продолжение табл. 4.2

Тип ФЭУ	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Размер фотокатода, мм; оптический вход: Б — боковой; Т — торцевой	Напряжение питания, В, и число каскадов умножения	Темновой ток ФЭУ, А	Анодная чувствительность, А/лм, при напряжении, В	Пороговая чувствительность ФЭУ, лм/Гц$^{1/2}$	Временные параметры t_1 и t_2, нс	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм: длина	Габаритные размеры, мм: диаметр	Номер технических условий
ФЭУ-102	0,3—0,6	—	⌀ 16; Т	2000(12) max	⩽$3\cdot10^{-8}$	10	⩽$5\cdot10^{-12}$	—	1000	80	20	СУ3.358.130ТУ
ФЭУ-110	0,3—0,8	0,42—0,52	⌀ 63; Т	2200(12) max	⩽$5\cdot10^{-9}$	10(1300)	—	—	2000	135	80	СЕ3.358.806ТУ
ФЭУ-112	0,25—1,1	0,65—0,85	⌀ 5; Т	1800(14) max	⩽$3\cdot10^{-7}$	—	⩽$5\cdot10^{-11}$	—	1000	90	22,5	ОР3.358.074ТУ
ФЭУ-114	0,25—0,85	—	⌀ 10; Т	1400(14)	$5\cdot10^{-10}$	30	⩽$3\cdot10^{-12}$	—	1000	90	22,5	ОР3.358.072ТУ
ФЭУ-116	0,25—0,4	—	⌀ 10; Т	1900(14) max	⩽$5\cdot10^{-11}$	300 А/Вт	⩽$5\cdot10^{-13}$ Вт/Гц$^{1/2}$	—	1000	90	22	ОР3.358.075ТУ
ФЭУ-117	0,3—0,85	—	⌀ 25; Т	2200(11)	⩽$1\cdot10^{-8}$	30	—	—	500	90	32	СУ3.358.165ТУ
ФЭУ-120	0,23—0,68	—	⌀ 20; Т	2530(11) max	⩽$1\cdot10^{-6}$	100(1950); 1000(2200)	—	$\tau_1 = 2{,}5$	1000	110	30	СУ3.358.176ТУ
ФЭУ-122	0,3—0,62	—	⌀ 25; Т	1700(14)	⩽$1\cdot10^{-7}$	30	—	—	2000	94	30	АН3.358.029ТУ
ФЭУ-124	0,25—0,4	—	⌀ 10; Т	1000(5) max	⩽$1\cdot10^{-10}$	—	—	—	500	72	22,5	ОДО.335.131ТУ

Примечание. В таблице даны следующие обозначения: τ_1 — время нарастания анодного импульса, нс; τ_2 — время спада анодного импульса, нс.

Фотокатод и электроды ФЭУ, находящиеся под напряжением, должны быть защищены от засветок, так как большие засветки выведут ФЭУ из строя.

Для точных измерений необходима выдержка ФЭУ под напряжением 1—2 ч. При работе с пороговыми потоками осуществляется выдержка в темноте. У ФЭУ, как и у фотоэлемента, наблюдается явление «утомления». Уменьшение $S_{ФЭУ}$ в процессе длительной работы не превышает 50—100 %, что легко компенсируется изменением напряжения питания на 10—20 %.

Характеристики некоторых ФЭУ приведены в табл. 4.2.

4.2. ПЕРЕДАЮЩИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ТРУБКИ НА ОСНОВЕ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Такие трубки служат для преобразования двумерного оптического изображения в одномерный электрический сигнал.

Передающие телевизионные трубки на внешнем фотоэффекте делятся на трубки мгновенного действия (диссектор изображения и фотоэмиссионный преобразователь)

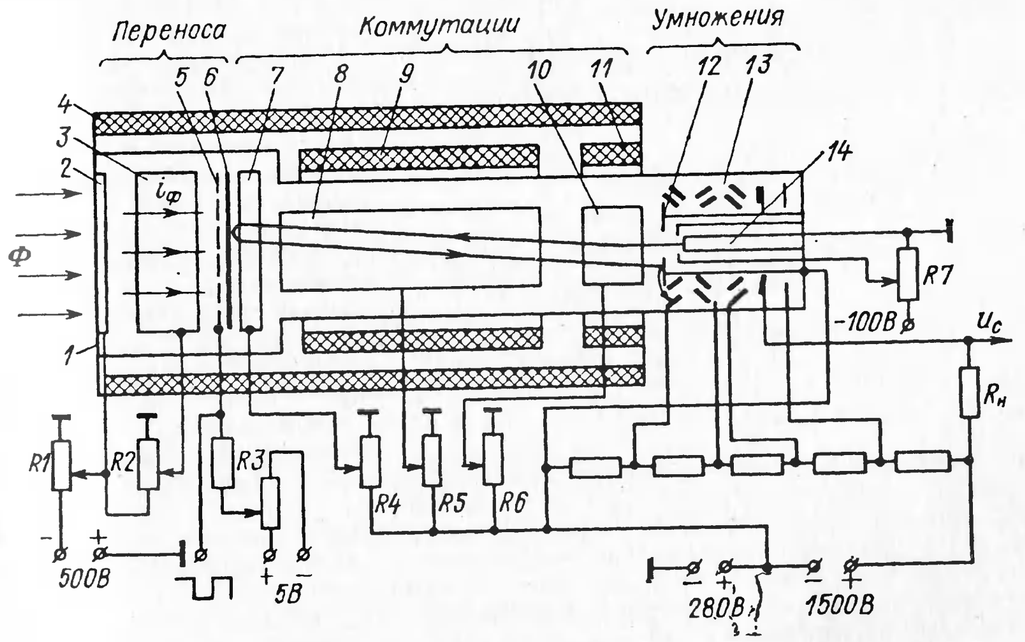


Рис. 4.4. Схема суперортикона

и трубки с накоплением зарядов (суперортикон, суперортикон с ЭОП, телевизионные трубки с вторично-электронной проводимостью — ибикон, секон и т. д.).

Фотокатоды трубок на внешнем фотоэффекте имеют сравнительно невысокую чувствительность (до 150 мкА/лм), поэтому приходится вводить секции переноса изображения и вторично-электронное умножение, что усложняет их конструкцию.

В последнее время были созданы более простые по конструкции передающие телевизионные трубки на внутреннем фотоэффекте, к которым относятся: трубка с монокристаллической фотопроводящей мишенью (видикон), трубка с фотодиодной мишенью (плюмбикон, кремникон, суперкремникон и др.), а также безвакуумные аналоги телевизионных трубок. Ограничимся рассмотрением суперортикона и видикона.

Суперортикон. Это телевизионная электронно-лучевая трубка с накоплением заряда, переносом изображения и с вторично-электронным умножителем (ВЭУ) (рис. 4.4).

На внутренней стороне стеклянной колбы *1* нанесен полупрозрачный фотокатод *2*. За фотокатодом имеется ускоряющий фотоэлектроны электрод *3* и двусторонняя (5—10 мкм) мишень *6*, с одной стороны которой производится накопление

зарядов, а с другой — считывание пучком медленных электронов. Перед мишенью на расстоянии 30—60 мкм укреплена сетка *5*, имеющая 20—30 отверстий на 1 мм². На другом конце стеклянной колбы *1* имеется электронная пушка *14* с анодом *12*, в котором есть небольшое отверстие (50 мкм) для выхода электронного пучка. Вокруг пушки симметрично расположен ВЭУ *13*, включенный на нагрузку $R_н$. Наружная поверхность анода пушки *12* одновременно является первым диодом ВЭУ. Около пушки расположен корректирующий электрод умножителя *10*. Электрод *8* служит для фокусировки луча, а электрод *7* — для корректировки траектории и устранения искажений. Две пары взаимно перпендикулярных катушек *9* отклоняют электронный луч при его сканировании. Катушка *4* создает сходящееся фокусирующее магнитное поле для пучка электронов.

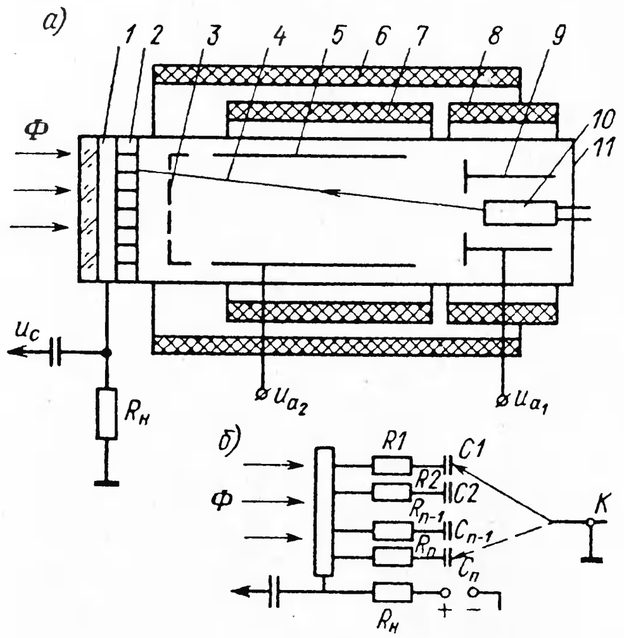


Рис. 4.5. Схема видикона

Для точного совмещения электронного пучка с силовыми магнитными линиями фокусирующего магнитного поля служит катушка *11*, состоящая из двух пар взаимно перпендикулярных секций.

Передаваемый объект проецируется объективом на фотокатод, а его электронное изображение переносится на мишень, с другой стороны которой возникают электрические заряды, создающие потенциальный рельеф, соответствующий распределению освещенности по передаваемому изображению. Вторичные электроны, возникающие на лицевой стороне, улавливаются сеткой *5* и не участвуют в формировании электронного изображения. Пучок электронов, управляемый развертывающим полем катушек *9*, просматривает последовательно по строкам сверху до низу тыльную сторону мишени *6*. На участках мишени, имеющих положительный потенциал, часть электронов пучка переходит на мишень, стирая потенциальный рельеф мишени. Мишень отражает электронный луч, промодулированный потенциальным рельефом, в обратном направлении, т. е. ток отраженного пучка меняется в зависимости от потенциала мишени. Промодулированный электронный пучок под действием ускоряющего поля электродов *8* и *10* возвращается и попадает на ВЭУ *13*, усиливающий ток пучка примерно в 1000 раз. Усиленный видеосигнал снимается с нагрузочного резистора.

Суперортикон обладает большой чувствительностью и приближается по чувствительности к человеческому глазу. С его помощью можно получить изображение при освещенности 5—10 лк (освещенность от свечи или спички).

Недостатком его является сложность конструкции и большой уровень собственных шумов.

Параметры некоторых отечественных суперортиконов приведены в табл. 4.3 [1].

Видикон. Он представляет собой передающую телевизионную трубку на основе внутреннего фотоэффекта с полупроводниковой фотопроводящей мишенью и накоплением заряда (рис. 4.5, *а*).

Чувствительным элементом в видиконе является фоторезистивная полупроводниковая мишень, состоящая из полупрозрачной металлической пленки *1* из двуокиси олова, поверх которой нанесен фоторезистор *2* (толщиной 1—3 мкм) из трехсернистой сурьмы (пористого стибнита). Пленка служит сигнальной пластиной и соединена с нагрузочным резистором $R_н$. Толщина мишени настолько мала, что позволяет работать «на прострел», т. е. излучение объекта фокусировать объективом на ее ли-

[1] Дамбругов Р. М. Телевидение. Киев: Высшая школа, 1979. 175 с.

Таблица 4.3. Параметры передающих телевизионных трубок на внешнем (суперортиконы) и на внутреннем (видиконы) фотоэффекте

Тип трубки	Диаметр колбы, мм	Площадь фотокатода, мм²	Рабочая освещенность фотокатода, лк	Ток сигнала, мкА	Разрешающая способность в линиях на высоту растра: в центре	на краю	Глубина модуляции в центре на отметке 400 лин, %	Инерционность, %	Область спектральной чувствительности, мкм	Неравномерность фона, %	Отношение: сигнал/шум	Примечание
Суперортиконы:												
ЛИ-17	77	24×32	0,5	8	600	550	55	3—5	0,35—0,8	—	15	—
ЛИ-207	—		0,01	4	400	200	—	5		10—15	10	—
ЛИ-211	77		$5\cdot10^{-4}$	1,0	300;	150;	55	15	—	—	1,2	—
ЛИ-214	—		$5\cdot10^{-5}$; $5\cdot10^{-4}$;	0,3; 0,8;	550;	300;	—	—	—	—	1,0; 1,5;	—
			5,0	150	1000	600	75	—	—	—	18	—
ЛИ-221	115	—	1,8	60	—	—	—	—	—	—	—	С предварительным усилителем света (ЭОП)
ЛИ-217	—	—	$5\cdot10^{-6}$; $5\cdot10^{-2}$	0,8	300; 600	—	30	10	0,35—0,8	—	1,2; 10	—
Видиконы:												
ЛИ-408	26,0	11,0×11,0	10	0,002	600	500	30	20	0,57—0,7	30	—	Для малокадрового телевидения
ЛИ-410	39,5	18,0×18,0	8	0,16	800	600	15	30	0,45—0,78	15	—	—
ЛИ-415	26,0	9,5×12,7	10	0,2	600	450	—	—		—	—	—
ЛИ-405	13,6	4,5×6,0	1	0,05	450	400	—	40		20	—	С электростатическим управлением
ЛИ-420	26,0	9,5×12,7	10	0,1	500	—	—	—		—	—	—

цевую сторону, а развертку электронным лучом производить с тыльной стороны.

Для развертки используется электронная пушка *10*, излучающая пучок электронов *4* через отверстие первого анода *9*, и второй анод *5* в виде цилиндра, заканчивающийся тонкой мелкоструктурной тормозящей сеткой *3*, выравнивающей электрическое поле у мишени и обеспечивающей перпендикулярное падение электронов на мишень.

Отклонение и фокусировка пучка осуществляется с помощью отклоняющей *7* и фокусирующей *6* катушек, расположенных на стеклянном баллоне *11*. Корректирующая катушка *8* служит для совмещения оси электронного пучка с осью магнитного фокусирующего поля.

Эквивалентная схема мишени (рис. 4.5, *б*) состоит из элементарных конденсаторов $C1, C2, \ldots, C_n$ и шунтирующих резисторов $R1, R2, \ldots, R_n$, сопротивление которых зависит от освещенности элементов.

В случае отсутствия облучения при коммутации мишени электронный луч заряжает элементарные конденсаторы, и на мишени образуется равномерный потенциальный рельеф. Если на мишень проектируется изображение, то фотопроводимость шунтирующих резисторов освещенных элементов растет и элементарные конденсаторы разряжаются, а потенциальный рельеф мишени изменяется в соответствии с освещенностью элементов, так как она определяет сопротивление шунтирующих резисторов и скорость разряда. При перемещении электронного пучка по мишени на элементы с разными потенциалами поступает различное количество электронов. Потенциал элементов снова выравнивается, а ток перезарядов элементарных конденсаторов, протекая по нагрузочному резистору, создает на нем последовательность импульсов, величина которых пропорциональна освещенности соответствующих элементов мишени.

Видиконы могут работать в видимой, ультрафиолетовой (с мишенью из селена) и в инфракрасной областях спектра до 2 мкм (при использовании мишени на основе сернистого свинца). Современные видиконы могут работать при освещенности мишени в несколько люкс. Разрешающая способность видикона диаметром 26 мм (размер изображения 9×12 мм) составляет 450—600 строк. При диаметре 40 мм (диагональ изображения 25 мм) разрешающая способность повышается до 1000—1200 строк. Видикон имеет значительно меньшие шумы по сравнению с суперортиконом.

Недостатком видикона является значительная инерционность, растущая с уменьшением освещенности. Инерционность видикона проявляется в виде тянущегося следа за движущимися объектами, в размазывании их контура, в потере четкости и снижении контрастности. Инерционность обусловлена как процессом внутреннего фотоэффекта, так и процессом коммутации во время нейтрализации заряда элемента мишени.

Недостатком является также заметная температурная зависимость сопротивления фотослоя, приводящая к изменению выходного сигнала с изменением температуры.

В то же время простота устройства, малые габариты, высокая чувствительность, удовлетворительная разрешающая способность, простота регулировок режима делают видикон весьма перспективной и удобной в эксплуатации трубкой, используемой в прикладных системах телевидения. Видиконы имеют диаметр 13,5; 26 и 40 мм. Стандартным считается видикон с диаметром колбы 26 мм. Параметры видиконов приведены в табл. 4.3.

4.3. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Фоторезисторы. Полупроводниковые приемники оптического излучения, у которых под действием лучистого потока вследствие внутреннего фотоэффекта меняется сопротивление, называются фоторезисторами.

Фоторезисторы представляют собой пленки или пластинки фоточувствительного полупроводникового материала, снабженные двумя невыпрямляющими контактами для включения их в электрическую цепь. Они неполярны, одинаково проводят ток в любом направлении и поэтому их можно питать постоянным и переменным током. Фоторезисторы создают на базе собственного и примесного (с охлаждением для ИК области спектра) поглощения. Наибольшее распространение получили неохлаждаемые фоторезисторы, на базе полупроводников без примесей с собственным поглощением, работающие в видимом и ближнем ИК интервале спектра.

Спектральная чувствительность фоторезисторов зависит от материала чувствительного слоя и наличия охлаждения. Она охватывает широкий спектральный диапазон от 0,4 до 40 мкм (рис. 4.6). Абсолютная спектральная чувствительность неохлаждаемых фоторезисторов при снижении температуры повышается, так как уменьшается тепловая генерация носителей тока.

Интегральная чувствительность фоторезисторов колеблется в зависимости от их типа от 500 до 6000 мкА/лм·В. Темновой ток, ограничивающий пороговый поток этих приемников, зависит от напряжения питания (1—220 В) и составляет десятки

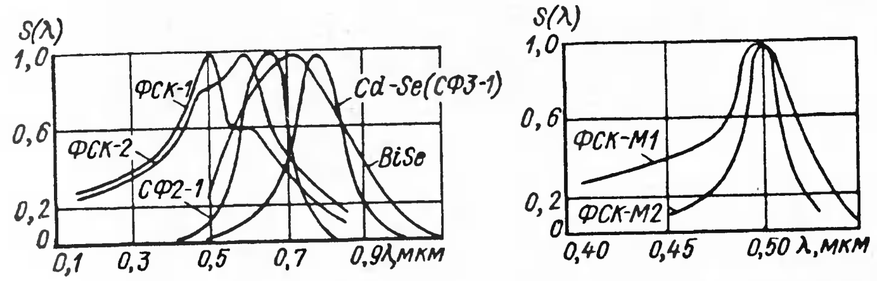


Рис. 4.6. Относительная спектральная чувствительность некоторых фоторезисторов

микроампер. Спектр мощности шума фоторезистора приведен на рис. 4.7. Постоянная времени для разных типов фоторезисторов меняется от 10^{-2} до 10^{-7} с и зависит от времени жизни носителей при освещении. Световая характеристика фототока фоторезисторов, как правило, нелинейна и при больших освещенностях сигнал про-

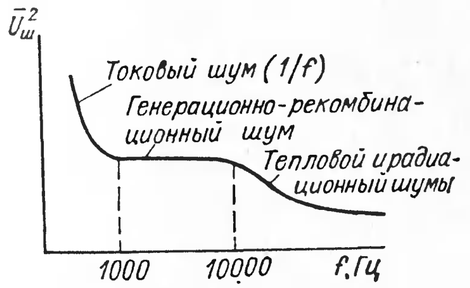


Рис. 4.7. Спектр шума фоторезистора

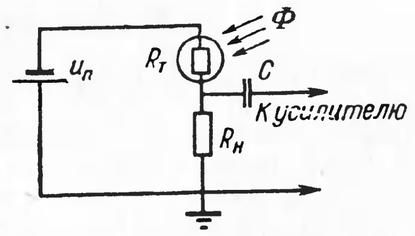


Рис. 4.8. Схема включения фоторезисторов

порционален корню квадратному из освещенности. На рис. 4.8 приведена схема включения этих приемников. Для получения максимальной вольтовой чувствительности необходимо, чтобы $R_н = R_т$. Конструктивно фоторезистор состоит из тонкого слоя фоточувствительного полупроводникового материала, нанесенного на изолирующую подложку с электродами в виде пленок из золота, платины или серебра, защищенного лаком или помещенного в корпус с защитным окном (рис. 4.9).

Параметры некоторых отечественных фоторезисторов, работающих в видимой и ближней ИК области спектра, приведены в табл. 4.4.

Фотодиоды. Полупроводниковые приборы, основанные на внутреннем фотоэффекте, использующие одностороннюю проводимость *p—n*-перехода, при освещении которых появляется ЭДС (фотогальванический режим) или (при наличии питания) изменяется величина обратного тока (фотодиодный режим), называются фотодиодами.

Спектральная чувствительность фотодиода определяется материалом, из которого он изготовлен (рис. 4.10). Неохлаждаемые фотодиоды изготовляются из Ge, Si, Se, GaAs, Ag_2S и других материалов, охлаждаемые — из InSb, InAs, CdSe и др. Постоянная времени фотодиода определяется не временем жизни носителей (как у фоторезисторов), а временем пролета носителей от места их образования (в тонком

поглощающем слое толщиной ≈1 мкм) до p—n-перехода и постоянной времени его RC-цепочки.

Постоянная времени RC-цепочки у этих приборов обычно не превышает 10^{-9} с, поэтому при глубине залегания p—n-перехода (толщине базы) в несколько микрометров время пролета составляет 10^{-7}—10^{-8} с, что и определяет постоянную времени фотодиодов.

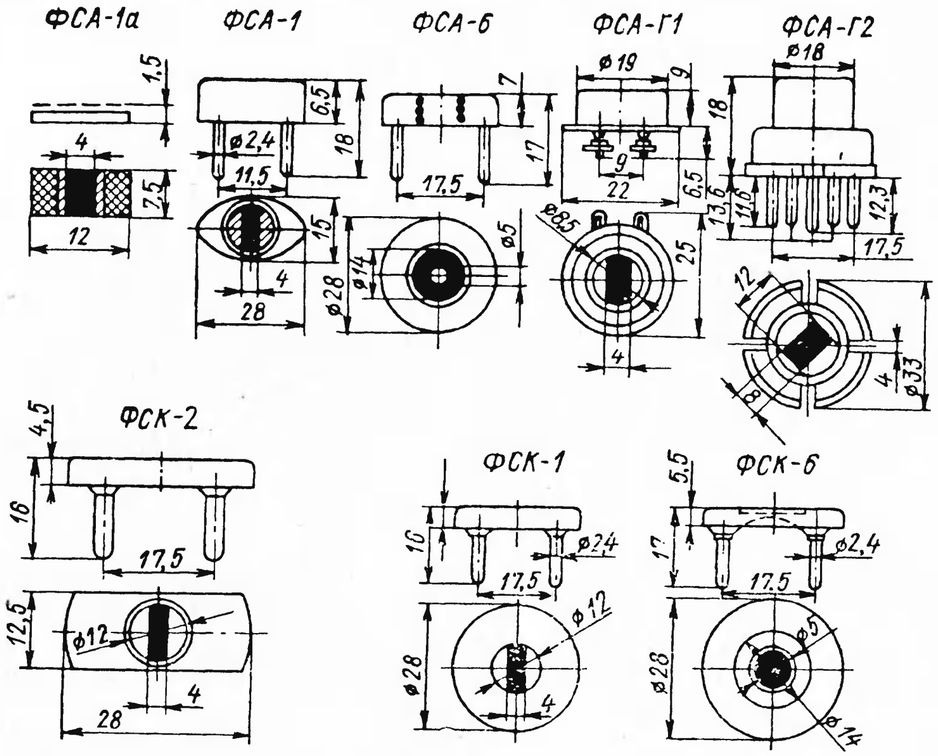


Рис. 4.9. Устройство некоторых фоторезисторов

Для фотогальванического режима критическая частота (когда амплитуда падает на 30 %) фотодиода с p—n-структурой составляет 1—2 МГц, а в фотодиодном

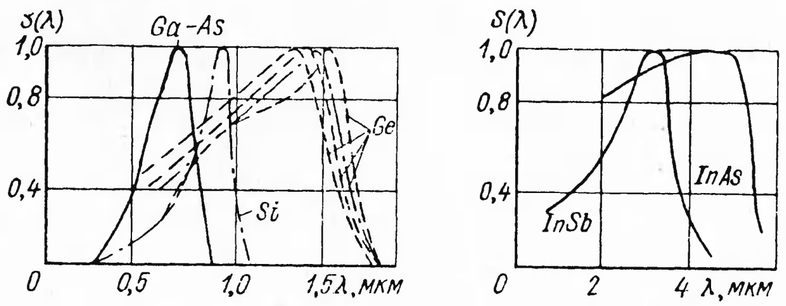


Рис. 4.10. Относительная спектральная чувствительность некоторых фотодиодов

режиме — до 200 МГц при приложенном обратном напряжении порядка 150 В (рис. 4.11). На рис. 4.12 приведен спектр шума фотодиода из антимонида индия с ярко выраженным $1/f$ характером в области низких частот (0,01—10^3 Гц). Пороговый поток большинства фотодиодов уменьшается при снижении темнового тока $I_т$. Снижением темнового тока добиваются достижения значений спектральной плотности порогового потока для кремниевых фотодиодов — до 10^{-13}—10^{-14} Вт/Гц$^{1/2}$ при $\lambda = 0{,}8 \div 0{,}9$ мкм и для германиевых — 10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$ при $\lambda = 1{,}55$ мкм.

Интегральная чувствительность фотодиода по источнику типа А составляет 3—20 мА/лм, а пороговый поток — 10^{-10}—10^{-11} лм.

Кремниевые фотодиоды работают стабильно в диапазоне температур 60—80 °С. Германиевые p—i—n-фотодиоды с площадью перехода $2 \cdot 10^{-4}$ см^2 работают до частоты $2 \cdot 10^{10}$ Гц.

У кремниевых лавинных фотодиодов при рабочей поверхности $2 \cdot 10^{-5}$ см^2 и обратном напряжении 8—15 В в спектральном диапазоне 0,35—1,13 мкм имеем: $S_{\lambda=0,9} = 0{,}5$ А/Вт, $f_{max} = 10$ ГГц, $I_т = 10^{-9}$ А.

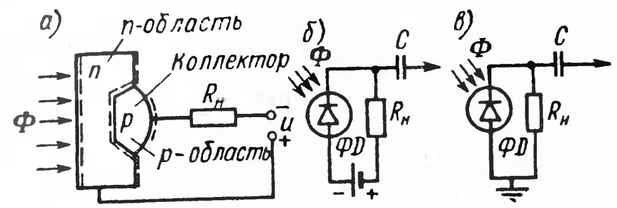


Рис. 4.11. Схемы включения фотодиодов: *а*, *б* — диодный режим; *в* — фотогальванический

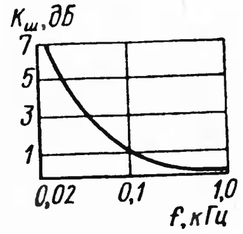


Рис. 4.12. Спектр шума фотодиода из антимонида индия

Параметры некоторых отечественных серийных фотодиодов и фототранзисторов, работающих в видимом и в ближнем ИК диапазоне спектра, приведены в табл. 4.5, а габаритные размеры — на рис. 4.13.

Рис. 4.13. Габаритные размеры и устройство некоторых фотодиодов и фототранзисторов: *а* — ФД-1; *б* — ФД-2; *в* — ФД-3; *г* — ФТ-1

Фототранзистор отличается от фотодиода наличием нескольких p—n-переходов (обычно двух). Он соединяет в себе свойства фотодиода и усилительные свойства транзистора. Его интегральная чувствительность достигает нескольких ампер на люмен. Однако порог чувствительности фототранзистора из-за увеличенных шумов выше, чем у фотодиодов. Кроме того, эмиттер фототранзистора экранирует центральную часть фотоприемной площадки, создавая «слепое пятно». Из-за указанных недостатков фототранзисторы применяются реже, чем фотодиоды.

Таблица 4.4. **Основные параметры некоторых фоторезисторов [23]**

Тип фоторезистора	Размеры фоторезисторной площадки, мм²	Рабочее напряжение, В	Область спектральной чувствительности, мкм	Постоянная времени, с	Темновое сопротивление, мОм	Темновой ток, А	Интегральная чувствительность, мкА/лк	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
									Длина	Диаметр	
СФ2-1А	1,5×6	15	0,4—0,85	$\tau_н$=0,2	15	$0,5\cdot10^{-6}$	0,6	4000	8	5×2,5	ОЖО.468.029ТУ
СФ2-2	6×12	1,3—5		$\tau_н$=6	2	—	2,5	1000	—	—	УБУ.681.128ТУ
СФ2-5	7×5	10	0,3—0,8	2	1	$1,3\cdot10^{-6}$	5—50	—	6,1	10,7	ОЖО.468.095ТУ
СФ2-8	—	100	0,45—0,85	$\tau_н$= 0,025	100	$<1\cdot10^{-6}$	5	5000	5,8		
СФ2-16	1,8×0,25	10		$\tau_н$=0,1	3,3	$\leqslant3\cdot10^{-6}$	1,8	—	2,3	3,4	
СФ2-9	3,5×5,8	25		0,05	3,3	—	1,2—4,5	—	5,8	10,7	—
СФ2-18	2×5,8	100	0,3—0,4	$\leqslant$0,01	10	—	2,5	1000	5,8		ОЖО.468.135ТУ
СФ3-1	1,5×0,6	15	0,5—1,1	$\tau_н$=0,06	30	$<5\cdot10^{-7}$	3,6	5000	8	5×2,5	УБО.468.023ТУ
СФ4-1	1×1	2,5	0,4—1,1	—	0,2	—	—	—	—	—	—
СФ4-3	3×1	10		—	0,3	—	—	—	—	—	—
ФСА-1	30	<50	0,5—2,7	$4\cdot10^{-4}$	0,022—1	—	—	10 000	6,4	15×28	ОЖО.468.126ТУ
ФСА-1А						—	—		9	21	

Продолжение табл. 4.4

Тип фоторезистора	Размеры фоторезисторной площадки, мм²	Рабочее напряжение, В	Область спектральной чувствительности, мкм	Постоянная времени, с	Темновое сопротивление, мОм	Темновой ток, А	Интегральная чувствительность, мкА/лк	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм		Номер технических условий
									Длина	Диаметр	
ФСА-Г1	30	<50	0,5—2,7	$4\cdot10^{-4}$	0,022—1	—	—	10 000	9	21	ОЖО.468.126ТУ
ФСА-Г2	96				0,047—0,47	—	—		18	33	
ФСА-6	11,5				0,047—0,33	—	—	10 000	5,5	28	ОЖО.468.055ТУ
ФСД-1	28,8	20	0,4—1,1	$8\cdot10^{-2}$	2,0	10^{-5}	7,5	5 000		18	ОЖО.468.126ТУ
ФСД-Г1									9	21	
ФСК-1		50	0,2—0,8	$1,5\cdot10^{-2}$	3,3	$1,5\cdot10^{-5}$		10 000	4,4	28	
ФСК-1Б	5,7	25			0,18	$1,3\cdot10^{-5}$	1,25—6,5				
ФСК-Г2	57,6	50			1,6	$3\cdot10^{-5}$	12,5		18	33	
ФСК-2	28		0,2—0,9	$1,4\cdot10^{-2}$	$\geqslant$3,3	$1,5\cdot10^{-5}$	1,5		5,5	12×28	ОЖО.468.055ТУ
ФСК-5	1	25		—	>5	$5\cdot10^{-6}$	0,42	5 000	1	0,9×6	
ФСК-6	125	50		$1,4\cdot10^{-2}$	$\geqslant$3,3	$1,5\cdot10^{-5}$	7,5	10 000	6,5	28	

Примечания: 1. Фоторезисторы типов СФ2, ФСК изготовляются из CdS; типов ФСД и СФ3 — из CdSe; типа СФ4 — из PbSe; типа ФСА — из PbS. 2. $\tau_н$ — постоянная времени фоторезистора по фронту нарастания сигнала.

Таблица 4.5. **Основные параметры некоторых фотодиодов и фототранзисторов [23]**

Тип фотодиода и материал	Размер фоточувствительной площадки, мм²	Напряжение питания, В	Область спектральной чувствительности, мкм	Интегральная чувствительность, мА/лм	Постоянная времени, с	Темновой ток, А	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм: Длина	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Номер технических условий
ФД-1 (Ge)	5,0	15	0,4—1,9	6,6	—	$3\cdot10^{-5}$	8 000	18	8,2	ТУ 3-3.1376—76
ФД-2 (Ge)	1,0	30		6,6	—	$2{,}5\cdot10^{-5}$	4 000	22	10	ТУ 3-3.1356—76
ФД-3 (Ge)	2,0	10		6	$5\cdot10^{-6}$	10^{-5}		12,5	3,87	ТУ 3-3.1357—76
ФД-5Г (Ge)	2,5	15		—	$3\cdot10^{-5}$	$8\cdot10^{-6}$	5 000	8,2	8,5	СЛ 3.368.047ТУ
ФД-6Г (Ge)	2	10		$\geqslant 15$	—	$\leqslant 10^{-5}$	2 000	12,5	3,87	СЛ 3.368.071ТУ
ФД-8К (Si)		20	0,5—1,12	4	$7{,}5\cdot10^{-6}$	$\leqslant 10^{-6}$	5 000			СЛО.336.001ТУ
ФД-9К (Si)	19,6	10		5	—	$\leqslant 10^{-5}$	2 000	12	11,1	СЛ 3.368.054ТУ
ФД-9Э111А (Ge)	1,1	15	0,4—1,9	17	$1{,}2\cdot10^{-7}$	10^{-5}	25	9,3	8,03	СЛ 3.368.070ТУ
ФД-10Г (Ge)	7,1	10	0,5—1,75	—		$\leqslant 2\cdot10^{-5}$				—
ФД-19КК (Si)	4,0	3,0	0,5—1,12	3,8	$1{,}5\cdot10^{-6}$	$\leqslant 10^{-7}$	5 000	6,0	7,2	—

Продолжение табл. 4.5

Тип фотодиода и материал	Размер фоточувствительной площадки, мм²	Напряжение питания, В	Область спектральной чувствительности, мкм	Интегральная чувствительность, мА/лм	Постоянная времени, с	Темновой ток, А	Долговечность, ч	Габаритные размеры, мм: Длина	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Номер технических условий
ФД-20КП (Si)	16,0	7,0	0,5—1,12	4,0	$5\cdot10^{-6}$	$\leqslant 10^{-7}$	10 000	6; 5	10,2	—
ФД-23К (Si)	3,6	20	0,5—1,12	3,9	10^{-5}	$\leqslant 10^{-6}$	5 000	14	5,5	ТУ 3-3.1684—79
ФД-24К (Si)	78	27	0,47—1,12	6	—	$\leqslant 5\cdot10^{-6}$	2 000	6,5	19,6	ТУ 3-3.1693—79
ФД-27К (Si)	2,5	20	0,5—1,12	5,9		$1\cdot10^{-6}$	5 000	12,5	3,87	ТУ 3-3.1726—79
Ф-50С (Se)	445	—	0,4—0,7	0,6	—	—	1 000	—	42	ТУ 3-3.1031—79
ФД-К-227 (Si)	2,42	10	0,4—1,1	3	—	10^{-7}	2 000	18	3,8	ТУ 3-3.1585—78
ФТ-1К (Si), I гр.	2,5	5,0	0,5—1,12	160	$8\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-6}$		14	3,9	—
ФТ-1К (Si), II гр.	2,5			80						ТУ 3-3.1694—79
ФТГ-3 (Ge)	3,0		0,4—1,9	750		$6\cdot10^{-5}$	12 000	7	11,5	СЛ 3.368.088ТУ

Глава 5
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

5.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Геометрическую оптику можно рассматривать как абстрагирование оптических явлений, благодаря которому решается ряд задач по образованию изображения, являющегося геометрическим преобразованием предмета.

С помощью геометрической оптики могут быть рассмотрены и оптические явления, обусловленные волновой природой света.

Область геометрической оптики можно представить в виде двух разделов: коллинеарного преобразования изображения, называемого теорией солинейного сродства (когда не рассматриваются явления преломления света), и раздела, построенного на использовании явления преломления света, носящего чисто геометрический характер.

С позиций физической оптики некоторые понятия геометрической оптики носят абстрактный характер (например, светящаяся точка, световой луч). Геометрическую оптику иногда рассматривают как отдельную область физической оптики, определяемую волновым уравнением при переходе конечной длины волны к нулю.

Основные выводы геометрической оптики создают необходимый математический аппарат для проектирования и расчета оптических систем.

В основе геометрической оптики лежат четыре основных закона, установленные эмпирическим путем.

Закон прямолинейного распространения света. Между двумя точками однородной или изотропной оптической среды ($n = \text{const}$) свет распространяется по прямой линии, соединяющей эти точки (не учитывается явление дифракции).

Закон независимого распространения света. Предполагается, что отдельные лучи в пучке, пересекаясь или соприкасаясь, не влияют друг на друга и продолжают распространяться по прежним направлениям (не учитывается явление интерференции).

Закон отражения. Луч падающий, нормаль к отражающей поверхности в точке падения и луч отраженный находятся в одной плоскости; угол падения равен углу отражения по абсолютной величине, но противоположен ему по знаку. Правило знаков будет дано ниже.

Для построения изображения точки A в плоском зеркале необходимо из этой точки провести два луча под различными углами к отражающей поверхности и на их пересечении после отражения от зеркала будет находиться изображение A'.

При вращении зеркал угол отклонения луча ω равен удвоенной величине угла поворота зеркала α, т. е.

$$\omega = 2\alpha, \tag{5.1}$$

где ω — угол отклонения луча; α — угол поворота зеркала.

При отражении луча последовательно от двух плоских зеркал, образующих угол σ в главном сечении, необходимо отметить, что:

1) угол отклонения равен удвоенной величине угла между зеркалами

$$\omega = 2\sigma; \tag{5.2}$$

2) при повороте двойного зеркала угол отклонения не изменяется;

3) угол отклонения не зависит от угла падения.

Закон преломления. Этот закон, установленный Декартом, формулируется следующим образом: луч падающий, нормаль к поверхности раздела в точке падения и луч преломленный лежат в одной плоскости; произведение показателя преломления первой среды на синус угла падения равно произведению показателя преломления второй среды на синус угла преломления, т. е.

$$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon'. \tag{5.3}$$

В тех случаях, когда свет распространяется из более плотной оптической среды в менее плотную ($n' < n$) при определенных значениях углов падения ε может произойти явление полного внутреннего отражения, заключающееся в том, что пучок

не переходит во вторую среду, а отражается от границы их раздела. Предельное значение угла падения ε_0, при котором луч начинает скользить по границе раздела, определяется по формуле

$$\sin \varepsilon_0 = n'/n. \tag{5.4}$$

Явление полного внутреннего отражения используется в различных оптических деталях, например в световодах, отражательных призмах, сетках (при подсветке штрихов) и т. д.

5.2. ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПУЧКА ЛУЧЕЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

На рис. 5.1 изображена сферическая поверхность, разделяющая оптические среды с показателями преломления n и n'. Из этого рисунка можно получить ряд очевидных соотношений:

$$\left.\begin{aligned}
&\sin \varepsilon = (r - s) \sin \sigma / r;\\
&\sin \varepsilon' = (r - s') \sin \sigma' / r;\\
&n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon';\\
&r - s' = \frac{n}{n'} (r - s') \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma'};\\
&\sigma' = \sigma - \varepsilon + \varepsilon'.
\end{aligned}\right\} \tag{5.5}$$

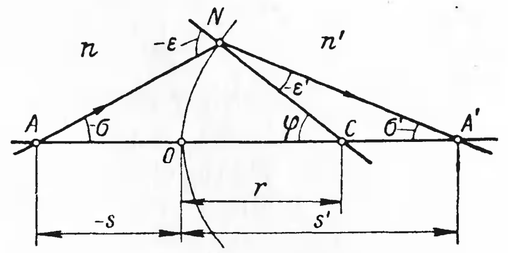


Рис. 5.1. Преломление пучка лучей сферической поверхностью

Из формул (5.5) следует, что гомоцентричность пучка не нарушается в случаях, если выполняется следующее условие синусов:

$$n \sin \sigma / (n' \sin \sigma') = \text{const}. \tag{5.6}$$

5.3. АПЛАНАТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ ПОВЕРХНОСТИ

Для одной сферической преломляющей поверхности существует три пары сопряженных точек, для которых выполняется соотношение (5.6). Эти точки называются апланатическими. В них отсутствует сферическая аберрация.

Первая пара апланатических точек существует при условии $s = s' = 0$, т. е. когда предмет и изображение совпадают с вершиной поверхности.

Вторая пара апланатических точек лежит в центре кривизны поверхности, т. е. при $s = s' = r$.

И, наконец, положение третьей пары апланатических точек связано следующим образом:

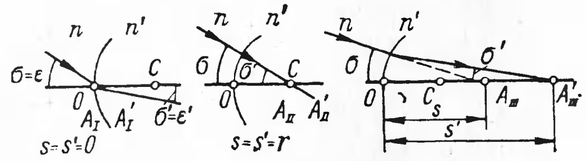


Рис. 5.2. Апланатические точки сферической поверхности

$$s = r\,(1 + n'/n); \quad s' = r\,(1 + n/n'). \tag{5.7}$$

На рис. 5.2 изображено положение апланатических точек сферической поверхности.

Особые свойства апланатических точек поверхностей имеют важное значение в проектировании оптических систем различного назначения, например микрообъективов, светосильных и широкоугольных фотографических объективов и т. д.

5.4. ПАРАКСИАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ И ОПТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ В ПАРАКСИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Область бесконечно малого пространства вблизи оптической оси, внутри которой углы лучей с оптической осью и с нормалями к поверхностям настолько малы, что величины синусов и тангенсов этих углов можно заменить самими аргументами, называется параксиальной или Гауссовой областью.

При прохождении параксиального луча через сферическую преломляющую поверхность справедливы следующие соотношения, которые получаются из формулы (5.5) при переходе к малым углам:

$$\left.\begin{aligned} &\varepsilon = (r - s)\,\sigma/r;\ \varepsilon' = (r - s')\,\sigma'/r;\ n\varepsilon = n'\varepsilon';\\ &r - s' = \frac{n}{n'}(r - s)\frac{\sigma}{\sigma'};\ \sigma' = \sigma - \varepsilon + \varepsilon'. \end{aligned}\right\} \quad (5.8)$$

В параксиальной области имеют место два оптических инварианта.

Для одной преломляющей поверхности справедлив частный инвариант Аббе, имеющий вид:

$$n'/s' - n/s = (n' - n)/r,$$

или

$$n'\,(1/s' - 1/r) = n\,(1/s - 1/r). \quad (5.9)$$

В случае отражающей поверхности инвариант Аббе принимает вид:

$$1/s' + 1/s = 2/r.$$

Если система состоит из нескольких поверхностей, то при переходе от первой поверхности ко второй следует учесть, что

$$s_2 = s_1' - d_1,$$

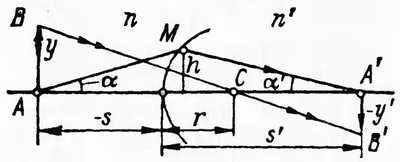


Рис. 5.3. К выводу инварианта Лагранжа—Гельмгольца

где d_1 — расстояние между вершинами первой и второй поверхности.

Для расчета хода параксиальных лучей используются рекурентные формулы:

$$\alpha_{k+1} = n_k\alpha_k/n_{k+1} + (r_{k+1} - n_k)\,h_k/n_{k+1}r_k; \quad (5.10)$$

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

Второй инвариант — инвариант Лагранжа—Гельмгольца является полным; он справедлив для оптической системы, состоящей из любого числа поверхностей и в любом пространстве и этим отличается от инварианта Аббе.

Инвариант Лагранжа—Гельмгольца может быть выражен формулой, полученной из рис. 5.3:

$$n_1\alpha_1y_1 = \ldots\ n_k\alpha_ky_k\ \ldots = n'\alpha'y'. \quad (5.12)$$

5.5. ИДЕАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Под идеальной оптической системой понимают чисто геометрическую систему преобразования изображения до введения понятия преломления и отражения лучей.

Общая теория идеальной оптической системы является частным случаем более общей геометрической задачи о преобразовании одного пространства в другое, которое называется коллинеарным преобразованием. В основе получения коллинеарного изображения лежат перечисленные ниже положения.

1. Каждой точке пространства предметов соответствует только одна точка в пространстве изображения. Обе точки являются сопряженными точками этих двух пространств.

2. Всякой прямой линии пространства предметов соответствует только одна прямая линия пространства изображения. Эти прямые являются сопряженными.

3. В обоих пространствах существуют сопряженные друг с другом оси, вокруг которых пространства центрированы.

4. В сопряженных плоскостях, перпендикулярных оси, сохраняется строгое подобие.

5. Всякому гомоцентрическому пучку лучей в пространстве предметов соответствует сопряженный с ним гомоцентрический пучок пространства изображений.

Введение понятия идеальной оптической системы позволяет получить теоремы, инварианты, формулы, необходимые при расчете оптических систем и при решении целого ряда других очень важных задач прикладной оптики.

5.6. ГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Введение кардинальных точек и плоскостей позволяет легко определить положение и величину изображения предмета графическим способом. Для этого надо построить ход двух лучей, исходящих из одной точки предмета (рис. 5.4). Один из лучей можно провести параллельно оптической оси, а другой — через передний фокус или переднюю главную точку системы. На пересечении этих лучей в пространстве изображений и будет находиться изображение точки предмета.

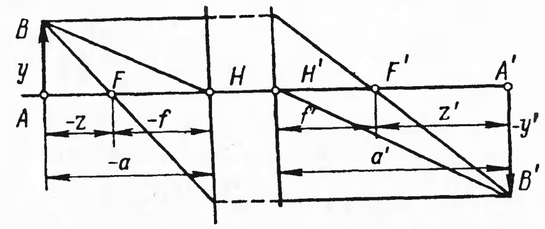


Рис. 5.4. Определение положения сопряженных точек

5.7. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ СОЛИНЕЙНОГО СРОДСТВА

Формулу Ньютона можно получить, используя рис. 5.4. Положение предмета может быть определено относительно фокуса F или главной точки H.

В первом случае имеем выражение

$$zz' = ff', \quad (5.13)$$

где z и z' отсчитываются от соответствующих фокусов с учетом правила знаков.

Линейное увеличение $\beta = y'/y$ может быть выражено через отрезки z, z' и f'

$$\beta = -f/z = -z'/f'. \quad (5.14)$$

Во втором случае формула Ньютона имеет вид

$$f'/a' + f/a = 1. \quad (5.15)$$

Из теоремы Лагранжа имеем

$$fy\sigma = -f'y'\sigma'. \quad (5.16)$$

Соотношение между передним и задним фокусным расстояниями может быть найдено из теоремы Лагранжа в виде

$$f/n = -f'/n'. \quad (5.17)$$

Для системы, находящейся в однородной среде, т. е. при $n = n'$, имеем

$$f' = -f. \quad (5.18)$$

Из формул (5.16) и (5.18) может быть получен обобщенный инвариант Лагранжа—Гельмгольца для идеальной оптической системы (условие тангенсов):

$$n_1y_1\mathrm{tg}\,\sigma_1 = \ldots n_ky_k\ \mathrm{tg}\,\sigma_k\ldots = n'y'\ \mathrm{tg}\,\sigma'. \quad (5.19)$$

В выражении (5.19) значения y и σ конечной величины.

Для реальной системы условием существования малого участка вблизи оси является выполнение следующего условия синусов:

$$n_1\delta y_1\sin\sigma_1 = \ldots n_k\delta y_k\sin\sigma_k\ldots = n'\delta y'\sin\sigma'. \quad (5.20)$$

Таким образом, условиями существования изображения являются приводимые ниже соотношения.

1. Для реальной оптической системы

$$\beta = \delta y'/\delta y = n_1\sin\sigma_1/(n'\sin\sigma') = \mathrm{const}. \quad (5.21)$$

2. Для идеальной оптической системы

$$\beta = y'/y = n_1\,\mathrm{tg}\,\sigma_1/(n'\,\mathrm{tg}\,\sigma') = \mathrm{const}. \quad (5.22)$$

3. В параксиальной области для любой оптической системы

$$\beta_0 = l_0'/l_0 = n_1\alpha_1/(n'\alpha') = \mathrm{const}. \quad (5.23)$$

Из формулы Ньютона (5.15) может быть получена формула отрезков

$$1/a' - 1/a = 1/f', \tag{5.24}$$

где a и a' — расстояния от передней или задней главной точки до осевой точки предмета или изображения соответственно. Из формулы (5.24) могут быть получены следующие выражения для вычисления ряда величин:

$$f' = aa'/(a - a'); \quad a' = af'/(a + f'); \quad a = a'f'/(f' - a').$$

5.8. ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА СИСТЕМЫ И СОЕДИНЕНИЕ ДВУХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ОДНУ

Под оптической силой системы понимают отношение показателя преломления в пространстве изображений к заднему фокусному расстоянию, т. е. $\Phi = 1/f'$.

В зависимости от знака f' различают оптические системы положительные ($\Phi > 0$) или собирательные, отрицательные ($\Phi < 0$) или рассеивающие и афокальные ($\Phi = 0$).

Из расчета хода параксиального луча можно получить ряд очевидных соотношений:

$$f' = h_1/\alpha_3; \quad \Phi = \alpha_3/h_1;$$

$$\alpha_1 = 0; \quad \alpha_2 = h_1\Phi_1; \quad \alpha_3 = h_1 (\Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2).$$

Из этих соотношений эквивалентная оптическая сила такой системы равна

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2, \tag{5.25}$$

где Φ_1 и Φ_2 — оптические силы компонентов; d — расстояние между компонентами.

Эквивалентное фокусное расстояние может быть выражено в следующем виде:

$$f' = -f'_1 f'_2/\Delta, \tag{5.26}$$

где f'_1 и f'_2 — фокусные расстояния компонентов; Δ — оптический интервал, равный расстоянию между задним фокусом первого компонента и передним фокусом второго компонента.

5.9. РАСЧЕТ ПАРАКСИАЛЬНОГО ЛУЧА ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ, ЗАДАННУЮ КОНСТРУКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ r, d, n

Исходными являются рекуррентные формулы, которые получаются из инварианта Аббе:

$$\delta\alpha n = h\delta n/r, \tag{5.27}$$

где $\delta\alpha n = \alpha_{k+1}n_{k+1} - \alpha_k n_k$; $\delta n = n_{k+1} - n_k$; $h_{k+1} = h_k - d_k\alpha_k$.

Расчет удобно вести по следующей схеме:

$$n \mid \delta n \mid r \left| \frac{\delta n}{r} \right| h \mid \delta\alpha n \mid \alpha n \mid \alpha \mid d.$$

В результате расчета параксиального луча в зависимости от положения предмета определяются величины, приведенные ниже.

1. $s_1 = \infty$; $f' = h_1/\alpha'$; $s'_{F'} = h_n/\alpha'$.

В этом случае $\alpha_1 = 0$, а h_1 может быть произвольной величиной.

2. $s_1 \neq \infty$; $\beta = \alpha_1/\alpha'$; $s' = h_n/\alpha'$.

В этом случае α_1 может быть произвольной величиной, а $h_1 = s_1\alpha_1$.

5.10. РАСЧЕТ ПАРАКСИАЛЬНОГО ЛУЧА ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ, ЗАДАННУЮ ОПТИЧЕСКИМИ СИЛАМИ ЛИНЗ Ф И РАССТОЯНИЯМИ МЕЖДУ ГЛАВНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ КОМПОНЕНТОВ d

Исходными являются рекуррентные соотношения, полученные из формулы отрезков:

$$\alpha_{k+1} - \alpha_k = h_k\Phi_k; \tag{5.28}$$

$$h_{k+1} = h_k - d_k\alpha_k. \tag{5.29}$$

Расчет удобно вести по следующей схеме:

$$\begin{array}{c|c|c|c}
\times \dfrac{\Phi_1}{h_1} & \times \dfrac{\Phi_2}{h_2} & \cdots & \times \dfrac{\Phi_{k-1}}{h_{k-1}} \quad \times \dfrac{\Phi_k}{h_k} \\
+ \dfrac{h_1\Phi_1}{\alpha_1} & + \dfrac{h_2\Phi_2}{\alpha_2} & & + \dfrac{h_{k-1}\Phi_{k-1}}{\alpha_{k-1}} \quad + \dfrac{h_k\Phi_k}{\alpha_k} \\
\times \dfrac{\alpha_2}{d_1} & \times \dfrac{\alpha_3}{d_2} & & \times \dfrac{\alpha_k}{d_{k-1}} \quad \alpha_{k+1} \\
+ \dfrac{-d_1\alpha_2}{h_1} & + \dfrac{-d_2\alpha_3}{h_2} & & + \dfrac{-d_{k-1}\alpha_k}{h_{k-1}} \\
h_2 & h_3 & & h_k
\end{array}$$

В зависимости от положения предмета определяются следующие ниже величины.

1. $s_1 = \infty$; $f' = h_1/\alpha_{k+1}$; $s'_{F'} = h_k/\alpha_{k+1}$.

В этом случае $\alpha_1 = 0$, а h_1 может быть произвольной величиной.

2. $s_1 \neq \infty$; $\beta = \alpha_1/\alpha_{k+1}$; $s' = h_k/\alpha_{k+1}$.

В этом случае α_1 может быть произвольной величиной, а $h_1 = s_1\alpha_1$.

5.11. ЛИНЕЙНОЕ, УГЛОВОЕ И ПРОДОЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЯ В СОПРЯЖЕННЫХ ПЛОСКОСТЯХ

Увеличение в сопряженных плоскостях, перпендикулярных оптической оси, определяемое отношением размера параксиального изображения к размеру предмета, называется линейным увеличением.

Под линейным или поперечным увеличением, характеризующим масштаб изображения, понимают отношение:

$$\beta = y'/y, \tag{5.30}$$

где y и y' — величины предмета и изображения.

Увеличение в сопряженных точках на оптической оси, определяемое отношением углов, образованных параксиальными лучами с оптической осью в пространстве изображений и в пространстве предметов, называется угловым увеличением; его можно выразить формулой

$$\gamma = \lim_{\sigma \to 0} (\sigma'/\sigma). \tag{5.31}$$

Используя теорему Лагранжа $yf \operatorname{tg}\sigma = -y'f' \operatorname{tg}\sigma'$, можно найти связь между линейным и угловым увеличениями

$$\gamma = n/n'\beta. \tag{5.32}$$

Если система находится в однородной среде (при $n = n'$), то

$$\gamma = 1/\beta. \tag{5.33}$$

Отношение размера параксиального изображения бесконечно малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка называется продоль-

ным увеличением в сопряженных точках на оптической оси; оно определяется по формуле

$$\alpha = \lim_{z_1 \to z_2} (\Delta z'/\Delta z) = dz'/dz. \tag{5.34}$$

Использовав формулу Ньютона $zz' = ff'$, находим связь между продольным и линейным увеличением

$$\alpha = n'\beta^2/n. \tag{5.35}$$

Если $n = n'$, то

$$\alpha = \beta^2. \tag{5.36}$$

И, наконец, из формул (5.33) и (5.36) следует, что

$$\alpha = \beta/\gamma. \tag{5.37}$$

Глава 6

ТЕОРИЯ АБЕРРАЦИЙ

6.1. ПОНЯТИЕ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ СМЫСЛ АБЕРРАЦИЙ 3-го ПОРЯДКА

Аберрации следует рассматривать как нарушение гомоцентричности пучков лучей или сферичности волновых поверхностей, а так же как нарушение расположения точки изображения в реальной оптической системе по отношению к идеальной. Они позволяют судить о степени приближения реальной системы к идеальной, т. е. о качестве изображения оптической системы.

Аберрации оптических систем делятся на монохроматические и хроматические. Монохроматические аберрации характеризуют отступление реальных систем от идеальных для лучей определенной длины волны. Хроматические аберрации возникают при прохождении лучей естественного света (полихроматического) через границы раздела оптических сред вследствие дисперсии последних.

Монохроматические аберрации могут быть также разделены на аберрации 3-го порядка (элементарные) и аберрации высшего порядка (неэлементарные), а хроматические — на аберрации 1-го порядка, 3-го порядка и аберрации высшего порядка.

Систематическая и полная теория аберраций может быть получена при помощи функций, называемых эйконалами. Эйконалы представляют собой функции от тех или иных параметров, выражающих оптические расстояния между специальным образом выбранными точками. Оптическим путем называется сумма $\sum_A^B nl$ произведений показателей преломления n на отрезки l, отсчитываемые вдоль пути луча, соединяющего точки A и B.

Рассмотрим геометрический смысл аберраций в общем случае.

На рис. 6.1 изображена условно центрированная оптическая система. На этом рисунке приведены следующие обозначения: XA_0Y и $X'A_0'Y'$ — плоскости предмета и изображения; $\overline{X}p\overline{Y}$ и $\overline{X}'p'\overline{Y}'$ — плоскости входного и выходного зрачков; $A_0B_0 = y_0$ — величина предмета; $A_0'B_0' = y_0'$ — Гауссово изображение предмета; s — расстояние плоскости предметов от вершины первой поверхности; s' — расстояние плоскости изображения от вершины последней поверхности; a_p — положение входного зрачка относительно вершины первой поверхности; a_p' — положение выходного зрачка относительно вершины последней поверхности.

Если бы система была идеальной, то любой луч, выходящий из точки B_0, прошел бы через точку B_0'. В реальной системе в общем случае этого не происходит и

луч B_0Q, пересекающий входной зрачок в точке Q с координатами m и M, пересекает плоскость Гаусса в точке B'. Отрезок $B_0'B'$ и является геометрической аберрацией. Обычно находят проекции аберраций на две плоскости: меридиональную $\Delta y'$ и сагиттальную $\Delta x'$. Тогда координатами точки B' являются: $y_0' + \Delta y'$ и $\Delta x'$.

Координаты точки B' могут быть вычислены расчетом хода лучей. Однако существуют и приближенные способы. Для того чтобы расширить область применения формул параксиальной Гауссовой области, используют разложение тригонометрических функций в ряды. И в зависимости от числа членов в разложении получают формулы с той или иной степенью точности.

Наибольшее распространение в вычислительной оптике получило разложение Зейделя или аберраций 3-го порядка. Опуская вывод формул Зейделя, приводим разложение аберраций в самом общем виде:

$$\left.\begin{aligned} \Delta y' &= m'\left(m'^2 + M'^2\right)A + \left(3m'^2 + M'^2\right)yB + m'y^2C + y^3E; \\ \Delta x' &= M'\left(M'^2 + m'^2\right)A + 2M'm'yB + M'y^2D, \end{aligned}\right\} \tag{6.1}$$

где $\Delta y'$, $\Delta x'$ — меридиональная и сагиттальная составляющие аберраций; m', M' — координаты пересечения луча с плоскостью выходного зрачка; y — величина предмета; A, B, C, D, E — коэффициенты, зависящие от конструктивных элементов системы (r, d, n), а также от положения предметов и входного зрачка.

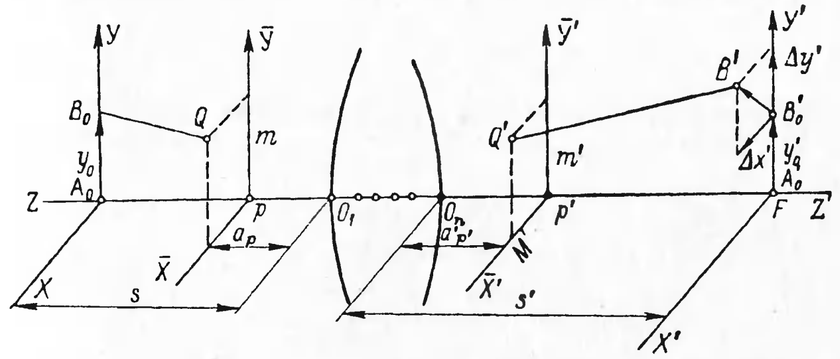


Рис. 6.1. Геометрическая интерпретация аберраций

Каждый из коэффициентов в формулах (6.1) определяет отдельную аберрацию, для которой характерна своя геометрическая фигура рассеяния.

Разложение Зейделя называют также и разложением аберраций 3-го порядка, так как перед каждым коэффициентом множителем входят величины m', M', y в третьей степени. Величины m', M', y являются величинами 1-го порядка малости по сравнению с фокусным расстоянием оптической системы, поэтому ошибки, возникающие при определении координат луча, не превышают величин 5-го порядка малости.

Исследования фигур рассеяния, возникающих при аберрациях 3-го порядка, удобно проводить в полярных координатах и при условии, что присутствует только один какой-нибудь коэффициент. Тогда $m' = r\cos\theta$ и $M' = r\sin\theta$, где θ — угол между радиус-векторами и осью ординат.

Сферическая абберация. Эта аберрация определяется коэффициентом A, а остальные коэффициенты равны нулю. Из формул (6.1) имеем:

$$\Delta y' = Am'\left(m'^2 + M'^2\right);\ \Delta x' = AM'\left(M'^2 + m'^2\right).$$

Переходя к полярным координатам, с помощью несложных преобразований получаем уравнение 2-го порядка

$$(\Delta y')^2 + (\Delta x')^2 = (Ar^3)^2 = R^2. \tag{6.2}$$

Это уравнение окружности. Особенностью сферической аберрации 3-го порядка является то, что она постоянна по полю, т. е. не зависит от величины предмета.

Величина $\Delta s' = s' - s_0'$ называется продольной сферической аберрацией, а $\Delta y' = \Delta s'\ \mathrm{tg}\ \sigma_A'$ — поперечной сферической аберрацией.

Если перемещать плоскость установки вдоль оптической оси от плоскости Гаусса, то можно найти такое положение, в котором кружок рассеяния будет минимальным (рис. 6.2). Эта плоскость называется плоскостью наилучшей установки. В области аберрации 3-го порядка величина смещения плоскости наилучшей установки относительно плоскости Гаусса равна $\Delta = {}^3/_4\Delta s'_{кр}$. В этой плоскости диаметр кружка рассеяния в четыре раза меньше, чем в плоскости Гаусса, т. е. $\Delta y' = {}^1/_4\Delta y'_{кр}$.

Кома. Эта аберрация определяется коэффициентом B. Из формул (6.1) имеем:

$$\Delta y' = (3m'^2 + M^2)\,yB;\ \Delta x' = 2M'm'yB.$$

Переходя к полярным координатам, после некоторых преобразований получаем следующее уравнение 2-го порядка:

$$(\Delta y' - 2r^2yB)^2 + \Delta x'^2 = (r^2yB)^2 = R^2. \qquad (6.3)$$

Это также уравнение окружности с радиусом $R = r^2yB$, центр которой смещен в меридиональной плоскости на $2R$. Если весь входной зрачок заполнить лучами,

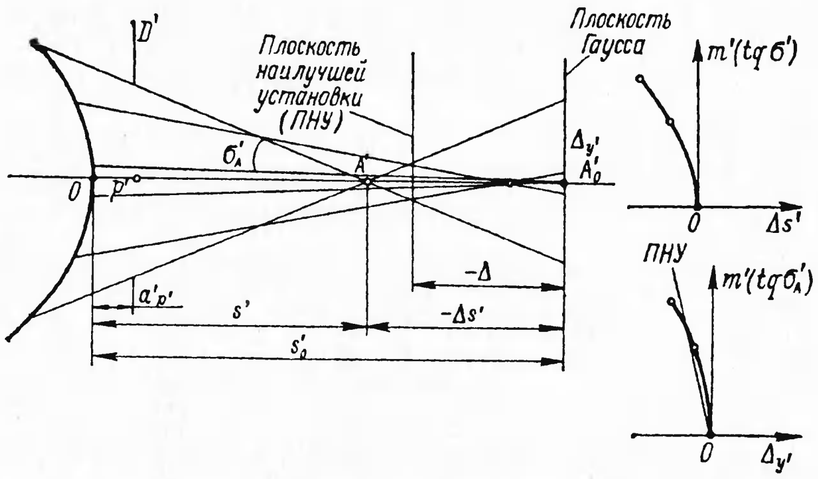


Рис. 6.2. Сферическая аберрация и выбор плоскости наилучшей установки

то в плоскости Гаусса получим фигуру, ограниченную двумя прямыми, образующими угол 60°, и полуокружностью с радиусом $R = m'^2yB$ (рис. 6.3). Эта фигура напоминает комету; отсюда и название аберрации — кома. Направление «хвоста» определяется знаком коэффициента B.

Кома — это аберрация широкого наклонного (внеосевого) пучка лучей. Она вносит асимметрию в строение пучков. Симметрия сохраняется лишь относительно меридиональной плоскости. В меридиональной плоскости кома вычисляется путем расчета хода реальных лучей по формуле

$$\Delta y' = (y'_{m'} + y'_{-m'})/2 - y'_0. \qquad (6.4)$$

Астигматизм и кривизна поля. Рассмотрим аберрации, определяемые коэффициентами C и D.

Полагая в формулах (6.1) $A = B = E = 0$, получим:

$$\Delta y' = Cm'y^2;$$

$$\Delta x' = DM'y^2.$$

Переходя к полярным координатам, после преобразования получим уравнение эллипса с полуосями $a = Cry^2$; $b = Dry^2$

$$\Delta y'^2/(Cry^2)^2 + \Delta x'^2/(Dry^2)^2 = 1. \qquad (6.5)$$

Фигура рассеяния, получаемая при наличии коэффициентов C и D, изображена на рис. 6.4. При изменении плоскости установки изменяется величина и форма фигуры рассеяния.

В плоскости, в которой лежит фокус меридиональных лучей, эллипс вырождается в отрезок прямой, перпендикулярной меридиональной плоскости; в плоскости, проходящей через фокус сагиттальных лучей, фигура рассеяния — прямая, лежащая в меридиональной плоскости; в

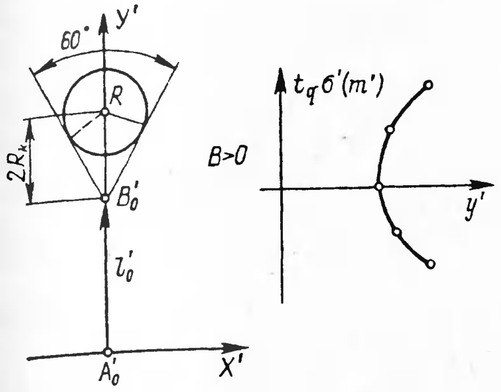


Рис. 6.3. Фигура рассеяния при наличии комы

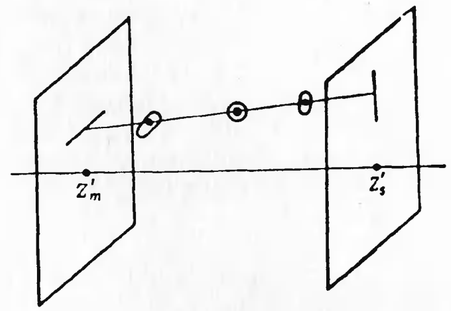


Рис. 6.4. Астигматизм и кривизна поверхности изображения

плоскости, лежащей посередине между этими плоскостями, эллипс превращается в круг.

В случае изображения плоскости предмета бесконечно тонкими пучками можно найти координаты вершин бесконечно тонких пучков в меридиональной и сагиттальной плоскостях. Эти координаты выражаются формулами:

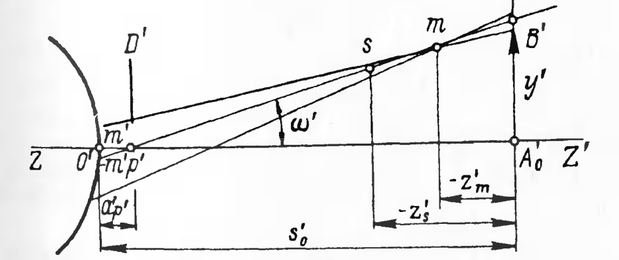
$$\left.\begin{aligned} z'_m &= y^2\left(a'_{p'} - s'_0\right)C; \\ z'_s &= y^2\left(a'_{p'} - s'_0\right)D. \end{aligned}\right\} \qquad (6.6)$$

Таким образом, если C и D не равны нулю, то изображение предмета, даваемое бесконечно тонкими пучками лучей, лежит на искривленных поверхностях (параболоидах), а не на плоскости.

Разность, равная

$$z'_s - z'_m = y^2\left(a'_{p'} - s'_0\right)(D - C), \qquad (6.7)$$

называется астигматической разностью или астигматизмом.



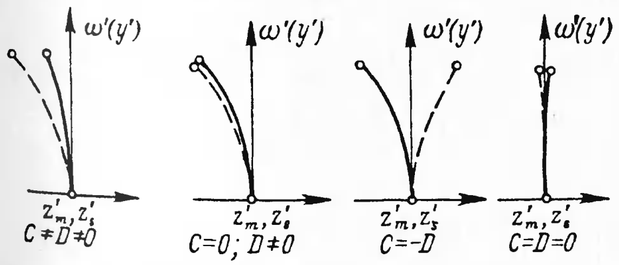


Рис. 6.5. Некоторые характерные случаи исправления астигматизма

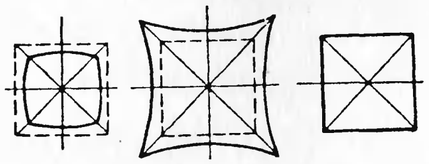


Рис. 6.6. Искажение изображения объекта при наличии дисторсии

Наиболее характерные случаи исправления астигматизма и кривизны поля изображены на рис. 6.5. В случае, если $C \neq D \neq 0$, имеется и астигматизм и кривизна поверхности, если $C = 0$, а $D \neq 0$, астигматизм отсутствует, но есть кривизна поля, в случае $C = -D$ астигматизм исправлен «елочкой», т. е. $z'_m = -z'_s$, и, наконец, если $C = D = 0$, имеем плоскую поверхность изображения.

Дисторсия. Последняя из аберраций 3-го порядка — дисторсия определяется коэффициентом E и единственной координатой

$$\Delta y' = Ey^3. \qquad (6.8)$$

Особенностью дисторсии является то, что она не зависит от m' и M' — координат пересечения луча с плоскостью выходного зрачка. Следовательно, при наличии дисторсии и при отсутствии других аберраций весь пучок смещается на величину $\Delta y'$, но его гомоцентричность не нарушается.

Дисторсия вызывает искажение предмета, т. е. нарушает подобие изображения предмету. Например, прямые линии — искривляются; кривизна их определяется знаком коэффициента E. На рис. 6.6 приведены изображения квадрата оптической системой, обладающей дисторсией.

Таким образом, в области Зейделя присутствуют пять монохроматических аберраций. Однако в чистом виде (за редким исключением) отдельные аберрации не наблюдаются, поэтому фигуры рассеяни имеют сложную форму. Кроме этого, как правило, в оптических системах в той ли иной мере присутствуют аберрации высшего порядка и фигуры рассеяния принимают еще более сложную форму.

В теории аберраций установлено, что число аберраций в зависимости от их порядка определяется выражением

$$N = (t + 1)(t + 7)/8, \tag{6.9}$$

где N — число аберраций; t — порядок аберраций.

Например, если $t = 3$, то $N = 5$, а если $t = 5$, то $N = 9$ и т. д.

6.2. АБЕРРАЦИИ 5-го ПОРЯДКА

Общий вид разложения аберраций 5-го порядка дал Кольшюттер. Эти аберрации могут быть выражены следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned}
\Delta y' &= 6b_2m'(m'^2 + M'^2)^2 + b_5(m'^2 + M'^2)(5m'^2 + M'^2)y + \\
&+ [4b_4m'(m'^2 + M'^2) + 2\,{}_8m'(2m'^2 + M'^2)]y^2 + [b_9(3m'^2 + \\
&+ M'^2) + 3b_6m'^2]y + 2(b_1 + b_7)m'y^4 + b_2y^5; \\
\Delta x' &= 6b_3M'(m'^2 + M'^2)^2 + 4b_5(m'^2 + M'^2)M'm'y + \\
&+ [4b_4M'(m'^2 + M'^2) + 2b_8m'^2M']y^2 + 2b_9m'M'y^3 + 2b_1M'y^4.
\end{aligned}\right\} \tag{6.10}$$

Все девять аберраций 5-го порядка родственны аберрациям 3-го порядка.

Изучение фигур рассеяния удобно провести также в полярных координатах. В результате получены выражения для отдельных составляющих аберраций 5-го порядка.

1. Сферическая аберрация 5-го порядка. Она определяется уравнениями:

$$\Delta y' = 6b_2r^5\cos\theta; \quad \Delta x' = 6b_3r^5\sin\theta.$$

Это уравнение окружности с радиусом, пропорциональным пятой степени координаты на зрачке.

2. Кома высшего порядка по входному зрачку выражается формулами:

$$\Delta y' = b_5(m'^2 + M'^2)(5m'^2 + M'^2)y = b_5r^4(3 + 2\cos 2\theta)y;$$

$$\Delta x' = 4b_5(m'^2 + M'^2)m'M'y = b_5r^4\,2\sin 2\theta y.$$

Это уравнение окружностей, центры которых в меридиональной плоскости удалены от точки пересечения главного луча на расстояние пропорциональное r^4. Картина напоминает кому 3-го порядка, угол между прямыми, огибающими окружности, составляет 41,8°.

3. Сферическая аберрация высшего порядка для каждой точки изображения дает такую же картину, как сферическая аберрация 3-го порядка, но отличается тем, что в точке $y = 0$ она отсутствует и затем быстро растет пропорционально y^2. Уравнение окружности имеет вид:

$$\Delta y' = 4b_4m'(m'^2 + M'^2)y^2;$$

$$\Delta x' = 4b_4M'(m'^2 + M'^2)y^2.$$

4. Кривизна высшего порядка также зависит от y^2, но кривые рассеяния не окружности, как в случае аберраций 3-го порядка, а крылоподобные кривые, которые могут быть получены из уравнений:

$$\Delta y' = 2b_8m'(2m'^2 + M'^2)y^2 = 2b_8r^3\cos\theta(1 + \cos^2\theta)y^2;$$

$$\Delta x' = 2b_8m'^2M'y^2 = 2b_8r^3\cos^2\theta\sin\theta y^2.$$

5. Кома высшего порядка по полю определяется уравнениями:

$$\Delta y' = b_9(3m'^2 + M'^2)y^3;$$

$$\Delta x' = 2b_9m'M'y^3.$$

Она отличается от комы 3-го порядка тем, что размеры фигуры зависят от y^3, а не от y.

6. Дисторсия высшего порядка (по зрачку) выражается уравнением

$$\Delta y' = 3b_6m'^2y^3.$$

Это прямая линия, длина которой пропорциональна m'^2.

7. Боковая кривизна и астигматизм высшего порядка определяются уравнениями: $\Delta y' = 2(b_1 + b_7)m'y^4$; $\Delta x' = 2b_1M'y^4$.

Они отличаются от аберраций 3-го порядка тем, что зависят от y^4, а не от y^2.

8. Дисторсия высшего порядка по наклону может быть выражена уравнением $\Delta y' = b_2y^5$. Она отличается от дисторсии 3-го порядка тем, что пропорциональна y^5.

Заканчивая рассмотрение фигур рассеяния аберраций, следует заметить, что в чистом виде они не встречаются. В действительности имеют место выражения, описываемые уравнениями (6.1) и (6.10), к которым следует добавить аберрации более высоких порядков. Кроме этого, выражения для коэффициентов b_1—b_9 аберраций 5-го порядка чрезвычайно сложны. Их вычисление становится бесполезным в тех случаях, когда величины аберраций 5-го порядка становятся существенными, так как при этом возрастают и аберрации 7, 9-го и более высоких порядков.

При практических расчетах наибольшее распространение получила теория аберраций 3-го порядка, которая позволяет не только вычислить приблизительно аберрации оптических систем, но главным образом находить область решений и осуществлять их синтез. Эта теория наиболее эффективна при расчете оптических систем с умеренными оптическими характеристиками. В сочетании с использованием свойств апланатических точек поверхностей она дает хорошие результаты и при разработке светосильных и широкоугольных оптических систем.

6.3. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ТЕОРИИ АБЕРРАЦИЙ 3-го ПОРЯДКА

Общее выражение для поперечных составляющих аберраций имеет вид:

$$\left.\begin{aligned}
-2n_i'\alpha_i'\Delta y_i' &= \frac{\sigma_p(\sigma_p^2 + \psi_p^2)}{\alpha_p^3}\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{I}} + \frac{(3\sigma_p^2 + \psi_p^2)\omega_q}{\alpha_p^2\beta_q}\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{II}} + \\
&+ \frac{\sigma_p\omega_q^2}{\alpha_p\beta_q^2}\left(3\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{III}} + I^2\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{IV}}\right) + \left(\frac{\omega_q}{\beta_q}\right)^3\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{V}}; \\
-2n_i'\alpha_i'\Delta x_i' &= \frac{\psi_p(\psi_p^2 + \sigma_p^2)}{\alpha_p^3}\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{I}} + 2\frac{\psi_p\sigma_p\omega_q}{\alpha_p^2\beta_q}\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{II}} + \\
&+ \frac{\psi_p\omega_q^2}{\alpha_p\beta_q^2}\left(\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{III}} + I^2\overset{k}{\underset{1}{S}}_{\mathrm{IV}}\right),
\end{aligned}\right\} \tag{6.11}$$

где $\Delta y_i'$ и $\Delta x_i'$ — поперечные составляющие аберраций в меридиональной и сагиттальной плоскостях в i-м пространстве; n_i' — показатель преломления i-й среды;

α_p — угол первого параксиального луча с оптической осью системы в p-м пространстве; β_q — угол второго параксиального луча с оптической осью системы в q-м пространстве; σ_p, ψ_p — апертурные углы в p-м пространстве; ω_q — полевой угол в q-м пространстве; k — число поверхностей в системе; S_{I}, ..., S_{V} — коэффициенты аберраций 3-го порядка или суммы Зейделя.

Существует ряд выражений для вычисления коэффициентов аберраций с помощью различных переменных. Приведем некоторые из них.

1. Переменные P_i и W_i.

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i P_i;\ S_{\mathrm{II}} = \sum_1^k y_i P_i - J \sum_1^k W_i; \\ S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} P_i - 2J \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_1^k \Phi_i; \\ S_{\mathrm{IV}} &= \sum_1^k \Phi_i \pi_i; \\ S_{\mathrm{V}} &= \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i^2} P_i - 3J \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i + J^2 \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i), \end{aligned}\right\} \quad (6.12)$$

где $P_i = \left(\dfrac{\Delta\alpha}{\Delta \dfrac{1}{n}}\right)^2 \Delta \dfrac{\alpha}{n}$; $W_i = \dfrac{\Delta\alpha}{\Delta \dfrac{1}{n}} \Delta \dfrac{\alpha}{n}$; k — число компонентов.

2. Переменные Ланге.

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i P_i;\ S_{\mathrm{II}} = \sum_1^k h_i P_i \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}; \\ S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k h_i P_i \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}\right)^2;\quad S_{\mathrm{IV}} = \sum_1^k \frac{1}{h_i} \frac{\Delta\alpha_i n_i}{n_i \alpha_i}; \\ S_{\mathrm{V}} &= \sum_1^k \left[h_i P_i \left(\frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}\right)^2 + \frac{J^2}{h_i} \frac{\Delta\alpha_i n_i}{n_i n_i'}\right] \frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}. \end{aligned}\right\} \quad (6.13)$$

3. Переменные α, h и y.

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i P_i;\ S_{\mathrm{II}} = \sum_1^k y_i P_i - J \sum_1^k W_i; \\ S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} P_i + 2J \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_1^k \frac{1}{h_i} \left(\frac{\alpha_i'}{n_i'} - \frac{\alpha_i}{n_i}\right); \\ S_{\mathrm{IV}} &= \sum_1^k \frac{\pi}{h_i};\quad S_{\mathrm{V}} = \sum_1^k \frac{y^3}{h^2} P_i - 3J \sum_1^k \left(\frac{y_i^2}{h_i}\right) W_i + \\ &+ J^2 \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i^2} \left[3\left(\frac{\alpha_i'}{n_i'} - \frac{\alpha_i}{n_i}\right) + \pi_i\right] - J^3 \sum_1^k \frac{1}{h_i^2} \left[\left(\frac{1}{n_i'}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_i}\right)^2\right], \end{aligned}\right\} \quad (6.14)$$

где $\pi_i = \alpha_i'/n - \alpha_i/n'$.

4. Переменные h, α, β, P.

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i P_i;\ S_{\mathrm{II}} = \sum_1^k h_i P_i \frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}; \\ S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k h_i P_i \left(\frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}\right)^2;\quad S_{\mathrm{IV}} = -\sum_1^k \frac{\Delta \dfrac{1}{n_i}}{r_i}; \\ S_{\mathrm{V}} &= \sum_1^k h_i P_i \left(\frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}\right)^3 - J^2 \sum_1^k \frac{\Delta \dfrac{1}{n_i}}{r_i} \frac{\Delta\beta_i}{\Delta\alpha_i}. \end{aligned}\right\} \quad (6.15)$$

5. Переменные P^*, W^*, Φ.

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i^4 \Phi_i P_i^* + 4 \sum_1^k h_i^3 \Phi_i^2 \alpha_i W_i^* + h_i^2 \Phi_i \alpha_i \left[2\alpha_i (2 + \pi_i) - \alpha_i'\right]; \\ S_{\mathrm{II}} &= \sum_1^k y_i h_i^3 \Phi_i P_i^* + \sum_1^k h_i^2 \Phi_i^2 (4\alpha_i y_i - J) W_i^* + \\ &+ \sum_1^k h_i \Phi_i \alpha_i \left[(2\alpha_i y_i - J)(2 + \pi_i) - y_i \alpha_i'\right]; \\ S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k y_i^2 h^2 \Phi_i^3 P_i^* + 2 \sum_1^k y_i h_i \Phi_i^2 (2 y_i \alpha_i - J) W_i^* + \\ &+ \sum_i^k \Phi_i \left\{J^2 + y_i \alpha_i \left[2 (y_i \alpha_i - J)(2 + \pi_i) - y_i \alpha_i'\right]\right\}; \\ S_{\mathrm{IV}} &= \sum_1^k \Phi_i \pi_i;\ S_{\mathrm{V}} = \sum_1^k y_i^3 h_i \Phi_i^3 P_i^* + \sum_1^k y_i^2 \Phi_i^2 \left[4 y_i \alpha_i - 3J\right] W_i^* + \\ &+ \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} \Phi_i \left[J^2 (3 + \pi_i) + y_i \alpha_i (2 y_i \alpha_i - 3J)(2 + \pi_i) - y_i^2 \alpha_i \alpha_i'\right]. \end{aligned}\right\} \quad (6.16)$$

Иногда при расчете оптических систем приходится исправлять сферическую аберрацию в зрачках. Коэффициент, определяющий эту аберрацию, выражается следующим образом:

$$S_{1\,\mathrm{зр}} = \sum_1^k y_i^4 \Phi_i^3 P_i + 4 \sum_1^k y_i^3 \Phi_i^2 \beta_i W_i + \sum_1^k y_i^2 \Phi_i \beta_i \left[2\beta_i (2 + \pi_i) - \beta_i'\right]. \quad (6.17)$$

Величины P_i и W_i связаны с основными параметрами компонентов P_i^* и W_i^* следующими зависимостями:

$$\left.\begin{aligned} P_i &= (\alpha_i' - \alpha_i)^3 P_i^* + 4\alpha (\alpha' - \alpha) W_i^* + \alpha (\alpha' - \alpha) \left[2\alpha (2 + \pi) - \alpha'\right]; \\ W_i &= (\alpha' - \alpha)^2 W_i^* + \alpha (\alpha' - \alpha)(2 + \pi_i). \end{aligned}\right\} \quad (6.18)$$

Величину основных параметров P^* и W^* вычисляют при условии: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h_1 = f' = 1$.

6.4. СВЯЗЬ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ 3-го ПОРЯДКА С СУММАМИ ЗЕЙДЕЛЯ

Рассмотрим два случая расположения предмета относительно оптической системы.

1. Предмет находится в бесконечности.

При $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h_1 = f' = 1$; $\beta_1 = 1$

$$\left.\begin{aligned} \Delta s' &= -\mathrm{tg}^2\,\sigma f' \overline{S}_{\mathrm{I}}/2;\ \eta = \mathrm{tg}^2\,\sigma \overline{S}_{\mathrm{II}}/2; \\ z'_s - z'_m &= f'\,\mathrm{tg}^2\,\omega_1 \overline{S}_{\mathrm{III}};\ \Delta y' = \mathrm{tg}^3\,\omega_1 f' \overline{S}_{\mathrm{V}}/2, \end{aligned}\right\} \tag{6.19}$$

где $\overline{S}_{\mathrm{I}}$, $\overline{S}_{\mathrm{II}}$, $\overline{S}_{\mathrm{III}}$ и $\overline{S}_{\mathrm{V}}$ — приведенные суммы Зейделя, т. е. вычисленные при $f' = 1$.

Величина η характеризует отступление от условия изопланатизма — условия Штебле—Лихоцкого. Приведем некоторые выражения для вычисления η.

$$\left.\begin{aligned} &\eta = \Delta s'/(x' - s') + \Delta f'/f', \text{ если } s_1 = \infty; \\ &\eta = \Delta s'/(x' - s') + \Delta\beta/\beta, \quad \text{если } s_1 \neq \infty. \end{aligned}\right\} \tag{6.20}$$

Величина η характеризует также меридиональную кому 3-го порядка, т. е.

$$K_{\mathrm{III}} = 3y'\eta. \tag{6.21}$$

При $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h = f'$; $\beta_1 = 1$

$$\left.\begin{aligned} \Delta s' &= \mathrm{tg}^2\,\sigma\, S_{\mathrm{I}}/2;\ \eta = \mathrm{tg}^2\,\sigma S_{\mathrm{II}}/(2f'); \\ z'_s - z'_m &= \mathrm{tg}^2\,\omega_1 S_{\mathrm{III}};\ \Delta y' = -\frac{1}{2}\,\mathrm{tg}^3\,\omega_1 S_{\mathrm{V}}. \end{aligned}\right\} \tag{6.22}$$

2. Предмет находится на конечном расстоянии.

При $\alpha_1 = \beta$; $\alpha' = 1$; $\beta_1 = 1$

$$\left.\begin{aligned} \Delta s' &= -\mathrm{tg}^2\,\sigma S_{\mathrm{I}}/2;\ z'_s - z'_m = \mathrm{tg}^2\,\omega_1 S_{\mathrm{III}}; \\ \eta &= \mathrm{tg}^2\,\sigma S_{\mathrm{II}}/(2J);\ \Delta y' = -\mathrm{tg}^2\,\omega_1 S_{\mathrm{V}}/2. \end{aligned}\right\} \tag{6.23}$$

При $\alpha_1 = \beta$; $\alpha' = 1$; $\beta_1 = 0$

$$\left.\begin{aligned} \Delta s' &= \mathrm{tg}^2\,\sigma S_{\mathrm{I}}/2;\ z'_s - z'_m = (y/y_0)^2\, S_{\mathrm{III}}; \\ \eta &= -\mathrm{tg}^2\,\sigma S_{\mathrm{II}}/(2y_0);\ \Delta y' = -\frac{1}{2}\,(y/y_0)^3\, S_{\mathrm{V}}, \end{aligned}\right\} \tag{6.24}$$

где y_0 и y — параксиальные и реальные величины предмета соответственно.

6.5. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ИЗ БЕСКОНЕЧНО ТОНКИХ КОМПОНЕНТОВ

Для системы, состоящей из бесконечно тонких компонентов, коэффициенты аберраций 3-го порядка имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} &S_{\mathrm{I}} = \sum_1^k h_i P_i;\ S_{\mathrm{II}} = \sum_1^k y_i P_i - I \sum_1^k W_i; \\ &S_{\mathrm{III}} = \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} P_i - 2I \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} W_i + I^2 \sum_1^k \Phi_i;\ S_{\mathrm{IV}} = \sum_1^k \Phi_i \pi_i; \\ &S_{\mathrm{V}} = \sum_1^k \frac{y_i^3}{h_i^2} P_i - 3I \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} W_i + I^2 \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i), \end{aligned}\right\} \tag{6.25}$$

где k — число компонентов в системе;

$$P_i = \sum_1^p P_\nu = \sum_1^p \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta\frac{1}{n}}\right)^2 \Delta\left(\frac{\alpha}{n}\right);$$

$$W_i = \sum_1^p W_\nu = \sum_1^p \frac{\Delta\alpha}{\Delta\frac{1}{n}}\,\Delta\frac{\alpha}{n}$$

— относятся ко всем поверхностям компонента.

Из формул (6.25) получаем выражение для коэффициентов аберрации в случае одного компонента.

Для отдельного компонента в воздухе при: $s_1 \neq \infty$; $\alpha_1 = \beta$; $\beta_1 = 1$; $\Phi_i = (\alpha' - \alpha)/h$; $I = \beta\,(x_1 - s_1)$

$$\left.\begin{aligned} &S_{\mathrm{I}} = \beta s_1 P_i;\ S_{\mathrm{II}} = x_1 P_i - \beta\,(x_1 - s_1)\, W_i; \\ &S_{\mathrm{III}} = \frac{x_1}{\beta s_1} P_i - 2\,(x_1 - s_1)\,\frac{x_1}{s_1} W_i + \beta\,(x_1 - s_1)^2\,\frac{(1-\beta)}{s_1}; \\ &S_{\mathrm{IV}} = (1-\beta)\,\pi_i/(s_1\beta);\ \pi_i = \sum \frac{\Phi_i}{n}; \\ &S_{\mathrm{V}} = \frac{x_1^3}{(\beta s_1)^2} P_i - 3\,(x_1 - s_1)\left(\frac{x_1}{s_1}\right)^2 \frac{1}{\beta} W_i + (x_1 - s_1)^2\,\frac{x_1}{s_1^2}\,(1-\beta)\,(3+\pi). \end{aligned}\right\} \tag{6.26}$$

Если предмет в бесконечности: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h_1 = f' = 1$; $\beta_1 = 1$

$$\left.\begin{aligned} &\overline{S}_{\mathrm{I}} = P^*;\ \overline{S}_{\mathrm{II}} = x_1 P^* + W^*; \\ &\overline{S}_{\mathrm{III}} = x_1^2 P^* + 2x_1 W^* + 1;\ \overline{S}_{\mathrm{IV}} = \pi;\ \overline{S}_{\mathrm{V}} = x_1^3 P^* + 3x_1^2 W^* + x_1\,(3+\pi). \end{aligned}\right\} \tag{6.27}$$

Если плоскость входного зрачка совпадает с компонентом, то формулы (6.26) и (6.27) принимают вид:

$$\left.\begin{aligned} &S_{\mathrm{I}} = \beta s_1 P;\quad S_{\mathrm{III}} = \beta\,(1-\beta)\, s_1; \\ &S_{\mathrm{II}} = \beta s_1 W;\quad S_{\mathrm{IV}} = (1-\beta)\,\pi/(s_1\beta);\quad S_{\mathrm{V}} = 0; \end{aligned}\right\} \tag{6.28}$$

$$\left.\begin{aligned} &\overline{S}_{\mathrm{I}} = P^*;\quad \overline{S}_{\mathrm{III}} = 1; \\ &\overline{S}_{\mathrm{II}} = W^*;\quad \overline{S}_{\mathrm{IV}} = \pi;\quad \overline{S}_{\mathrm{V}} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{6.29}$$

Причем величина π может быть принята равной 0,7,

Коэффициенты аберраций систем с асферическими преломляющими поверхностями. Для системы, состоящей из тонких компонентов, содержащих асферические поверхности, коэффициенты аберрации имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}
S_{\mathrm{I}} &= \sum_1^k h_i P_i + \sum_1^k h_i^4 k_i;\\
S_{\mathrm{II}} &= \sum_1^k y_i P_i - I \sum_1^k W_i + \sum_1^k h_i^3 y_i k_i;\\
S_{\mathrm{III}} &= \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} P_i - 2I \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} W_i + I^2 \sum_1^k \Phi_i + \sum_1^k h_i^2 y_i k_i;\\
S_{\mathrm{IV}} &= \sum_1^k \Phi_i \pi_i;\quad S_{\mathrm{V}} = \sum_1^k \frac{y_i^3}{h_i^2} P_i - 3I \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i +\\
&+ I^2 \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3+\pi_i) + \sum_1^k h_i y_i^2 k_i,
\end{aligned}\right\} \qquad (6.30)$$

где k_i — коэффициент деформации.

Из формул (6.30) следует:

1) кривизна поверхности Пецваля не зависит от коэффициента деформации; 2) к трем параметрам тонкого компонента P, W, π добавляется еще только один параметр k (независимо от того наносится ли асферическая поверхность на одной или на всех поверхностях компонента); 3) если входной зрачок совпадает с компонентом, то параметр k остается лишь в S_{I} и, таким образом, введением асферики можно исправить только сферическую аберрацию.

Зависимость аберраций 3-го порядка от положения входного зрачка. В теории аберраций установлена зависимость монохроматических аберраций от положения зрачка. Если расположить монохроматические аберрации в следующей последовательности — сферическая, кома, астигматизм, дисторсия, то при исправлении первых t аберраций аберрация с номером $t+1$ не зависит от положения зрачка.

6.6. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ P^* И W^* ТОНКИХ КОМПОНЕНТОВ

Ранее были даны выражения для вычисления параметров P и W, которые отличаются от основных монохроматических параметров P^* и W^* условиями нормировки. Основные параметры P^* и W^* определяются при условии: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$. Между P^* и W^* и P и W существуют следующие связи:

$$\left.\begin{aligned}
P &= (\alpha'-\alpha)^3 P^* + 4\alpha(\alpha'-\alpha)^2 W^* + \alpha(\alpha'-\alpha)[2\alpha(2+\pi)-\alpha'];\\
W &= (\alpha'-\alpha)^2 W^* + \alpha(\alpha'-\alpha)(2+\pi).
\end{aligned}\right\} \qquad (6.31)$$

$$\left.\begin{aligned}
P^* &= \frac{1}{(\alpha'-\alpha)^3}\{P - 4\alpha W + \alpha(\alpha'-\alpha)[2\alpha(2+\pi)+\alpha']\};\\
W^* &= [W - \alpha(\alpha'-\alpha)(2+\pi)]/(\alpha'-\alpha)^2.
\end{aligned}\right\} \qquad (6.32)$$

Формулы перехода от P и W к P^* и W^* позволяют выразить коэффициенты аберрации через основные параметры и исключить величины P и W, зависящие от положения предмета.

Основные параметры P^* и W^* зависят только от внутренних элементов системы и определяют все пять монохроматических аберраций 3-го порядка. Это относится только к бесконечно тонким компонентам.

При оборачивании оптической системы или при определении основных параметров в обратном ходе лучей имеют место следующие соотношения:

$$\overleftarrow{P}^* = P^* - 4W^* + 2\pi + 4;\quad \overleftarrow{W}^* = -W^* + \pi + 2, \qquad (6.33)$$

где $\overleftarrow{P}^*$ и $\overleftarrow{W}^*$ — основные параметры той же системы, рассчитанные в обратном ходе лучей, т. е. справа налево.

Практически встречаются системы, состоящие из одинаковых компонентов. В случае, если система состоит из двух одинаковых компонентов, то основные параметры отдельных составляющих выражаются следующим образом через основные параметры всего компонента:

$$\left.\begin{aligned}
W^*_{1/2} &= 2(W^* - 0{,}68);\\
P^*_{1/2} &= 4(P^* - W^* + 0{,}26);\quad f'_{1/2} = 2f'.
\end{aligned}\right\} \qquad (6.34)$$

В случае, если компонент состоит из трех одинаковых компонентов:

$$W^*_{1/3} = 3(W^* - 0{,}9);\quad P^*_{1/3} = 9(P^* - 1{,}33W^* + 0{,}5);\quad f'_{1/3} = 3f'. \qquad (6.35)$$

Для того чтобы система не изменяла аберраций при переворачивании, т. е. чтобы выполнялись условия $\overleftarrow{P}^* = P^*$ и $\overleftarrow{W}^* = W^*$, из (6.35) получаем, что должны выполняться условия

$$W^* = 1 + \pi/2;\ P^* \text{ — произвольное.} \qquad (6.36)$$

Из условий (6.36) следует любопытное свойство бесконечно тонких симметричных компонентов: независимо от сложности компонента величина W^* у них всегда равна $1+\pi/2$, т. е. приближенно — 1,35. Такие системы имеют значительную кому, если зрачок не совпадает с компонентом.

Случай, когда n и n' не равны единице. Этот случай встречается при расчете зеркально-линзовых объективов, гидрообъективов и др. Связь между P и W и основными параметрами P^* и W^* имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}
n'^3 P &= h^3\Phi^3 P^* + 4nn'\alpha h^2\Phi^2 W^* + nn'\alpha h\Phi[2n\alpha(2+n'\pi) - n'\alpha'];\\
n'^2 W &= (n'\alpha' - n\alpha)^2 W^* + \alpha nn'(n'\alpha' - n\alpha)\left(\frac{2}{n}+\pi\right);\\
\pi &= h\sum\frac{\Delta/r}{n} = \sum\frac{\alpha'n' - \alpha n}{nn'}.
\end{aligned}\right\} \qquad (6.37)$$

Основные параметры для бесконечно тонкой линзы. В тонкой линзе P^* и W^* зависят только от одного параметра α_2, т. е. угла первого параксиального луча в стекле α_2 с оптической осью:

$$\left.\begin{aligned}
P^* &= \left(\frac{n}{n-1}\right)^2\left[1 - \left(2+\frac{1}{n}\right)\alpha_2 + \left(1+\frac{r}{n}\right)\alpha_2^2\right];\\
W^* &= \frac{n}{(n-1)}[1 - (n+1)\alpha_2/n].
\end{aligned}\right\} \qquad (6.38)$$

Связь между P^* и W^* следующая:

$$P^* = P_0 + \left[1 - \frac{1}{(n+1)^2}\right]\left[W^* - \frac{1}{2(2+n)}\right]^2, \qquad (6.39)$$

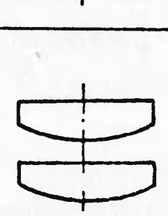
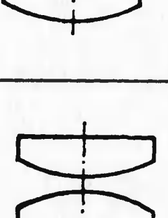
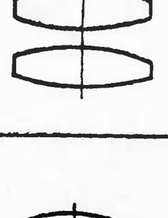
где $P_0 = (4n-1)n/4(2+n)(n-1)^2$.

Угол α_2 может быть выражен через W^* следующей формулой:

$$\alpha_2 = n/(n+1) - (n-1)W^*/(n+1). \qquad (6.40)$$

Зависимость основных параметров P^* и W^* при различных показателях преломления n от формы одиночных линз дана в табл. 6.1.

Таблица 6.1. Значения основных параметров при различной ориентации линз

n										
	W^*	P^*	W^*	P^*	W^*	P^*	W^*	P^*	W^*	P^*
1,50	3,00	9,00	—0,33	2,32	2,18	4,17	0,52	0,83	1,35	1,70	1,35	3,33	1,35	1,92
1,55	2,82	7,84	—0,17	1,96	2,09	3,82	0,60	0,83	1,35	1,62	1,35	3,06	1,35	1,85
1,60	2,67	7,11	—0,03	1,69	2,02	3,53	0,66	0,83	1,35	1,56	1,35	2,84	1,35	1,78
1,65	2,54	6,44	0,07	1,50	1,95	3,30	0,71	0,83	1,35	1,52	1,35	2,66	1,35	1,74
1,70	2,43	5,90	0,16	1,36	1,90	3,12	0,76	0,83	1,35	1,50	1,35	2,56	1,35	1,70
1,75	2,33	5,44	0,24	1,26	1,84	2,94	0,80	0,83	1,35	1,48	1,35	2,40	1,35	1,66
1,80	2,25	5,06	0,30	1,17	1,80	2,80	0,83	0,83	1,35	1,46	1,35	2,29	1,35	1,63

Основные параметры двухлинзового склеенного объектива. В таком объективе при возможности выбора марок стекол можно исправить две монохроматические аберрации.

Заменив переменные α_2 и α_3 инвариантом Аббе, для поверхности склейки получим:

$$\left.\begin{aligned} P^* &= aQ^2 + bQ + c; \\ W^* &= -(a+1)\,Q/2 + (\Phi_2 - b)/3, \end{aligned}\right\} \tag{6.41}$$

где

$$a = 1 + 2\Phi_1/n_2 + 2\Phi_2/n_3;$$

$$b = 3\Phi_1^2/(n_2 - 1) - 3\Phi_2^2/(n_3 - 1) - 2\Phi_2;$$

$$c = \frac{n_2}{(n_2-1)^2}\Phi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3-1)^2}\Phi_2^3 + \frac{n_3}{n_3-1}\Phi_2^2.$$

Величина P^* может быть выражена формулой

$$P^* = P_0 + 4a\,(W^* - W_0)^2/(a+1)^2, \tag{6.42}$$

где $P_0 = c - b^2/4a$; $W_0 = \Phi_2/3 - (3-a)\,Q_0/6$; $Q_0 = -b/2a$.

Известна приближенная формула, связывающая P^* и W^*,

$$P^* = P_0 + 0{,}85\,(W^* - W_0)^2,$$

где $W_0 = 0{,}1 \div 0{,}2$.

Если n_2, n_3, Φ_1, P^* и W^* известны, то можно определить Q_0 и P_0, а затем — Q по формулам:

$$Q = Q_0 \pm \sqrt{(P^* - P_0)/a},$$

или

$$Q = Q_0 - (W^* - W_0)/1{,}67.$$

Далее определяется α_2 и α_3, а затем и радиусы объектива $\alpha_2 = (n_2 - 1)\,Q/n_2 + \Phi_1$; $\alpha_3 = (n_3 - 1)\,Q/n_3 + \Phi_1$.

Величины Φ_1 и Φ_2 находятся из условия ахроматизации.

Кроме описанного способа при расчете двухлинзового склеенного объектива используются таблицы Г. Г. Слюсарева и специальные автоматизированные программы для расчета на ЭВМ.

Основные параметры двухлинзового несклеенного компонента. Такой компонент состоит из двух тонких линз, расположенных на малом расстоянии друг от друга.

Раскрывая выражение для P^* и W^* и принимая во внимание, что $\alpha_2 = (n_2 - 1)\times \rho_1/n_2$; $\alpha_3 = \Phi_1$; $\alpha_4 = \Phi_1/n_4 + (n_4 - 1)\,\rho_3/n_4$, имеем:

$$\left.\begin{aligned} P^* &= \left(\frac{n_2}{n_2-1}\right)^2\Phi_1^3 - \frac{2n_2+1}{n_2-1}\Phi_1^2\rho_1 + \frac{2+n_2}{n_2}\Phi_1\rho_1^2 + \\ &+ \left(\frac{n_4}{n_4-1}\right)^2\Phi_2^2 + \frac{3n_4+1}{n_4-1}\Phi_1\Phi_2^2 + \frac{3n_4+2}{n_4}\Phi_1^2\Phi_2 - \\ &- \left[\frac{2n_4+1}{n_4-1}\Phi_2^2 + \frac{4\,(n_4+1)}{n_4}\Phi_1\Phi_2\right]\rho_3 + \frac{2+n_4}{n_4}\Phi_2\rho_3^2; \\ W &= \frac{n_2}{n_2-1}\Phi_2^2 + \frac{n_4}{n_4-1}\Phi_2^2 + \frac{2n_4+1}{n_4}\Phi_1\Phi_2 - \\ &- \frac{n_2+1}{n_2}\Phi_1\rho_1 - \frac{n_4+1}{n_4}\Phi_2\rho_3. \end{aligned}\right\} \tag{6.43}$$

Оптические силы Φ_1 и Φ_2 определяются из условия ахроматизации.

6.7. АБЕРРАЦИИ 3-го ПОРЯДКА ДЛЯ ОДНОГО ТОНКОГО КОМПОНЕНТА

Используя формулы (6.19) и (6.27), получим выражения для вычисления аберраций 3-го порядка для тонкого компонента.

Сферическая аберрация. Сферическая аберрация для предмета, находящегося на конечном расстоянии, при $\alpha_1=\beta$; $\alpha'=1$; $h_1=s_1\alpha_1$ определяется выражением: $\Delta s' = -m_1^2 P/2s'$.

В случае, если предмет лежит в бесконечности, $s_1 = \infty$; $\alpha_1 = 0$; $h_1 = f'$; $\Delta s' = -m_1^2 P^*/(2f')$.

Кома. Для предмета, расположенного на конечном расстоянии, меридиональная кома при тех же условиях нормировки определяется по формуле $\Delta y'_k = 3m_1^2 \operatorname{tg}\omega_1 \times S_{II}/(2s')$, где $S_{II} = x_1 P - \beta(x_1 - s_1) W$.

Для предмета, расположенного на бесконечности, $s_1 = \infty$ и $\Delta y'_k = 3m_1^2 \operatorname{tg}\omega_1 \times \bar{S}_{II}/2f'$, где $\bar{S}_{II} = x_1 P^* + W^*$.

Если входной зрачок совпадает с компонентом, т. е. $x_1 = 0$, то

$$\Delta y'_k = -3m_1^2 \operatorname{tg}\omega_1 W^*/(2f').$$

Астигматизм и кривизна поверхности изображения. В случае, если $s_1 \neq \infty$ при $\alpha_1 = \beta$ и $\alpha' = 1$, для меридиональной и сагиттальной составляющих имеем:

$$z'_m = -\operatorname{tg}^2\omega_1 [3S_{III} + \beta^2 (x_1 - s_1)^2 S_{IV}]/2;$$

$$z'_s = -\operatorname{tg}^2\omega_1 [S_{III} + \beta^2 (x_1 - s_1)^2 S_{IV}]/2;$$

$$z'_s - z'_m = -\operatorname{tg}^2\omega_1 S_{III}.$$

Если предмет лежит в бесконечности ($s_1 = \infty$):

$$z'_m = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1 (3S_{III} + S_{IV})/2;$$

$$z'_s = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1 (S_{III} + S_{IV})/2;$$

$$z'_s - z'_m = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1 S_{III}.$$

Если при этом зрачок совпадает с компонентом $x_1 = 0$:

$$z'_m = -1{,}85 f' \operatorname{tg}^2\omega_1; \quad z'_s = -0{,}85 f' \operatorname{tg}^2\omega_1; \quad z'_s - z'_m = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1.$$

Дисторсия. Дисторсия 3-го порядка при $s_1 = \infty$ определяется формулой $\Delta y' = -f' \operatorname{tg}^3\omega_1 \bar{S}_V/2$, где $\bar{S}_V = x^3 P^* + 3x_1^2 W^* + x_1(3 + \pi)$.

Если зрачок совпадает с компонентом, имеем $\bar{S}_V = 0$ и соответственно $\Delta y' = 0$. В случае, если $s_1 \neq \infty$, то $\Delta y' = -\operatorname{tg}^3\omega_1 S_V/2$.

Аберрация 3-го порядка сферического зеркала. Найдем выражения для аберраций в области Зейделя при различном положении предмета и входного зрачка.

Для предмета, находящегося в бесконечности: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h_1 = f' = 1$; $n' = -n = -1$.

Основные параметры и коэффициенты аберраций принимают значения:

$$P^* = -1/4; \quad W^* = 1/2; \quad \bar{S}_I = -1/4; \quad \bar{S}_{II} = -x_1/4 + 1/2;$$

$$\bar{S}_{III} = -x_1^2/4 + x_1 - 1; \quad \bar{S}_{IV} = 1; \quad \bar{S}_V = -x_1^3/4 + 3x_1^2/2 - 2x_1.$$

Если входной зрачок совпадает с вершиной зеркала, то $x_1 = 0$;

$$\bar{S}_I = -1/4; \quad \bar{S}_{II} = -1/2; \quad \bar{S}_{III} = -1; \quad \bar{S}_{IV} = 1; \quad \bar{S}_V = 0.$$

При $s = \infty$ аберрации имеют следующие значения:

$$\Delta s' = -\frac{1}{8}\frac{m_1^2}{f'}; \quad \Delta y'_k = \frac{3}{4}\frac{m_1^2}{f'} \operatorname{tg}\omega_1 \left(-\frac{1}{2}x_1 + 1\right);$$

$$z'_m = \frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^2\omega_1 \left(-\frac{3}{4}x_1^2 + 3x_1 - 2\right);$$

$$z'_s = \frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^2\omega_1 \left(-\frac{1}{4}x_1^2 + x\right);$$

$$z'_s - z'_m = f' \operatorname{tg}^2\omega_1 \left(-\frac{1}{4}x_1^2 + x_1 - 1\right);$$

$$\Delta y' = \frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^3\omega_1 \left(-\frac{1}{4}x_1^3 + \frac{3}{2}x_1^2 - 2x_1\right).$$

Если зрачок совпадает с вершиной зеркала, т. е. $x_1 = 0$, имеем:

$$\Delta y'_k = \frac{3}{4}\frac{m_1^2}{f'} \operatorname{tg}\omega_1; \quad \Delta s' = -\frac{1}{8}\frac{m_1^2}{f'};$$

$$z'_m = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1; \quad z'_s = 0;$$

$$z'_s - z'_m = -f' \operatorname{tg}^2\omega_1; \quad \Delta y' = 0.$$

Если зрачок совпадает с центром зеркала, т. е. $x_1 = r = 2f'$, имеем:

$$\Delta s' = m_1^2/(8f'); \quad \Delta y'_k = 0; \quad z'_m = z'_s = f' \operatorname{tg}^2\omega_1/2; \quad z'_s - z'_m = 0; \quad \Delta y' = 0. \qquad (6.44)$$

6.8. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ АБЕРРАЦИЙ

Связь между поперечными составляющими аберраций и волновой аберрацией N выражается следующими зависимостями:

$$\Delta y' = R\partial N/\partial y; \quad \Delta x' = R\partial N/\partial x, \qquad (6.45)$$

где R — радиус сферы сравнения.

Уравнение (6.45) связывает поперечные аберрации $\Delta y'$ и $\Delta x'$ с производными функции N по y и x. Если выразить эти координаты через m' и M', то получим

$$\Delta y' = R\partial N/\partial m'; \quad \Delta x' = R\partial N/\partial M'. \qquad (6.46)$$

Произведя интегрирование в общем случае, имеем выражение для волновой аберрации

$$N = \int_{\sin\sigma'_0}^{\sin\sigma_{m'}} \Delta y' d(\sin\sigma'). \qquad (6.47)$$

Для каждого рассчитанного в меридиональной плоскости луча известны $\Delta y'$ и $\sin\sigma'_m$. Рассматривая $\Delta y'$ как функцию $\sin\sigma'$, можно вычислить N графически (как площадь, заключенную между кривой $\Delta y'$, ординатами $\sin\sigma_0$ и $\sin\sigma_m$ и осью x).

Формула (6.47) пригодна, когда точка-объект лежит на оси. В случае, когда $\sin\sigma'$ невелик, для объективов микроскопов могут быть использованы приближенные формулы, предложенные Л. Н. Андреевым.

Приближенные формулы для вычисления волновых аберраций. Если в разложении сферической аберрации ограничиться двумя членами, т. е. ограничиться аберрациями 3 и 5-го порядков, что для решения многих практических задач является

вполне достаточным, то могут быть получены следующие приближенные формулы:

$$\left.\begin{aligned} N/\lambda &= (70 - 110k)\,\Delta s'_з \sigma'^2_{кр}, \text{ если } k < 0; \\ N/\lambda &= (70 + 40k)\,\Delta s'_з \sigma'^2_{кр}, \text{ если } 0 < k < 1; \\ N/\lambda &= 110\,\Delta s'_{кр} \sigma'^2_{кр}, \text{ если } k > 1, \\ &\text{где } k = \Delta s'_{кр}/\Delta s'_з. \end{aligned}\right\} \quad (6.48)$$

Формулы (6.48) позволяют вычислить суммарную волновую аберрацию для широкого пучка лучей от 0 до σ'_A в плоскости наилучшей установки при длине волны $\lambda = 589$ мм. Если продольная сферическая аберрация вычислена для другой длины волны $\lambda = p$, то для определения волновой аберрации выражение (6.48) необходимо умножить на отношение $589/p$ нм. Приведенные приближенные формулы дают хорошее совпадение с точными способами вычисления волновой аберрации (по разности хода лучей) в случае, когда продольная сферическая аберрация имеет только одно пересечение с осью ординат или не имеет его вообще.

Волновая аберрация, вызванная дефокусировкой. В случае дефокусировки волновая аберрация может быть вычислена по формуле

$$N = \Delta\sigma'^2/(2\lambda). \quad (6.49)$$

Если $\lambda = 0{,}000589$ мм, то $N = 850\Delta\sigma'^2$, если $\lambda = 0{,}000280$ мм, то $N = 1700\Delta\sigma'^2$.

Вычисление волновой аберрации для точки вне оси. В этом случае волновая аберрация зависит от двух параметров y и z (или m и M) и может быть вычислена путем двойного интегрирования по контуру согласно формуле

$$N = \frac{1}{R}\int (\Delta x'\,dz + \Delta y'\,dy). \quad (6.50)$$

Для того чтобы воспользоваться этой формулой, необходим расчет большого количества лучей.

Значительно быстрее волновая аберрация может быть вычислена на ЭВМ одновременно с расчетом хода луча. Волновая аберрация N может быть представлена как разность оптических путей между двумя сферами сравнения для ряда лучей. Если из оптических путей, соответствующих различным лучам, вычесть оптический путь для главного луча, то получим волновую аберрацию этих лучей. Чтобы радиус сферы сравнения в пространстве изображения не влиял на результаты расчета, его нужно принять равным бесконечности. Такой способ вычисления волновых аберраций был предложен Г. Г. Слюсаревым.

6.9. ХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ 1-го ПОРЯДКА

Хроматические аберрации могут быть разделены на группы по признакам той области, к которой относятся лучи, дающие изображение, например 1-го порядка (Гаусса), 3-го порядка (Зейделя) и высшего порядка.

В отличие от монохроматических хроматические аберрации появляются уже в параксиальной области. Хроматические аберрации возникают при преломлении белого света на оптических преломляющих поверхностях; в этом случае происходит разложение света на спектральные составляющие, вызываемые дисперсией оптических сред.

В параксиальной области различают следующие хроматические аберрации: хроматизм положения, хроматизм увеличения и вторичный спектр.

Хроматическая аберрация положения. Эта аберрация определяется расстоянием $\Delta s'_{хр}$ между параксиальными изображениями для двух цветов. Ее появление может быть объяснено из инварианта Аббе $n'/s' - n/s = (n' - n)/r$. Так как $s' = f_1(n, n', \ldots)$, а $n = f_2(\lambda)$; $n' = f_3(\lambda)$, то и $s' = f(\lambda)$. Эта аберрация может быть определена по следующим ниже формулам (в зависимости от условия нормировки).

При $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1{,}0$; $\beta_1 = 1{,}0$; $h_1 = f' = 1{,}0$:

$$ds' = f'\bar{S}_{I\,хр} = f'\sum hC = f'\sum hC^*(\alpha' - \alpha),$$

где $C = \dfrac{\delta\alpha}{\delta\mu}\delta\dfrac{\Delta n}{n}$; $\Delta n = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$; $\mu = 1/n$.

При $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1{,}0$; $\beta_1 = 1{,}0$; $h_1 = f'$: $ds' = S_{I\,хр}$.
При $\alpha_1 = \beta$; $\alpha' = 1{,}0$; $\beta_1 = 1{,}0$:

$$ds' = S_{I\,хр} = \sum hC = \sum hC^*(\alpha' - \alpha).$$

При $\alpha_1 = -\beta$; $\beta_1 = 0$; $h_1 = s_1\alpha_1$; $n_1 = 1{,}0$; $n' = 1{,}0$:

$$ds' = S_{I\,хр} = \sum hC.$$

При $\alpha_1 = \beta$; $\beta_1 = 0$; $\alpha' = 1{,}0$; $h_1 = s_1\beta$; $n_1 \neq 1{,}0$:

$$ds' = \sum hC = S_{I\,хр}/n_1^2.$$

Для простой тонкой линзы хроматизм положения определяется соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} ds' &= -f'/\nu, \text{ если } s_1 = \infty; \\ ds' &= -s'^2/f'\nu, \text{ если } s_1 \neq \infty. \end{aligned}\right\} \quad (6.51)$$

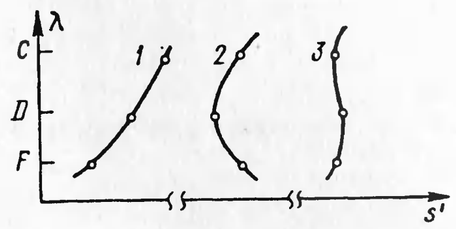


Рис. 6.7. Спектры оптических систем при различной степени ахроматизации

Из этих выражений следует, что для простой тонкой линзы хроматизм положения исправить невозможно. У положительной линзы он отрицательный, а у отрицательной — положительный. Хроматизм положения также не зависит от формы линзы. Для исправления его необходимо соединять, по крайней мере, одну положительную и одну отрицательную линзы из различных марок стекол. Условием ахроматизации является выражение

$$ds' = \sum(\Phi/\nu) = 0. \quad (6.52)$$

Условия ахроматизации двухлинзового склеенного объектива: $\Phi_1 + \Phi_2 = 1$; $\Phi_1/\nu_1 + \Phi_2/\nu_2 = 0$; $\Phi_1 = \nu_1/(\nu_1 - \nu_2)$; $\Phi_2 = -\nu_2/(\nu_1 - \nu_2)$.

Хроматизм положения для системы, состоящей из m бесконечно тонких линз, вычисляется по формуле $ds'_{хр} = -\left(h_1^2\Phi_1/\nu_1 + h_2^2\Phi_2/\nu_2 + \cdots + h_m^2\Phi_m/\nu_m\right)\alpha'^2$.

Вторичный спектр. Геометрическое место точек пересечения лучей различных длин волн с оптической осью называется спектром.

В неахроматизированной системе (рис. 6.7, кривая *1*) для каждой длины волны имеется своя точка изображения. Системы, у которых в одну точку соединены лучи для двух длин волн (рис. 6.7, кривая *2*), называются ахроматами. В таких системах в каждой точке изображения сводятся лучи для двух длин волн, но лучи для других длин волн пересекают оптическую ось в другой плоскости. Такой остаточный хроматизм $ds'_{D-F} = s'_F - s'_D$ при условии $ds' = s'_F - s'_C = 0$ называется вторичным спектром. Для тонкого двухлинзового объектива величина вторичного спектра может быть вычислена по формуле $ds'_{F-D} = -f'(\gamma_2 - \gamma_1)/(\nu_2 - \nu_1)$, где $\nu = (n_D - 1)/(n_F - n_C)$; $\gamma = (n_F - n_D)/(n_F - n_C)$.

Если применены обычные марки стекол, то для визуальной области справедлива формула $\Delta s'_{F,D} \approx f'/2000$.

Для исправления вторичного спектра следует применять оптические среды с близкими по значению величинами относительных частных дисперсий, но с различными коэффициентами дисперсий, т. е. $\gamma_2 = \gamma_1$, и $\nu_2 \neq \nu_1$. Системы с исправленным вторичным спектром называются апохроматами (рис. 6.7, кривая *3*). Апохроматы дают практически бесцветное изображение. Такая коррекция достигается использованием в качестве оптических сред линз из кристаллов, например флюорита, фтористого лития и особых марок стекол (ОФ4, СТК9 и др.).

И, наконец, оптические системы, у которых в одной точке сведены лучи более чем для трех длин волн, называются суперапохроматами.

Хроматизм увеличения. Хроматической разностью увеличения является величина $\Delta y'_{\text{хр}} = y'_F - y'_C$. Обычно хроматизм увеличения выражают в относительной мере $\Delta y'_{\text{хр}}/y'$. Связь хроматизма увеличения с хроматическим коэффициентом аберрации при условиях нормировки, соответствующих формулам (6.19) и (6.24), следующая:

$$dy'/y' = -S_{\text{II хр}} = -\sum yC = -\sum yC^*(\alpha' - \alpha);$$

$$dy'/y' = \sum yC^*(\alpha' - \alpha)/f';$$

$$dy'/y' = \sum yC/l = S_{\text{II хр}} = \sum yC^*(\alpha' - \alpha)/l;$$

$$dy'/y' = \sum yC/l = S_{\text{II хр}} = -\sum yC/y_0;$$

$$dy'/y' = \sum yC/n_1\beta y_0 = S_{\text{II хр}},$$

где y_0 — параксиальна величине предмета.



Рис. 6.8. Аберрации оптических систем

Для компонента, состоящего из m бесконечно тонких соприкасающихся линз, хроматизм увеличения вычисляется по формуле

$$\frac{dy'}{y} = -\frac{a_p s_1}{a_p - s_1}\sum_1^m \frac{\Phi_k}{\nu_k} = -\frac{a'_{p'} s'}{a_{p'} - s'}\sum_1^m \frac{\Phi_k}{\nu_k}.$$

Для одиночной линзы хроматизм увеличения может быть вычислен по формулам: $dy'/y' = a_p/f'\nu$, если $s_1 = \infty$; $dy'/y' = -a_p s_1/(a_p - s_1) f'\nu$, если $s_1 \neq \infty$.

Классификация аберраций оптических систем приведена на рис. 6.8.

Глава 7
ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ

7.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ ВИНЬЕТИРОВАНИЕ

Реальная оптическая система должна ограничивать проходящие через нее пучки лучей. Такое ограничение в общем случае будет различным для разных точек изображаемого системой предмета. Процесс изменения ограничения пучков лучей называют виньетированием.

С другой стороны, в оптической системе могут располагаться в ходе лучей непрозрачные экраны, препятствующие прохождению света; действие таких экранов называют экранированием.

В большинстве случаев оптические системы являются центрированными, поэтому материальные диафрагмы и экраны обычно делают круглыми и также центрированными относительно оси.

Ограничение пучков лучей в оптической системе играет двоякую роль. Во-первых оно определяет собой количество световой энергии, приходящей от различных точек предмета к соответственным точкам изображения; во-вторых, в ряде случаев оно позволяет устранять те части световых пучков, которые обладают неприемлемыми по своей величине аберрациями, существенно ухудшающими качество изображения.

Изучение процессов виньетирования и экранирования удобно начинать с рассмотрения величины сечения пучков лучей в меридиональной плоскости, так как в ней виньетирование проявляется более ощутимо, чем в сагиттальной плоскости.

Диафрагмы, ограничивающие световые пучки, могут быть расположены как внутри оптической системы, так и вне ее — в пространстве предметов и в пространстве изображений.

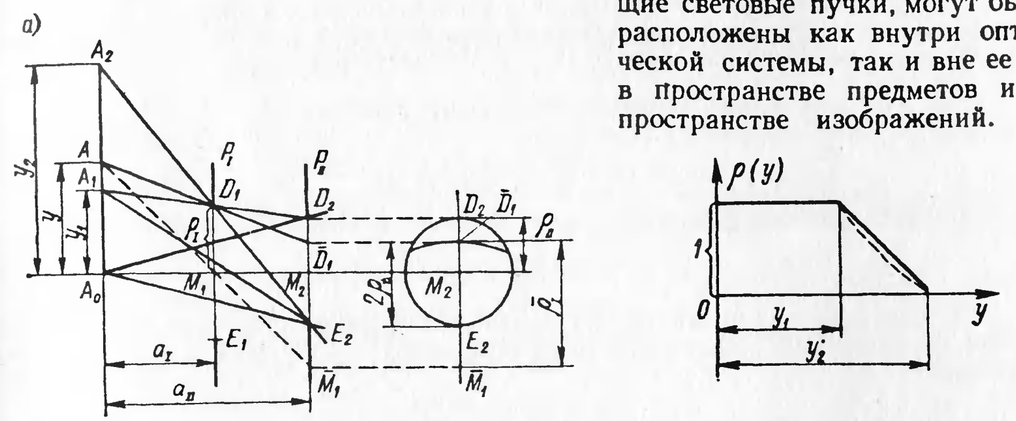


Рис. 7.1. Ограничение пучков при двух диафрагмах (*а*) и график геометрического виньетирования (*б*)

Для рассмотрения процессов виньетирования удобно воспользоваться переносом изображений всех материальных диафрагм через соответствующие части оптической системы в одно и то же пространство — предметов или изображений.

В общем случае изображения таких диафрагм получаются при наличии аберраций (нередко весьма значительных), так как отдельные части системы обычно не подвергают самостоятельной коррекции.

Однако в начальной стадии рассмотрения виньетирования уместно принять гипотезу, что изображения диафрагм, создаваемые оптической системой или ее частями, получаются резкими, а также, что их можно рассматривать как ряд материальных диафрагм, которые отличаются по размерам и различно расположены в одном и том же пространстве. Виньетирование при таком допущении называют геометрическим виньетированием. При наличии в одном и том же пространстве таких диафрагм возможен случай, когда одна из них будет наблюдаться из предметной точки, расположенной на оси системы, под наименьшим углом; такую диафрагму (или такое изображение диафрагмы, расположенной внутри системы) называют зрачком вхо́да системы для предметного пространства.

Равным образом диафрагму, наблюдаемую из точки изображения на оси системы под наименьшим углом, называют зрачком выхода.

Оба зрачка (входа и выхода), являясь изображениями одной и той же материальной диафрагмы, представляют собой изображения друг друга.

Заметим, что нередко могут встретиться случаи, когда две (или более) диафрагмы, различно расположенные, также будут наблюдаться под одним и тем же углом; о таких случаях будем говорить особо.

Рассмотрение процесса виньетирования можно начать со случая наличия двух диафрагм P_{I} и P_{II}, представленных на рис. 7.1, *а*, расположенных на расстояниях a_{I} и a_{II} от предметной плоскости и имеющих отверстия радиусов ρ_{I} и ρ_{II}.

Для предметной точки, расположенной на оси системы, апертурный пучок лучей будет ограничиваться только одной из диафрагм — зрачком входа, т. е. диафрагмой P_{II}.

По мере удаления предметной точки A от оси системы наступит момент, когда наклонный пучок, проходящий через диафрагму P_{II}, коснется края диафрагмы P_I и далее начнет срезаться ею. Расстояние y_1 такой точки от оси определит момент начала виньетирования.

Тот момент, когда диафрагма P_I полностью срежет наклонный пучок, исходящий из точки y_2, определяет собой окончание процесса виньетирования. Диафрагму P_I, осуществляющую ограничение поля зрения, называют люком.

Меридиональный диаметр сечения наклонного пучка в плоскости зрачка входа — ширина наклонного пучка $2\rho_t$ выражается следующей формулой:

$$2\rho_t = 2m = (1 - a_{II}/a_I)\, y + \rho_{II} + a_{II}\rho_I/a_I. \tag{7.1}$$

Формула (7.1) справедлива в интервале между началом и окончанием процесса виньетирования.

Отношение меридионального диаметра наклонного пучка к ширине осевого пучка, равной диаметру отверстия зрачка, называют функцией виньетирования по диаметру.

Момент начала виньетирования y_1 определится из условия

$$2\rho_t = 2m = 2\rho_{II} = 2m_0, \tag{7.2}$$

откуда

$$y_1 = (\rho_I a_{II} - a_I \rho_{II})/(a_{II} - a_I). \tag{7.3}$$

Окончание виньетирования y_2 находится из условия $2\rho_t = 0$; откуда

$$y_2 = (\rho_I a_I + a_I \rho_{II})/(a_{II} - a_I). \tag{7.4}$$

Случай равенства углов, под которыми наблюдаются отверстия двух диафрагм из предметной точки на оси, определяется условием $y_1 = 0$ и приводится к равенству отношений

$$\rho_{II}/\rho_I = a_{II}/a_I. \tag{7.5}$$

Так как уравнение (7.1) линейно относительно y, то геометрическое виньетирование по диаметру нередко называют линейным виньетированием.

Линейное виньетирование удобно представлять графически: это сделано на рис. 7.1. *б*.

Уменьшая диаметр отверстия зрачка $2\rho_{II}$, т. е. диафрагмируя систему согласно формулам (7.3) и (7.4), будем наблюдать более позднее начало виньетирования и более раннее его окончание.

При наличии трех (или более) диафрагм, расположенных по одну или по обе стороны зрачка, момент начала и окончания виньетирования определяется независимо друг от друга, а графики виньетирования в таком случае удобно наложить друг на друга; при этом, если виньетирующие диафрагмы располагаются по обе стороны от зрачка, то целесообразно один из графиков перевернуть; тогда точка пересечения прямых виньетирования определит собой конец виньетирования.

В частном случае, когда диафрагмы, ограничивающие пучки лучей, расположены в параллельном ходе лучей (т. е. тогда, когда предмет расположен в бесконечности), формулы (7.1), (7.3) и (7.4) теряют смысл, так как величины y и a обращаются в бесконечность.

Тогда при переходе от величин y к полевым углам ω формула (7.1) преобразуется к виду

$$\rho(\operatorname{tg}\omega) = [\rho_I + \rho_{II} - (a_{II} - a_I)\operatorname{tg}\omega]/(2\rho_{II}). \tag{7.6}$$

Формула (7.6), так же как и формула (7.1), справедлива в интервале между началом и окончанием виньетирования, которые в этом случае определяются соотношениями:

$$\operatorname{tg}\omega_1 = (\rho_I - \rho_{II})/d;\ \operatorname{tg}\omega_2 = (\rho_I + \rho_{II})/d, \tag{7.7}$$

где величина d является разностью отрезков $a_{II} - a_I$, т. е. расстоянием между диафрагмами.

Для определения величин световых потоков, проходящих через оптическую систему, необходимо знать величину отношения площади сечения D наклонного пучка лучей к площади сечения D_0 осевого пучка лучей в плоскости зрачка — функцию виньетирования по площади

$$F(\omega) = D/D_0. \tag{7.8}$$

Совершенно очевидно, что начало и конец виньетирования по площади должны совпадать с началом и концом виньетирования по диаметру; однако функция виньетирования по площади уже не будет выражаться линейной зависимостью.

При построении графика виньетирования по площади можно заметить, что эта кривая пройдет несколько ниже, нежели кривая для линейного виньетирования (см. рис. 7.1, *б* — штриховая кривая); в первом приближении на участке, представляющем практический интерес, виньетирование по площади и виньетирование по диаметру можно связать приближенной формулой

$$F(\omega) \approx \rho(\omega) - 0{,}1. \tag{7.9}$$

7.2. АБЕРРАЦИОННОЕ ВИНЬЕТИРОВАНИЕ

Анализ геометрического виньетирования производился исходя из допущения справедливости гипотезы, что любая из материальных диафрагм изображается как всей системой, так и ее частями без аберраций.

На самом деле зависимости геометрического виньетирования будут справедливы лишь тогда, когда все материальные диафрагмы будут действительно расположены в одном и том же пространстве. Так как такое расположение на практике встречается очень редко, то почти всегда приходится иметь дело с изображениями материальных диафрагм в присутствии тех или иных аберраций, действием которых нельзя пренебрегать.

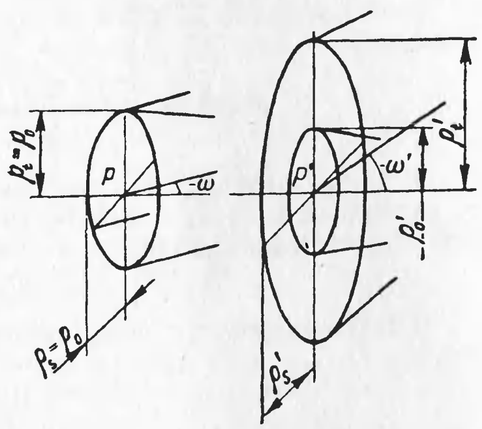


Рис. 7.2. Аберрационное виньетирование

Рассматривая в простейшем случае изображение одной материальной диафрагмы оптической системой или частью оптической системы, сталкиваемся с явлением изменения величины сечения наклонного пучка лучей по отношению к сечению осевого пучка, когда эти пучки ограничиваются одной и той же материальной диафрагмой.

На практике изображение круглой материальной диафрагмы наклонным пучком лучей, проходящим через оптическую систему, приобретает форму эллипса, полуоси которого можно обозначить через ρ'_t и ρ'_s, а радиус изображения отверстия осевым пучком — через ρ'_0.

Для самой же материальной диафрагмы все три радиуса должны быть равными друг другу

$$\rho_0 = \rho_t = \rho_s. \tag{7.10}$$

Картина аберрационного виньетирования представлена на рис. 7.2.

Отношения радиусов ρ'_t к ρ_t, ρ'_s к ρ_s и ρ'_0 и ρ_0 определяют величины меридионального V_t и сагиттального V_s увеличений, а также увеличение V_0 на оси системы.

Определим, как и в случае геометрического виньетирования, функцию виньетирования по площади $F(\omega)$

$$F(\omega) = \frac{D'}{D'_0} = \frac{\pi\rho'_t\rho'_s}{\pi\rho'^2_0} = \frac{V_t V_s}{V_0^2}. \tag{7.11}$$

Эта функция выражает величину аберрационного виньетирования по площади.

Меняя в системе материальную диафрагму и ее изображение местами и рассматривая оптическую систему в обратном ходе, изменяем величины всех увеличений на

обратные. Таким образом, аберрационное виньетирование в обратном ходе выразится формулой

$$\overleftarrow{F}(\omega) = \frac{\overleftarrow{V}_t \overleftarrow{V}_s}{\overleftarrow{V}_0^2} = \frac{\vec{V}_0^2}{\vec{V}_t \vec{V}_s} = \frac{1}{\vec{F}(\omega)}. \tag{7.12}$$

Из формулы (7.12) следует, что при обращении системы величина аберрационного виньетирования меняется на обратную величину. Это приводит к тому, что аберрационное виньетирование может быть и меньше и больше единицы, тогда как геометрическое виньетирование не обратимо и не может быть больше единицы.

Величины увеличений при диафрагмировании сохраняются неизменными; отсюда следует, что в отличие от геометрического аберрационное виньетирование не зависит от диафрагмирования.

Для определения аберрационного виньетирования необходимо связать увеличения V_t и V_s с увеличением V_0. Это можно сделать с помощью теоремы Штраубеля.

Меридиональное линейное увеличение V_t может быть найдено по формуле

$$V_t = \frac{dy'_t}{dy_t} = \frac{n \cos\omega\, d\omega}{n' \cos\omega'\, d\omega'} = \frac{n \cos\omega}{W_t n' \cos\omega'}. \tag{7.13}$$

Сагиттальное увеличение определяется выражением

$$V_s = \frac{dy'_s}{dy_s} = \frac{n d\omega_s}{n' d\omega'_s} = \frac{n}{n' W_s} = \frac{n \sin\omega}{n' \sin\omega'}. \tag{7.14}$$

В соответствии с этими формулами аберрационное виньетирование выразится формулой

$$F(\omega) = \frac{n^2 \sin\omega \cos\omega\, d\omega}{V_0^2 n'^2 \sin\omega' \cos\omega'\, d\omega'} = \frac{n^2 \sin 2\omega}{V_0^2 W_t n'^2 \sin 2\omega'}. \tag{7.15}$$

В частном случае, если для центров зрачков соблюдается условие синусов Аббе, то меридиональное V_t и сагиттальное V_s увеличения становятся равными увеличению V_0 для осевого пучка, т. е.

$$V_t = V_s = V_0, \tag{7.16}$$

Тогда выражение для аберрационного виньетирования становится равным единице

$$F(\omega) = V_t V_s / V_0^2 = 1. \tag{7.17}$$

Отсюда следует, что для обеспечения аберрационного виньетирования, отличного от единицы, необходимо соответственное несоблюдение условия синусов, т. е. наличие комы для плоскостей зрачков.

Полагая, что сагиттальное увеличение V_s отличается от линейного увеличения V_0 на величину ΔV, т. е.

$$V_s = \frac{n \sin\omega}{n' \sin\omega'} = V_0 + \Delta V = V_0 \left(1 + \frac{\Delta V}{V_0}\right), \tag{7.18}$$

и что отношение $\Delta V : V_0$ может быть разложено в ряд по степеням $\sin\omega'$ по формуле

$$n \sin\omega = V_0 n' \sin\omega' (1 + A n'^2 \sin^2\omega' + B n'^4 \sin^4\omega' + \cdots), \tag{7.19}$$

пренебрегая затем членами разложения по степеням $\sin\omega'$ выше второй, получаем приближенное выражение для аберрационного виньетирования в виде

$$F(\omega) = 1 + 4 A n'^2 \sin^2\omega' \approx 1 + 4\,\Delta V / V_0. \tag{7.20}$$

Если оптическая система свободна от дисторсии и обладает увеличением V_{0p} в зрачках для нулевых лучей, отличным от единицы, то для нее аберрационное виньетирование становится равным

$$F(\omega) = \cos^4\omega / \cos^4\omega'. \tag{7.21}$$

7.3. АБЕРРАЦИОННО-ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ ВИНЬЕТИРОВАНИЕ

В тех случаях, когда изображение материальной диафрагмы является зрачком входа и создается при наличии аберрационного виньетирования, в присутствии какой-либо иной дополнительной диафрагмы может иметь место процесс срезания световых пучков дополнительной диафрагмой; это явление подобно случаю геометрического виньетирования.

Такое совместное действие двух диафрагм можно назвать аберрационно-геометрическим виньетированием (рис. 7.3, *а*). График функции виньетирования для этого случая представлен на рис. 7.3, *б*. Характерной на этом графике является нелинейность начального участка до точки начала геометрического виньетирования.

Другой случай аберрационно-геометрического виньетирования характеризуется тем, что изображение материальной диафрагмы, играющее роль зрачка входа, создается при наличии значительной сферической аберрации в зрачках. Этот случай представлен на рис. 7.4, *а*, где зрачок входа, расположенный в точке P, изображается наклонным пучком лучей, составляющим с осью угол ω, в виде окружности того же радиуса (т. е. при отсутствии комы).

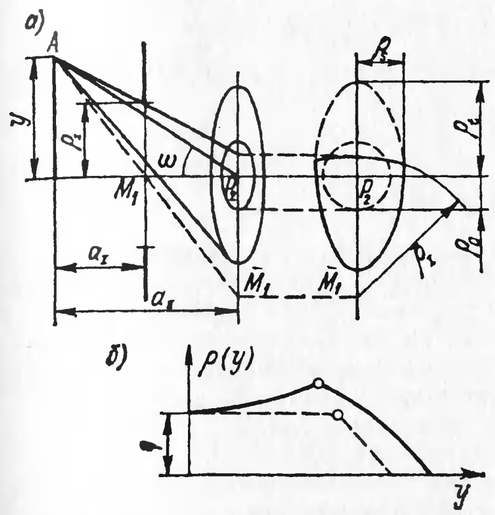


Рис. 7.3. Аберрационно-геометрическое виньетирование

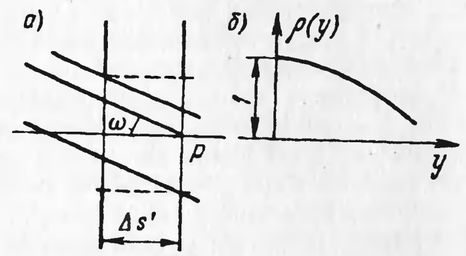


Рис. 7.4. Аберрационно-геометрическое виньетирование при наличии сферической аберрации в зрачках

Этот вариант может быть сведен к простому геометрическому виньетированию (см. рис. 7.1), если положить, что расстояние a_{II} до диафрагмы, определяющей положение зрачка, переменно и равно сумме начального расстояния $a_{0\,II}$ и величины сферической аберрации $\Delta s'$, т. е.

$$a_{II} = a_{0\,II} + \Delta s' = a_{0\,II} + A y^2. \tag{7.22}$$

Тогда функция аберрационно-геометрического виньетирования по диаметру примет вид

$$\rho(y) = \frac{1}{2}\left[\frac{a_{0\,II} + A y^2}{a_I} \frac{\rho_I}{\rho_{II}} + 1 - \left(\frac{a_{0\,II} + A y^2}{a_I} - 1\right)\frac{y}{\rho_{II}}\right]. \tag{7.23}$$

Напомним, что эта формула будет справедлива лишь в том интервале, в котором происходит сам процесс виньетирования.

Виньетирующая диафрагма может быть совмещена с начальным положением зрачка (случай совмещения зрачка прибора со зрачком глаза). Тогда формула (7.23) несколько упрощается

$$\rho(y) = \frac{1}{2}\left[\left(1 + \frac{A}{a_I} y^2\right)\frac{\rho_I}{\rho_{II}} + 1 - \frac{A y^3}{a_I \rho_{II}}\right]. \tag{7.24}$$

В случае, если предмет расположен в бесконечности, аберрация в зрачке может быть выражена как функция от полевого угла

$$\Delta s' = B \operatorname{tg}^2\omega. \tag{7.25}$$

Тогда функция виньетирования при $a_{0\,II} - a_I = 0$ принимает вид

$$\rho(\operatorname{tg}\omega) = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho_I}{\rho_{II}} + 1 - \frac{B\operatorname{tg}^3\omega}{\rho_{II}}\right) = \frac{\rho_{II} + \rho_I - B\operatorname{tg}^3\omega}{2\rho_{II}}. \quad (7.26)$$

График аберрационного виньетирования при наличии сферической аберрации в зрачке для случая $a_{0\,II} = a_I$ представлен на рис. 7.4, *б*.

Заметим, что при несоблюдении условия $a_{0\,II} = a_I$ аберрационно-геометрическое виньетирование по диаметру в некоторой точке поля может оказаться равным единице.

Глава 8

ОСНОВНЫЕ СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

8.1. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Испускание или распространение электромагнитных волн (фотонов) с длинами волн, заключенными между переходной областью у рентгеновских лучей (приблизительно 1 нм) и переходной областью у радиоизлучений (приблизительно 1 мм), называется оптическим излучением. Простейшим видом излучения является монохроматическое, т. е. излучение, характеризуемое одним значением частоты или, иначе говоря, излучение очень узкой области частот или длин волн, которое может быть охарактеризовано одним значением частоты или длины волны.

В области длин волн оптического излучения различают:

видимое излучение, которое может непосредственно вызывать зрительное ощущение; обычно нижняя граница спектральной области видимого излучения считается в зависимости от применения лежащей между 380 и 400 нм, а верхняя — между 760—780 нм;

инфракрасное излучение, длины волн монохроматических составляющих которого больше длин волн видимого излучения и меньше примерно 1 мм;

ультрафиолетовое излучение, длины волн монохроматических составляющих которого меньше длин волн видимого излучения и больше примерно 1 нм.

Энергетические и светотехнические характеристики. Основной величиной, которая позволяет судить о количестве излучения, является поток излучения Φ_e (Вт), или мощность излучения — количество излучаемой, поглощаемой или переносимой в единицу времени энергии: $\Phi_e = dQ_e/dt$, где Q_e энергия излучения, Дж.

При количественной оценке и измерении лучистого потока следует иметь в виду, что приемники энергии по-разному реагируют на лучистые потоки различных длин волн.

Совместное действие излучения видимой области спектра воспринимается глазом как белый свет: излучение, содержащее определенную длину волны (монохроматическое), воспринимается как цветное. Характеристики, описывающие свойства оптического излучения в видимом диапазоне спектра, т. е. применительно к чувствительности глаза, получили название светотехнических; для оптико-электронных приборов с широким применением фотоэлектрических и тепловых приемников излучения характерно применение энергетических характеристик излучения. Таким образом, физическим величинам, полученным в результате оценки излучения в энергетических единицах, соответствуют другие величины, образованные методом оценки излучения стандартным фотометрическим наблюдателем. Оба эти вида величин имеют одно и то же основное буквенное обозначение; их различают, добавляя индекс *e* (энергетический) для физических величин и индекс *v* (визуальный) — для фотометрических величин. Если эти величины нельзя спутать, индексы могут опускаться.

Соотношения между энергетическими и световыми величинами. Сопоставление основных энергетических и световых величин дано в табл. 8.1.

Таблица 8.1. **Основные энергетические и световые величины**

Энергетические величины			Световые величины		
Наименование	Обозначение	Единица физической величины	Наименование	Обозначение	Единица измерения
Поток излучения (лучистый поток)	Φ_e	Вт	Световой поток	Φ_v	лм
Энергия излучения	$Q_e\,(W)$	Дж	Световая энергия	Q_v	лм·с
Сила излучения (энергетическая сила света)	I_e	$Вт \cdot ср^{-1}$	Сила света	I_v	кд
Энергетическая яркость (лучистость)	L_e	$Вт \cdot м^{-2} \cdot ср^{-1}$	Яркость	L_v	$кд \cdot м^{-2}$
Энергетическая светимость (излучательность)	M_e	$Вт \cdot м^{-2}$	Светимость	M_v	$лм \cdot м^{-2}$
Энергетическая освещенность (облученность)	E_e	$Вт \cdot м^{-2}$	Освещенность	E_v	лк
Энергетическая экспозиция (количество облучения)	H_e	$Дж \cdot м^{-2}$	Световая экспозиция (количество освещения)	H_v	лк·с

8.2. СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Для количественной оценки реакции глаза на лучистый поток принята система светотехнических величин — световых величин, связанных с энергетическими величинами через чувствительность глаза.

Световой поток Φ_v — величина, образующаяся от лучистого потока при оценке излучения по его действию на селективный приемник, спектральная чувствительность которого определяется нормализованной функцией относительной спектральной световой эффективности излучения.

Единицей физической величины светового потока является люмен, который определяется как световой поток, излучаемый в единичном телесном угле (1 ср) равномерным точечным источником с силой света 1 кд.

Если нет особых указаний, то световой поток относится к дневному зрению и связывается с лучистым потоком следующим соотношением, принятым МКО [1] в 1948 г.:

$$\Phi_v = K_m \int \frac{d\Phi_e}{d\lambda} V(\lambda)\, d\lambda,$$

где $\frac{d\Phi_e}{d\lambda} d\lambda$ — поток излучения, заключенного в интервале между λ и $\lambda + \Delta\lambda$, а $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность, значения которой в зависимости от λ приведены в табл. 8.2.

В применении к излучению черного тела при температуре затвердевания платины формула для Φ_v определяет значение световой эффективности излучения K_m в люменах на ватт.

Под световой эффективностью излучения понимают отношение светового потока к соответствующему потоку излучения; она имеет следующие обозначения:

для сложного излучения — $K = \Phi_v/\Phi_e$;

[1] МКО — Международная комиссия по освещению.

Таблица 8.2. **Относительная спектральная световая эффективность излучения для стандартного фотометрического наблюдателя МКО**

λ, нм	Дневное зрение $V(\lambda)$	Ночное зрение $V'(\lambda)$	λ, нм	Дневное зрение $V(\lambda)$	Ночное зрение $V'(\lambda)$	λ, нм	Дневное зрение $V(\lambda)$	Ночное зрение $V'(\lambda)$
380	0,0000	0,000589	520	0,710	0,935	660	0,061	0,0003129
390	0,0001	0,002209	530	0,862	0,811	670	0,032	0,0001480
400	0,0004	0,00929	540	0,954	0,650	680	0,017	0,0000715
410	0,0012	0,03484	550	0,995	0 481	690	0,0082	0,00003533
420	0,0040	0,0966	560	0,995	0,3288	700	0,0041	0,00001780
430	0,0116	0,1998	570	0,952	0,2076	710	0,0021	0,00000914
440	0,023	0,3281	580	0,870	0,1212	720	0,00105	0,00000478
450	0,038	0,455	590	0,757	0,0655	730	0,00052	0,000002546
460	0,060	0,567	600	0,631	0,03315	740	0,00025	0,000001379
470	0,091	0,676	610	0,503	0,01593	750	0,00012	0,000000769
480	0,139	0,793	620	0,381	0,00737	760	0,00006	0,000000425
490	0,208	0,904	630	0,265	0,003335	770	0,00003	0,000000241
500	0,323	0,982	640	0,175	0,001497	780	0,000015	0,000000139
510	0,503	0,997	650	0,107	0,000677			

для монохроматического излучения с длиной волны λ спектральная световая эффективность $K(\lambda)$ выражается формулой

$$K(\lambda) = \frac{\Phi_{v,\lambda}}{\Phi_{e,\lambda}} = \frac{d\Phi_v/d\lambda}{d\Phi_e/d\lambda} = K_m V(\lambda);$$

максимальная спектральная световая эффективность K_m (прежде применялся термин видность) определяется как максимальное значение $K(\lambda)$, которое соответствует примерно длине волны 555 нм и для стандартного фотометрического наблюдателя МКО при дневном зрении равно примерно 680 лм/Вт; учитывая, что для излучения с длиной волны $\lambda = 555$ нм величина $K_m = 1$, для любого другого излучения с длиной волны λ необходимо увеличить его лучистый поток в $K_m/K_\lambda = 1/K_\lambda$ раз, чтобы получить такой же световой поток и соответственно такое же зрительное раздражение глаза, как от монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 555$ нм.

Световая энергия Q — произведение светового потока на длительность освещения; определяется по формуле $Q = \int \Phi\, dt$. Единицей измерения световой энергии является люмен, умноженный на секунду.

Для равномерного во времени светового потока $Q = \Phi t$.

Сила света I — отношение светового потока, исходящего от источника и распространяющегося внутри элементарного телесного угла, содержащего заданное направление, к этому элементарному телесному углу.

Единицей измерения силы света является кандела. В соответствии с 13-й генеральной конференцией по мерам и весам (1967 г.) принято следующее определение канделы: сила света, излучаемого в перпендикулярном направлении с поверхности черного тела площадью 1/600 000 квадратного метра при температуре затвердевания платины 2042 К и давлении 101325 ньютонов на квадратный метр. Для сравнения укажем, что старая свеча равна 1,005 кд.

Сила света выражается формулой

$$I = (d\Phi)/(d\Omega).$$

Яркость L определяется в направлении l в точке M, лежащей на поверхности источника или приемника, или на пути распространения пучка. Если световой поток $d^2\Phi$ оставляет элемент поверхности dA, содержащий точку M (или достигает этого элемента, или его проходит), и распространяется в направлениях, определяемых элементарным телесным углом $d\Omega$, содержащим направление l и составляющим угол θ с нормалью к dA, то яркость L — есть отношение потока $d^2\Phi$ к произведению телесного угла $d\Omega$, в котором он распространяется, площади dA и косинуса угла θ.

Единицей измерения яркости является нит; 1 нт = 1 кд/м². Другими единицами яркости являются: 1 стильб (сб) = 10^4 кд/м², 1 апостильб (Асб) = $\frac{1}{\pi}$ кд/м²; 1 ламберт = $\frac{10^4}{\pi}$ кд/м².

Яркость выражается формулой

$$L = (d^2\Phi)/(d\Omega\, dA \cos\theta).$$

Для постоянного потока излучения и силы света $L = I/A\cos\theta = \Phi/A\,\Omega\cos\theta$.

Светимость M — отношение светового потока, исходящего от элемента поверхности, который содержит заданную точку, к площади этого элемента; она определяется формулой:

$$M = (d\Phi)/(dA) = \int B\cos\theta\, d\Omega.$$

Для равномерного источника $M = \Phi/A$.

Единица измерения светимости люмен на квадратный метр.

Освещенность E в точке поверхности — есть отношение светового потока, падающего на элемент поверхности, содержащей данную точку, к площади этого элемента. Единицей измерения освещенности является люкс — освещенность, создаваемая световым потоком в 1 лм, равномерно распределенным на поверхности, площадь которой равна одному квадратному метру; 1 лк = 1 лм/м².

Другой единицей освещенности является 1 фот (ф) = 10^4 лк.

Освещенность рассчитывается по формуле $E = d\Phi/dA$.

В общем случае освещенность поверхности, создаваемая точечным источником света, прямо пропорциональна силе света источника, косинусу угла падения лучей на поверхность и обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника света до освещаемой поверхности, т. е.

$$E_\theta = \frac{\Phi}{A_0}\cos\theta = \frac{I\Omega}{A_0}\cos\theta = \frac{I}{r^2}\cos\theta,$$

где A_0 — площадь поверхности, перпендикулярной падающему пучку; r — расстояние от источника до освещаемой поверхности; θ — угол между нормалью к поверхности и падающим пучком.

Световая экспозиция H — отношение световой энергии, падающей на рассматриваемый участок поверхности, к площади этого участка.

Единицей измерения экспозиции является люкс, умноженный на секунду.

Световая экспозиция выражается формулой

$$H = (dW)/(dA) = \int E\, dt.$$

При постоянной во времени освещенности $H = Et$.

Эквивалентное определение экспозиции — произведение освещенности на длительность освещения.

Блеск E_m — величина, применяемая при визуальном наблюдении источника света, когда наблюдатель рассматривает его с такого большого расстояния, что диаметр источника визуально не воспринимается. Блеск измеряется освещенностью, которую создает источник в плоскости, перпендикулярной лучам и проходящей через зрачок наблюдателя.

Единицей измерения блеска является люкс. Видимый блеск небесных тел оценивается в звездных величинах m. Шкала звездных величин устанавливается формулой: $m = -2{,}5\lg E_m - 13{,}89$, где E_m измеряется в люксах. При различии видимого блеска тел на одну звездную величину освещенности, создаваемые этими телами, отличаются в 2,512 раз. Освещенность от небесного тела соответственно выражается формулой

$$E_m = 10^{-(13{,}89+m)/2{,}5}.$$

Для ориентировочной оценки приведем значения освещенности в люксах на зрачке глаза наблюдателя для нескольких значений звездных величин m:

$$E_{-1} = 6{,}98 \cdot 10^{-6}; \quad E_6 = 1{,}11 \cdot 10^{-8};$$
$$E_1 = 1{,}11 \cdot 10^{-6}; \quad E_{11} = 1{,}11 \cdot 10^{-10};$$
$$E_3 = 1{,}75 \cdot 10^{-7}; \quad E_{16} = 1{,}11 \cdot 10^{-12}.$$

Значения яркости некоторых источников приведены ниже.

Источник	Яркость, сб
С наименьшей уловимой глазом яркостью	10^{-10}
Ночное небо без луны	10^{-8}
Киноэкран (в помещении)	0,1
Поверхность луны	0,25
Люминесцентные лампы	0,3—1,0
Дневное небо, покрытое облаками	1—1,2
Электрические лампы накаливания (40 Вт)	2,5
Вольфрамовая нить	1 500—3 000
Кратер дуговой угольной лампы	13 000—18 000
Ртутные лампы сверхвысокого давления	40 000—180 000
Солнце	$1{,}5 \cdot 10^6$
Плазменные источники света	$2 \cdot 10^6$
Оптический квантовый генератор	10^7—10^8

Ориентировочные значения освещенностей, которые даны в работе [49], приводятся ниже.

Освещаемые объекты	Освещенность, лк
Пороговый блеск на зрачке глаза	10^{-9}
На Земле от Звезд и неба	0,0003
На Земле от Луны	0,25
Центральные улицы городов (I гр.)	2—4
Фойе, выставочные залы	150—200
Места для работ наивысшей точности	400—5 000
В пасмурную погоду днем на Земле	10 000—20 000
В солнечную погоду днем на Земле	100 000
За атмосферой Земли от Солнца	136 000

8.3. ПОТЕРИ СВЕТА В ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Прохождение светового потока через оптическую систему связано со световыми потерями. Падающий на преломляющую поверхность световой поток Φ_0 в общем случае можно разделить на три части: Φ_ρ — отраженный, Φ_α — поглощенный и Φ_τ — пропускаемый поток; причем $\Phi_0 = \Phi_\rho + \Phi_\alpha + \Phi_\tau$. Для количественной оценки доли соответствующего потока пользуются коэффициентами отражения ρ, поглощения α и попускания τ. Эти коэффициенты выражаются формулами:

$$\rho = \Phi_\rho/\Phi_0; \quad \alpha = \Phi_\alpha/\Phi_0; \quad \tau = \Phi_\tau/\Phi_0.$$

Все три коэффициента связаны равенством $\rho + \alpha + \tau = 1$.

При наличии смешанного отражения или пропускания соответствующие коэффициенты равны: $\rho = \rho_r + \rho_d$ и $\tau = \tau_r + \tau_d$, где ρ_r — коэффициент зеркального отражения; ρ_d — коэффициент диффузного отражения; τ_r — коэффициент направленного и τ_d — коэффициент диффузного пропускания.

Потери на отражение. Коэффициент отражения может быть определен по известной формуле Френеля:

$$\rho = \frac{\Phi_\rho}{\Phi_0} = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')}\right],$$

где ε и ε' — углы падения и преломления.

Для малых углов падения (до 30°) с достаточной точностью можно вычислять значение ρ по упрощенному выражению:

$$\rho = (n' - n)^2/(n' + n)^2,$$

где n и n' — показатели преломления до и после преломления.

При углах $\varepsilon = 45°$ потери на отражение возрастают почти вдвое, т. е. $\rho_{\varepsilon=45°} \approx \approx 2\rho_{\varepsilon=0°}$. Для угла падения $\varepsilon = \operatorname{arctg} n'$ имеет место полная поляризация отраженного света (закон Брюстера). Изменение состояния поляризации при отражении для $n = 1$ и $n' = 1{,}53$ показано в работе [10].

Для правильного вычисления интенсивности естественного света после ряда отражений на оптических поверхностях необходимо учитывать поляризацию света и взаимное расположение плоскостей падения на поверхности [16].

Просветление оптики. Значительное уменьшение коэффициента отражения и, соответственно, увеличение светопропускания оптической системы и контрастности изображения достигается просветлением несклеенных преломляющих поверхностей. Просветление заключается в образовании на преломляющей поверхности одной или нескольких тонких прозрачных пленок, показатели преломления которых и толщина подобраны таким образом, чтобы энергия, отраженная от всех поверхностей пленок, в результате интерференции была близка к нулю. Для гашения отраженного света при нормальном падении необходимо, чтобы разность хода лучей $\Delta = \lambda/2 = 2hn_2$, где h — толщина пленки, а n_2 — ее показатель преломления ($n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$). В общем случае толщина пленки $d = (2k + 1)\frac{\lambda}{4}$ ($k = 0, 1, 2, 3, \ldots$). В зависимости от числа пленок различают одно-, двух-, трех- и многослойное просветление. Покрытия оптических деталей описаны в работе [48]. Изменяя оптическую толщину пленок,можно сместить минимум отражения в различные участки спектра; при этом поверхность с пленкой приобретает различную окраску. Так, у пленок с оптической толщиной в 100, 130, 150 нм минимум отражения соответствует 400, 520, 600 нм; при этом окраска поверхности изменяется, переходя от красно-коричневой к пурпурно-фиолетовой и синей (так называемое «голубое» просветление линз объективов, предназначенных для съемки на черно-белых кинофотоматериалах). Просветление оптических стекол с низким показателем преломления с помощью однослойных пленок недостаточно эффективно за исключением покрытий для инфракрасной оптики, где используемые вещества имеют высокие показатели преломления [24; 53]. С помощью двухслойной пленки значение коэффициента отражения, близкое к нулю, может быть получено только для определенной узкой области спектра (независимо от показателя преломления материала детали). Коэффициенты отражения некоторых наиболее распространенных просветляющих покрытий для разных показателей преломления стекла даны в табл. 8.3.

Таблица 8.3. **Коэффициенты отражения (в процентах) наиболее распространенных просветляющих покрытий**

Тип покрытия	Показатель преломления стекла				
	1,5—1,55	1,55—1,6	1,6—1,65	1,65—1,7	Св. 1,7
Просветл.24И (покрытие однослойное из фтористого магния испарением)	1,6	1,4	1,0	0,9	0,6
Просветл.12К (покрытие катодным распылением кремния в кислороде)	3,1—2,3	2,2—2,0	1,9—1,8	1,6—1,4	1,2—1,0
Просветл.43Р (покрытие из раствора кремневого эфира)	3,2—2,4	2,4—2,0	1,9—1,8	1,7—1,6	1,3—0,5
Просветл.44Р.43Р (покрытие двухслойное из растворов титанового и кремневого эфиров)	Коэффициент отражения для определенной длины волны не более 0,5 %				

Для просветления 44Р.43Р соотношения между длиной волны λ и интегральным коэффициентом ρ следующие:

λ, нм	450 ±20	520 ±20	560 ±20	640 ±20	800 ±30
ρ, %	2,1 $^{+0,3}_{-0,2}$	1,2 ±0,2	1,0 ±0,2	2,8 ±0,3	10,8 ±0,7

Использование ахроматического трехслойного просветления, дающего равномерное увеличение количества проходящего света при высоких значениях коэффициента пропускания, перспективно осуществлять в приборах с большим числом преломляющих поверхностей. Трехслойную ахроматическую пленку целесообразно также применять при просветлении фотооптики, передающей цветное изображение, для получения правильной цветопередачи изображения объективом.

Потери на поглощение. Преломленная часть светового потока, распространяясь в толще оптически однородной среды, частично поглощается и уменьшается. Степень поглощения принято характеризовать коэффициентом поглощения α для толщины среды в 1 см. Величины коэффициентов поглощения для различных категорий оптического стекла регламентированы ГОСТ 3514—76 и даны ниже.

Категория стекла	000	00	0	1	2	3	4
Коэффициент светового поглощения, %	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	3,0

Коэффициент пропускания среды толщиной l см при учете только потерь на поглощение определяется по формуле

$$\tau_\alpha = (1 - \alpha)^l.$$

При приближенных расчетах можно принимать $\alpha = 0{,}01$, т. е. 1 % на 1 см пути осевого пучка в стекле, или $\tau_\alpha \approx 0{,}99^l$, где l — длина пути осевого пучка, см.

Потери света вследствие поглощения при отражении на металлических поверхностях ориентировочно составляют $\alpha_1 \approx 6$ % — для отражения от внутренней серебренной поверхности и $\alpha_2 \approx 2$ % — для отражения от наружного покрытия алюминием и его сплавами с нанесением просветляющей пленки. Соответственно, для этих случаев: $\tau_{\alpha_1} = 0{,}94^{s_1}$ и $\tau_{\alpha_2} = 0{,}98^{s_2}$, где s_1 — число внутренних металлических покрытий (серебрения), а s_2 — число наружных металлических просветленных покрытий (алюминирования) при прохождении светового пучка через оптическую систему.

Пропускание оптической системы. Если световой поток проходит через ряд сред с коэффициентами пропускания $\tau_1, \tau_2, \ldots, \tau_n$, то вся система будет иметь коэффициент пропускания $\tau = \tau_1\tau_2\tau_3 \ldots \tau_n$. Логарифм величины, обратной пропусканию, называется оптической плотностью, которая определяется по формуле

$$D' = \lg(1/\tau') = -\lg\tau'.$$

Суммарная оптическая плотность системы, состоящей из n числа сред, равна $D = D_1 + D_2 + D_3 + \cdots D_n$, т. е. имеет место закон аддитивности.

Формулы, определяющие τ или D, применимы в тех случаях, когда падающий поток является монохроматическим, а среды селективны, или когда падает поток любого спектрального состава, но среды не селективны.

С учетом приведенных данных для коэффициента пропускания оптической системы можно написать приближенную формулу быстрого вычисления τ: $\tau = 0{,}96^k \cdot 0{,}95^f \cdot 0{,}98^{m_1} \cdot 0{,}99^{m_2} \cdot 0{,}995^{m_3} \cdot 0{,}99^d \cdot 0{,}94^{s_1} \cdot 0{,}85^{s_2} \cdot 0{,}98^{s_3}$, где k — число непросветленных поверхностей воздух-крон; f — число непросветленных поверхностей воздух-флинт; m_1 — число однослойно просветленных поверхностей; m_2 — число двухслойно просветленных поверхностей; m_3 — число трехслойно (и более) просветленных поверхностей; d — суммарная длина хода осевого луча в стекле оптических деталей, см; s_1 — число серебряных отражающих покрытий; s_2 — число алюминированных отражающих покрытий; s_3 — число серебряных или алюминированных просветленных отражающих покрытий.

Поверхности склеек и отражающие поверхности призм с полным внутренним отражением при этом расчете не учитываются. Если в системе имеется фильтр, то приближенное значение его коэффициента пропускания находится через кратность фильтра K по формуле $\tau_{св} = 1/K$.

Определение общего коэффициента пропускания с учетом вторичных рефлексов, а также величины рассеянного (вследствие вторичных рефлексов) потока дано в работе [10].

Цветопередача объективов. Правильная цветопередача в получаемом изображении зависит от свойств слоев приемника цветного изображения, освещения объекта и спектрального пропускания оптики, с помощью которой производится съемка.

Спектральное пропускание объектива, учитываемое при вычислении трех актиничных потоков, соответствующих трем слоям цветного фотоматериала, влияет на изменение соотношений актиничных потоков тем в большей степени, чем избирательнее пропускает объектив.

Под фотографической цветностью (качеством цветопередачи) объектива понимается свойство объектива влиять на соотношение трех цветоделенных фотографических (зональных, эффективных) потоков некоторого стандартного источника, определяемое значениями разностей трех эффективных плотностей, рассчитанных для трех элементарных слоев цветного обращаемого фотоматериала с учетом спектрального пропускания объектива [22]. Фотографическая цветность объектива выражается соотношением

$$D_{с.з} - 0 - D_{к.з},$$

где $D_{с.з} = D_с - D_з$ и $D_{к.з} = D_к - D_з$; $D_с$, $D_з$ и $D_к$ — эффективные плотности, полученные для каждого из трех слоев цветного обращаемого фотоматериала.

Определение фотографической цветности основано на расчете эффективных плотностей для синечувствительного $D_с$, зеленочувствительного $D_з$ и красночувствительного $D_к$ слоев цветного обращаемого фотографического материала. Расчет производится по коэффициентам спектрального пропускания объектива, рассчитанным или измеренным в интервале длин волн от 360 до 680 нм, и значениям средневзвешенных ординат актиничных потоков цветного обращаемого фотоматериала или по зональным эффективным коэффициентам светопропускания, определяемым на зонном фотометре.

Коэффициенты спектрального пропускания объектива в диапазоне длин волн видимого спектра вычисляют для спектральных линий: i (365 нм), h (404,7 нм), G (434,1 нм), F (468,1 нм), e (546,1 нм), D (589 нм) и C (656,3 нм), для которых известны показатели преломления оптического стекла элементов оптической системы. Из построенной на основе этих данных графической зависимости $\tau_{\lambda\,сист} = f(\lambda)$ посредством интерполяции определяются необходимые значения τ_α системы для любого промежуточного значения длины волны.

Коэффициент спектрального пропускания τ_α определяют по формуле: $\tau_\alpha = \Phi_\alpha/\Phi_{0\lambda}$, где $\Phi_{0\lambda}$ и $\Phi\alpha$ — падающий и прошедший через объектив потоки излучения при определенной длине волны; соответственно $D_\lambda = -\lg\tau_\lambda$.

Принятые при расчете цветности значения средневзвешенных ординат фотоактиничных потоков W_α для трех слоев цветных обращаемых пленок являются усредненными для нескольких типов цветных обращаемых пленок, выпускаемых различными иностранными фирмами, а также для отечественной пленки ЦО-22. Рассчитанные для нескольких типов стандартных источников света эти значения средневзвешенных ординат даны в табл. 8.4.

Таблица 8.4. **Средневзвешенные ординаты фотоактиничных потоков для трех слоев обращаемых фотопленок**

Длина волны, нм	Синечувствительный слой	Зеленочувствительный слой	Красночувствительный слой	Длина волны, нм	Синечувствительный слой	Зеленочувствительный слой	Красночувствительный слой	Длина волны, нм	Синечувствительный слой	Зеленочувствительный слой	Красночувствительный слой
360	5	—	—	480	7	3	—	600	—	1	12
380	12	—	—	500	—	7	—	620	—	—	24
400	20	—	—	520	—	14	—	640	—	—	37
420	23	—	—	540	—	22	—	660	—	—	16
440	18	—	—	560	—	38	3	680	—	—	2
460	15	—	—	580	—	15	6				

Так как определяется только окрашенность объектива, а не общий коэффициент пропускания, одно из чисел эффективной плотности (обычно $D_з$) приравнивается нулю путем вычитания из всех трех чисел $D_с$, $D_з$ и $D_к$ наименьшего числа (подобно тому, как в колориметрических расчетах вычитается белое). Для большего упрощения полученные числа умножаются на 100, чтобы исключить дробность; окончательное выражение сводится к трем числам, например: 11-0-0 (норма фотографической цветности применительно к отечественным фотопленкам и пленкам ORWO производства ГДР).

Выбором сочетаний просветляющих слоев на оптических поверхностях компонентов объектива можно менять соотношение эффективных коэффициентов пропускания объектива, добиваясь нужной нормы цветности оптической системы.

Таблица 8.5. **Постоянные коэффициенты для упрощенного расчета фотографической цветности**

λ, нм	a_i	b_i	c_i	d_i	λ, нм	a_i	b_i	c_i	d_i
380	—25,4	0,8	—0,1	—0,1	560	170	—7,2	107,2	—4,0
440	—130	5,4	3,1	0,1	640	—23,2	1,4	—106,1	—3,6

Упрощенный расчет фотографической цветности объектива может быть выполнен по формулам:

$$D_{с.\,з} = 4{,}79 + \sum_{i=1}^{4} a_i \tau_{\lambda_i} + \sum_{i=1}^{4} b_i \tau_{\lambda_i}^2;$$

$$D_{к.\,з} = \sum_{i=1}^{4} c_i \tau_{\lambda_i} + \sum_{i=1}^{4} d_i \tau_{\lambda_i}^2 - 1{,}47,$$

где $i = 1; 2; 3; 4$ — соответствует значениям коэффициента спектрального пропускания τ_λ при длинах волн λ, равных 380, 440, 560, 640 нм; a_i, b_i, c_i, d_i — постоянные коэффициенты, зависящие от длин волн, значения которых даны в табл. 8.5.

8.4. КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Ощущение цвета является отображением количества и качества лучистой энергии, воздействующей на глаз. Вследствие наличия в сетчатке глаза трех видов селективных приемников, имеющих различные характеристики спектральной чувствительности, различная по спектральному составу лучистая энергия вызывает различные соотношения уровней трех возбуждений, дающих ощущение красного, зеленого и синего цветов. Последние синтезируются в коре головного мозга, и мы видим результирующий цвет — смесь трех основных цветов. При этом абсолютные значения уровней трех возбуждений создают ощущение яркости, а их соотношение — ощущение цветности. Под колориметрией понимается измерение цвета, основанное на свойствах глаза и выполняемое в соответствии с международными соглашениями.

Смешение цветов формально может быть выражено математическими законами сложения векторов. По определению МКО цвет в колориметрии представляет собой трехмерную векторную величину, характеризующую группу излучений, визуально неразличимых в колориметрических условиях наблюдения, т. е. в таких условиях визуального сравнения, при которых любые излучения одинакового спектрального состава неразличимы глазом. Однозначно цвет в колориметрии определяется координатами цвета излучения, под которыми понимаются количества трех основных цветов, необходимые для получения колориметрического равенства с измеряемым цветом. Трехмерное пространство для геометрического изображения цвета называется цветовым пространством [15].

Произвольность выбора трех основных цветов приводит к возможности создания множества колориметрических систем, в каждой из которых любой заданный

цвет однозначно определяется цветовым уравнением. В качестве примера приведем одну систему XYZ. Рекомендуемые обозначения для координат цвета: X, Y, Z — в стандартной колориметрической системе МКО 1931 г.

Координаты цвета отражающих и пропускающих образцов рекомендуется выражать по такой шкале, по которой координата Y равнялась бы 100 для идеально рассеивающих и идеально прозрачных образцов. Координаты цвета могут быть получены умножением ординат кривой относительно спектрального распределения излучения $\varphi(\lambda)$ на ординаты кривых сложения, а затем интегрированием этих произведений по всей спектральной области видимого излучения, т. е.:

$$X = \int \varphi(\lambda)\, \bar{x}(\lambda)\, d\lambda;\ Y = \int \varphi(\lambda)\, \bar{y}(\lambda)\, d\lambda;\ \ Z = \int \varphi(\lambda)\, \bar{z}(\lambda)\, d\lambda.$$

Относительное спектральное распределение энергии $\varphi(\lambda)$ для источников света совпадает с относительным спектральным распределением энергии излучения $S(\lambda)$. Для цветных тел функция $\varphi(\lambda)$ определяется произведением $S(\lambda)\,\beta(\lambda)$ или $S(\lambda)\,\tau(\lambda)$, где $\beta(\lambda)$ — спектральный коэффициент яркости, а $\tau(\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания.

Ординаты кривых сложения (или удельные координаты) представляют собой координаты цветов монохроматических излучений одинаковой мощности в любой колориметрической системе, т. е. системе определения цвета, основанной на возможности воспроизведения данного цвета путем аддитивного смешения трех соответственно выбранных цветовых стимулов (излучения с определенными физическими характеристиками, попадающего в глаз и вызывающего ощущение цвета). Обозначаются удельные координаты в соответствии с обозначениями, принятыми для основных цветов. Например, для основных цветов R, G и B — соответственно — $r(\lambda)$, $g(\lambda)$ и $b(\lambda)$ представляют собой относительное количество цветов R, G, B, для системы XYZ — $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ и т. д.

Стандартные колориметрические системы. Аддитивная колориметрическая система определения цвета, в которой в качестве функций сложения цветов приняты функции $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$, соответствующие колориметрическим характеристикам стандартного колориметрического наблюдателя МКО 1931 г., называется стандартной колориметрической системой МКО 1931 г. [57].

В стандартной колориметрической системе МКО 1931 г. для полей зрения от 1 до 4° ординаты кривых сложения $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ выбраны так, что величина $\bar{y}(\lambda)$ совпадает с относительной спектральной световой эффективностью $V(\lambda)$. В дополнительной стандартной колориметрической системе МКО 1964 г., применяемой для полей зрения бóльших 4°, ординаты кривых сложения $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$ выбраны так, что они приводят к системе координат, подобной стандартной колориметрической системе МКО 1931 г.

Характеристикой качества цвета является цветность, определяемая координатами цветности или доминирующей длиной волны и чистотой цвета. Координаты цветности представляют собой отношение каждой из трех координат цвета к их сумме. Рекомендуемые обозначения для координат цветности: x, y, z в стандартной колориметрической системе МКО 1931 г.

Можно записать, что: $x = X/(X + Y + Z)$; $y = Y/(X + Y + Z)$; $z = Z/(X + Y + Z)$; $x + y + z = 1$.

Доминирующей длиной волны (цветовых стимулов) λ_d называется длина волны монохроматического излучения, которое при сложении в определенных пропорциях со стандартным ахроматическим излучением дает цветовое равенство с рассматриваемым излучением. Для пурпурных цветов указывается длина волны дополнительного монохроматического излучения. Дополнительными цветами называются два цвета, которые при аддитивном смешении в соответствующих пропорциях дают стандартный ахроматический цвет. Для «белого» по источнику C доминирующие длины волн дополнительных цветов связаны соотношением: $(\lambda_1 - 565{,}52)\,(497{,}78 - \lambda_2) = 223{,}02$, где $\lambda_1 > \lambda_2$.

Условная чистота цвета p_e определяется следующими соотношениями: $p_e = (y - y_W)/(y_d - y_W)$ или $p_e = (x - x_W)/(x_d - x_W)$, где x и y — координаты цветности рассматриваемого излучения; x_W и y_W — координаты цветности стандартного ахроматического излучения; x_d и y_d — координаты цветности монохроматического

излучения, имеющего ту же длину волны, что и доминирующая длина волны рассматриваемого цвета.

В этих же обозначениях колориметрическая чистота цвета p_c определяется как: $p_c = p_e y_d / y$. Чистота цвета максимальна ($p_c = 1$) для чистых спектральных и пурпурных цветов и минимальна ($p_c = 0$) для белого цвета, т. е. она показывает степень разбавления чистого спектрального цвета белым ахроматическим. Ахроматическим считается источник света при равноэнергетическом спектре, для которого $x = y = z = 1/3$, т. е. при спектре источника, спектральная плотность энергии излучения которого постоянна для всех длин волн видимой области спектра [$S(\lambda) = \text{const}$]. Такой ахроматический белый свет называется равноэнергетическим белым и сокращенно обозначается буквой E.

В колориметрии используются излучения A, B, C и D_{65}, относительное спектральное распределение энергии которых стандартизовано МКО следующим образом:

стандартное излучение A — излучение черного тела при температуре $T_{68} = 2855{,}6$ K;

стандартное излучение B — прямой солнечный свет с коррелированной цветовой температурой $T_{68} = 4874$ K;

стандартное излучение C — дневной свет с коррелированной цветовой температурой $T_{68} = 6774$ K;

стандартное излучение D_{65} — дневной свет с коррелированной цветовой температурой $T_{68} = 6504$ K.

В СССР стандартизованы кривые относительного спектрального распределения энергии излучения черного тела при 4800 K (излучение B) и 6500 K (излучение C).

В принятой МКО в 1931 г. колориметрической системе R, G, B в качестве основных цветов использовались монохроматические излучения с длинами волн: красный (R) — $\lambda = 700{,}0$ нм; зеленый (G) — $\lambda = 546{,}1$ нм; синий (B) — $\lambda = 435{,}8$ нм.

В связи с рядом недостатков, затрудняющих производство цветовых расчетов на основе системы R, G, B (для большинства цветов один из коэффициентов цветности в системе R, G, B является величиной отрицательной, каждый из коэффициентов цветности связан с некоторой величиной светового потока и т. д.), все большее распространение получает использование упоминавшихся ранее стандартных принятых МКО колориметрических систем, в которых в качестве основных цветов выбраны некоторые условные не существующие в природе цвета X, Y, Z или X_{10}, Y_{10}, Z_{10} и др. Соотношения перехода от одной цветовой системы к другой (от R, G, B к X, Y, Z и т. д.) даны в специальной литературе.

Цветовой график. Для большей наглядности любой сложный цвет может быть охарактеризован вместо координат цветности x и y координатами — цветовой тон и чистота цвета.

Графическое изображение на плоскости совокупности координат цветности, где каждой цветности однозначно соответствует точка графика цветностей, носит название цветового графика или цветового треугольника (рис. 8.1).

На цветовом графике (рис. 8.1) по оси абсцисс отложены значения координат цветности x, а по оси ординат — значения координат цветности y. Все спектральные цвета от 400 до 700 нм расположены на граничной кривой цветового графика. В центре расположен белый цвет E (или другой белый — C, B, A и т. д.). Наиболее насыщенные тона лежат на замкнутой кривой цветового графика и по мере приближения к точке E постепенно ослабевают, разбавляясь белым. На этом же графике нанесены кривые равной чистоты для p_c, равные 0,1; 0,2; 0,3 и т.д. По графику может быть произведен переход от одного способа изображения цвета к другому. Для нахождения цветового тона какой-либо точки M (с координатами цветности x и y) необходимо провести прямую от точки E (или C, B, A...) через точку M до пересечения со спектральной кривой графика, длина волны которой λ дает непосредственно цветовой тон. Чистота цвета определяется по кривым равной чистоты посредством интерполирования. При цветовых расчетах необходимо помнить, что оптическое сложение двух и более цветов ни в каком случае не приводит к получению черного цвета; белый же цвет можно получить сложением трех основных цветов в определенных количествах или сложением двух взаимно дополнительных цветов.

К характерным особенностям цветового графика системы относятся следующие:

график описывается системой декартовых координат;

все реальные цвета лежат внутри криволинейной фигуры, называемой спектральным локусом, и определяются положительными значениями x и y;

равноэнергетический белый цвет E находится в центре тяжести треугольника xOy (координаты цветности $x = y = 1/3$);

основные цвета X, Y, Z, лежащие за пределами пространства реальных цветов, являются цветами символическими;

пурпурные цвета лежат в треугольнике с вершинами $\lambda = 400$ нм, E и $\lambda = 700$ нм;

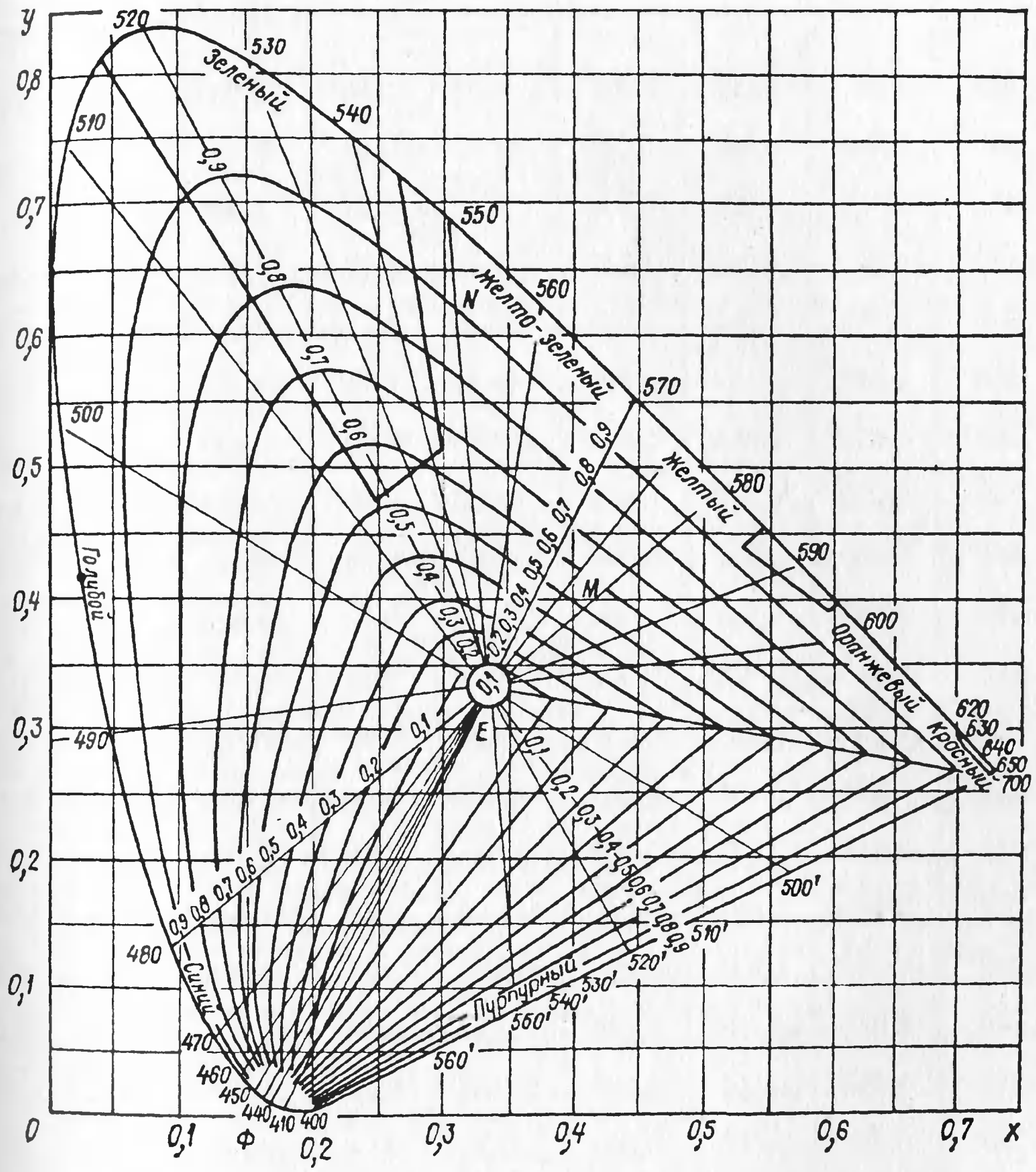


Рис. 8.1. Цветовой график перехода от координат цветности x и y к цветовому тону λ и чистоте цвета p_c, взятых относительно равноэнергетического источника E

дополнительные цвета лежат на пересечении прямой, проходящей через точку E, с кривой спектральных цветов; для цветов зеленых оттенков от $\lambda = 495$ до $\lambda = 570$ нм дополнительными цветами являются цвета пурпурные, обозначаемые теми же λ со знаком штрих;

цветность смеси двух цветов отображается точкой, лежащей на прямой, соединяющей смешиваемые цвета;

цветность смеси трех цветов отображается точкой внутри треугольника, в вершинах которого лежат смешиваемые цвета.

В соответствии с рабочими условиями в цветовом графике за опорный белый цвет полярной системы может быть принят один из ранее указанных источников — A, B, C, D и др.

Таблица 8.6. Расчет координат цвета X, Y и Z

λ, нм	Удельные координаты			P	τ	$\bar{x}P\tau$	$\bar{y}P\tau$	$\bar{z}P\tau$
	$\bar{x}$	$\bar{y}$	$\bar{z}$					
380	0,01	0,000	0,007	9,79	0,60	0,006	0,000	0,041
400	0,014	0,000	0,068	14,71	0,68	0,140	0,000	0,680
420	0,134	0,004	0,646	21,00	0,72	2,026	0,060	9,768
440	0,348	0,023	1,747	28,70	0,73	7,291	0,482	36,601
460	0,291	0,060	1,669	37,82	0,76	8,364	1,725	47,972
480	0,096	0,139	0,813	48,25	0,79	3,659	5,298	30,990
500	0,005	0,323	0,272	59,86	0,80	0,239	15,468	13,025
520	0,063	0,710	0,078	72,50	0,80	3,654	41,180	4,524
540	0,290	0,954	0,200	85,95	0,78	19,442	63,957	1,341
560	0,595	0,995	0,004	100,00	0,73	43,435	72,635	0,292
580	0,916	0,870	0,002	114,44	0,69	72,331	68,698	0,158
600	1,062	0,631	0,001	129,04	0,62	84,965	50,483	0,080
620	0,854	0,381	0,000	143,62	0,55	67,458	30,096	0,000
640	0,448	0,175	0,000	157,98	0,48	33,972	13,270	0,000
660	0,165	0,061	0,000	171,96	0,40	11,349	4,196	0,000
680	0,047	0,017	0,000	185,43	0,31	2,702	0,977	0,000
700	0,011	0,005	0,000	198,26	0,26	0,567	0,206	0,000
720	0,003	0,001	0,000	210,36	0,20	0,126	0,042	0,000
740	0,001	0,000	0,000	221,66	0,14	0,031	0,000	0,000
Суммы	—	—	—	—	—	361,757	368,773	145,472

Пример расчета цвета. Требуется определить в системе X, Y, Z координаты цветности излучения, отраженного от белого экрана, который освещен лампой накаливания, прикрытой светофильтром СЗС-16 толщиной 3 мм. Цветовая температура излучения лампы 2854 К. Ординаты спектральных характеристик излучения лампы $P(\lambda)$ и значения пропускания светофильтра $\tau(\lambda)$ приведены в табл. 8.6.

Спектральный состав отраженного от экрана излучения будет характеризоваться функцией $P(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\tau(\lambda)$. Спектральную характеристику отражения экрана $\rho(\lambda)$

считаем постоянной в нитервале видимых длин волн. Координаты цвета отраженного излучения могут быть определены по формулам:

$$X = \int_{380}^{780} \bar{x}(\lambda)\, P(\lambda)\, \tau(\lambda)\, d\lambda;$$

$$Y = \int_{380}^{780} \bar{y}(\lambda)\, P(\lambda)\, \tau(\lambda)\, d\lambda;$$

$$Z = \int_{380}^{780} \bar{z}(\lambda)\, P(\lambda)\, \tau(\lambda)\, d\lambda.$$

При практических расчетах интегралы заменяют суммами, для этого весь спектр видимого излучения разбивают на n узких интервалов $\Delta\lambda$, в пределах которых излучения можно считать однородными.

Тогда:

$$X = \Delta\lambda \sum_{i=1}^{i=n} \bar{x}_{\lambda_i} P_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i};$$

$$Y = \Delta\lambda \sum_{i=1}^{i=n} \bar{y}_{\lambda_i} P_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i};$$

$$Z = \Delta\lambda \sum_{i=1}^{i=n} \bar{z}_{\lambda_i} P_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i}.$$

Для решения составляем расчетную табл. 8.6, приняв интервал $\Delta\lambda = 20$ нм (обычно при расчетах берут $\Delta\lambda = 10$ нм). Выполнив численное интегрирование, получаем координаты цвета: $X = 361{,}757$; $Y = 368{,}773$; $Z = 145{,}472$; $m = X + Y + Z = 876{,}002$, откуда координаты цветности отраженного от экрана излучения будут: $x = 361{,}757/876{,}002 = 0{,}414$; $y = 368{,}773/876{,}002 = 0{,}421$.

Если теперь воспользоваться приведенным ранее цветовым графиком X, Y, Z, то по координатам цветностн $x = 0{,}414$ и $y = 0{,}421$ легко найти соответствующую им точку M. Для определения цветового тона отраженного излучения проведем через точку M и точку E, соответствующую белому цвету, прямую. Точка пересечения прямой с линией спектральных цветов даст доминирующую длину волны цветового тона; в данном случае цветовой тон $\lambda \approx 574$ нм. Чистота цвета определяется по кривым равной чистоты путем интерполирования и для рассматриваемого примера составляет $p_c = 0{,}55$.

Глава 9
СВЕТОФИЛЬТРЫ

9.1. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ И ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Светофильтры предназначены для изменения спектрального состава и величины лучистого потока. Они бывают следующих видов: из окрашенного стекла, желатиновые, из окрашенных пластмасс, жидкие, газовые, поляризационные и интерференционные. Светофильтры изменяют как яркостные, так и цветовые соотношения между видимыми объектами и уменьшают хроматическую аберрацию.

Таблица 9.1. **Характеристики основных свойств светофильтров**

Марка стекла	$\lambda_{пр}$, нм	n_D	ρ, %	Марка стекла	$\lambda_{пр}$, нм	n_D	ρ, %
УФС1	330	1,540	4,5	ЖС20	300	1,534	4,5
УФС6	360	1,520	4,3	ЖС10	400	1,523	4,3
ФС1	400	1,524	4,3	ЖС12	450	1,523	4,3
ФС6	380	1,501	3,9	ЖС16	470	1,523	4,3
СС2	410	1,520	4,3	ЖС17	490	1,523	4,3
СС13	400	1,519	4,3	ЖС18	510	1,523	4,3
СС5	420	1,518	5,1	ОС11	535	1,523	4,3
СС9	390	1,519	4,3	ОС14	580	1,523	4,3
СЗС17	440	1,518	4,2	КС10	600	1,523	4,3
СЗС7	450	1,514	4,2	КС14	640	1,523	4,3
СЗС8	470	1,517	4,2	КС18	685	1,523	4,3
СЗС9	480	1,522	4,3	ИКС5	910	1,533	4,4
СЗС3	490	1,524	4,3	ИКС6	970	1,525	4,3
СЗС23	500	1,536	4,5	ИКС7	1000	1,556	4,6
СЗС22	460	1,535	4,5	ПС7	550	1,537	4,5
СЗС24	500	1,516	4,2	ПС15	400	1,477	3,8
ЗС8	530	1,534	4,4	ПС11	330	1,533	4,4
ЗС7	570, 520	1,535	4,4	ПС13	410	1,591	5,2
ЗС10	550	1,535	4,4	ТС4	580	1,523	4,3
ЗС3	520	1,523	4,7	БС11	170	1,458	3,5
ЖЗС19	560	1,750	7,5	БС12	250	1,508	4,2
ЖЗС5	550	1,522	4,3	БС4	305	1,502	4,0
ЖЗС9	540	1,522	4,3	БС5	325	1,575	5,0
ЖС3	320	1,536	4,4	БС6	335	1,624	5,6
ЖС4	405	1,632	5,8	БС7	360	1,643	6,0

Примечание. $\lambda_{пр}$ длина волны, для которой оптическая плотность стекла превышает на 0,3 оптическую плотность стекла той же толщины при длине волны λ_0.

В табл. 9.1 приведены следующие характеристики свойств светофильтров: длина волны $\lambda_{пр}$, показатель преломления n_D, коэффициент отражения ρ.

В табл. 9.2 даны значения общего визуального коэффициента пропускания τ светофильтров, изготовленных из стекол различной толщины для стандартных источников света *A* и *B*.

Таблица 9.2. **Визуальный коэффициент пропускания в процентах для светофильтров различной толщины**

Марка стекла	Голщина стекол, мм					
	1		2		5	
	τ_A	τ_B	τ_A	τ_B	τ_A	τ_B
УФС1	2,0	1,9	0,41	0,27	0,11	0,055
УФС6	0,037	0,018	0,009	0,0045	0,0009	0,0004
ФС1	0,92	1,55	0,19	0,46	—	—
ФС6	1,6	2,2	0,18	0,41	0,028	0,074
СС2	46,6	47,6	25,2	27,9	5,1	6,4
СС13	79,3	79,5	69,0	70,4	45,9	47,7
СС5	7,7	10,4	2,0	3,4	0,36	0,9

Продолжение табл. 9.2

Марка стекла	Толщина стекол, мм					
	1		2		5	
	τ_A	τ_B	τ_A	τ_B	τ_A	τ_B
СС9	70,0	70,9	54,0	54,9	24,7	26,2
СЗС17	81,	81,5	72,0	75,0	53,1	56,6
СЗС7	66,6	70,1	50,4	55,5	26,7	32,6
СЗС8	47,1	52,5	29,0	34,9	11,4	15,5
СЗС9	27,0	32,2	12,5	16,3	2,7	4,0
СЗС3	30,2	34,8	13,3	16,7	2,2	3,0
СЗС23	74,1	77,6	68,2	72,8	45,5	52,7
СЗС22	45,9	53,1	32,5	39,8	18,8	25,2
СЗС24	88,2	88,6	85,0	85,8	76,6	77,6
ЗС8	79,4	81,2	70,0	72,6	47,0	55,5
ЗС7	55,7	57,8	41,2	43,0	24,4	25,7
ЗС10	47,2	47,4	28,1	29,7	7,9	8,5
ЗС3	39,8	43,9	21,5	24,7	4,8	5,9
ЖЗС19	78,5	75,8	73,5	70,5	62,5	59,0
ЖЗС5	83,3	83,3	76,8	76,8	—	—
ЖЗС9	67,7	69,5	50,4	52,1	24,2	26,1
ЖС3	90,1	90,0	89,0	88,9	—	—
ЖС4	87,3	87,0	86,4	86,0	83,2	82,7
ЖС20	84,5	82,0	—	—	69,0	63,3
ПС7	66,4	66,9	55,4	56,6	41,9	42,7
ПС11	9,7	10,0	2,2	2,2	0,48	0,44
ПС15	22,5	22,6	6,2	6,3	0,46	0,46
ПС13	3,9	3,3	0,28	0,21	—	—
НС1	76,9	76,9	65,0	65,0	39,4	39,4
НС2	52,1	52,1	30,2	30,2	5,7	5,7
НС3	32,4	32,4	11,5	11,3	0,55	0,55
НС6	81,4	81,5	72,0	72,1	49,9	49,6
НС7	71,2	77,3	55,1	55,2	25,6	25,5
НС8	49,7	49,9	26,9	27,0	4,2	4,3
ТС6	54,5	52,8	32,8	31,1	—	—
ТС4	14,3	13,9	12,2	2,2	—	—
ТС2	8,6	8,4	0,82	0,82	—	—
ТС3	0,73	0,73	0,005	0,005	—	—

9.2. ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ ЧЕРТЕЖЕЙ СВЕТОФИЛЬТРОВ

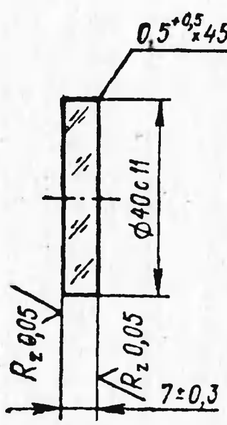
На чертежах деталей, изготовляемых из цветного оптического стекла, указываются дополнительные требования к материалу, по сравнению с бесцветным стеклом, а именно: кроме категорий по двойному лучепреломлению, бессвильности и пузырности, указывается категория по спектральной характеристике (в соответствии с ГОСТ 9411—75).

Так, например, в случае использования цветного стекла, окрашенного селеном и сернистым кадмием (желтые, оранжевые и красные стекла), указывается категория по допустимому отклонению длины волны $\lambda_{пр}$, определяющей коротковолновую границу пропускания по спектру, а в случае выбора стекла, окрашенного молекулярнорастворимыми красителями (все остальные цветные стекла), указывается категория по допускаемому предельному значению показателей поглощения при установленных для каждой марки стекла длинах волн.

Пример указания требований к материалу для деталей, изготовляемых из цветного стекла, приводится ниже.

Спектральная характеристика	2
Двойное лучепреломление	4
Бессвильность	3
Пузырность	6В

На чертежах оптических деталей в правой верхней части помещают таблицу (рис. 9.1), состоящую из трех частей: требования к материалу, требования к изготовлению, оптические характеристики. В верхней части таблицы приводятся параметры качества материала по ГОСТ 9411—75.



Спектральная характеристика	2
Двойное лучепреломление	3
Бессвильность	2
Пузырность	5
N	4
ΔN	0,5
P	V
θ	5′
f'_{min}	5 м
$O_\varnothing$	36

Рис. 9.1. Чертеж светофильтра из стекла ОС1 по ГОСТ 9411—75

В средней части таблицы указывают требования к точности изготовления детали: N, ΔN, P, клиновидность θ и f'_{min} — минимальное фокусное расстояние детали.

В нижней части таблицы указывают оптические характеристики детали: световой диаметр — $O_\varnothing$.

Под таблицей или в нижней части чертежа над штампом помещаются дополнительные технологические требования: а) для деталей, изготовленных из цветного стекла, кварцевого стекла, кристаллов, указываются технические требования к материалу в соответствии с ТУ на данный материал; б) справочные размеры указываются знаком *. В штампе чертежа детали приводятся наименование и марка оптического материала с обязательной ссылкой на ГОСТ 9411—75.

9.3. СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЦВЕТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

Спектральная характеристика стекол выражается численными значениями показателей поглощения K_λ или оптической плотности D_λ для различных длин волн и спектральными кривыми коэффициента пропускания τ_λ, оптической плотности D_λ и логарифма оптической плотности $\lg D_\lambda$.

Показатель поглощения K_λ стекла для света длиной волны λ определяется из выражения

$$K_\lambda = -\lg \tau_\lambda / l,$$

где τ_λ — коэффициент пропускания стекла толщиной l (мм) для монохроматического света длиной волны λ.

Оптическая плотность D_λ массы стекла для монохроматического света с длиной волны λ связана с показателем поглощения K_λ и коэффициентом пропускания τ_λ следующим соотношением:

$$D_\lambda = -\lg \tau_\lambda = K_\lambda l.$$

Коэффициент пропускания τ'_λ светофильтра толщиной l (мм) при перпендикулярном падении монохроматического света данной длины волны равен

$$\tau'_\lambda = (1-\rho)^2 \tau_\lambda = (1-\rho)^2 10^{-K_\lambda l},$$

где ρ — коэффициент отражения; $\rho = [(n-1)/(n+1)]^2$.

Оптическая плотность D'_λ для данной длины волны равна

$$D'_\lambda = -\lg \tau'_\lambda = D_\lambda + D_\rho = K_\lambda l + D_\rho,$$

где D_ρ — поправка на отражение света от двух поверхностей стекла; $D_\rho = -2 \lg (1-\rho)$.

Величины λ_{max} и $\lambda_{пр}$ характеризуют стекла с длиной волны, соответствующей максимуму пропускания в рабочей части спектра или границей пропускания.

Общий визуальный коэффициент пропускания стекол τ рассчитывается по формуле

$$\tau = \frac{\int \tau_\lambda J_\lambda V_\lambda d\lambda}{\int J_\lambda V_\lambda d\lambda},$$

где J_λ — функция, характеризующая относительное распределение энергии излучения по спектру; V_λ — относительная видность (спектральная чувствительность глаза); τ_λ — коэффициент пропускания для света длины волны λ; λ — длина волны монохроматического света.

Глава 10
ЗЕРКАЛА, ПЛАСТИНЫ, ПРИЗМЫ

10.1. ЗЕРКАЛА

Работа плоских зеркал сводится к отклонению пучков лучей, их поступательному смещению и к оборачиванию изображения.

Параллельный пучок лучей, падающий на плоское зеркало, остается параллельным и сохраняет свою ширину неизменной. Это позволяет рассматривать плоское

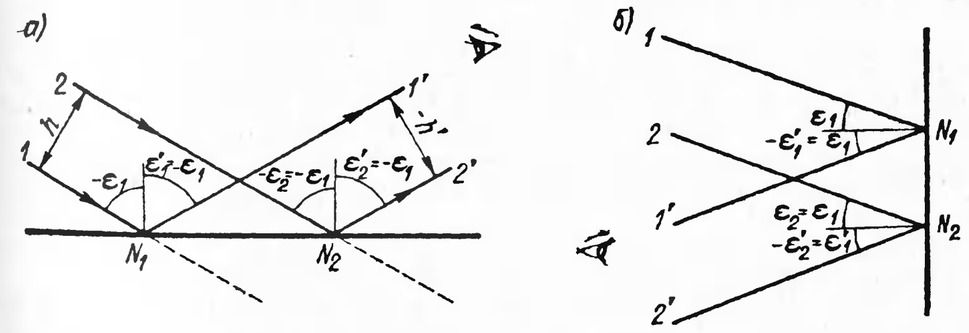


Рис. 10.1. Ориентировка наблюдателя

зеркало как телескопическую систему с увеличением $\Gamma = \pm 1$. Знак увеличения зависит от числа отражений (при нескольких зеркалах) и от расположения наблюдателя по отношению к ходу падающего на зеркала пучка лучей.

На рис. 10.1, *а*, *б* показаны два случая расположения наблюдателя. В первом случае имеет место перемена взаимного расположения пары параллельных лучей, что позволяет принять меридиональное увеличение V_t равным минус единице; в сагиттальной же плоскости перемены хода лучей не происходит, и поэтому сагиттальное увеличение V_s получается равным плюс единице. Это можно представить в виде формул:

$$V_t = W_t = -1; \qquad V_s = W_s = +1. \tag{10.1}$$

Различие знаков увеличений свидетельствует о том, что у плоского зеркала получается оборачивание изображения только по одному направлению (возникает так называемое зеркальное изображение).

Во втором случае идущие в плоскости чертежа параллельные пучки лучей после отражения местами не меняются, поэтому меридиональное увеличение получается равным плюс единице.

Однако в сагиттальной плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа, в связи с изменением положения наблюдателя происходит кажущийся переход лучей слева направо или наоборот. Этот переход приводит к изменению знака увеличения в сагиттальной плоскости. Тогда для обоих увеличений можно написать:

$$V_t = W_t = +1; \qquad V_s = W_s = -1. \tag{10.2}$$

Таким образом, и в этом случае изображение после плоского зеркала становится зеркальным.

Отражение от двух зеркал, когда нормали к обоим зеркалам лежат в одной плоскости — плоскости главного сечения, представлено на рис. 10.2. Угол между обоими зеркалами обозначим через α; угол между первоначальным направлением луча и его направлением после двух отражений — через β; углы падения и отражения на первом зеркале — через ε_1 и ε_1', а на втором зеркале — через ε_2 и ε_2'. Эти углы легко связываются друг с другом соотношением

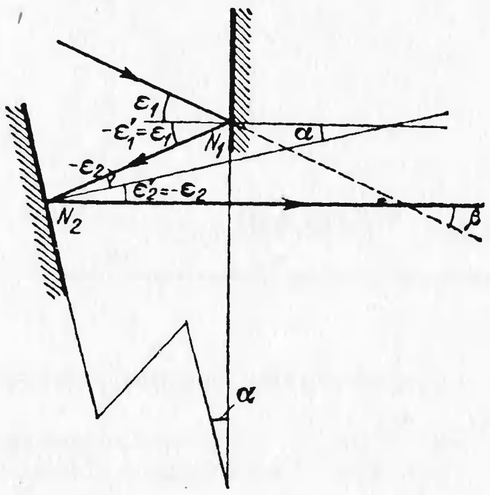


Рис. 10.2. Отражение от двух зеркал

$$2\varepsilon_1 = \beta - 2\varepsilon_2, \tag{10.3}$$

откуда

$$\beta = 2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = 2\alpha. \tag{10.4}$$

Из последней формулы следует, что пара зеркал дает в своем главном сечении постоянный угол отклонения для любого из лучей, идущего в этой плоскости. Наряду с этим зеркальность изображения, создаваемая первым зеркалом, устраняется зеркальностью изображения второго зеркала.

Имея в виду, что две плоскости должны пересекаться по одной прямой, для любой пары зеркал, произвольно ориентированных в пространстве, всегда можно найти линию их пересечения — ребро пары зеркал и плоскость, перпендикулярную к ребру, т. е. плоскость главного сечения. Ход луча в плоскости главного сечения уже был рассмотрен; существенно, что пространственный ход луча, составляющего некоторый угол с плоскостью главного сечения, сохранит этот угол и после отражения от обоих зеркал.

При этом поворот пары зеркал вокруг ребра на произвольный угол не изменит хода отраженного луча.

Следует отметить, что расстояние между падающим лучом и ребром пары зеркал, а также ребром и тем же лучом после его двукратного отражения сохранится неизменным.

Особый интерес представляет пара зеркал, образующих между собой прямой угол; такая пара зеркал, называемая крышей, отклоняет отраженный луч, лежащий в плоскости главного сечения, на 180°, т. е. заставляет его идти в обратном направлении.

Равным образом плоскость, проходящая параллельно ребру через луч, не лежащий в плоскости главного сечения после отражения на крыше остается параллельной своему исходному положению.

Система трех зеркал с несовпадающими главными сечениями будет обладать единственной точкой пересечения — полюсом. Луч, входящий в систему трех зеркал на некотором расстоянии от полюса, сохранит это расстояние после отражения на всех трех зеркалах.

Система трех зеркал, образующих между собой углы по 90°, представляет собой замечательный случай, известный под названием тройного зеркала. Любой из лучей, падающих на тройное зеркало, отражается им по направлению, параллельному исходному.

Существенно, что и система тройного зеркала, и система крыши обладают тем свойством, что переход луча через ребро или через полюс не вызывает разрыва изображения.

10.2. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ПЛАСТИНКА

Рассмотрение работы различного рода отражательных призм целесообразно начать со свойств плоскопараллельной пластинки, так как подавляющее большинство отражательных призм может быть приведено по своим свойствам к эквивалентным им плоскопараллельным пластинкам.

Плоскопараллельная пластинка, работающая в параллельном ходе лучей, является системой безаберрационной (если не говорить об аберрациях в зрачках).

Если же плоскопараллельная пластинка работает в сходящемся ходе лучей, то она обладает рядом различных аберраций.

Рассматривая ход луча через плоскопараллельную пластинку, представленный на рис. 10.3, видим, что углы луча с осью σ_1 и σ_3 равны друг другу; угол луча с осью σ_2 внутри пластинки может быть определен через закон преломления, который в данном случае имеет вид:

$$n_1 \sin\sigma_1 = n_2 \sin\sigma_2 = n_3 \sin\sigma_3. \tag{10.5}$$

Отрезки s_1 и s_2' от первой и от второй поверхности пластинки могут быть связаны с помощью толщины пластинки d.

Таким образом,

$$s_2' = s_1 - d\,\mathrm{tg}\,\sigma_2/\mathrm{tg}\,\sigma_1, \tag{10.6}$$

или для пластинки в воздухе

$$s_2' = s_1 - \frac{d}{n}\sqrt{\frac{1-\sin^2\sigma_1}{1-\sin^2\sigma_1/n^2}}. \tag{10.7}$$

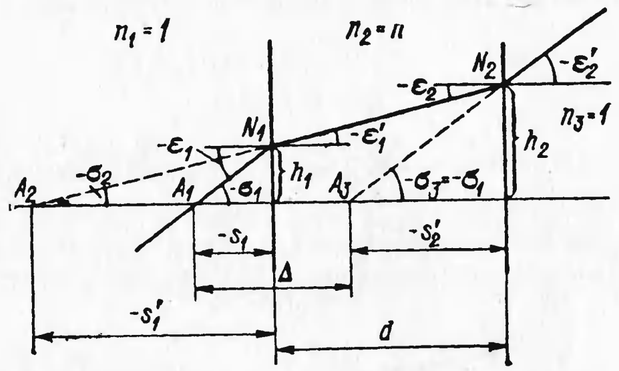


Рис. 10.3. Ход луча через плоскопараллельную пластинку

При малых углах эти отрезки связываются более простой формулой

$$s_{02}' = s_1 - d/n. \tag{10.8}$$

Сферическая аберрация, вносимая плоскопараллельной пластинкой, может быть определена по формуле

$$\Delta s' = s_2' - s_{02}' = \left[1 - \sqrt{\frac{1-\sin^2\sigma_1}{1-\sin^2\sigma_1/n^2}}\right]\frac{d}{n}. \tag{10.9}$$

При $n = 1{,}5$ и небольших апертурных углах $\sigma \approx 0{,}1$ величина сферической аберрации получается приблизительно равной $\Delta s' \approx 0{,}002d = d/500$. Однако при апертурных углах σ порядка 45° величина сферической аберрации более значительна и составляет $\Delta s' \approx d/7{,}5$.

Хроматизм положения $\delta s'$ и хроматизм увеличения $\delta y'$ плоскопараллельной пластинки определяются формулами:

$$\delta s' = (n-1)\,d/n^2\nu. \tag{10.10}$$

$$\delta y' = \delta s'\,\mathrm{tg}\,\omega = \frac{n-1}{n^2}\frac{d}{\nu}\mathrm{tg}\,\omega. \tag{10.11}$$

Дисторсия, вносимая плоскопараллельной пластинкой, находится в виде произведения сферической аберрации в зрачках на тангенс полевого угла, а именно:

$$\Delta y' = \Delta s'\,\mathrm{tg}\,\omega = \left[1 = \sqrt{\frac{1-\sin^2\omega}{1-\sin^2\omega/n^2}}\right]\frac{d}{n}\mathrm{tg}\,\omega. \tag{10.12}$$

Астигматизм плоскопараллельной пластинки выражается формулами:

$$z_t = \left(1 - \frac{\cos^3 \omega_1}{\cos^3 \omega_2}\right)\frac{d}{n}; \qquad z_s = \left(1 - \frac{\cos \omega_1}{\cos \omega_2}\right)\frac{d}{n}. \tag{10.13}$$

Все аберрации, вносимые плоскопараллельной пластинкой, в воздухе всегда положительны.

Плоскопараллельная пластинка, кроме того, создает смещение изображения вдоль оси на величину, равную

$$\Delta_0 = d\,(n - 1)/n. \tag{10.14}$$

10.3. РАЗВЕРТКА ОТРАЖЕНИЙ

Одним из наиболее распространенных методов расчета отражательных призм является развертка отражений, с помощью которой достигается спрямление хода лучей в системах плоских зеркал и приведение отражательных призм к эквивалентным им плоскопараллельным пластинкам.

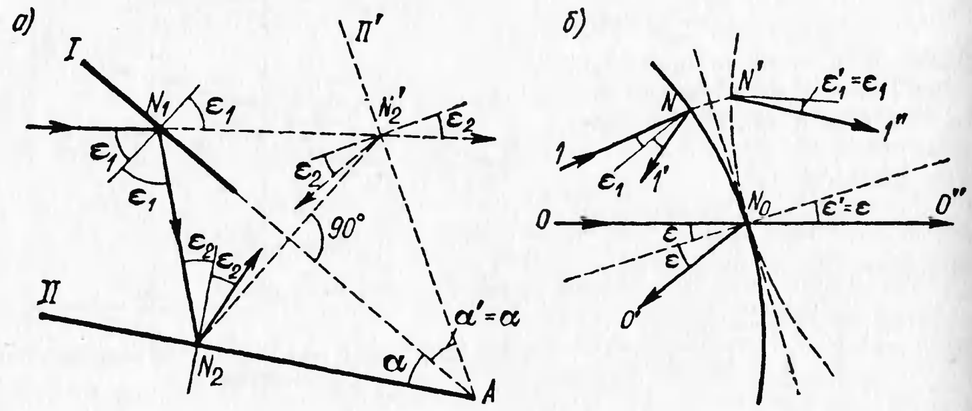


Рис. 10.4. Развертки плоского и сферического зеркал

Сущность метода развертки отражений состоит в том, что последовательно, после каждого из отражений строится зеркальное отображение всей последующей системы отражательных граней с ходом лучей. Этим и достигается спрямление лучей после развертывания отражательных граней.

На рис. 10.4, *а* представлена развертка системы двух плоских зеркал *I* и *II* и ход спрямленного произвольного луча, образующего на этих зеркалах углы падения и отражения ε_1 и ε_2 в точках N_1 и N_2.

При развертке отражения на грани *I* после нее строится зеркальное отображение второй грани *II'* с точкой отражения N_2' на этой грани. При этом происходит спрямление луча на первом развернутом зеркале; после же развертки отражения на второй грани происходит дальнейшее спрямление луча.

Метод развертки остается справедливым и для пространственного расположения зеркал.

Заметим, что метод развертки отражений может быть распространен и на неплоские зеркала; однако в этом случае спрямление лучей будет наблюдаться лишь для какого-то одного луча, который будет играть роль оси системы.

Процесс развертки неплоской отражательной поверхности представлен на рис. 10.4, *б*, на котором построено отображение наклонной сферической отражательной поверхности.

Спрямление хода лучей при развертке отражений позволяет приводить любые отражательные призмы к плоскопараллельным пластинкам; однако на обеих плоскостях, ограничивающих собой пластинку, сохраняется излом лучей. Этот излом лучей также может быть устранен при помощи редуцирования плоскопараллельной пластинки к воздуху.

Редуцирование пластинки к воздуху сводится к совмещению входящего и выходящего лучей друг с другом; для небольших углов лучей с осью системы это может быть достигнуто за счет замены толщины *d* пластинки на отношение этой толщины к показателю преломления по формуле

$$d' = d/n. \tag{10.15}$$

Сущность процесса редуцирования представлена на рис. 10.5, где показана плоскопараллельная пластинка до редуцирования (рис. 10.5, *а*) и после редуцирования (рис. 10.5, *б*).

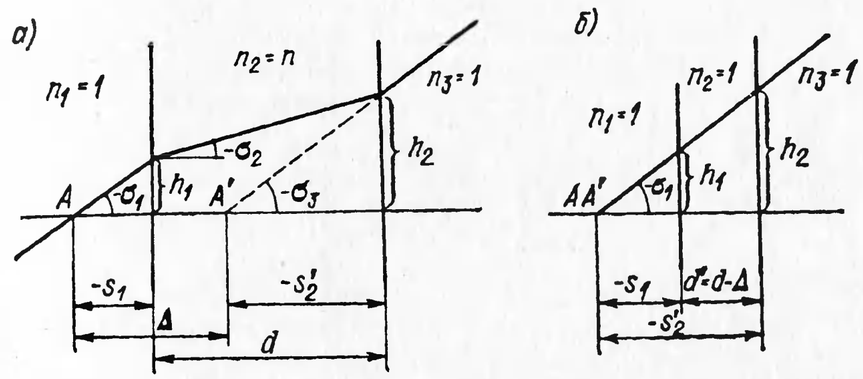


Рис. 10.5. Редуцирование плоскопараллельной пластинки

Необходимо отметить, что редуцирование пластинки к воздуху является приближенным приемом, основанным на отбрасывании влияния величины сферической аберрации, присущей пластинке. В отличие от этого равертка отражений является точным методом.

10.4. КОНСТРУКЦИИ ПРОСТЫХ ПРИЗМ

При создании различных отражательных призм часто используют некоторые общие приемы, к которым относятся:

1) использование явления полного внутреннего отражения;

2) разделение хода лучей;

3) использование клина, дополняющего развернутую призму до плоскопараллельной пластинки.

Рассмотрим эти приемы.

1. Полное внутреннее отражение определяется законом преломления и происходит тогда, когда при заданном угле падения синус угла преломления становится равным или бóльшим единицы.

Так, если $n' < n$, то синус угла преломления в соответствии с формулой

$$\sin \varepsilon' = n \sin \varepsilon / n' \tag{10.16}$$

может оказаться бóльшим единицы при достаточно большом угле ε.

Величина предельного угла полного внутреннего отражения, за которым преломление становится невозможным, определяется отношением

$$\sin \varepsilon_0 = n'/n. \tag{10.17}$$

Численно, для стекол:

К8 $n = 1{,}5163$; $\varepsilon_0 = 42°$;

ТФ7 $n = 1{,}7280$; $\varepsilon_0 = 35°\,20'$;

СТФ $n = 2{,}169$; $\varepsilon_0 = 27°27'$.

Явление полного внутреннего отражения позволяет в ряде случаев использовать одну и ту же преломляющую поверхность и как отражающую.

2. Наиболее распространенным случаем использования разделения хода лучей является отражение от крыши — пары зеркал, составляющих между собой прямой угол.

3. Дополнительный клин располагается вплотную к преломляющей грани, не перпендикулярной к оси; если преломляющая грань до этого использовалась как отражательная, работающая на полном внутреннем отражении, то между ней и дополнительным клином сохраняют тонкую воздушную прослойку (см. рис. 10.15).

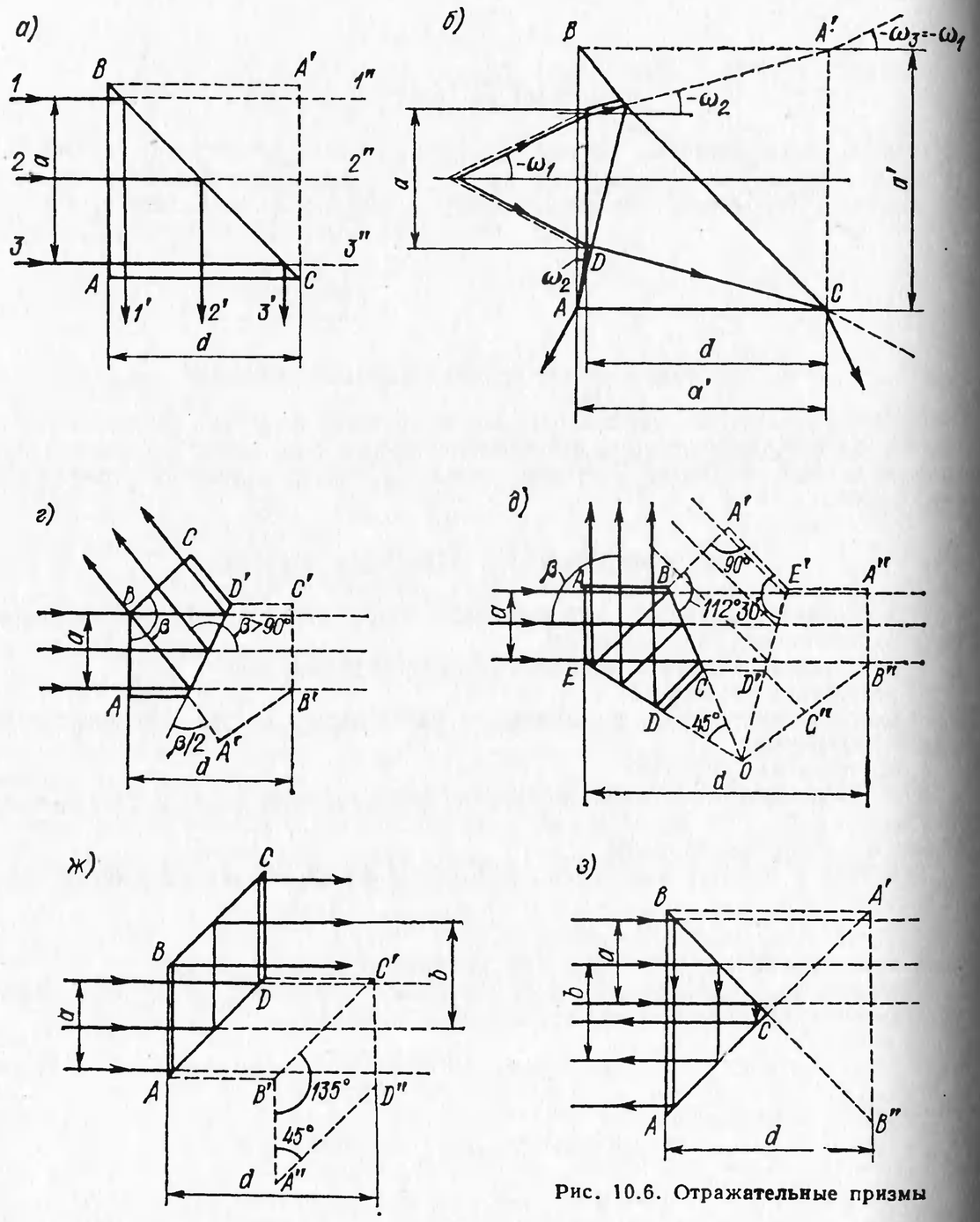


Рис. 10.6. Отражательные призмы

Такую воздушную прослойку можно рассматривать как наклонную воздушную пластинку. Следует иметь в виду, что даже и при не очень большой толщине она может вносить значительный астигматизм. Далее перейдем к непосредственному разбору конструкций простых отражательных призм.

Прямоугольная призма. Одной из простейших призм является прямоугольная призма с одним отражением при параллельном ходе лучей. Развертка такой призмы представлена на рис. 10.6, *а*, где показан ход лучей до и после развертки.

Длина хода лучей в призме, как это следует из ее развертки, будет равна ширине пучка, т. е.

$$d = a, \tag{10.18}$$

а после редуцирования к воздуху

$$d' = d/n = a/n. \tag{10.19}$$

При коническом габарите хода лучей, согласно рис. 10.6, *б*, приводится призма после развертки к эквивалентной толщине, равной

$$d = a' (1 - \sin^2 \omega_1/n^2), \tag{10.20}$$

где a' — ширина выходной грани.

Величина же входной грани определится по формуле

$$a = a' (1 - 2 \sin \omega_2). \tag{10.21}$$

В частном случае, когда угол $\omega_1 = 45°$ (через призму пропускается поле зрения, равное 90°) и показатель преломления $n = \sqrt{3} = 1{,}73205$ (что близко к стеклу марки ТФ7 с $n = 1{,}7280$), толщина развернутой призмы будет равна

$$d = (1 - 1/3)\, a' = 2a'/3.$$

Непрямоугольные призмы. Эти призмы с одним отражением могут иметь углы отклонения как меньше 90° (рис. 10.6, *в*), так и больше 90° (рис. 10.6, *г*). В случае, если угол отклонения меньше 90°, то длина хода будет равна

$$d = a/\mathrm{tg}\,(\beta/2). \tag{10.22}$$

Для угла $\beta = 45°$

$$d = a(\sqrt{2} + 1). \tag{10.23}$$

Для угла $\beta > 90°$

$$d = a\,[\mathrm{tg}\,(\beta - 90°) + 1/\cos\,(\beta - 90°)]. \tag{10.24}$$

Пентапризма. Она является призмой с двумя отражениями и дает постоянный угол отклонения луча, равный 90° (рис. 10.6, *д*).

Для этой призмы угол между отражающими гранями равен 15°. Длина хода луча, которую нетрудно проследить на развертке, выражается формулой

$$d = a(2 + \sqrt{2}). \tag{10.25}$$

Углы на отражающих гранях призмы будут меньше угла полного внутреннего отражения, поэтому эти грани необходимо аллюминировать.

Полупентапризма. Представленная на рис. 10.6, *е* полупентапризма также имеет две отражающие грани, но одна из них (AD) работает и как отражательная, и как выходная преломляющая грани призмы, поэтому она не нуждается в аллюминировании.

Длина хода луча в полупентапризме составляет половину длины хода в пента-
призме и будет равна

$$d = a(1 + \sqrt{2}/2). \qquad (10.26)$$

Ромбическая призма. Эта призма (точнее параллелограммная) создает парал-
лельное смещение, равное базису b. Она показана на рис. 10.6, *ж*; длина хода луча
в этой призме равна

$$d = a + b; \qquad (10.27)$$

отражательные грани ромбической призмы работают на полном внутреннем от-
ражении.

Прямоугольная призма с отклонением хода лучей в обратном направлении.
Такая призма показана на рис. 10.6, *з*. Она обладает такой же длиной хода, как и
параллелограммная призма.

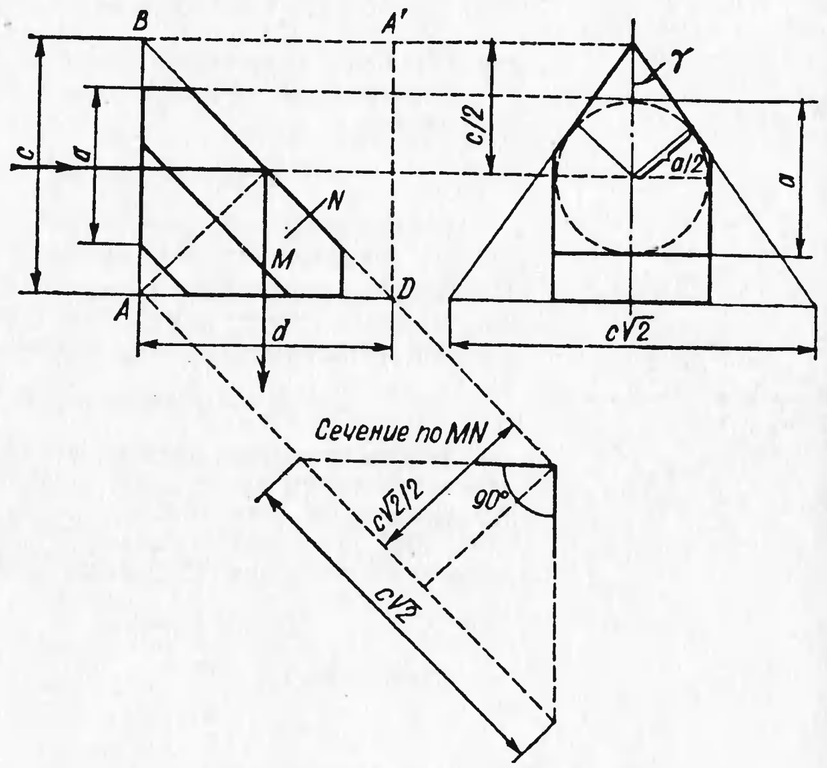


Рис. 10.7. Призма с крышей

Призма с тремя отражениями. Эта призма представлена на рис. 10.6, *и* и
выполняется с углами при вершинах A и B по 30°. По своему действию она эквива-
лентна простому плоскому зеркалу, но создает постоянное смещение пучка, равное a.

Длина хода лучей в ней составляет

$$d = a\sqrt{3}. \qquad (10.28)$$

Призма с крышей. Такого рода призма применяется в случае необходимости
получения незеркального изображения. Например, плоская отражательная грань
прямоугольной призмы может быть парой зеркальных граней, образующих между
собой прямой угол — крышу. Крышеобразная призма изображена на рис. 10.7.

Грани крыши, пересекаясь с входной и выходной гранями призмы, образуют
на них угол $\gamma = 35°\,16'$; поэтому, в целях устранения срезания входящего цилиндри-
ческого пучка лучей, приходится прибегать к некоторому увеличению входной и
выходной грани и соответственному увеличению длины хода луча, которая полу-
чается равной

$$d = a/\sin\gamma. \qquad (10.29)$$

Острые углы на крышеобразной призме могут быть срезаны.

10.5. ОБОРАЧИВАЮЩИЕ ПРИЗМЫ И СИСТЕМЫ ПРИЗМ

Призма Аббе. Эта призма представлена на рис. 10.8 вместе со своей
разверткой. Она имеет две плоские отражающие грани AB и BC, а также одну
крышеобразную DE; призма дает полное оборачивание изображения и
совмещение оси при входе и выходе из нее.

Длина хода луча такой призмы легко определяется по развертке и получается
равной

$$d = 3\sqrt{3}\,a. \qquad (10.30)$$

Призма Лемана. Эта призма
так же, как и призма Аббе, имеет
две плоские отражательные гра-
ни AB; BC и одну грань EK с
крышей. Плоская грань AB од-
новременно является и входной
гранью. В отличие от призмы
Аббе, призма Лемана (рис. 10.9)
дает смещение оси, равное

$$b = 2{,}5a. \qquad (10.31)$$

Длина хода луча в призме
Лемана равна $d = 2{,}53\sqrt{3}\,a$.

Призма Шмидта. Она ана-
логична призмам Аббе и Лемана;
имеет два отражения на плоских
гранях AB и BC, которые одно-
временно являются входной и
выходной гранями, работающи-
ми на полном внутреннем отра-
жении, и двойное отражение на
крыше.

Эта призма (рис. 10.10) дает
отклонение оси на 45°; длина хо-
да луча в ней равна

$$d = a(\sqrt{2} + 1)/\sin\gamma, \qquad (10.32)$$

где величина угла γ выражается
через его тангенс

$$\operatorname{tg}\gamma = 1/2\sin 22°\,30'. \qquad (10.33)$$

Призма Пехана. Эта призма
состоит из двух призм — по-
лупентапризмы и призмы Шмид-
та, каждая из которых дает угол
отклонения, равный 45°, она об-
ладает незеркальностью изобра-
жения.

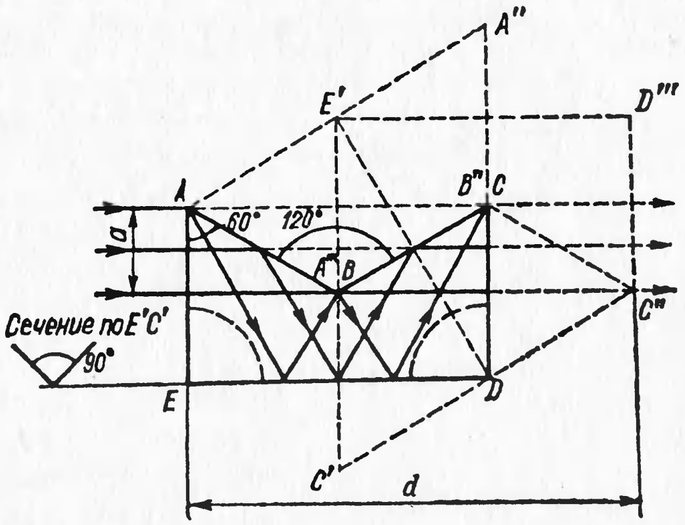


Рис. 10.8. Призма Аббе

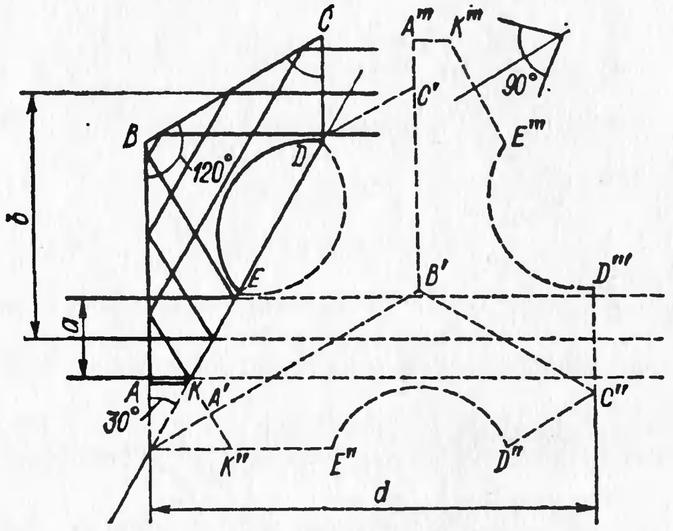


Рис. 10.9. Призма Лемана

Призма Пехана представлена на рис. 10.11; длина хода луча в ней равна

$$d = 0{,}5(5 + 3\sqrt{2})\,a. \qquad (10.34)$$

Призма Пехана обеспечивает совпадение входной и выходной осей, как и
призма Аббе; ее характерная особенность состоит в том, что она обладает
очень большой длиной хода при малом расстоянии между входной и выходной
гранями.

Эта призма очень выгодна для укорочения длины оптической системы.

Оборачивающие системы призм Малафеева (Порро). Эти системы строятся из
четырех прямоугольных призм, нередко объединяемых в две прямоугольные призмы
с двумя отражениями (рис. 10.12, *а*) — система призм Малафеева I рода; система

призм II рода позволяет объединять только две призмы в одну с двумя отражениями (рис. 10.12, *б*).

В обеих системах призм длина хода луча получается равной

$$d = 4a. \tag{10.35}$$

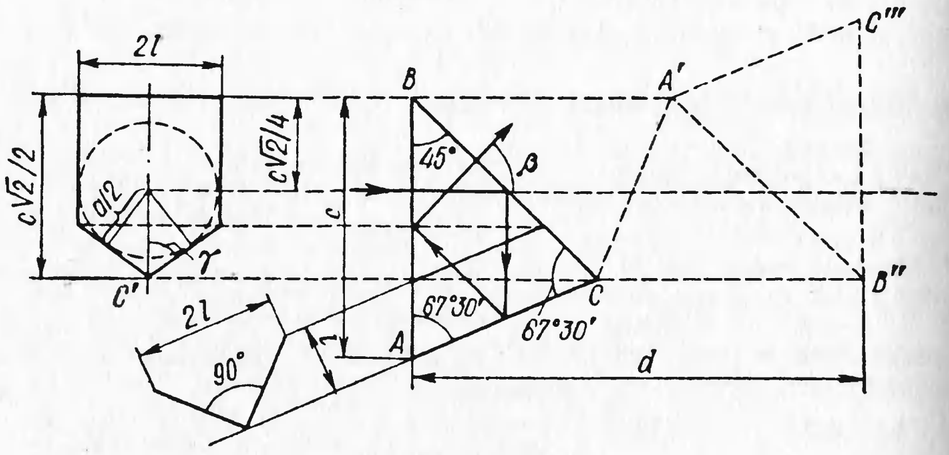


Рис. 10.10. Призма Шмидта

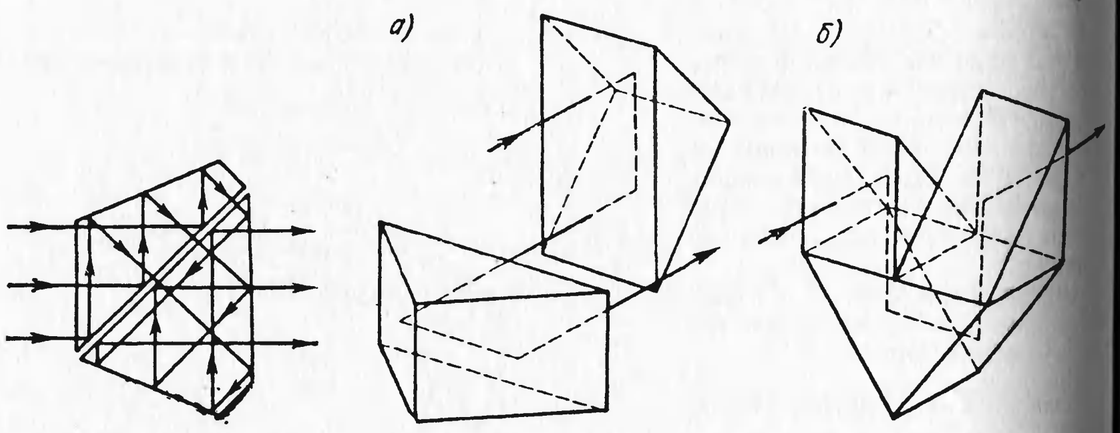


Рис. 10.11. Призма Пехана

Рис. 10.12. Системы призм Малафеева

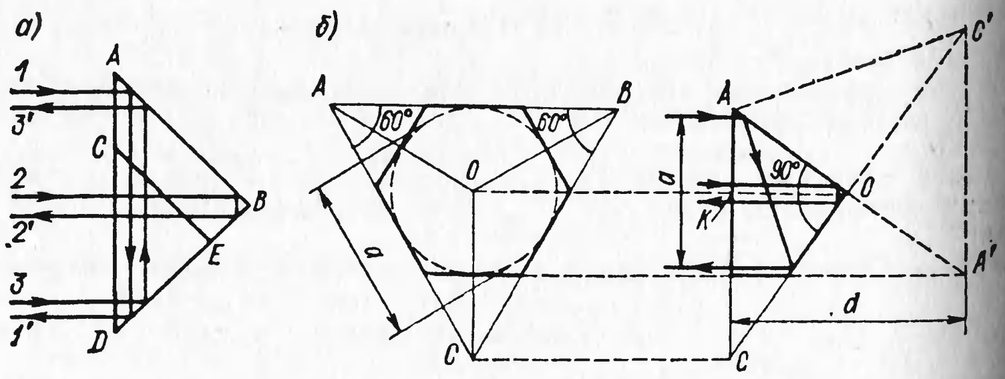


Рис. 10.13. Трипельшпигель-призма

Система призм I рода позволяет существенно укорачивать длину оптической системы за счет расстояния между обеими призмами.

Системы призм Малафеева дают смещение входной оси по отношению к выходной.

Тройное зеркало. Система из трех взаимно перпендикулярных зеркал, представленная в виде призмы на рис. 10.13, *а*, дает направление отраженного луча, параллельное направлению падающего луча (при этом получается зеркальное изображение). Возможно конструктивное оформление этой призмы в виде уголкового отражателя (рис. 10.13, *б*).

Длина хода луча получается равной

$$d = a\sqrt{2}. \tag{10.36}$$

Сочетая тройное зеркало с трехзеркальной призмой, получаем оборачивающую систему, представленную на рис. 10.14. Эта система призм допускает взаимный разворот призм в плоскости, перпендикулярной оси, без разворота изображения и поэтому не может обладать наклоном изображения, что и является ее исключительной особенностью по отношению к другим оборачивающим системам.

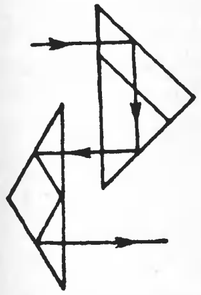


Рис. 10.14. Система оборачивающих призм

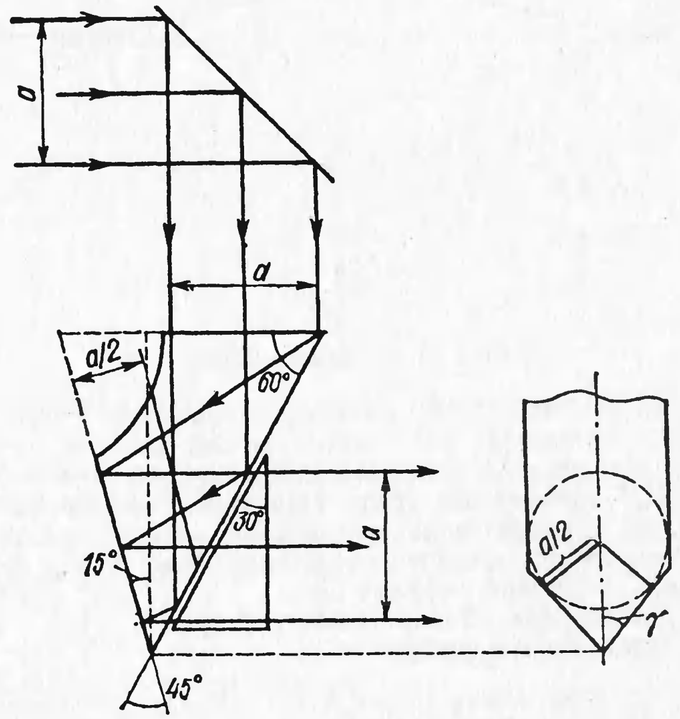


Рис. 10.15. Башмачная призма

Оборачивающая система призм с башмачной призмой. Эта система приведена на рис. 10.15 и состоит из зеркала или прямоугольной призмы и собственно башмачной призмы, напоминающей собой полупентапризму, в которой одна из граней превращена в крышу.

Собственно башмачная призма, создающая угол отклонения на отражающих гранях, равный 90°, не развертывается в плоскопараллельную пластинку и поэтому к ней добавляется клин.

10.6. ПРИЗМЫ, РАЗВЕРТЫВАЮЩИЕСЯ В НАКЛОННЫЕ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ПЛАСТИНКИ, И ПРИЗМЫ С РАЗДЕЛЕНИЕМ ХОДА ЛУЧЕЙ

Призма Дове. Она выполняется обычно с входной и выходной гранями (рис. 10.16), составляющими с осью углы по 45°; после развертки отражения она преобразуется в наклонную плоскопараллельную пластинку, составляющую с осью системы угол в 45° (заметим, что призма Дове может выполняться и с углами, не равными 45°); это обстоятельство препятствует ее размещению в сходящемся ходе лучей (так как она будет вносить значительный астигматизм и кому, которые нельзя скомпенсировать в центрированной системе).

Длина хода луча в этой призме по нормали к входной грани будет равна

$$d = a\sqrt{2}\,[1 + \operatorname{tg}(\varepsilon_1' + 45°)]/2, \tag{10.37}$$

где $\sin \varepsilon_1' = \sqrt{2}/2n$.

Призма Чуриловского. Эта призма, изображенная на рис. 10.17 и состоящая из зеркала и двух преломляющих призм, может рассматриваться, как призма Дове, но выполненная не из стекла, а из воздуха внутри пространства, заполненного стеклом.

Призма Чуриловского получается более короткой, чем призма Дове, но так же, как и эта призма, должна располагаться лишь в параллельном ходе лучей.

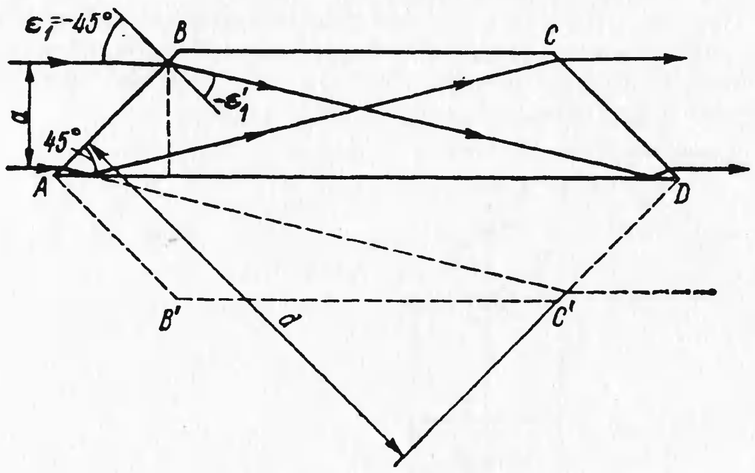


Рис. 10.16. Призма Дове

Призма с углом отклонения в 90°. На рис. 10.18 представлена такая призма вместе со своей разверткой. Она работает аналогично пентапризме и имеет длину хода луча, равную

$$d = 2a\sqrt{n^2 - 1/2}\,. \quad (10.38)$$

При $n = 1{,}5811$ и $n^2 = 2{,}5$ получаем, что $d = a2\sqrt{2}$, т. е. призма вписывается в два квадрата со стороной $a\sqrt{2}$.

Оборачивающая призма с разделением хода лучей. Она состоит из трех призм (рис. 10.19), две из которых обладают углом отклонения, равным 60° при двух отражениях; эти призмы разделяют весь пучок на две половины. Равнобедренная призма *III* в каждом из разделенных пучков обладает одним отражением и снова объединяет обе части разделенного пучка воедино.

Все три составляющие призмы развертываются в плоскопараллельные пластинки, перпендикулярные оси.

Длина хода луча во всех трех призмах одинаковая и равна

$$d_I = d_{II} = d_{III} = a\sqrt{3}/2; \quad (10.39)$$

для всей призмы в целом

$$d = d_I + d_{III} = a\sqrt{3}. \quad (10.40)$$

Между компонентами *I* и *III* (или *II* и *III*) имеется воздушный промежуток, равный

$$l = a\sqrt{3}/6. \quad (10.41)$$

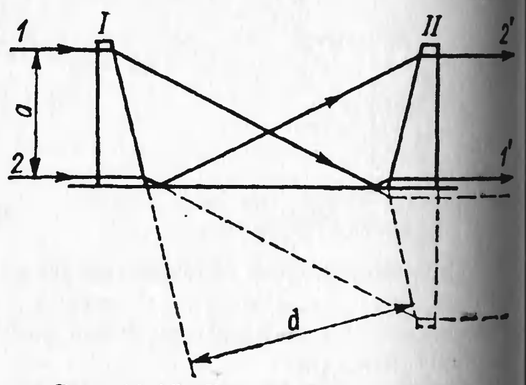


Рис. 10.17. Призма Чуриловского

Поэтому полная длина, занимаемая призмой в воздухе с учетом редуцирования, получается равной

$$d/n + l = a\sqrt{3}\,(1/n + 1/6). \quad (10.42)$$

При $n = 1{,}5$ призма имеет редуцированную длину хода лучей, равную $d/1{,}5 + l = 5a\sqrt{3}/6 = 1{,}443a$, т. е. меньше полутора диаметров.

При $n = 2$ имеем $d/2 + l = 1{,}154\,a$, т. е. немногим более одного диаметра.

Таким образом, эта призма имеет наименьшую длину хода луча из всех известных оборачивающих призм.

Рассмотренная призма имеет три отражения и поэтому создает зеркальность изображения; однако этого можно избежать, если на призмах *I* и *II* вместо плоских граней выполнить крыши.

Заметим, что качание призмы *III* вокруг оси, совмещенной с ребром *M*, позволяет осуществлять отклонение оси в пределах ±60°. В случае конического габарита хода лучей целесообразно более узкую часть пучка располагать в плоскости *I* и *II* призм; в этом случае призма будет иметь наименьшие габаритные размеры.

Призма-куб. Эта призма представлена на рис. 10.20, *а* и состоит из двух призм Дове, сложенных своими гипотенузными аллюминированными гранями. Как и призма Дове, призма-куб разворачивается в две наклонные под углами в 45° к оси плоскопараллельные пластинки; это препятствует использованию призмы-куб в сходящемся ходе лучей.

Характерным для призмы-куб является разрыв цилиндрического пучка лучей на два полуцилиндрических пучка, смыкающихся по образующей (рис. 10.20, *б*). Это создает потерю сечения пучка, если призма-куб будет устанавливаться в параллельном ходе лучей внутри системы.

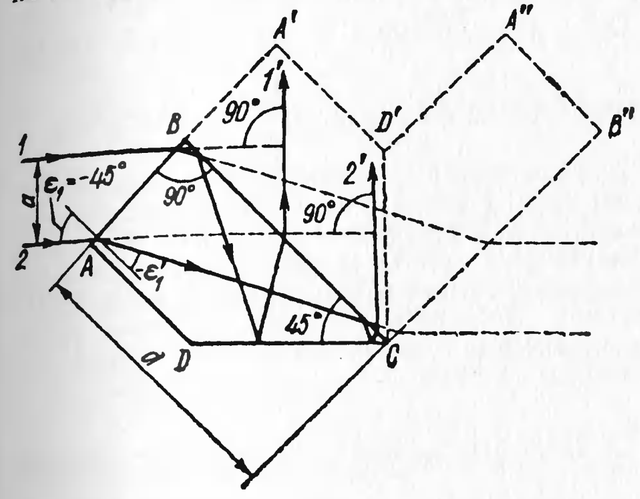


Рис. 10.18. Призма с углом отклонения в 90°

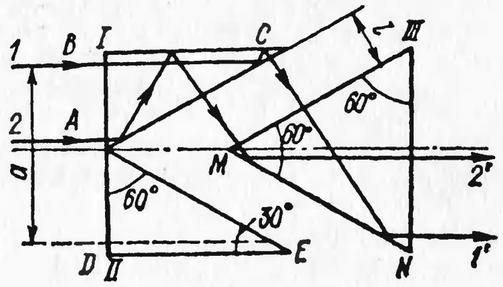


Рис. 10.19. Оборачивающая призма

При вращении призмы-куб вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа, углы отклонения легко получаются равными ±90° или даже более.

Складывая четыре прямоугольные призмы с крышами при совмещении всех четырех ребер крыш воедино, получаем призму тетраэдр В. Н. Чуриловского;

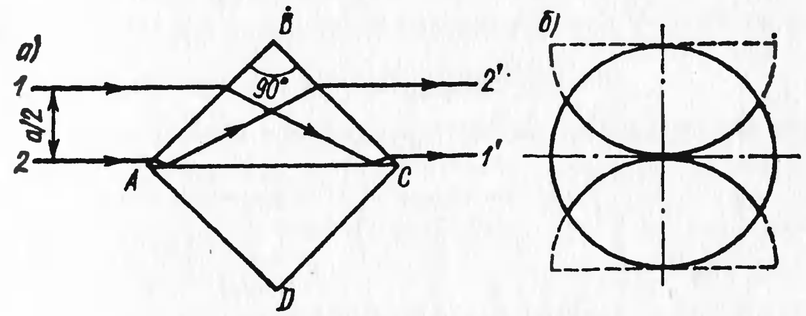


Рис. 10.20. Призма-куб

эта призма дает полное оборачивание изображения; при вращении вокруг двух осей типа карданного устройства она позволяет осуществлять визирование по всем направлениям, однако создает при этом разрыв зрачка на четыре части.

10.7. ПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ ПРИЗМЫ

Наряду с отражательными призмами, развертывающимися в плоскопараллельные пластинки, используются и преломляющие призмы. Одной из особенностей таких призм является изменение ширины параллельных пучков лучей при преломлении на наклонной плоскости, как это представлено далее на рис. 10.21 на примере преломляющего клина.

Рассматривая только вторую наклонную поверхность и полагая показатели преломления до и после этой поверхности равными n и n', углы преломления — ε и ε'

и ширину параллельного пучка лучей до преломления равной h, а после преломления — h', можно связать эти величины при помощи формулы

$$V_t = h'/h = \cos\varepsilon'/\cos\varepsilon \neq 1. \qquad (10.43)$$

Сагиттальное же увеличение V_s в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа, сохраняется равным единице.

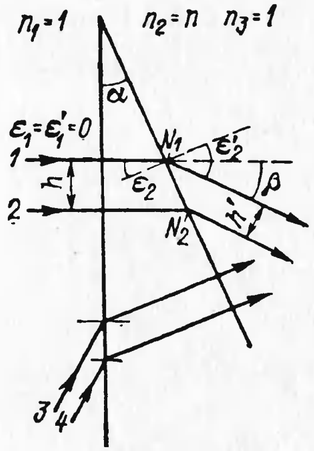


Рис. 10.21. Преломляющий клин

Это позволяет перейти к угловым увеличениям:

$$W_t = n\cos\varepsilon/n'\cos\varepsilon' \text{ и } W_s = n/n'. \qquad (10.44)$$

10.8. ПРЕЛОМЛЯЮЩИЙ КЛИН В ВОЗДУХЕ

Работа преломляющего клина с углом между плоскостями, равным α, показана на рис. 10.21. Рассматривая ход параллельных пучков лучей, падающих нормально к первой поверхности клина, видим, что его первая поверхность не будет создавать меридионального увеличения V_t, отличного от единицы. Поэтому изменение меридионального увеличения определится работой второй поверхности клина и будет равно:

$$V_t = \frac{\cos\varepsilon_2'}{\cos\varepsilon_2} = \sqrt{\frac{1-n^2\sin^2\alpha}{1-\sin^2\alpha}}; \quad V_s = 1. \qquad (10.45)$$

Равным образом можно представить себе, что параллельный пучок лучей выходит по нормали к второй поверхности клина, испытывая отклонения на первой поверхности. В этом случае, несмотря на то, что угол отклонения луча сохранится неизменным, линейное меридиональное увеличение изменит свою величину на обратную.

В том и другом случае величина угла отклонения получается равной

$$\sin\beta = (n\sqrt{1-\sin^2\alpha} - \sqrt{1-n^2\sin^2\alpha})\sin\alpha. \qquad (10.46)$$

При малых углах α угол отклонения может быть определен по приближенной формуле

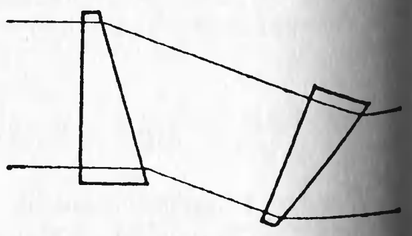
$$\beta \approx (n-1)\alpha. \qquad (10.47)$$

При симметричном ходе луча через клин будет иметь место минимальный угол отклонения

$$\sin\frac{\beta}{2} = \left[n\sqrt{1-\sin^2\frac{\alpha}{2}} \pm \sqrt{1-n^2\sin^2\frac{\alpha}{2}}\right]\sin\frac{\alpha}{2}. \qquad (10.48)$$

10.9. БИНОКЛЬ БРЮСТЕРА

Совокупность двух одинаковых клиньев, с равными углами отклонения луча, но направленных в разные стороны, позволяет сохранить направление одного из параллельных пучков лучей неизменным; при этом возможен случай, когда линейное увеличение будет одинаковым и для первого, и для второго клина, следствием чего общее линейное увеличение пары клиньев станет равным квадрату линейного увеличения одного из клиньев. Таким образом, в соответствии с формулой (10.45) получаем:


Рис. 10.22. Бинокль Брюстера

$$V_{t_{1+2}} = V_{t_1}^2 = (1-n^2\sin^2\alpha)/(1-\sin^2\alpha);$$

$$V_{s_{1+2}} = 1. \qquad (10.49)$$

Схема подобного бинокля Брюстера, состоящая из двух простых клиньев, представлена на рис. 10.22.

При работе в параллельном ходе лучей она будет свободна от всех монохроматических аберраций, за исключением дисторсии; кроме того, простые клинья будут

обладать хроматизмом увеличения. Частично этот хроматизм увеличения будет компенсироваться тем, что у обоих клиньев углы отклонения направлены в противоположные стороны. Однако для полного устранения хроматизма увеличения клинья следует делать из различных марок стекла, отличающихся числами Аббе, или оба клина делать ахроматизированными.

В этом последнем случае разворотом обоих клиньев вокруг осей, перпендикулярных плоскости чертежа, представляется возможным создавать плавное изменение увеличения в меридиональной плоскости.

10.10. АСТИГМАТИЗМ ТОНКОГО КЛИНА, РАБОТАЮЩЕГО В СХОДЯЩЕМСЯ ХОДЕ ЛУЧЕЙ

Если входная грань клина будет нормальна к падающему лучу, то на второй грани угол ε_2 луча с нормалью будет равен преломляющему углу α клина. При расположении предмета на конечном расстоянии вторая преломляющая поверхность будет создавать астигматизм.

Астигматическая разность $t_2' - s_2'$ выразится формулой

$$t_2' - s_2' = \frac{s_2}{n}(n^2-1)\operatorname{tg}^2\alpha = s_1(n^2-1)\operatorname{tg}^2\alpha, \qquad (10.50)$$

или, переходя к углу отклонения β клина,

$$t_2' - s_2' = \frac{(n+1)}{(n-1)}s_1\beta^2. \qquad (10.51)$$

При $n = 1{,}5$, $s_1 = 100$ мм и $\beta = 3° = 0{,}05$ рад

$$t_2' - s_2' = 5\beta^2 s_1 = 1{,}25 \text{ мм}.$$

10.11. ВРАЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Обратимся к рис. 10.23, на котором показан вид изображения вдоль оси пучка до и после отражения в системе из нечетного числа зеркал, когда увеличения в меридиональной и сагиттальной плоскостях имеют разные знаки и когда изображение получается зеркальным по отношению к предмету.

При повороте плоскости AB вокруг оси пучка по часовой стрелке на некоторый угол γ сопряженная ей плоскость $A'B'$ в пространстве изображений повернется на такой же угол γ', но в противоположном направлении.

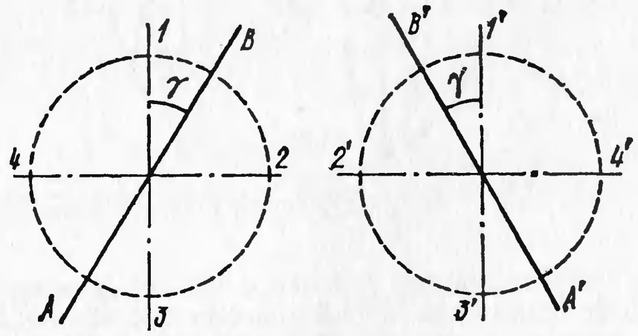


Рис. 10.23. Вращение изображения

Отсюда сразу же приходим к выводу, что при повороте самой системы зеркал вокруг оси пучка в предметном пространстве и сохранении предмета неподвижным произойдет поворот изображения вокруг оси выходящего пучка лучей уже на двойной угол и в ту же сторону.

Необходимо заметить, что вращение изображения с удвоенной скоростью будет наблюдаться при условии, если сам наблюдатель сохраняет свое первоначальное положение. Несоблюдение этого условия (например, вращение наблюдателя совместно с системой) разрушает высказанное положение. Равным образом вращение предмета совместно с вращением системы также устраняет удвоенную скорость вращения изображения.

10.12. РАБОТА ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЗЕРКАЛА

В общем случае нормаль к зеркалу и ось его вращения могут составлять между собой углы в пределах от нуля до 90°. Ось пучка может также составлять некоторый угол с осью вращения; однако для рассмотрения работы вращающегося зеркала выгодно выбирать за ось пучка луч, идущий вдоль оси вращения.

При вращении зеркала отраженный луч опишет в пространстве конус, образующая которого составит с осью вращения угол, равный удвоенному углу между нормалью к зеркалу и осью вращения. Этот случай представлен на рис. 10.24.

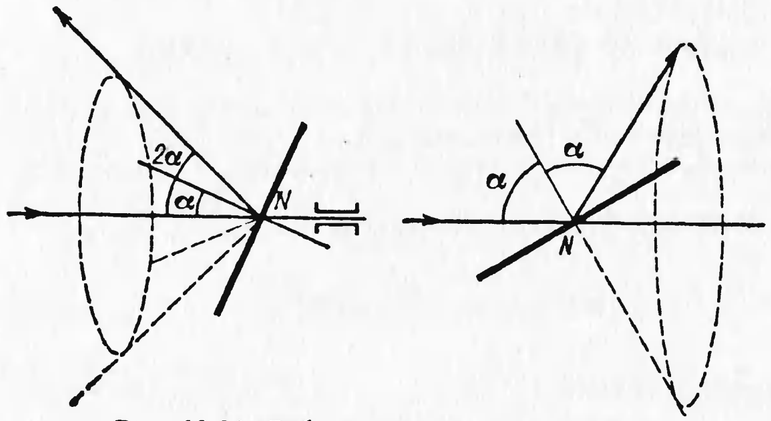


Рис. 10.24. Работа вращающегося зеркала

Переходя к общему случаю вращения зеркала, когда ось пучка не будет совмещена с осью вращения, обратимся к рис. 10.25, *а*, на котором показан ход луча BO, пересекающего ось вращения зеркала OZ в точке O под углом α к оси вращения. Обозначим угол, на который отклоняется изображение оси вращения OA', через δ, а угол между падающим лучом и осью вращения — через α.

Построим сферу произвольного радиуса R из точки O. Предположим, что в исходном положении плоскость главного сечения зеркала, проходящая через нормаль ON и ось вращения, совпадает с плоскостью чертежа. В этом случае отраженный луч OB' также совпадет с плоскостью чертежа, что позволит определить угол между отраженным лучом и осью OZ, равный $\delta + \alpha$.

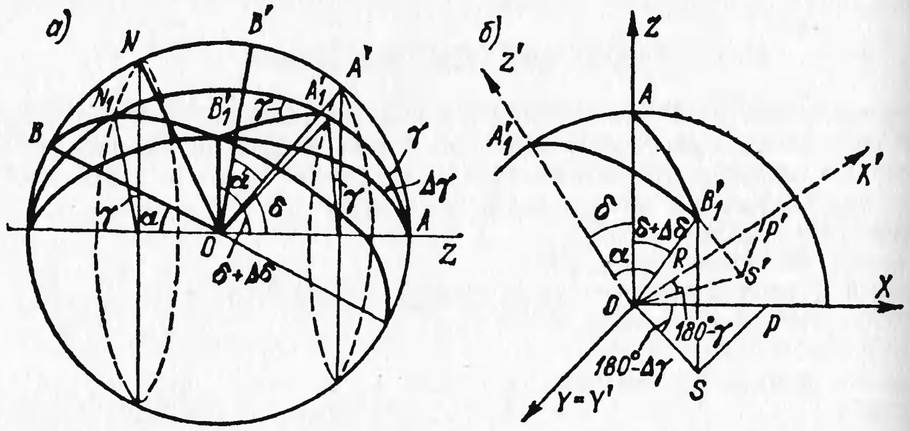


Рис. 10.25. Общий случай работы вращающегося зеркала

При повороте зеркала и его нормали вокруг оси на некоторый угол γ точка пересечения повернутой нормали со сферой займет положение N_1 и определит положение плоскости BN_1O, в которой должен лежать отраженный луч OB_1'. Обозначим через $\Delta\gamma$ угол между плоскостью главного сечения и плоскостью, проходящей через ось вращения и отраженный луч, а через $\delta + \Delta\delta$ — угол между отраженным лучом и осью вращения.

На рис. 10.25, *а* плоскость $B_1'OA$ наклонена к плоскости $A_1'OA$ на угол $\Delta\gamma$; угол $B_1'OA = \delta + \Delta\delta$ и угол $A_1'OA = \delta$. Угол между отраженным лучом и изображением оси вращения $B_1'OA_1'$ равен углу α между падающим лучом и осью вращения; угол между плоскостью, проходящей через отраженный луч и ось вращения, и плоскостью главного сечения зеркала равен γ.

Совместим новое положение главного сечения зеркала с плоскостью чертежа (рис. 10.25, *б*). В центре сферы O поместим начало координат. Ось Z направим по оси вращения; ось X — в плоскости главного сечения зеркала и ось Y — перпендикулярно к ней.

Введем вторую систему координат $X'Y'Z'$, повернув первую систему вокруг оси Y на угол δ. Ось Z' второй системы координат совпадает с изображением оси вращения OA_1'. Обозначим через S проекцию точки B_1' на плоскость XOY и через S' — проекцию точки B_1' на плоскость $X'OY'$. Проекции этих точек на оси X и X' обозначим через P и P'. Определим координаты точки B_1' в обеих системах координат. Из рис. 10.25, *б* следует:

$$\left.\begin{aligned} x &= -R\sin(\delta+\Delta\delta)\cos\Delta\gamma;\\ y &= R\sin(\delta+\Delta\delta)\sin\Delta\gamma;\\ z &= R\cos(\delta+\Delta\delta); \end{aligned}\right\} \tag{10.52}$$

$$\left.\begin{aligned} x' &= -R\sin\alpha\cos\gamma;\\ y' &= R\sin\alpha\sin\gamma;\\ z' &= R\cos\alpha. \end{aligned}\right\} \tag{10.53}$$

Из формул перехода от одной системы координат к другой получаем:

$$\left.\begin{aligned} x &= x'\cos\delta - z'\sin\delta;\\ y &= y'\\ z &= x'\sin\delta + z'\cos\delta. \end{aligned}\right\} \tag{10.54}$$

После подстановки значений координат и сокращения на величину R получаем:

$$\left.\begin{aligned} \sin(\delta+\Delta\delta)\cos\Delta\gamma &= \sin\alpha\cos\gamma\cos\delta + \cos\alpha\sin\delta;\\ \sin(\delta+\Delta\delta)\sin\Delta\gamma &= \sin\alpha\sin\gamma;\\ \cos(\delta+\Delta\delta) &= -\sin\alpha\cos\gamma\sin\delta + \cos\alpha\cos\delta. \end{aligned}\right\} \tag{10.55}$$

Разделив второе равенство на первое, находим

$$\operatorname{tg}\Delta\gamma = \frac{\sin\gamma}{(\operatorname{tg}\delta/\operatorname{tg}\alpha + \cos\gamma)\cos\delta}. \tag{10.56}$$

Косинус угла $\delta + \Delta\delta$ может быть представлен в виде

$$\cos(\delta+\Delta\delta) = \cos(\delta+\alpha) + \sin\delta\sin\alpha(1-\cos\gamma). \tag{10.57}$$

Последние две формулы и определяют угловые координаты отраженного вращающимся зеркалом луча. Перейдем к рассмотрению некоторых частных случаев.

1. Угол отклонения δ изображения оси мал, тогда

$$\operatorname{tg}\Delta\gamma \approx \frac{\sin\gamma}{(\delta/\operatorname{tg}\alpha) + \cos\gamma} = \left(1 - \frac{\delta}{\operatorname{tg}\alpha\cos\gamma}\right)\operatorname{tg}\gamma. \tag{10.58}$$

Заметим, что эта формула справедлива лишь в случае, когда $\cos\gamma$ значительно больше δ.

Если $\delta = 0$, то тогда

$$\Delta\gamma = \gamma. \tag{10.59}$$

Исходя из формулы (10.57), при малых углах δ можно написать

$$\cos\Delta\delta - \delta\sin\Delta\delta = \cos\alpha - \delta\sin\alpha\cos\gamma, \tag{10.60}$$

откуда при $\delta = 0$

$$\Delta\delta = \alpha. \tag{10.61}$$

Случай, когда $\delta < 90°$, охватывает собой совмещение оси вращения с плоскостью зеркала, что при малых углах α соответствует работе зеркала или призм, вращающих изображение.

Положим, что угол $\alpha = 90°$ и луч падает на зеркало перпендикулярно оси вращения; тогда формула (10.59) сохраняется неизменной; если же угол δ будет равен нулю, а угол α будет близок к 90°, то:

$$\cos(\delta + \Delta\delta) = 0;\ \Delta\delta = 90° = \text{const}. \tag{10.62}$$

2. Угол отклонения δ близок к 90°. Тогда

$$\operatorname{tg}\Delta\gamma = \frac{\sin\gamma}{\sin\delta/(\operatorname{tg}\alpha) + \cos\gamma\cos\delta}. \tag{10.63}$$

При $\delta = 90°$:

$$\operatorname{tg}\Delta\gamma = \sin\gamma\operatorname{tg}\alpha; \tag{10.64}$$

$$\cos(\delta + \Delta\delta) = -\sin\Delta\delta = -\sin\alpha\cos\gamma. \tag{10.65}$$

Этот случай аналогичен зеркалу, наклоненному к оси вращения под углом в 45°.

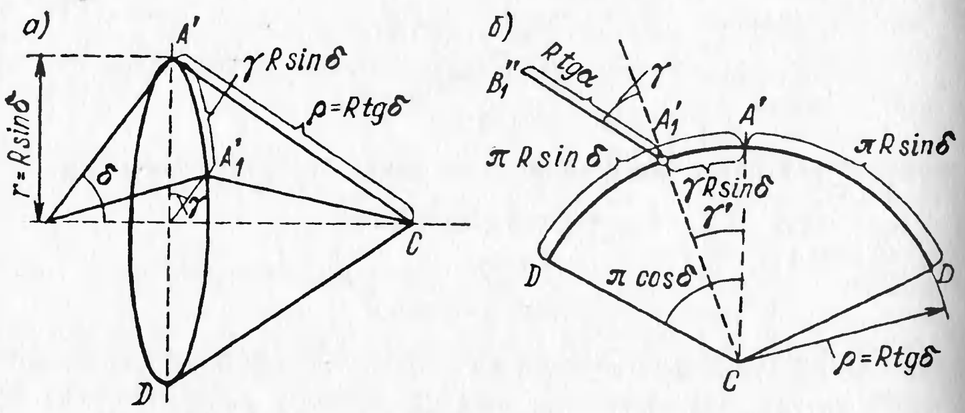


Рис. 10.26. Отображение изображения на плоскость

Графически работу вращающегося зеркала можно представить следующим образом. На рис. 10.26, *а* при осуществлении кругового вращения зеркала точка A' опишет окружность, а прямая $A'C$, касательная к вспомогательной сфере, опишет круговой конус с вершиной в точке C. Такую коническую поверхность можно развернуть на плоскость, сохранив и длину образующей $A'C$, и длины дуг $A'A'_1$ и т. д.

На рис. 10.26, *а* выделим круговой конус, опирающийся на окружность, описанную точкой A'. Из рисунка следует, что

$$r = R\sin\delta. \tag{10.66}$$

Величина образующей конуса ρ будет равна $\rho = R\operatorname{tg}\delta$.

Длина дуги развертки выражается формулой $s = 2\pi r = 2\pi R\sin\delta$, а полный угол развертки $s/\rho = 2\pi\cos\delta$.

Угол γ' на развертке, соответствующий углу γ конуса, находится из равенства дуг $r\gamma = \rho\gamma'$, откуда $\gamma' = r\gamma/\rho = \gamma\cos\delta$.

Делая развертку конуса (рис. 10.26, *б*), можно отобразить на плоскости и взаимное расположение главных сечений зеркала при его вращении; при этом все изображения оси вращения должны быть перпендикулярны к плоскости чертежа. Таким образом, направления плоскостей, в которых лежат отраженные лучи, соответствующие падающему лучу под углом α к оси вращения, составят те же самые углы γ с направлениями из центра C развертки на любую из рассматриваемых точек.

Сообразно этой методике на рис. 10.27 рассмотрен ряд характерных случаев.

1. Если угол $\delta = 0$, то основание конуса будет точкой C, так как r и ρ обращаются в нуль. Углы γ и γ' будут равны друг другу, поэтому направление плоскости отраженного луча будет строиться из точки C, составляя с осью Z угол, равный

$$\gamma' + \gamma = 2\gamma. \tag{10.67}$$

Из этой формулы следует, что при повороте зеркала на угол γ плоскость, в которой лежит отраженный луч, повернется на удвоенный угол γ, и при однократном повороте зеркала вокруг оси отраженный луч опишет двойную окружность.

2. Если угол δ невелик и угол α больше этого угла, то развертка конуса не будет точкой, а ее угол будет близок к 360°; точка B' опишет вправо и влево две спиралевидные кривые.

3. Если угол $\delta = 60°$, то развертка конуса представится в виде сектора, стягивающего полуокружность; угол поворота плоскости отраженного луча будет составлять с первоначальным направлением угол, равный 270°.

4. Если $60° < \delta < 90°$, то дуга развертки становится меньше полуокружности.

5. При угле $\delta = 90°$ вершина конуса C удаляется в бесконечность и конус превращается в цилиндр; дуга развертки преобразуется в отрезок прямой.

6. Если $90° < \delta < 120°$, то происходит перенос вершины конуса через бесконечность. При этом угол между плоскостью отраженного луча и исходным направлением будет лежать в пределах между 180 и 90°.

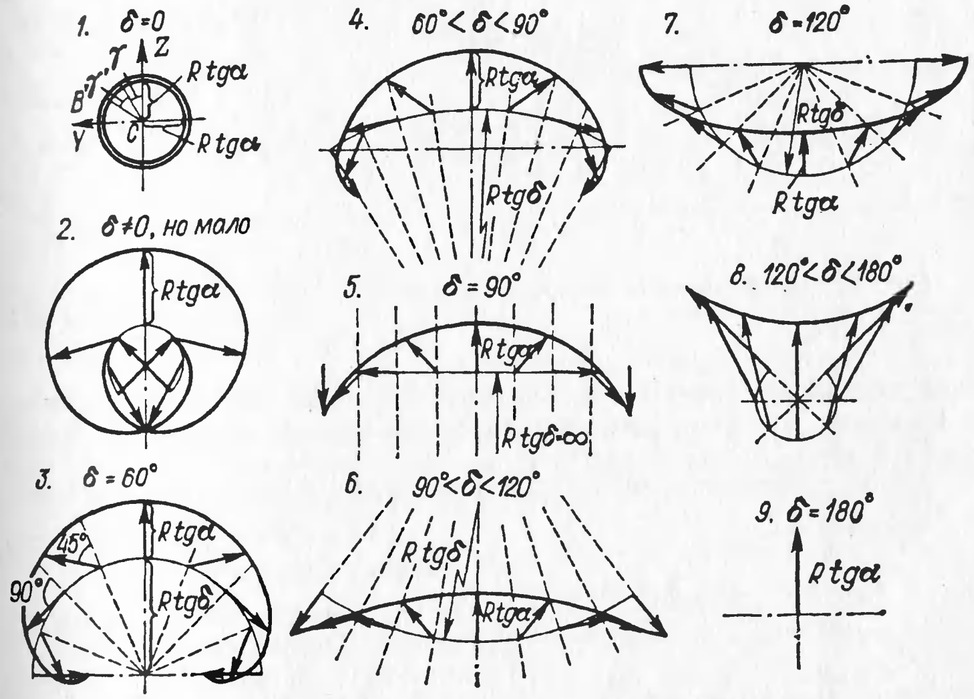


Рис. 10.27. Различные случаи вращения изображения

7. При угле $\delta = 120°$ развертка конуса будет ограничена, как в случае 3, полуокружностью; угол между направлением плоскости отраженного луча и исходным направлением станет равным 90°.

8. Если $120° < \delta < 180°$, то это условие эквивалентно случаю 2; развертка конуса будет больше полуокружности, а угол между плоскостями отраженного луча и исходного направления будет лежать в пределах между 90 и 0°.

9. В предельном случае, когда $\delta = 180°$, приходим к аналогии со случаем 1, но при этом вращение плоскости отраженного луча прекратится.

Для пары вращающихся зеркал все рассмотренные девять случаев будут наблюдаться в обратном порядке.

10.13. РАБОТА КОМПЕНСИРУЮЩЕЙ ПРИЗМЫ ИЛИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЗЕРКАЛА В СХОДЯЩЕМСЯ ХОДЕ ЛУЧЕЙ

Работа вращающегося зеркала в сходящемся ходе лучей представлена на рис. 10.28 и определяется следующими элементами:

1) углом α наклона плоскости зеркала к оси вращения;

2) расположением точки пересечения зеркала с осью вращения относительно предметной точки или расстоянием b точки пересечения оси вращения с плоскостью изображения от плоскости зеркала;

3) расстоянием a рассматриваемой точки предмета от точки пересечения оси вращения с плоскостью зеркала.

На практике важен частный случай, когда угол α между плоскостью зеркала и осью мал. Это обусловлено тем, что при значительных углах α будет возникать переменный угол наклона плоскости изображения, следствием чего явится расфокусировка, выходящая за допустимые пределы.

Обратимся к рис. 10.29, на котором показаны след PQ пересечения плоскости зеркала с плоскостью изображения и точка A пересечения оси вращения с плоскостью изображения. Принимая эту точку за начало координат и зная расстояние b до зеркала от начала координат, можем построить изображение

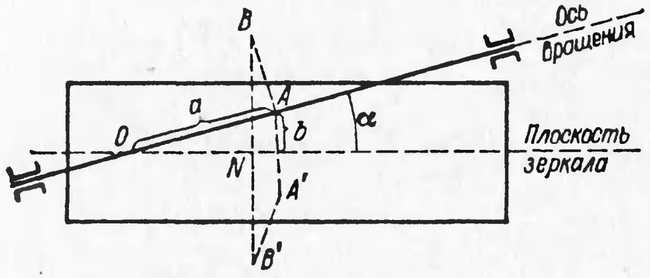


Рис. 10.28. Принципиальная схема вращения зеркала

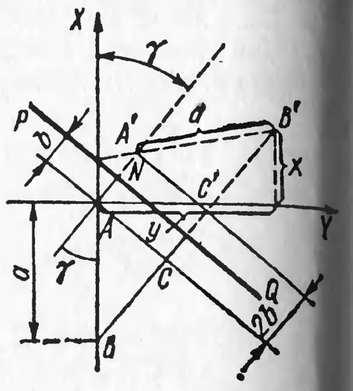


Рис. 10.29. Смещение зеркала параллельно оси вращения

некоторой предметной точки B, находящейся от начала координат на расстоянии, равном a; будем полагать, что след плоскости зеркала составит с осью ординат угол γ.

Из рисунка следует, что координаты точки изображения B' будут равны

$$\left.\begin{aligned} x &= a\cos 2\gamma + 2b\cos\gamma; \\ y &= a\sin 2\gamma + 2b\sin\gamma. \end{aligned}\right\} \quad (10.68)$$

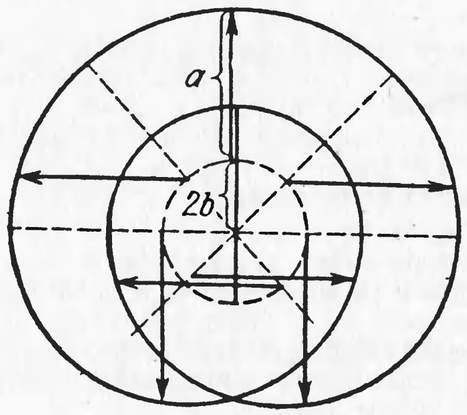


Рис. 10.30. Картина вращения изображения

Отсюда следует, что при вращении зеркала вокруг начала координат точка B' будет описывать кривую, представленную на рис. 10.30. Эту кривую можно рассматривать как геометрическую сумму двух путей, из которых один представляет собой окружность, пробегаемую при одном обороте зеркала дважды, с радиусом, равным расстоянию a предметной точки от начала координат, а второй слагаемый путь также является окружностью, но пробегаемой точкой изображения при одном обороте зеркала однократно. Радиус этой второй окружности будет равен удвоенному расстоянию следа зеркала от начала координат.

Полученная кривая напоминает кривые, рассмотренные ранее, но отличается тем, что она является плоской, лежащей в плоскости рисунка.

10.14. РАБОТА КАЧАЮЩЕЙСЯ ПРИЗМЫ

С помощью этой призмы осуществляется изменение направления отраженного луча; основная задача расчета качающейся призмы сводится к определению ее габаритных размеров при заданном диапазоне углов визирования, величины отклоняемого поля зрения и величины зрачка входа последующей системы.

Решение этой задачи нетрудно получить, исходя из рис. 10.31, на котором представлена развертка призмы с расположением точки вращения A и ее изображения через призму A', а также положение зрачка прибора в точке P.

Радиус вращения точки зрачка обозначим через b, длину развертки — через d и расстояние оси вращения от входной грани — через a; соответственное расстояние от выходной грани до изображения оси вращения — через a_1.

Угол поворота призмы относительно ее оси обозначим через γ. Тогда величина поля зрения, пропускаемого призмой, сложится из удвоенного угла поворота γ и величины отклоняемого поля зрения 2ω, принадлежащего прибору.

Будем полагать известным полудиаметр ρ_t завиньетированного зрачка прибора на краю поля зрения.

Высота h крайнего луча наклонного пучка на входной грани сложится из трех отрезков

$$h = b\sin\gamma + c + e. \quad (10.69)$$

После определения величин c и e, будем иметь

$$h = b\sin\gamma + (a - b\cos\gamma)\times \times \operatorname{tg}(\gamma+\omega) + \frac{\rho_t\cos\omega}{\cos(\gamma+\omega)}. \quad (10.70)$$

Если ось вращения будет проходить через центр зрачка, то формула (10.70) несколько упростится. Тогда

$$h = a\operatorname{tg}(\gamma+\omega) + \rho_t\cos\omega/\cos(\gamma+\omega). \quad (10.71)$$

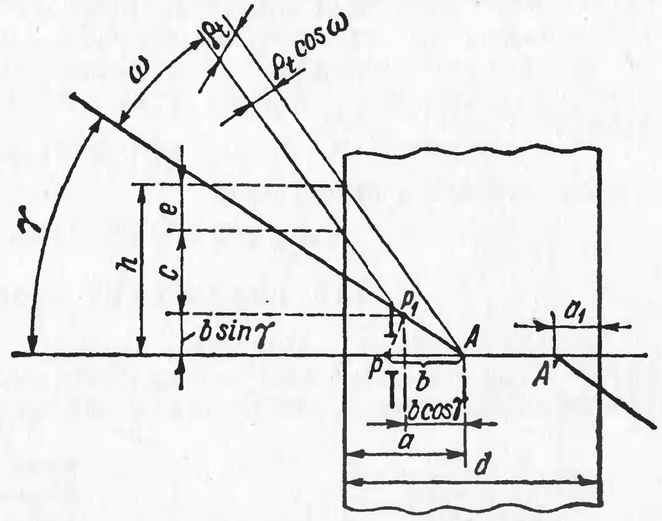


Рис. 10.31. Развертка качающейся призмы

Аналогично можно определить высоту пучка и на выходной грани, после чего задача сведется к нахождению габаритных размеров неподвижной призмы с известными входными и выходными гранями. Так как углы визирования γ, как правило,

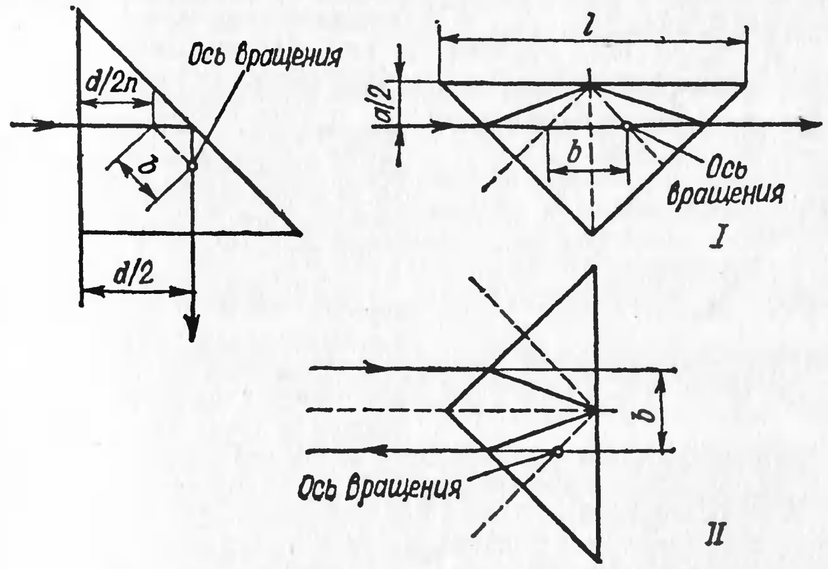


Рис. 10.32. Качающаяся прямоугольная призма

велики и превосходят величины полевых углов, целесообразно для уменьшения размеров качающейся призмы совместить ось качения с выходным зрачком призмы и расположить оба зрачка призмы на равных расстояниях от входной и выходной граней.

Кроме того, учитывая, что суммарная величина полевых углов и углов визирования всегда велика, выгодно выбирать положения зрачков для наибольших значений суммы полевого угла и угла визирования, принимая во внимание изменение углов падения и преломления по закону преломления.

Для иллюстрации сказанного выше обратимся к рассмотрению качающейся прямоугольной призмы, представленной на рис. 10.32.

Исходя из расположения зрачков призмы на равных расстояниях от входной и выходной граней, получаем эти расстояния равными $d/2n$; расстояние b между зрачками определится как гипотенуза треугольника из формулы

$$b = \sqrt{2}\,(1 - 1/n)\,d/2. \tag{10.72}$$

На рис. 10.32 показаны также два положения призмы, при которых отраженные лучи пойдут параллельно входящим лучам: *I* — качающаяся призма работает, как призма Дове, когда угол отклонения равен 0°, и *II* — угол отклонения равен 180°, т. е. визирный луч отклоняется в обратном направлении.

В целях уменьшения габаритных размеров такую призму выгодно рассчитывать, как призму Дове. Тогда ширина пучка, проходящего через призму, определится по формуле

$$a = l/[\mathrm{tg}\,(\varepsilon_1' + 45°) + 1] \tag{10.73}$$

и величина плеча будет равна

$$b = a\sqrt{2} = l\sqrt{2}/[1 + \mathrm{tg}\,(\varepsilon_1' + 45°)]. \tag{10.74}$$

10.15. ОПТИЧЕСКИЕ ШАРНИРЫ

В зависимости от назначения в различных оптических приборах возникает необходимость изменения направления визирной оси в пространстве с сохранением при этом ориентировки изображения неизменной.

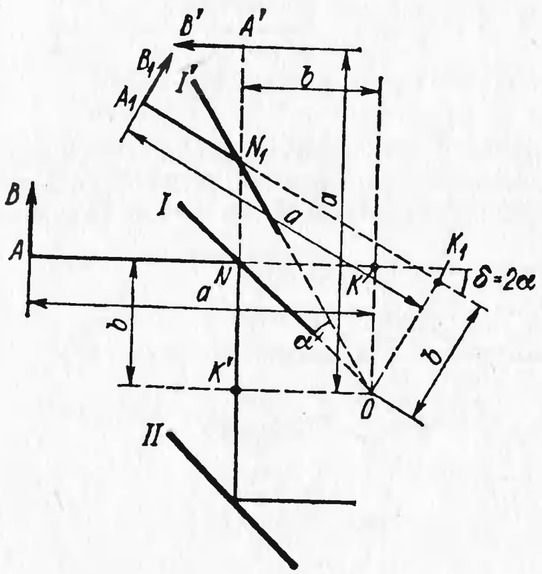


Рис. 10.33. Двухзеркальный плоский шарнир

Устройства, решающие эти задачи, называют оптическими шарнирами; такие шарниры бывают как плоскими (когда изменение направления визирной оси происходит в какой-либо плоскости), так и пространственными.

Плоский двухзеркальный шарнир. Он состоит из двух зеркал, из которых одно вращается вокруг оси, параллельной его плоскости, а второе — неподвижное и служит для придания заданной величины исходному углу отклонения.

Схема такого плоского шарнира представлена на рис. 10.33. Этот шарнир в исходном положении создает угол отклонения, равный нулю, и тогда плоскости обоих зеркал становятся параллельными.

В любом оптическом шарнире по меньшей мере должны существовать два конструктивных элемента: ось, механически связывающая оба колена прибора, и ось, вокруг которой будет происходить вращение качающегося зеркала.

В рассматриваемом примере необходимо, чтобы обе оси совпадали друг с другом при условии, что ось качающегося зеркала будет совмещена с его плоскостью.

На рис. 10.33 показаны два положения вращающегося зеркала *I* и *I'*; оси вращения зеркала и механического шарнира совмещены и расположены в плоскости качающегося зеркала в точке *O*.

Расстояние между этой осью и положением предмета или изображения должно сохраняться постоянным. При повороте зеркала на угол α визирная линия будет отклонена на угол 2α.

Так как расстояния от точки A предмета до точки N отражения на плоском зеркале и от этой же точки N до точки изображения A' всегда равны, то можно записать для исходного положения зеркала и положения его после поворота:

$$AN = A'N \quad \text{и} \quad A_1N_1 = A_1'N_1. \tag{10.75}$$

Для точек K и K_1, являющихся проекциями оси вращения O на исходное и отклоненное направления оптической оси, следует

$$AK = a = A_1K_1. \tag{10.76}$$

Построив отражение точки K от вращающегося зеркала в его исходном положении, определим некоторую точку K', для которой будет иметь место соотношение

$$AK = AN + NK = A'N + NK' = A'K'. \tag{10.77}$$

Обе точки K' и K_1' должны лежать на одном и том же расстоянии от оси шарнира и на перпендикуляре, опущенном на направление отраженного зеркалом луча; так как оба отраженных луча совпадают друг с другом, то и эти точки также должны будут совпасть друг с другом, что и подтверждает правильность выбора положения осей вращения.

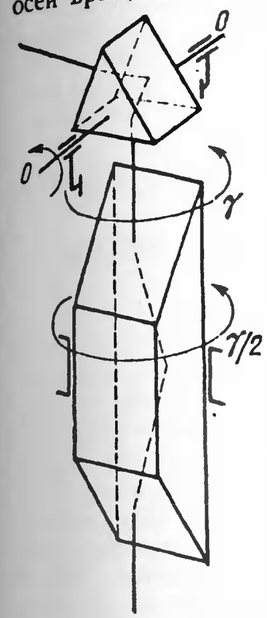


Рис. 10. 34. Панорамический шарнир

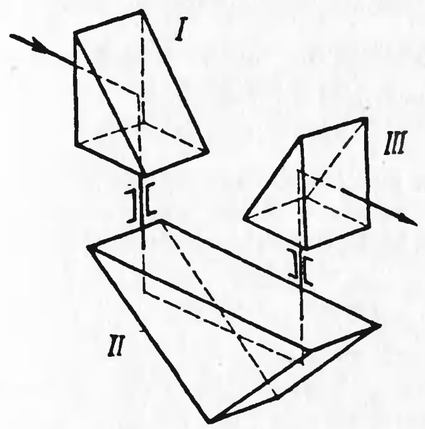


Рис. 10.35. Четырехзеркальный плоский шарнир

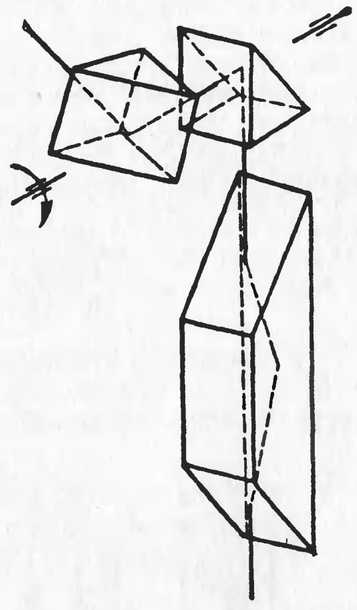


Рис. 10.36. Пространственный панорамический шарнир с вращением призмы

Диапазон работы двухзеркального шарнира не очень велик; величина рабочего диапазона углов излома оси достигает 30—40°. Такой двухзеркальный шарнир пригоден для работы в сходящемся ходе лучей.

Панорамический плоский шарнир. Такой шарнир строится по принципу использования вращения призмы, имеющей угол отклонения луча 90°, вокруг выходящего из нее луча, являющегося как бы осью вращения. Для компенсации происходящего при этом вращении изображения в его плоскости необходимо добавление компенсирующей призмы (например, призмы Дове), вращающейся в том же направлении, но с половинной скоростью.

Схема такого шарнира представлена на рис. 10.34. Так как призма Дове развертывается в наклонную плоскопараллельную пластинку и не может работать в сходящемся ходе лучей, то область использования такого шарнира будет ограничена применением его лишь в параллельном ходе лучей.

Однако, заменяя в нем призму Дове какой-либо другой призмой, развертывающейся в ненаклонную пластинку, представляется возможным применение его и в сходящемся ходе лучей.

Четырехзеркальный плоский шарнир. Этот шарнир можно рассматривать как частный случай плоского панорамического шарнира, в котором компенсирующая вращение изображения призма Дове заменена вращающейся прямоугольной призмой с двумя отражениями.

Схема такого шарнира представлена на рис. 10.35; он состоит из двух прямоугольных призм *I* и *III* с одним отражением и одной прямоугольной призмы *II* с двумя отражениями.

Пространственные панорамические шарниры. Шарнир такого рода может быть получен из плоского панорамического шарнира, если дать возможность его головной призме качаться вокруг горизонтальной оси *OO*, как это показано на рис. 10.34.

Другой пространственный панорамический шарнир представлен на рис. 10.36; он отличается от предыдущего тем, что в нем качание головной призмы вокруг оси *OO*

(см. рис. 10.34) заменено вращением дополнительной прямоугольной призмы вокр выходящего из нее луча. При этом ось и визирная линия уже не будут лежать в одно плоскости.

Вращение головной призмы вокруг ее выходной оси будет вызывать вращени изображения в его плоскости, поэтому с учетом вращения двух призм вокруг верти кальной оси, также создающих вращение изображения, вращение компенсирующе призмы Дове должно осуществляться через дифференциальный механизм.

Этот оптический шарнир допускает вращение визирной оси на 360° как вокру вертикальной, так и вокруг горизонтальной оси.

В качестве пространственного шарнира могут быть использованы оборачивающи системы призм, дающие полное оборачивание изображения, — как, например, си стема призм Малафеева 1-го рода, представленная на рис. 10.12, *а*. Осуществляя раз дельное вращение обеих призм вокруг осей, перпендикулярных их ребрам, можн получить раздельное управление линией визирования.

Аналогичный результат может быть получен также и при использовании пар призм с тремя отражениями, не дающих оборачивания изображения (см. рис. 10.6, *и*

10.16. УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ОСЯМИ ОКУЛЯРОВ В БИНОКУЛЯРНЫХ ПРИБОРАХ

У различных наблюдателей расстояние между глазами укладывается в интерва от 56 до 74 мм при среднем расстоянии в 65 мм, что требует (для облегчения возмож ности работы с бинокулярными приборами) применения устройств, позволяющих из менять расстояние между осями окуляров прибора в указанном интервале.

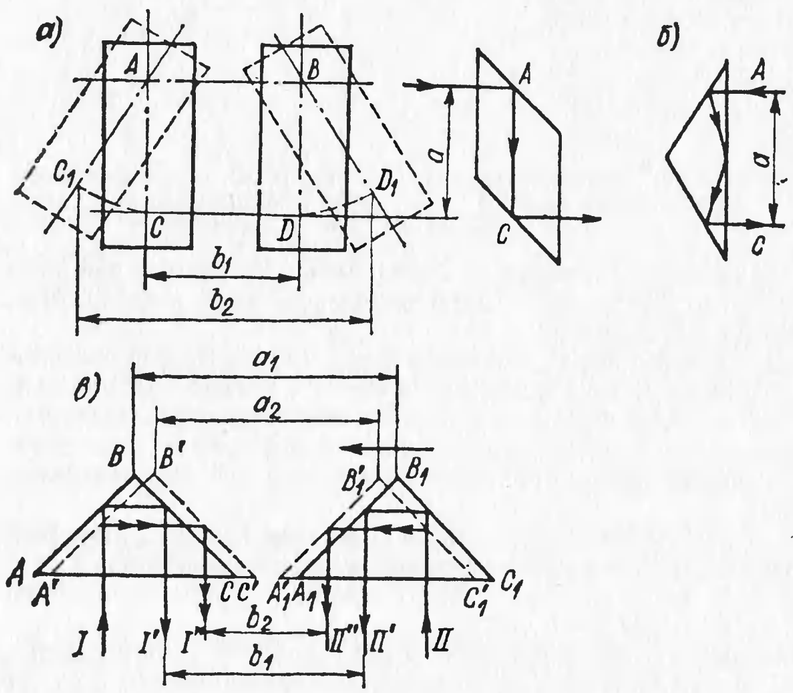


Рис. 10.37. Призмы, изменяющие расстояние между осями окуляров

Используемые с этой целью устройства можно разделить на две группы: устройства, построенные на вращении окуляров вокруг параллельных осей, и устройства, построенные на поступательном перемещении окуляров. К первой группе относятся ромбические призмы, вращающиеся вместе с окулярами вокруг параллельных осей; они представлены на рис. 10.37, *а* и имеют наибольшее распространение, так как позволяют изменять расстояние между окулярами в очень широких пределах.

Другим устройством такого рода является пара призм с тремя отражениями, одна из которых изображена на рис. 10.37, *б*. Это устройство также делает возможным изменение расстояния между окулярами в широких пределах. Однако оно изменяет направление хода лучей на обратное и применяется очень редко.

Вторая группа устройств построена на поступательном перемещении пары прямоугольных призм с двумя отражениями, показанных на рис. 10.37, *в*; при этом перемещение призм должно происходить в направлении, перпендикулярном ребрам, с половинной скоростью по отношению к скорости перемещения самих окуляров.

Эта система дает более ограниченное изменение расстояния между осями окуляров и так же, как и вращающиеся призмы с тремя отражениями, создает обратное направление хода лучей.

Аналогичный эффект поступательного перемещения окуляров можно получить при поступательном перемещении призм прямого зрения с нечетным числом отражений — типа призм Аббе или Пехана.

Весьма простым устройством для изменения расстояния между осями окуляров являются качающиеся плоскопараллельные пластинки, размещаемые за окулярами. Недостатками этого устройства являются значительное укорочение расстояния до выходных зрачков прибора, что требует использования окуляров с большим удалением выходного зрачка, и ограниченность диапазона изменения расстояния между осями (впрочем вполне достаточного для обеспечения возможности работы любых наблюдателей).

10.17. ПРИЗМЫ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

К этим призмам можно отнести призмы многократного отражения, которые приведены на рис. 10.38. Первая из этих призм (рис. 10.38, *а*) — призма Сеннова — представляет собой плоскопараллельную пластинку со срезанными под углом 45° входной и выходной гранями.

Как это видно из развертки, на параллельных гранях получается ряд четных чисел отражений, благодаря чему достигается значительное расширение поля зрения пропускаемого призмой в вертикальном направлении.

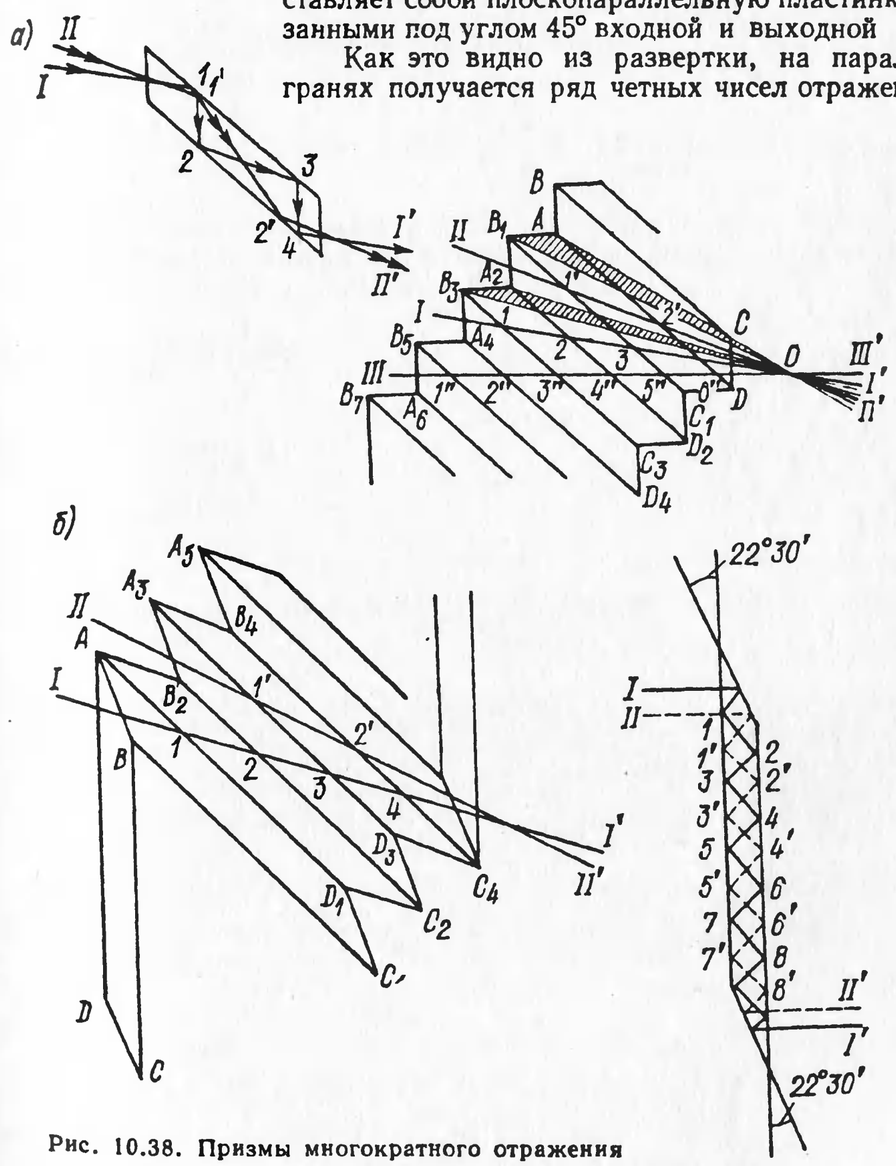


Рис. 10.38. Призмы многократного отражения

Вторая призма (рис. 10.38, *б*) отличается от первой тем, что у нее передняя и задняя грани составляют с боковыми параллельными гранями углы по 22° 30′, сохраняя

четное число отражений; это позволяет придать призме, в отличие от призмы Сеннова, вертикальное положение.

Недостатком призм подобного рода является наличие между изображениями, получаемыми с разными четными числами отражений, мертвых зон, содержащих в себе изображения с нечетным числом отражений.

10.18. ПРИЗМЫ ДЛЯ СОВМЕЩЕНИЯ ДВУХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ТОНКОЙ ЛИНИЕЙ РАЗДЕЛА

К числу таких призм принадлежит ромбическая призма (рис. 10.39), применяемая в колориметрических приборах для совмещения двух полей зрения. Эта призма представляет собой две плоскопараллельные пластинки, наклоненные навстречу друг другу.

Существенно, чтобы в таких призмах не возникало дополнительных отражений; поэтому необходимо, чтобы соблюдалось неравенство $\cos\alpha \geqslant n\cos\alpha$, где 2α — угол между гранями призмы, а

$$\cos\alpha = (1 \pm \sqrt{1 + 8n^2})/4n. \qquad (10.78)$$

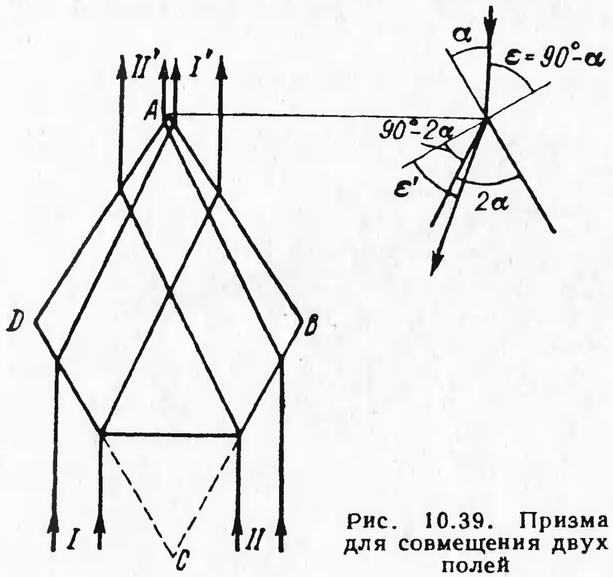


Рис. 10.39. Призма для совмещения двух полей

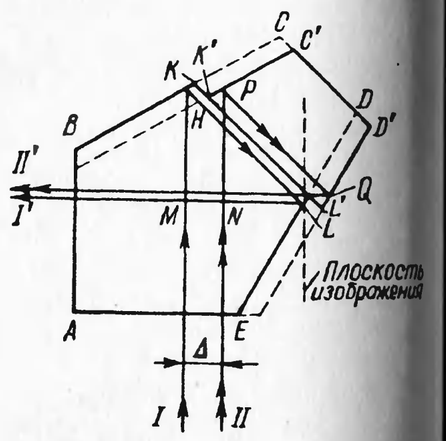


Рис. 10.40. Пентапризма со смещенной частью

В частном случае величина угла α может быть определена по формуле численно; например, при $n = 1{,}5163$ (стекло марки $K8$) угол $\alpha = 27°$.

В геодезических приборах для смыкания изображений от двух сторон лимба используют пентапризму (рис. 10.40) со смещением ее части.

Существенно, что при смыкании двух изображений, создаваемых лучами I и II, необходимо обеспечить отсутствие расфокусировки изображений. Это требование равносильно равенству ходов лучей I и II между гранями AE и AB при наличии расстояния Δ между этими лучами при входе в призму.

Необходимая величина смещения для этой цели KK' может быть определена по формуле

$$KK' = \Delta\sqrt{2}/2. \qquad (10.79)$$

10.19. УСТРОЙСТВО РАЗДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ЗРАЧКОВ В ЗРИТЕЛЬНЫХ ТРУБАХ

Это устройство разделяет оптическую систему на два самостоятельных канала, выходные зрачки в которых совмещены друг с другом.

Схема такого устройства приведена на рис. 10.41. Оно состоит из единого объектива I, бипризмы II, расположенной в плоскости изображения и создающей после

окуляра III сдвоенные выходные зрачки с 50 %-ным перекрытием. Неперекрывающиеся части зрачков срезаются щелевой диафрагмой, совмещенной с плоскостью зрачков.

Действие этого устройства основано на том, что половина бипризмы — клин, — расположенный в верхней части промежуточного изображения, создает смещенное вниз с оси системы изображение входного зрачка, а клин, расположенный в нижней части поля, создает смещение зрачка выхода вверх.

Таким образом, верхняя часть изображения, создаваемая через нижнюю часть входного зрачка, будет наблюдаться через верхнюю половину смещенного вниз выходного зрачка, пропускаемую щелью.

При этом нижняя часть изображения, создаваемая нижней частью входного зрачка, должна была бы проходить через верхнюю часть смещенного вверх выходного зрачка, которая и будет срезана щелевой диафрагмой. Таким образом, эта нижняя часть изображения будет устранена. Равным образом будет устранена верхняя часть изображения, создаваемая через верхнюю половину входного зрачка; нижняя же часть этого изображения пройдет через щелевую диафрагму беспрепятственно. В результате и обеспечивается решение задачи проведения через оптическую систему двух самостоятельных каналов и стыковка изображений в этих каналах по линии раздела — ребру бипризмы.

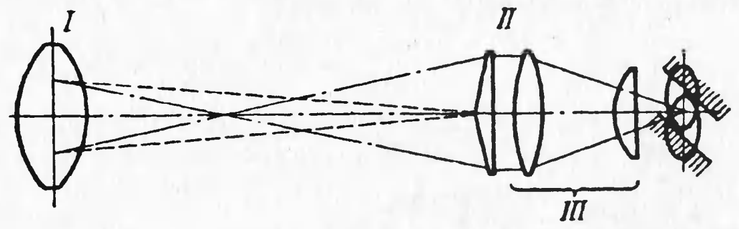


Рис. 10.41. К работе бипризмы для разделения двух полей

Глава 11
ЛИНЗЫ

11.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Линза представляет собой простейшую оптическую систему в виде однородного прозрачного тела, ограниченного двумя полированными преломляющими поверхностями, из которых хотя бы одна является неплоской. Как правило, преломляющие поверхности линз являются элементами поверхностей вращения, либо цилиндрических поверхностей. По виду преломляющих поверхностей линзы делят на сферические, параболические, цилиидрические и т. д. В данной главе рассматриваются сферические линзы. Линзы, образованные несферическими поверхностями, рассмотрены в гл. 20.

Схемы линз изображены на рис. 11.1. Нумерация поверхностей линз идет слева направо. Точки пространства предметов образуются пересечением лучей (или их продолжений), падающих на первую поверхность линзы; точки пространства изображений — лучами, выходящими через вторую поверхность.

Введем обозначения для линзы: r_1 и r_2 — радиусы первой и второй поверхностей линзы; d — толщина линзы вдоль оси.

Для определения параметров линзы — заднего и переднего фокусных расстояний f и f' и заднего фокального отрезка s'_F, используется расчет хода нулевого луча через преломляющие поверхности [56]. Заднее и переднее фокусные расстояния каждой из преломляющих поверхностей линзы находятся по формулам:

$$\left.\begin{aligned} f'_1 = n_2 r_1/(n_2 - n_1); \quad f'_2 = n_3 r_2/(n_3 - n_2); \\ f_1 = -n_1 r_1/(n_2 - n_1); \quad f_2 = -n_2 r_2/(n_3 - n_2), \end{aligned}\right\} \qquad (11.1)$$

где n_1 — показатель преломления среды до линзы; n_2 — показатель преломления линзы; n_3 — показатель преломления после линзы.

Для заднего фокусного расстояния линзы можно написать выражение

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{n_3}\left(\frac{n_2 - n_1}{r_1} + \frac{n_3 - n_2}{r_2}\right) - \frac{(n_2 - n_1)(n_3 - n_2)}{n_2 n_3 r_1 r_2} d. \qquad (11.2)$$

Аналогично переднее фокусное расстояние линзы определяется по формуле

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_1}\left(\frac{n_1 - n_2}{r_1} + \frac{n_2 - n_3}{r_2}\right) + \frac{(n_1 - n_2)(n_2 - n_3)}{n_1 n_2 r_1 r_2} d. \qquad (11.3)$$

Одной из оптических характеристик линзы является ее оптическая сила Ф; которая вычисляется по формуле

$$\Phi = n_3/f' = -n_1/f. \qquad (11.4)$$

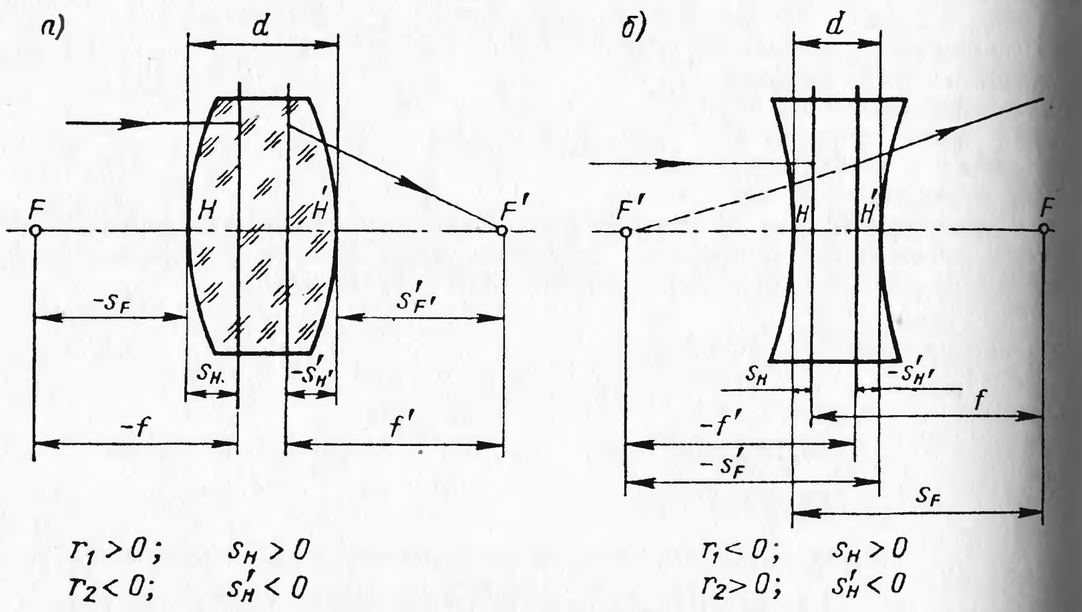


Рис. 11.1. Положение отрезков и плоскостей для положительной (*а*) и отрицательной (*б*) линз

Единицей оптической силы является диоптрия. Это величина, обратная метру. Формула для определения оптической силы в диоптриях имеет вид

$$\Phi = 1000/f.$$

Задний фокальный отрезок линзы определяется соотношением:

$$s'_{F'} = f'[1 - (n_2 - n_1) d/n_2 r_1]. \qquad (11.5)$$

При обратном ходе луча рассчитывается передний фокальный отрезок по формуле

$$s_F = -f' \frac{n_1}{n_3}[1 + (n_2 - n_3) d/n_2 r_2]. \qquad (11.6)$$

Отрезки, определяющие положение главных плоскостей, равны:

$$\left.\begin{aligned} s'_{H'} &= -f'(n_2 - n_1) d/n_2 r_1; \\ s_H &= -f' n_1 (n_2 - n_3) d/n_3 n_2 r_2. \end{aligned}\right\} \qquad (11.7)$$

Для расчета линзы, находящейся в воздухе при $n_1 = n_3 = 1$ и $n_2 = n$ формулы (11.1)—(11.7) примут вид:

$$\left.\begin{aligned} 1/f' &= (n-1)(1/r_1 - 1/r_2) + (n-1)^2 d/n r_1 r_2; \\ 1/f &= (1-n)(1/r_1 - 1/r_2) - (n-1)^2 d/n r_1 r_2; \\ f'/f &= -1; \quad f = -f'; \\ s'_{F'} &= f'[1 - (n-1) d/n r_1]; \\ s_F &= -f'[1 + (n-1) d/n r_2]; \\ s'_{H'} &= -f'(n-1) d/n r_1; \\ s_H &= -f'(n-1) d/n r_2. \end{aligned}\right\} \qquad (11.8)$$

Все оптические системы разделяются на три группы: 1) положительные, — имеющие положительное заднее фокусное расстояние; 2) отрицательные, — имеющие отрицательное заднее фокусное расстояние;
3) телескопические или афокальные.

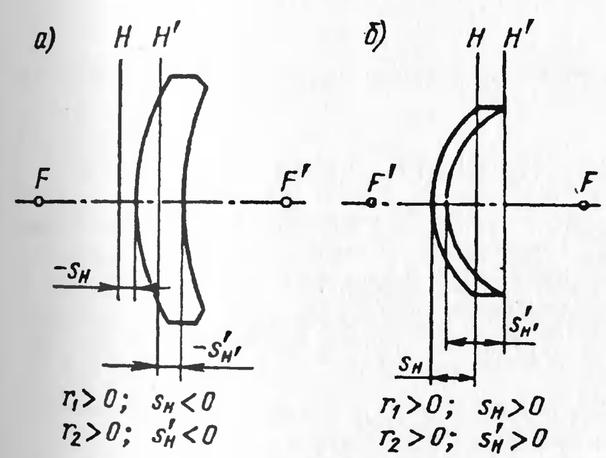


Рис. 11.2. Линзы с одинаковыми знаками радиусов кривизны поверхности: *а* — положительный мениск; *б* — отрицательный мениск

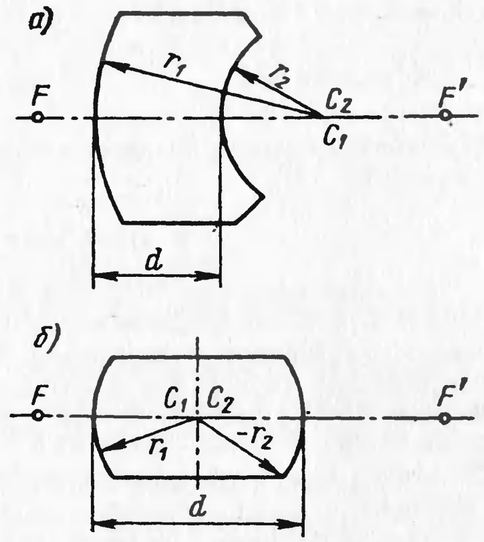


Рис. 11.3. Виды концентрических линз с одинаковыми знаками радиусов (*а*) и с радиусами противоположных знаков (*б*)

В свою очередь линзы можно разделить на три группы:

1. Линзы, имеющие различные знаки радиусов кривизны поверхностей. К ним относятся двояковыпуклые и двояковогнутые линзы (рис. 11.1). Главные плоскости этих линз лежат внутри линзы.

2. Линзы, у которых одна из поверхностей является плоской, т. е. плоско-выпуклые или плоско-вогнутые. У таких линз одна главная плоскость проходит через ее вершину, а вторая лежит внутри линзы на расстоянии d/n от ее плоской поверхности, где n — показатель преломления линзы.

3. Линзы, имеющие одинаковые знаки радиусов кривизны поверхностей. Такие линзы называют менисками.

Если $r_2 \gg r_1$, то это положительный мениск, если $r_2 < r_1$, то — отрицательный (рис. 11.2). Положительный мениск имеет толщину по центру больше, чем по краю, а отрицательный — наоборот.

4. В отдельную группу линз можно выделить концентрические линзы, у которых центры кривизны поверхностей находятся в одной точке. В этих линзах расстояние между главными плоскостями равно нулю. В зависимости от знака радиуса линзы имеют вид, представленный на рис. 11.3. Для концентрической линзы справедливо соотношение $r_1 - r_2 = d$.

Фокусные расстояния концентрической линзы определяются из следующей формулы:

$$1/f' = -1/f = [(n-1)/n]\,(1/r_1 - 1/r_2). \qquad (11.9)$$

5. Телескопические линзы — линзы, преобразующие параллельные лучи, падающие на них, также в параллельные при их выходе из линзы. На рис. 11.4 показаны два варианта телескопических линз: двояковыпуклая (*а*) и выпукло-вогнутая (*б*).

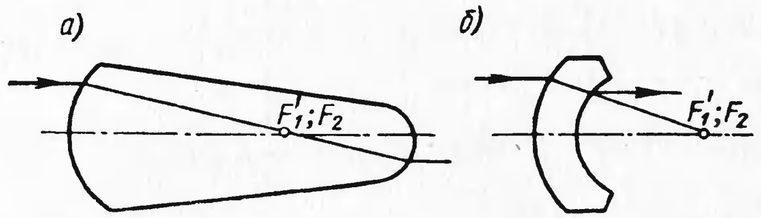


Рис. 11.4. Разновидности телескопических линз

Для этих линз справедливы следующие соотношения:

$$f_1' = nr_1/(n-1);$$

$$f_2' = nr_2/(n-1);$$

$$f_1' - f_2 = d. \qquad (11.10)$$

Телескопическая линза является простейшей системой Галилея.

В качестве примера ниже приведены параметры телескопической линзы с увеличением $\Gamma = 0{,}5^{\times}$ и $2\omega = 31°$

r	d	n	ν
—20,40 —42,487	60,0	1,5163	64,1

Перевернутая телескопическая система имеет следующие характеристики: $2\omega = 22°$ и $\Gamma = 2^{\times}$.

11.2. ОФОРМЛЕНИЕ ЧЕРТЕЖЕЙ ЛИНЗ

Чертежи линз, как и других оптических деталей, выполняются в соответствии с ГОСТ 2.412—81 «Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий». Помимо основных конструктивных размеров и требований, связанных с обработкой поверхностей, справа над штампом располагается таблица параметров, состоящая из трех частей: требования к материалу, к изготовлению и расчетные данные. Допуски на s_F' и f' отдельных линз и склеенных блоков не указывают, так как при изготовлении линз необходимо выдерживать параметры Δn_D, N, ΔN, Δd и Δr, отклонения которых непосредственно влияют на качество изображения.

Толщины, фаски, диаметр под крепежные элементы определяются согласно ОСТ 3-490—71 и ОСТ 3-1825—73. Наименьшие толщины линз по оси d в зависимости от диаметра и требуемой точности приведены в табл. 11.1.

Таблица 11.1. **Наименьшие толщины линз по оси**

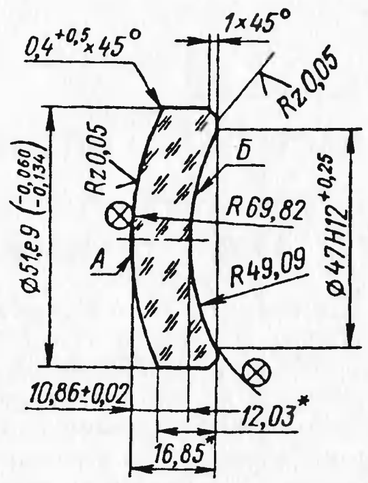
Характеристика линз (форма и диаметр D, мм)	Наименьшая толщина d по оси при допуске ΔN (местные ошибки)			
	До 0,3 полосы	Св. 0,3 до 0,5 полосы	Св. 0,5 до 2 полос	Св. 2,0 полос
Двояковогнутые				
До 50	0,15D	0,12D	0,12D	0,10D
Св. 50 до 120	0,12D	0,12D	0,10D	0,08D
» 120 » 260	0,10D	0,10D	0,08D	0,08D
» 260 » 500	0,10D	0,08D	0,08D	0,08D
Выпукло-вогнутые				
До 50	0,12D	0,12D	0,10D	0,10D
Св. 50 до 120	0,12D	0,10D	0,08D	0,08D
» 120 » 260	0,10D	0,10D	0,08D	0,08D
» 260 » 500	0,10D	0,10D	0,08D	0,08D

Для менисков при отношении радиуса r выпуклой поверхности к D, меньшем 1,5, толщину по оси следует принимать не менее 0,15 D. Полученный по таблице размер D следует увеличивать до ближайшего нормального размера, если это допускается аберрационным расчетом. Допуски на толщины определяются при расчете оптической системы. Если толщина t незначительно влияет на аберрационное и конструктивное оформление оптической системы, то допуски устанавливаются в соответствии со следующим рядом: ±0,01; ±0,02; ±0,03; ±0,05; ±0,07; ±0,1; ±0,2; ±0,3; ±0,5; ±0,7; ±1,0.

Таблица 11.2. **Наименьшие толщины линз по краю**

Диаметр D, мм	Наименьшая толщина t линзы по краю, мм
До 6,0	1,0
Св. 6 до 10	1,2
» 10 » 18	1,5
» 18 » 30	1,8
» 30 » 50	2,0
» 50 » 80	2,5
» 80 » 120	3,0
» 120 » 180	4,0
» 180 » 260	5,0
» 260 » 360	6,0
» 360 » 500	7,0

Рис. 11.5. Оформление чертежа отрицательной линзы



* Размеры для справок

⊗ – Просветл. 24 $И_{300}$ по ОСТ 1901-73, λ = 589 ± 50 мм

1,25/ (✓)

Δn_e	2Б
$\Delta (n_{F'} - n_{C'})$	2В
Однороден	1
Дв. лучепр	1
ε_A	3
Бессвильн.	1Б
Пузырность	3В
N	2
ΔN	0,2
C	0,02
P	IV
ΔR	2
f'	282,71
s_F	309,61
$s_{F'}'$	263,79
$O_{\Phi A}$	49
$O_{\Phi Б}$	47

Таблица 11.3. **Размеры фасок при креплении линз кольцом**

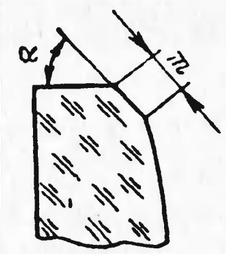
Диаметр D, мм	Ширина фаски m, мм		Расположение фаски
	Несклеиваемая сторона	Склеиваемая сторона	
До 6	$0{,}1^{+0{,}1}$	$0{,}1^{+0{,}1}$	
Св. 6 до 10	$0{,}1^{+0{,}2}$	$0{,}1^{+0{,}2}$	
Св. 10 до 18	$0{,}2^{+0{,}3}$		
Св. 18 до 30	$0{,}3^{+0{,}3}$		
Св. 30 до 50	$0{,}3^{+0{,}4}$	$0{,}2^{+0{,}3}$	
Св. 50 до 80	$0{,}4^{+0{,}5}$		
Св. 80 до 120	$0{,}5^{+0{,}6}$		
Св. 120	$0{,}7^{+0{,}8}$		

Таблица 11.4. **Размеры фасок для крепления линз завальцовкой**

Диаметр D, мм	m, мм
До 6	$0^{+0{,}2}$
Св. 6 до 10	$0{,}3^{+0{,}2}$
» 10 » 18	$0{,}4^{+0{,}2}$
» 18 » 30	$0{,}5^{+0{,}3}$
» 30 » 50	$0{,}7^{+0{,}5}$
» 50 » 80	$1{,}0^{+0{,}5}$

Для положительных линз толщины m по краю устанавливаются в зависимости от диаметра согласно табл. 11.2.

На чертежах оптических деталей помимо размеров и допусков на них указываются требования к качеству обработки поверхности. Для рабочих полированных поверхностей требуется, как правило, класс чистоты, для которого $R_z = 0{,}05$ мкм, а для нерабочих матовых поверхностей $R_z = (20 \div 2{,}5)$ мкм. На рис. 11.5 приведен пример оформления чертежа линзы.

В табл. 11.3 и 11.4 приведены значения ширины фасок линз m, зависящие от диаметра D, при креплении их кольцом или завальцовкой.

Глава 12

РАСТРОВАЯ ОПТИКА

12.1. РАБОТА ПРОСТОГО РАСТРОВОГО ЭКРАНА

Восприятие изображения глазом человека производится поэлементно, посредством светочувствительных элементов — колбочек и палочек, выстилающих поверхность сетчатки глаза. Аналогичным образом может работать и оптическая система, передавая изображение какого-либо предмета так же поэлементно.

На принципе поэлементной передачи изображений построена фототелеграфия и телевидение, в которых передача изображения осуществляется посредством последовательного сканирования во времени по единственному каналу связи.

Поэлементная передача изображения может происходить одновременно и по множеству каналов связи, равному числу передаваемых элементов. На этом принципе основана волоконная оптика и растровые системы — экраны.

Во всех случаях поэлементной передачи изображения необходимо, чтобы наблюдатель смог бы получить слитное впечатление от картины изображения; это возможно, если отдельный элемент изображения соответствует разрешающей способности глаза, т. е. отдельному элементу сетчатки. Для этого достаточно, чтобы глаз наблюдателя видел величину элемента изображения под углом в одну угловую минуту и менее.

Обратимся к рис. 12.1, на котором представлена схема работы простого растрового экрана. В точке P' находится выходной зрачок проекционной оптической системы с диаметрами, равными $2\rho'_t$ и $2\rho'_s$ в меридиональной (вертикальной) и сагиттальной (горизонтальной) плоскостях, который можно считать входным зрачком для всех элементов растрового экрана, расположенного в некоторой точке B.

Фокусные расстояния элементов растрового экрана примем равными f'_{pt} — для меридиональной и f'_{ps} — для сагиттальной плоскости.

Элементы растрового экрана создадут множество изображений выходного зрачка системы, расположенных в плоскости, отстоящей от плоскости растра на расстояние $f'_{pt} + z'_{pt}$.

Для всех изображений выходного зрачка будут иметь место увеличения V_{pt} и V_{ps}. Они будут равны:

$$V_{pt} = \frac{2\rho''_t}{2\rho'_t} = -\frac{f_{pt}}{z_{pt}} = -\frac{z'_{pt}}{f'_{pt}}; \quad V_{ps} = \frac{2\rho''_s}{2\rho'_s} = \frac{f_{ps}}{z_{ps}} = -\frac{z'_{ps}}{f_{ps}}. \qquad (12.1)$$

Величины z_{pt} и z_{ps} могут быть определены как разности:

$$-z_{pt} = \xi' + f_{pt} = \xi' - f'_{pt}; \quad -z_{ps} = \xi' + f_{ps} = \xi' - f'_{ps}. \qquad (12.2)$$

Величины элемента растра в меридиональной и сагиттальной плоскостях могут быть так же различными. Полагая расстояние от экрана до наблюдателя равным ξ, можно связать размеры элемента растра и углы разрешения следующими формулами:

$$2dy'_t = \xi'' 2\gamma''_{0t}; \quad 2\,dy'_s = \xi'' 2\gamma''_{0s}, \qquad (12.3)$$

где величины углов $2\gamma''_{0t}$ и $2\gamma''_{0s}$ определятся как углы, под которыми глаз будет видеть элемент растра.

Эти углы не должны превосходить угол разрешения глаза, т. е. одну угловую минуту (0,0003 рад).

Так, при удалении наблюдателя от экрана на расстояние, равное одному метру, получаем величину наибольшего размера элемента растра, равную 0,3 мм.

Фокусные расстояния элементов растра могут быть различными по своей величине в довольно широких пределах. Однако здесь можно наложить некоторые ограничения, сущность которых заключается в том, что каждый элемент растра, создавая изображение выходного зрачка проекционной системы, должен делать его меньшим, нежели сам элемент растра. В силу этого увеличения элемента растра — V_t и V_s будем считать всегда значительно меньшими единицы по абсолютной величине.

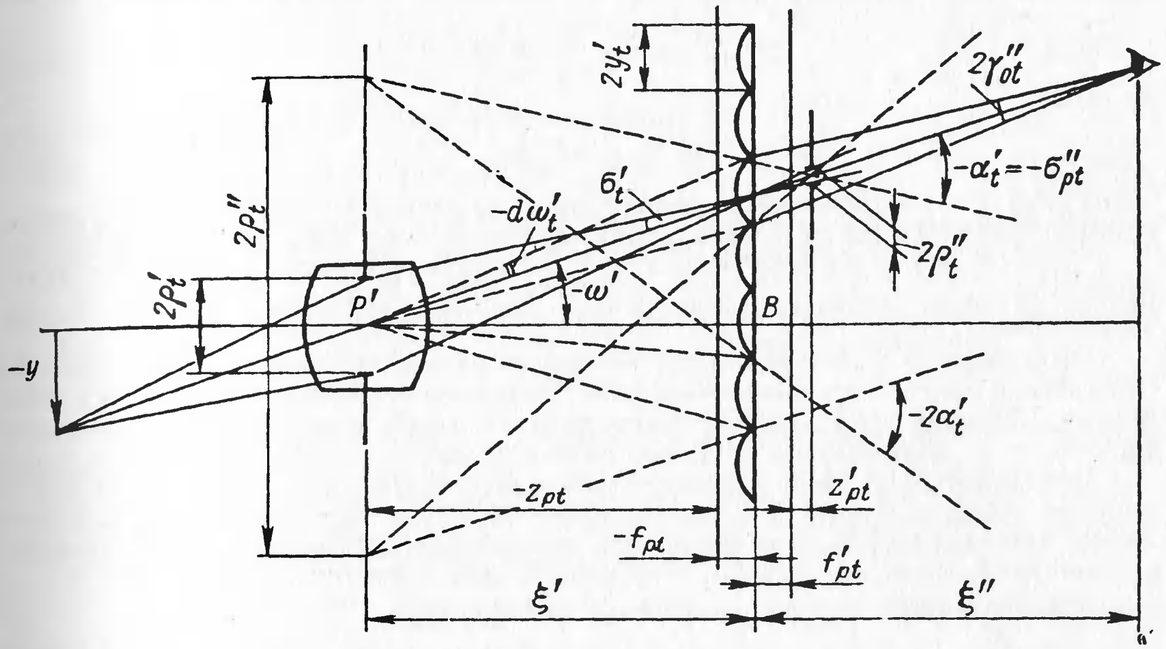


Рис. 12.1. Работа простого растрового экрана

Обратим внимание, на следующее обстоятельство. Элемент растра будет определять собой углы $d\omega'_t$ и $d\omega'_s$ между главными лучами после проекционной системы, которые можно рассматривать как апертурные углы $2\sigma_{pt}$ и $2\sigma_{ps}$ этого элемента. Поэтому можно написать:

$$2\sigma''_{pt} = 2\sigma'_{pt}/V_{pt} \quad \text{и} \quad 2\sigma''_{ps} = 2\sigma'_{ps}/V_{ps}. \qquad (12.4)$$

Задаваясь увеличениями элемента растра V_{pt} и V_{ps}, нетрудно определить выходные углы $2\sigma''_{pt}$ и $2\sigma''_{ps}$, которые можно рассматривать как углы рассеяния, создаваемые элементом растра, т. е.

$$2\sigma''_{pt} = 2\alpha'_t \quad \text{и} \quad 2\sigma''_{ps} = 2\alpha'_s. \qquad (12.5)$$

Равным образом, задаваясь углами рассеяния α'_t и α'_s, можно было бы определить увеличения V_{pt} и V_{ps}. Углы рассеяния, представляющие практический интерес, будут измеряться величинами порядка десятка и более градусов; углы, построенные на сторонах элемента растра, будут определяться отношениями этих сторон к расстоянию от проекционной системы до экрана и будут соизмеримыми с углом разрешения глаза. Отсюда следует, что увеличения, создаваемые элементом растра, будут на два-три порядка меньше единицы.

Это позволяет воспользоваться приближенными формулами для увеличений в виде:

$$V_{pt} = f'_{pt}/\xi' \quad \text{и} \quad V_{ps} = f'_{ps}/\xi'. \tag{12.6}$$

В соответствии с этим углы рассеяния можно непосредственно связать с величинами фокусных расстояний элемента растра:

$$\alpha'_t = \sigma''_{pt} = \sigma'_{pt}\frac{\xi'}{f'_{pt}} \quad \text{и} \quad \alpha'_s = \sigma''_{ps} = \sigma'_{ps}\frac{\xi'}{f'_{ps}}. \tag{12.7}$$

Произведения $\sigma'_{pt}\xi'$ и $\sigma'_{ps}\xi'$, согласно рис. 12.1, можно рассматривать как величины линейных размеров растра:

$$\sigma'_{pt}\xi' = dy'_t \quad \text{и} \quad \sigma'_{ps}\xi' = dy'_s \tag{12.8}$$

и тогда

$$2\alpha'_t = 2dy'_t/f'_{pt} \quad \text{и} \quad 2\alpha'_s = 2dy'_s/f'_{ps}. \tag{12.9}$$

Таким образом, в первом приближении углы рассеяния, создаваемые элементом растра, будут определяться величинами относительного отверстия этих элементов.

Углы рассеяния $2\alpha'_t$ и $2\alpha'_s$ определяют собой то пространство, в котором глаз наблюдателя сможет увидеть изображение выходного зрачка проекционной системы через элемент растра.

Рассмотрим работу нескольких элементов растрового экрана, расположенных в различных частях последнего. При этом будем полагать, что полевые углы не очень велики, а значит величины косинусов полевых углов можно принимать равными единице, т. е. пользоваться областью оптики Гаусса.

Продолжая лучи после элементов растра до плоскости выходного зрачка проекционной системы, видим, что эти продолжения лучей пересекутся друг с другом на этой плоскости, образуя на ней как бы увеличенное изображение выходного зрачка с диаметрами, равными $2\rho''_t$ и $2\rho''_s$ в меридиональной и сагиттальной плоскостях.

Эти увеличения будут определяться формулами:

$$V_t = \alpha'_t/\sigma'_t \quad \text{и} \quad V_s = \alpha'_s/\sigma'_s, \tag{12.10}$$

где σ'_t и σ'_s — апертурные углы самой проекционной системы.

Величины этих углов будут определяться для различных участков экрана характером виньетирования проекционной системы.

12.2. СВЕТОВОЙ БАЛАНС ЭЛЕМЕНТА РАСТРА

Изображение выходного зрачка проекционной системы при неравенстве увеличений V_{pt} и V_{ps} может оказаться не лежащим в одной и той же плоскости, т. е. может быть пространственным. Однако в целях упрощения выводов будем полагать, что изображение зрачка является плоским и мы не будем делать грубой ошибки, существенно влияющей на последующие выводы.

В соответствии с этим площадь изображения D'' выходного зрачка после элемента растра можно принять равной

$$D'' = D'V_{pt}V_{ps} \tag{12.11}$$

и для точки на оси

$$D''_0 = D'_0V_{pt}V_{ps}. \tag{12.12}$$

Составляя отношения этих площадей, получаем

$$\frac{D''}{D''_0} = F''(\omega) = \frac{D'V_{pt}V_{ps}}{D'_0V_{pt}V_{ps}} = \frac{D'}{D'_0} = F'(\omega), \tag{12.13}$$

откуда следует, что элемент растра не должен изменять функцию виньетирования.

Перейдем к определению величины светового потока, воспринимаемого глазом наблюдателя; она определяется формулой

$$dF' = Bd\Omega ds. \tag{12.14}$$

В рассматриваемом случае роль элемента ds играет площадь изображения D'' зрачка выхода проекционной системы через элемент растра; величина телесного угла $d\Omega$ определится как отношение площади зрачка глаза к квадрату расстояния ξ''. Таким образом,

$$dF' = B\frac{\pi\rho^2}{\xi''^2}D''. \tag{12.15}$$

Для точки на оси величина светового потока dF'_0 будет равна

$$dF'_0 = B\frac{\pi\rho^2}{\xi''^2}D''_0; \tag{12.16}$$

тогда отношение световых потоков выразится формулой

$$dF'/dF'_0 = D''/D''_0 = F'(\omega). \tag{12.17}$$

При выводе формулы (12.17) предполагалось, что поле зрения настолько мало, что величину косинуса полевого угла можно принимать равной единице.

Можно показать (но мы этого делать не будем), что, учитывая величину полевого угла ω после проекционной системы, следовало бы ввести в формулу (12.17) множитель $\cos^4\omega$, т. е.

$$dF'/dF'_0 = F'(\omega)\cos^4\omega = \Phi(\omega). \tag{12.18}$$

Тогда приходим к заключению, что растровые экраны не могут влиять на светораспределение по полю зрения.

Сопоставим величину светового потока, воспринимаемого глазом после элемента растра, со световым потоком, который бы воспринимался глазом без элемента растра.

Обозначая световой поток после растра через dF'_0, можно написать

$$dF'_0 = B\,d\Omega 4\,dy'_t\,dy'_s. \tag{12.19}$$

Обращаясь к формуле (12.14), площадь ds, равную D'' — площади изображения зрачка проекционной системы, можно представить в виде

$$ds = D'' = V_{pt}V_{ps}D', \tag{12.20}$$

или

$$ds = V_{pt}V_{ps}D'_0F'(\omega) = \pi\rho_0^2V_{pt}V_{ps}F'(\omega). \tag{12.21}$$

Составляя отношение dF'/dF'_0 найдем понижение освещенности или коэффициент полезного действия η элемента растра, который выразится формулой:

$$\eta = \frac{dF'}{dF'_0} = \frac{B\,d\Omega\,ds}{B\,d\Omega 2\,dy'_t 2\,dy'_s} = \frac{\pi\rho_0^2f'_{pt}f'_{ps}}{4\xi'^2\,dy'_t\,dy'_s}F'(\omega), \tag{12.22}$$

или

$$\eta = \frac{\pi}{4}\frac{\sigma'^2_0}{\alpha'_t\alpha'_s}F'(\omega), \tag{12.23}$$

и для элемента растра, расположенного на оси,

$$\eta_0 = \frac{\pi}{4}\frac{\sigma'^2_0}{\alpha'_t\alpha'_s}. \tag{12.24}$$

Таким образом, коэффициент полезного действия элемента растрового экрана будет пропорционален квадрату выходной апертуры проекционной системы, деленному на произведение обоих относительных отверстий элемента растра.

12.3. КОЛЛЕКТИВ И РАСТР-КОЛЛЕКТИВ

При решении задачи преобразования углов рассеяния простой растровый экран не может изменять направления хода главных лучей, и поэтому рассеянная световая энергия используется не наилучшим образом.

Так, если рассеянные элементами растрового экрана пучки лучей не будут перекрывать друг друга, то одновременное наблюдение таких растровых элементов становится невозможным. Поэтому приходится идти на увеличение углов рассеяния, а это, согласно формул (12.23) и (12.24), будет приводить к понижению коэффициента полезного действия экрана.

Ход лучей через подобный растровый экран представлен на рис. 12.2, *а*. Из рисунка видно, что участки экрана, наблюдаемые одновременно, определяются размером увеличенного экраном выходного зрачка проекционной системы и расстоянием глаза от плоскости этого выходного зрачка.

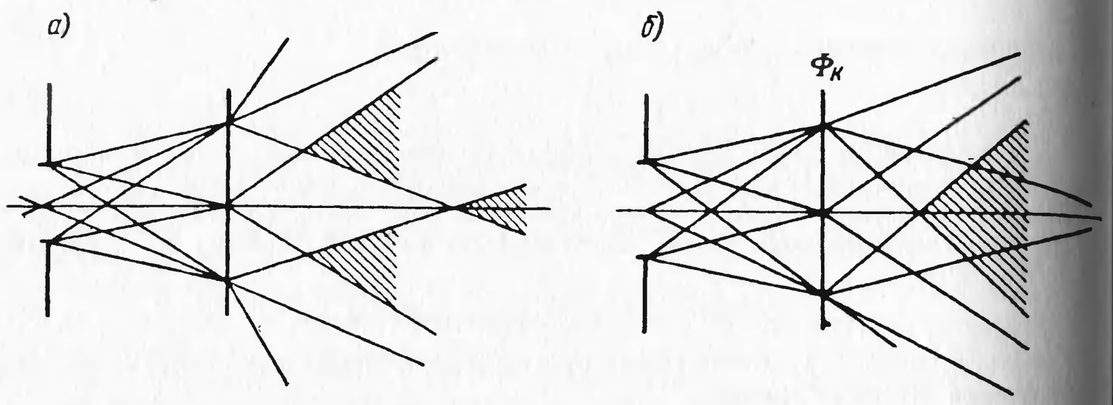


Рис. 12.2. Работа растрового экрана: *а* — без коллектива, *б* — с коллективом

Придавая экрану общую оптическую силу $\Phi_к$, т. е. совмещая с экраном коллективную линзу, переносим изображение зрачка проекционной системы в пространство после экрана, как это показано на рис. 12.2, *б*. Тогда, совмещая глаз наблюдателя с этим изображением выходного зрачка, будем наблюдать весь экран даже при не очень больших углах рассеяния, что существенно повысит коэффициент полезного действия экрана.

Коллективное действие экрана легко может быть осуществлено для отражательных экранов посредством придания им формы сферического вогнутого зеркала нужного радиуса.

Для просветных экранов не очень больших размеров эта задача может быть решена добавлением к экрану коллективной линзы с диаметром, равным диаметру или диагонали экрана.

Для просветных экранов больших размеров представляется возможным в качестве коллективной линзы использовать линзы Френеля.

Заметим, что кроме этих приемов можно осуществить коллективное действие просветного экрана с помощью второго растра — растра-коллектива.

Для рассмотрения работы растра-коллектива обратимся к рис. 12.3, на котором представлен ход лучей через элементы основного растрового экрана и растра-коллектива, расположенного на некотором расстоянии от основного экрана, равном расстоянию от основного экрана до плоскости изображения выходных зрачков проекционной системы.

При этом возможны два характерных случая: во-первых, когда изображение выходного зрачка проекционной системы не выходит за пределы элемента растра, и, во-вторых, когда это условие не соблюдается.

Нетрудно себе представить, что каждому элементу основного растра должен соответствовать свой элемент растра-коллектива. Однако величины элементов обоих растров — шаги растров — могут быть различными.

Будем рассматривать элемент основного растра с номером N, расположенный на краю экрана на расстоянии от оси, равном $2Ny_{\text{I}}$, где $2y_{\text{I}}$ — размер элемента основного растра.

Полагая, что зрачок проекционной системы отстоит от основного растра на расстояние, равное s_{I}, и изображение этого зрачка — на расстояние s'_{I}, можем определить тангенс угла ω

$$\operatorname{tg}\omega = \frac{N2y_{\text{I}}}{s_{\text{I}}} = \frac{(2N+1)\,y_{\text{II}}}{s_{\text{I}} - s'_{\text{I}}}. \tag{12.25}$$

Предполагая, что главный луч должен пройти через край N-го элемента растра-коллектива, нетрудно определить шаг растра-коллектива, пользуясь формулой

$$2y_{\text{II}} = \frac{1 - s'_{\text{I}}/s_{\text{I}}}{1 + 1/(2N)}\,2y_{\text{I}} = \frac{1 - V_{\text{I}}}{1 + 1/(2N)}\,2y_{\text{I}}. \tag{12.26}$$

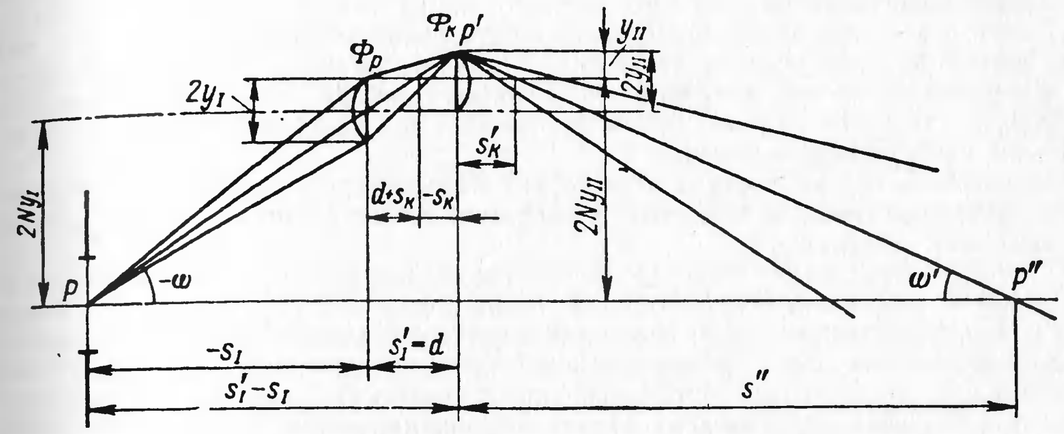


Рис. 12.3. Работа растра-коллектива

Зная величину y_{II}, можно найти величину отрезка $s_{\text{к}}$. Согласно рис. 12.3, получим

$$s_{\text{к}} = \frac{y_{\text{II}}}{\operatorname{tg}\omega} = \frac{s_{\text{I}} - s'_{\text{I}}}{2N+1} = \frac{1 - V_{\text{I}}}{2N+1}\,s_{\text{I}}. \tag{12.27}$$

После этого, задаваясь отрезком s'' до перенесенного изображения зрачка, можно определить величину отрезка $s'_{\text{к}}$

$$s'_{\text{к}} = s''/(2N+1) \tag{12.28}$$

и силу элемента растра-коллектива $\Phi_{\text{к}}$

$$\Phi_{\text{к}} = 1/s'_{\text{к}} - 1/s_{\text{к}}. \tag{12.29}$$

Глава 13

ЛИНЗЫ ФРЕНЕЛЯ

13.1. ФРЕНЕЛЕВЫ ПОВЕРХНОСТИ

Ступенчатые преломляющие (или отражающие) поверхности имеют довольно широкое распространение (линзы светофоров, маячные линзы и т. п.) и известны под названием френелевых поверхностей.

Основным достоинством линз с такими поверхностями является возможность резкого уменьшения толщин, что позволяет существенно снизить вес крупногабарит-

ных оптических деталей; однако это не единственное достоинство френелевых поверхностей.

Можно представить себе, что переход к френелевым поверхностям является переходом к особого рода несферическим поверхностям; тогда френелевы поверхности могут рассматриваться как некоторый коррекционный элемент, со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Через вершины и впадины френелевой — ступенчатой поверхности можно провести объединяющие их поверхности вершин и поверхности впадин; расстояние между такими поверхностями определит высоты отдельных ступеней; в частном случае эти высоты могут быть сделаны постоянными, что приводит к параллельности поверхностей вершин и впадин.

Между поверхностями вершин и впадин можно провести некоторую среднюю поверхность; профиль такой срединной поверхности можно назвать макропрофилем френелевой поверхности.

Сдвигая все зоны френелевой поверхности таким образом, чтобы между соседними зонами были бы устранены скачки по высоте, приходим к некоторой непрерывной поверхности, но еще имеющей точки излома профиля. Когда такая поверхность не будет иметь точек излома, получаем профиль исходной поверхности — сферической или несферической формы.

В подобном случае переход от исходной поверхности к френелевой поверхности будет осуществляться за счет поступательного сдвига отдельных кольцеобразных зон исходной поверхности.

Сдвиг не является единственным способом образования френелевой поверхности; возможны и другие способы создания таких поверхностей — например, создание френелевой поверхности путем сочетания конических кольцеобразных зон с переменными углами конусов. Границы между отдельными зонами френелевых поверхностей будут образовывать некоторую пространственную экранирующую решетку; поэтому необходимо рассмотреть вопрос об экранировании у френелевых поверхностей.

Оценивая аберрационные свойства френелевых поверхностей, встретимся с явлениями точек излома и разрыва на тех или иных аберрационных кривых; аналогично образованию поверхностей вершин и впадин, можно рассматривать кривые, ограничивающие участки аберрационных кривых от отдельных зон френелевых поверхностей.

Наконец, переходя к оценке работы френелевых поверхностей с точки зрения волновой теории света, необходимо учесть интерференционное распределение световой энергии в кружке рассеяния после френелевой поверхности.

13.2. ЭКРАНИРОВАНИЕ ФРЕНЕЛЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Рассмотрим работу френелевой поверхности с прямолинейными границами ступенчатого профиля, т. е. поверхности с плоским макропрофилем.

Для упрощения картины экранирования примем, что исходной поверхностью будет параболическая поверхность, профиль которой задан уравнением

$$y^2 = 2r_0 z. \tag{13.1}$$

Полагая диаметр френелевой поверхности равным $2y_0$, получим величину стрелки z_0 исходной поверхности

$$z_0 = y_0^2/2r_0. \tag{13.2}$$

Разобьем эту стрелку на N равных частей, определяющих собой высоты ступеней-гребешков френелевой поверхности

$$\Delta z = z_0/N = y_0^2/2Nr_0. \tag{13.3}$$

Определим радиусы кольцеобразных зон френелевой поверхности. Обращаясь к рис. 13.1, на котором представлено образование профиля френелевой поверхности, видим, что величины этих радиусов будут равны:

$$y_1 = \sqrt{2r_0\,\Delta z}; \quad y_2 = \sqrt{2r_0 2\,\Delta z}, \ \ldots, \ y_0 = \sqrt{2r_0 N\,\Delta z},$$

или

$$y_1 = \frac{y_0}{\sqrt{N}}; \quad y_2 = y_0\sqrt{\frac{2}{N}}, \ \ldots, \ y_k = y_0\sqrt{\frac{k}{N}}. \tag{13.4}$$

Процесс экранирования от френелевой поверхности может быть схематически представлен как экранирование от системы цилиндрических колец с длиной, равной Δz, и с радиусами, равными y_1, y_2..., y_k, ..., y_0.

Рассмотрим экранирование от одного такого кольца, представленное в двух проекциях на рис. 13.2, — в меридиональной плоскости (рис. 13.2, *а*) и в плоскости, перпендикулярной оси системы (рис. 13.2, *б*).

Задавая для наклонного параллельного пучка лучей угол с осью системы, равный ω, получим, что при длине кольца Δz произойдет экранирование в меридиональной плоскости, равное Δy, которое может быть определено по формуле

$$\Delta y = \Delta z \operatorname{tg} \omega. \tag{13.5}$$

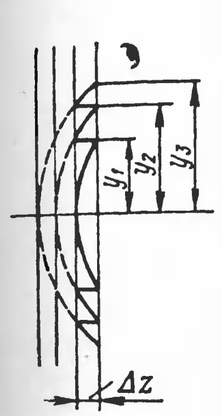


Рис. 13.1. Образование френелевой поверхности

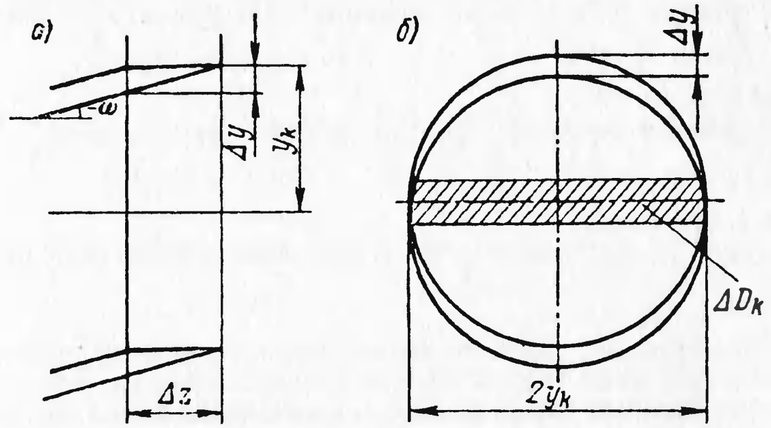


Рис. 13.2. Экранирование френелевой поверхности

Обращая внимание на то, что экранирование определяется сдвигом двух окружностей радиуса, равного y_k, нетрудно определить площадь отверстия, экранируемого одним кольцом

$$\Delta D_k = 2y_k 2\,\Delta y = 4y_k\,\Delta z \operatorname{tg} \omega. \tag{13.6}$$

Полная же экранируемая площадь D будет равна сумме

$$D = \sum_{k=1}^{k=N} \Delta D_k = 4 \operatorname{tg} \omega \sum_{k=1}^{k=N} y_k\,\Delta z_k. \tag{13.7}$$

В рассматриваемом случае Δz_k полагали постоянной величиной; поэтому, пользуясь (13.2) и (13.4), находим

$$D = 4 \operatorname{tg} \omega y_0 \frac{z_0}{N} \sum_{k=1}^{k=N} \sqrt{\frac{k}{N}}. \tag{13.8}$$

Величина площади отверстия до экранирования была равна

$$D_0 = \pi y_0^2. \tag{13.9}$$

Составляя отношение выражений (13.8) и (13.9), получаем функцию экранирования френелевой поверхности от полевого угла

$$F(\omega) = \frac{D}{D_0} = \frac{2y_0 \operatorname{tg} \omega}{\pi r N \sqrt{N}} \sum_{k=1}^{k=N} \sqrt{k}. \tag{13.10}$$

Рассматривая выражение $\sum\sqrt{k}/N\sqrt{N}$, можно представить его в виде

$$\frac{\sum\sqrt{k}}{N\sqrt{N}}=\frac{1}{N}\left(\sqrt{\frac{1}{N}}+\sqrt{\frac{2}{N}}+\cdots+\sqrt{\frac{k}{N}}\cdots+1\right), \quad (13.11)$$

откуда следует, что эта сумма должна лежать в пределах между $1/\sqrt{N}$ и 1

$$\frac{1}{\sqrt{N}}<\frac{\sum\sqrt{k}}{N\sqrt{N}}<1. \quad (13.12)$$

Таким образом, величина функции экранирования не может выйти из границ

$$\frac{2y_0\,\mathrm{tg}\,\omega}{\pi r\sqrt{N}}<F(\omega)<\frac{2y_0\,\mathrm{tg}\,\omega}{\pi r}. \quad (13.13)$$

В частном случае десяти кольцевых зон выражение (13.11) принимает значение, равное 0,7105; тогда функция экранирования определится формулой

$$F(\omega)=0{,}9z_0\,\mathrm{tg}\,\omega/y_0$$

при $N=10$

Полагая полевой угол ω равным 30°, получаем

$$F(\omega)=0{,}52z_0/y_0$$

при $N=10$

При $z_0=10$ мм и $y_0=50$ мм величина функции экранирования будет равна

$$F(\omega)\approx 0{,}1.$$

Заметим, что величина геометрического экранирования может быть существенно уменьшена, если экранирующие границы раздела соседних зон будут иметь коническую форму с углом конуса, определяемым некоторым промежуточным полевым углом.

Помня, что для образования френелевой поверхности можно воспользоваться различными приемами, первоначально рассмотрим формирование ее за счет сдвига кольцевых зон (поясов) исходной сферической поверхности.

Обращаясь к макроповерхностям, ограничивающим френелеву поверхность, условимся называть одну из них, касательную к вершине центрального элемента исходной сферы, главной макросферой.

Радиус главной макросферы R может быть связан с радиусом r_0 центрального элемента исходной поверхности неравенствами:

$$R>r_0>0 \text{ и } R<0 \text{ при } r_0>0;$$

$$0>r_0>R \text{ и } R>0 \text{ при } r_0<0.$$

Радиус второй макросферы может быть выражен через радиус R главной макросферы

$$R'=R-\Delta R.$$

Величина ΔR может рассматриваться как высота гребешков френелевой поверхности $z_0:N$.

Обратимся к рис. 13.3, на котором представлены две смежные зоны френелевой поверхности, сдвинутые друг относительно друга на величину Δd_k, равную изменению толщины d_k предшествовавшей френелевой поверхности.

Высоту внешней границы k-го кольца h'_k примем равной высоте h_{k+1} внутренней границы $(k+1)$-го кольца, т. е.

$$h_{k+1}=h'_k. \quad (13.14)$$

Для возможности расчета хода лучей через френелевы поверхности необходимо определить положение вершины поверхности кольцевой зоны, в которой будет происходить встреча луча с поверхностью.

Пользуясь обычными формулами для расчета хода лучей и подставляя в них вместо радиуса поверхности радиус главной макросферы, можно определить вы-

соту луча h^* на макросфере, определяющую номер кольцевой зоны френелевой поверхности.

Для всех зон френелевой поверхности заранее могут быть вычислены внутренние и внешние высоты h_k и h'_k, разделяющие эти зоны. Тогда, взяв ближайшую бóльшую из этих высот по отношению к высоте луча на макросфере h^*, можно вычислить изменение расстояния по оси между вершиной макропрофиля и вершиной профиля рассматриваемой зоны d_{s0}, т. е.

$$\Delta d_s=d_{s,\,k+1}-d_{s,\,0}, \quad (13.15)$$

которое будет равно разности стрелок макропрофиля и профиля зоны френелевой поверхности

$$\Delta d_s=d_{s,\,k+1}-d_{s,\,0}=a_{k+1}-b_{k+1}, \quad (13.16)$$

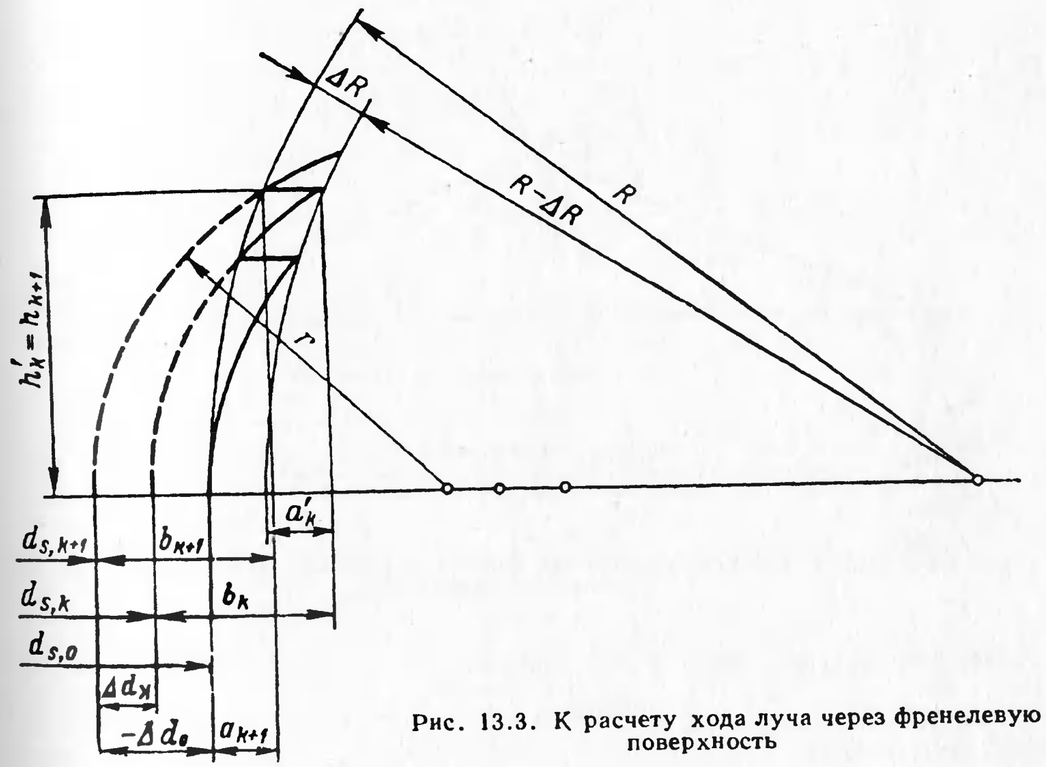


Рис. 13.3. К расчету хода луча через френелевую поверхность

или, пользуясь выражениями для этих стрелок,

$$\Delta d_s=d_{s,\,k+1}-d_{s,\,0}=R-r-\sqrt{R^2-h_{k+1}^2}+\sqrt{r^2-h_{k+1}^2}. \quad (13.17)$$

При этом должна быть изменена и последующая толщина на величину

$$\Delta d_{s+1,\,0}=-\Delta d_s. \quad (13.18)$$

Определив значения этих толщин, расчет хода луча можно продолжить через рассматриваемую зону френелевой поверхности по обычным формулам.

Подобного рода прием расчета несколько громоздок и неудобен. Поэтому в ряде случаев можно воспользоваться более простым приемом, если предположить, что просчитываемый луч всегда попадает либо на вершину, либо на впадину френелевой поверхности.

В таком случае будет иметь место некоторое расхождение между определяемыми и истинными аберрациями; однако здесь можно отметить следующее.

Поскольку аберрации френелевой поверхности так же, как и сама поверхность, должны иметь точки разрыва, которые будут соответствовать вершинам и впадинам френелевой поверхности, то, соединяя эти точки друг с другом, получим две кривые, ограничивающие отрезки аберрационных кривых, подобно тому, как это имело место у кривых макропрофиля, ограничивавших зоны френелевой поверхности. Поэтому, полагая, что рассматриваемый луч всегда попадает либо

на вершину, либо на впадину френелевой поверхности, определим после его просчета через всю остальную часть системы точки кривых, ограничивающих собой отрезки аберрационных кривых.

Исходя из такого приема, можно, пользуясь рис. 13.4, связать углы ε луча с нормалью к зоне френелевой поверхности с углом E, образуемым тем же лучом с нормалью к макропрофилю.

Согласно рисунку имеем,

$$h = R \sin \gamma = r \sin \varphi. \tag{13.19}$$

Величина угла γ может быть определена как разность углов σ и E, связанных между собой обычными формулами

$$R \sin E = q \sin \sigma \tag{13.20}$$

и

$$\gamma = \sigma - E. \tag{13.21}$$

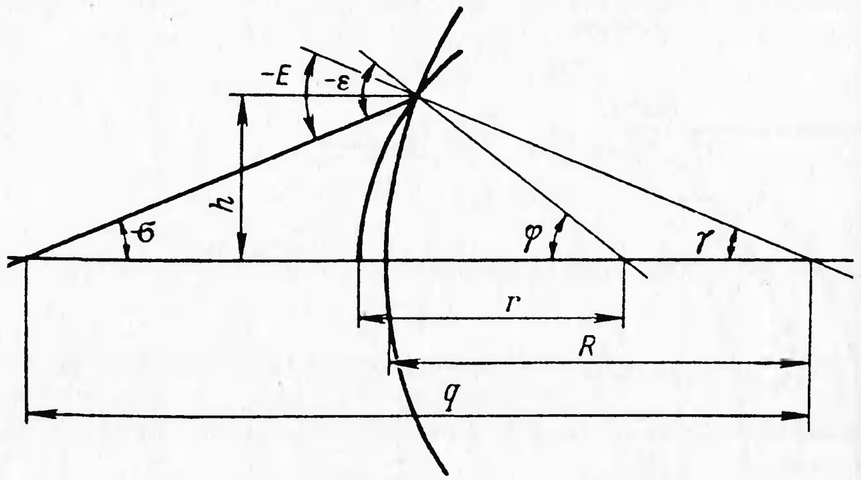


Рис. 13.4. К выводу упрощенных формул для расчета хода луча через френелеву поверхность

Далее определяется угол φ по формуле

$$\sin \varphi = R \sin \gamma / r \tag{13.22}$$

и через него угол ε

$$\varepsilon = \sigma - \varphi. \tag{13.23}$$

Затем может быть найден синус угла ε′ и через него угол

$$\sigma' = \varepsilon' - \varepsilon + \sigma, \tag{13.24}$$

а далее отрезок

$$q' = qn \sin \sigma / (n' \sin \sigma'). \tag{13.25}$$

Целесообразно сразу сделать переход и через вторую поверхность с радиусом, равным R'.

Существенно, что рассматриваемый прием не ставит каких-либо ограничений к величине радиуса второй макроповерхности. Таким образом, величина радиуса R' может выбираться произвольной.

Перейдем к рассмотрению сферической аберрации френелевой поверхности. Пользуясь приближенной формулой для сферической аберрации сферической преломляющей поверхности, можно определить величины сферической аберрации для плоско-выпуклой линзы, обращенной к предмету, расположенному в бесконечности, плоской стороной, т. е.

$$\Delta s'_{III} = -\frac{n^2 h^2 s'_0}{2r^2} = -\frac{n^2 h^2}{2(n-1)^2 f'_0}. \tag{13.26}$$

Стрелка a для сферической поверхности при диаметре, равном $2h$, может быть найдена по приближенной формуле

$$a = h^2/2r. \tag{13.27}$$

После перехода к френелевой поверхности толщина линзы будет уменьшена на величину стрелки a; при этом произойдет перемещение вершины поверхности и фокуса для нулевых лучей на величину стрелки. Благодаря этому произойдет уменьшение сферической аберрации на величину стрелки a и тогда

$$\Delta s''_{III} = \Delta s'_{III} - a, \tag{13.28}$$

или

$$\Delta s''_{III} = -\frac{n^2 h^2}{2(n-1)^2 f'_0} + \frac{h^2}{2(n-1) f'_0} = -\frac{h^2}{2f'_0}\left(\frac{n^2 - n + 1}{n^2 - 2n + 1}\right). \tag{13.29}$$

График сферической аберрации такой плоско-выпуклой френелевой линзы и сама линза представлены на рис. 13.5. Пунктиром на этом графике показана сферическая аберрация для плоско-выпуклой линзы с исходной сферической поверхностью. Из сопоставления графиков видно, что переход к френелевой поверхности привел к существенному уменьшению сферической аберрации по ее абсолютной величине.

Рассматривая исходную плоско-выпуклую линзу с выпуклой стороной, обращенной к бесконечно удаленному предмету, видим, что при переходе к френелевой поверхности вершина поверхности будет смещена вправо на величину стрелки a; вследствие этого произойдет смещение фокуса F'_0 для нулевых лучей на величину a: n, что приведет к увеличению сферической аберрации исходной линзы на величину a: n по абсолютной величине.

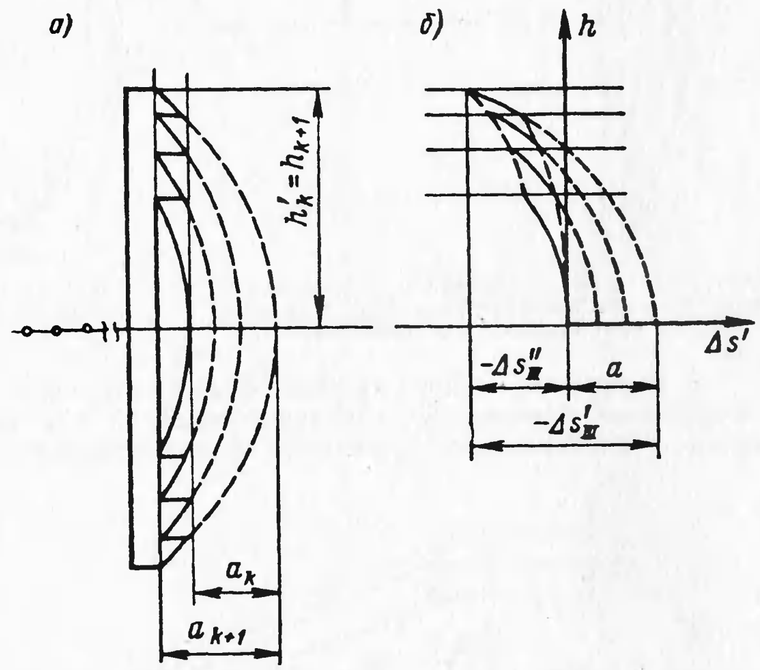


Рис. 13.5. Плоско-выпуклая френелева линза (*а*) и график ее сферической аберрации (*б*)

Такая линза с передней френелевой поверхностью представлена на рис. 13.6 вместе с графиком сферической аберрации.

Сопоставление графиков сферической аберрации для обеих френелевых лиинз позволяет сделать вывод, что введение френелевых поверхностей может изменять сферическую аберрацию как в положительном, так и в отрицательном направлении.

В двух рассмотренных примерах френелевы поверхности имели плоские макропрофили; однако вполне возможно строить френелевы поверхности с макропрофилем того или иного радиуса. При этом край такой френелевой поверхности будет смещаться относительно вершины макропрофиля на величину стрелки a, перемещая тем самым кольцевую отклоняющую зону.

Если при этом сохранить оптическую силу такой кольцевой зоны, то тогда радиус исходной сферической поверхности r'_1 должен быть изменен таким образом, чтобы

$$1/r'_1 = 1/r_1 + 1/R, \tag{13.30}$$

а радиус второй поверхности r'_2 был бы равен

$$r'_2 = R - \Delta R \approx R. \tag{13.31}$$

При помощи прогиба макропрофиля представляется возможным добиваться исправления остаточной сферической аберрации $\Delta s'_{III}$ френелевой линзы с плоским макропрофилем. Это можно достигнуть, делая радиус R макропрофиля равным

$$R = -h^2/(2\,\Delta s'_{III}). \qquad (13.32)$$

Схема такой анаберрационной френелевой линзы представлена на рис. 13.7 вместе с графиком ее сферической аберрации.

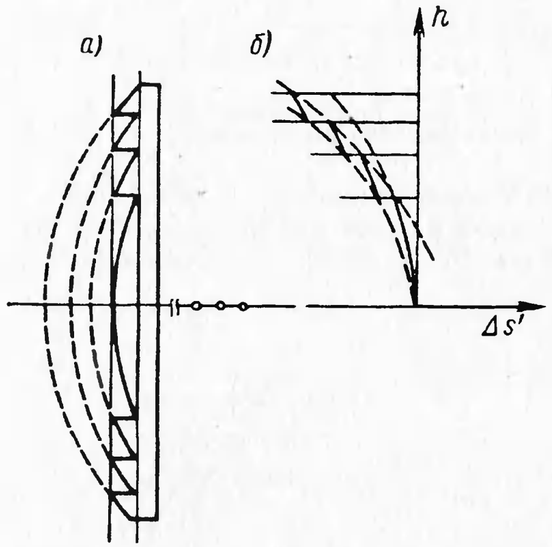


Рис. 13.6. Линза с передней френелевой и задней плоской поверхностью (*а*) и график ее сферической аберрации (*б*)

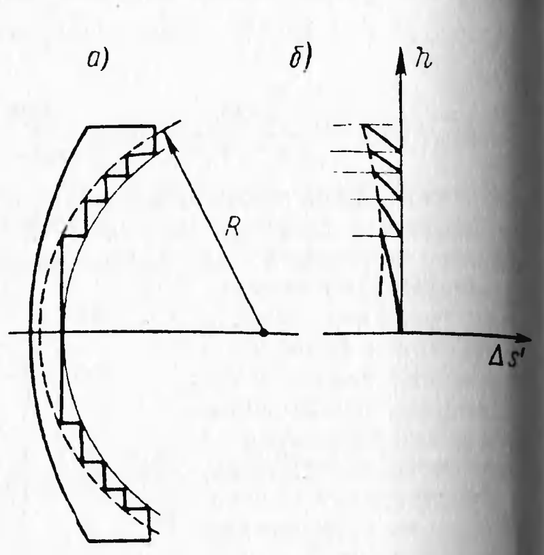


Рис. 13.7. Анаберрационная френелева линза (*а*) и график ее сферической аберрации (*б*)

В качестве исходного профиля может быть взята, как это уже отмечалось, несферическая поверхность — эллипс, парабола или гипербола. Оставляя у такой линзы с несферической поверхностью недоисправленную (или переисправленную)

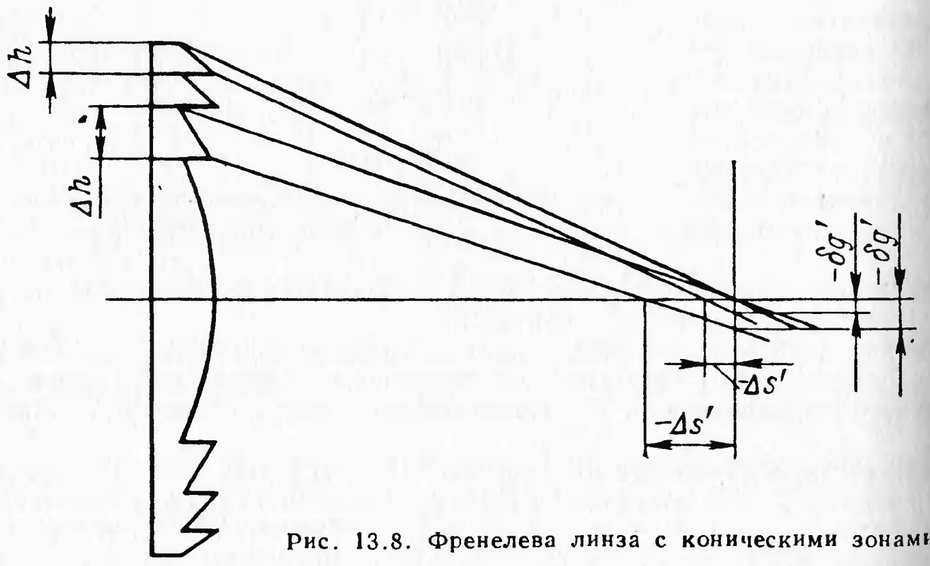


Рис. 13.8. Френелева линза с коническими зонами

сферическую аберрацию, равную по величине стрелке исходной поверхности (или стрелке, деленной на показатель преломления), после перехода к френелевой поверхности с плоским макропрофилем будем устранять такую остаточную сферическую аберрацию.

В некоторых случаях по технологическим соображениям поверхностям кольцевых зон придают коническую форму, с постепенным изменением углов, создаваемых образующими конусов с осью линзы.

Такие кольцевые конические зоны, отклоняя параллельные пучки лучей в меридиональной плоскости, не будут нарушать параллельности этих пучков и их ширины. Следствием этого явится равенство участка поперечной сферической аберрации для каждой из конических кольцевых зон ширине самих зон, и поэтому для краевых кольцевых зон будем наблюдать наименьшие величины поперечной сферической аберрации, которые будут возрастать по мере приближения к центральной части линзы. Такого рода френелева линза с коническими зонами представлена на рис. 13.8, на котором указаны и величины сферической аберрации для двух зон.

До сих пор мы ограничивались рассмотрением сферической аберрации френелевых поверхностей, однако они обладают некоторыми своеобразными свойствами и в области полевых аберраций. В частности, следует обратить внимание на возможности френелевых поверхностей в части исправления кривизны поля.

Обратимся к рассмотрению френелевой поверхности с плоским макропрофилем, зоны которой являются частями сферических поверхностей с общим центром кривизны, которая представлена на рис. 13.9. Обозначим радиус кривизны центральной части зоны через r_0, а радиусы кольцевых зон — r. При соблюдении условия концентричности эти радиусы будут связаны через величину угла нормали в данной зоне с оптической осью.

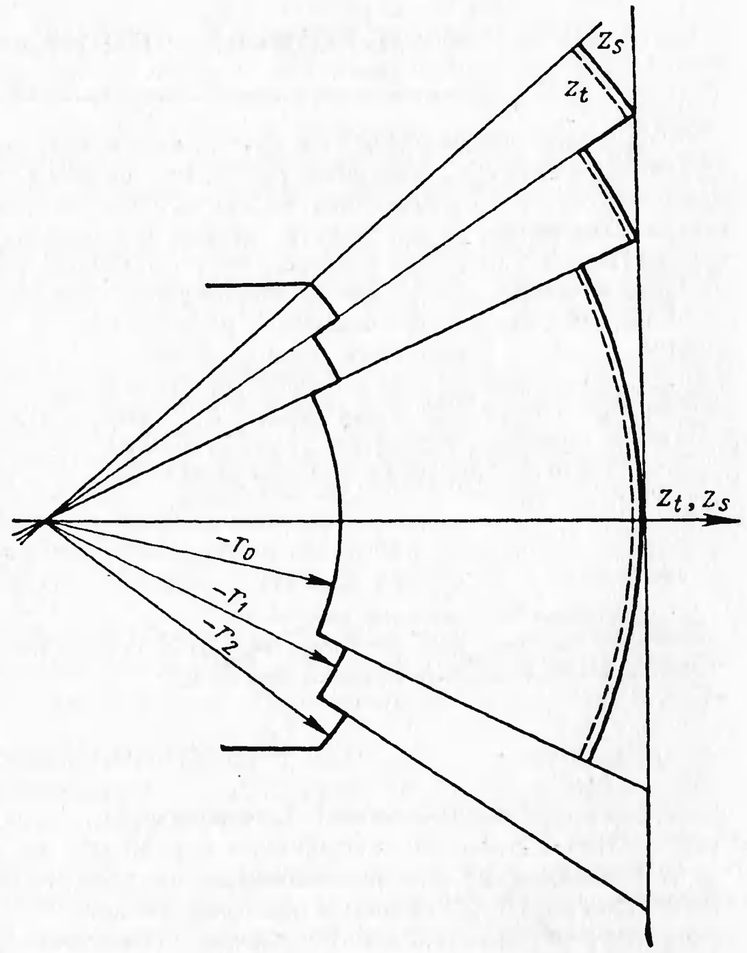


Рис. 13.9. Кривизна поля френелевой поверхности

Таким образом, можно написать, что

$$r = r_0/\cos\varphi = r_0/\cos\omega, \qquad (13.33)$$

если принимать, что зрачок входа для подобной френелевой поверхности будет совпадать с общим центром кривизны ее кольцевых зон.

Совершенно очевидно, что тогда главные лучи будут проходить по нормалям к зонам френелевой поверхности и, следовательно, будут свободными от астигматизма. Вершинные отрезки s' и t' для каждой из кольцевых зон будут равными друг другу и их величина может быть определена по формуле

$$s' = t' = -\frac{r}{n-1} = -\frac{r_0}{(n-1)\cos\omega} = \frac{s'_0}{\cos\omega}. \qquad (13.34)$$

Из этой формулы следует, что отрезок s'_0 и радиус r_0 можно рассматривать как проекции на оптическую ось отрезка s и радиуса r.

Таким образом, приходим к выводу, что для подобной френелевой поверхности общая поверхность изображения будет плоской, составленной из элементов, концентричных выходному зрачку.

Такое свойство рассмотренной френелевой поверхности противоречит условию Петцваля, так как свидетельствует о возможности получения при помощи френелевых поверхностей плоского поля зрения и при несоблюдении этого условия. График

кривизны поля этой поверхности в виде совпадающих кривых z_t и z_s представлен на рис. 13.9.

Небезынтересно, что по своему общему характеру картина поперечных аберраций будет напоминать собой меридиональную кому, хотя у поверхности, концентричной к зрачку, комы и не должно было бы быть.

Глава 14

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

Поэлементная перестройка изображения (лучше сказать перестройка зрачков оптической системы с помощью растровых экранов) в сущности не создает ни изменения величины изображения, ни его положения в пространстве, однако представляется возможным осуществлять перенос и поэлементную перестройку изображения посредством волоконной оптики, когда каждый элемент изображения передается по своему каналу, т. е. светопроводящему волокну — световоду.

Простейшими световодами являются трубки с зеркальной внутренней поверхностью; запуская в одно отверстие такой трубки световой поток, вынуждают его выход через другое отверстие трубки. Схема работы такого световода представлена на рис. 14.1, *а*.

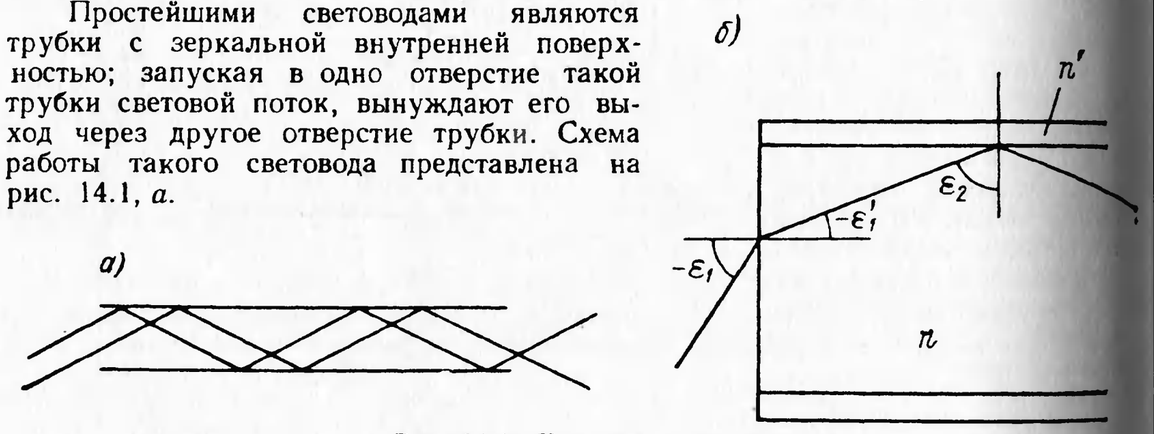


Рис. 14.1. Ход луча в световоде

Зеркальная трубка может быть заменена стеклянным цилиндром с использованием явления полного внутреннего отражения на его стенках.

Выполняя стеклянные световоды из тонких стеклянных нитей — световодов и обеспечивая их регулярную укладку, получают возможность поэлементной передачи изображения через пакет таких стеклянных нитей — волоконный жгут.

Однако при создании подобных волоконных жгутов возникают некоторые затруднения, сущность которых заключается в том, что при контакте стеклянных нитей на входном и выходном концах жгута в зоне контакта волокон возможен переход света из одного волокна в другое. Во избежание этого и с целью обеспечения возможности спекания стеклянных волокон на концах жгута используют стеклянные волокна, выполненные с тонкой оболочкой из стекла с меньшим показателем преломления, нежели основная — центральная часть волокна.

Рассматривая картину полного внутреннего отражения на границе между центральной частью волокна и его оболочкой, обратимся к рис. 14.1, *б*, на котором представлена часть стеклянного волокна с показателем преломления, равным n, и часть оболочки с показателем преломления, равным n'.

Для обеспечения полного внутреннего отражения необходимо, чтобы синус угла ε_2 был бы равен или больше отношения $n' : n$, т. е.

$$\sin \varepsilon_2 \geqslant n'/n. \tag{14.1}$$

Угол ε_1' после преломления на торцевой поверхности волокна будет связан с углом ε_2 формулой

$$\sin \varepsilon_1' = \cos \varepsilon_2 = \sqrt{1 - n'^2/n^2}, \tag{14.2}$$

что позволяет определить угол ε_1 входящего луча с нормалью к торцу волокна

$$\sin \varepsilon_1 = n \sin \varepsilon_1' = \sqrt{n^2 - n'^2}. \tag{14.3}$$

Численно, полагая $n = 1{,}6$ и $n' = 1{,}5$, получаем

$$\sin \varepsilon_1 = \sqrt{2{,}56 - 2{,}25} = \sqrt{0{,}31} = 0{,}556776,$$

что соответствует углу ε_1 около 33,8°.

Нетрудно представить себе, что при сочетании широкоугольных объективов с волоконным жгутом может произойти нарушение полного внутреннего отражения, если угловое поле зрения после объектива будет превосходить 70°.

Аналогично, если сделать торец волоконного жгута вогнутой (или выпуклой) сферической формы, что могло бы быть полезным для компенсации кривизны поля системы, подающей изображение на волоконный жгут, то возникает опасность нарушения полного внутреннего отражения при значительно меньших величинах выходного поля зрения. Могут встретиться также затруднения и при передаче изображения, создаваемого объективами с особо высокой светосилой — порядка 1 : 1 и выше.

Рассмотрим влияние изгиба светопроводящего волокна. Обращаясь к рис. 14.2, на котором представлено такое изогнутое волокно, можно проследить ряд отражений луча, вошедшего внутрь волокна под некоторым углом σ к его средней линии — изогнутой оси.

Из рисунка видно, что углы ε_1 и ε_2 при отражении от внешней и от внутренней стенки (по отношению к центру кривой изгиба) будут, оставаясь несколько различающимися друг от друга, сохраняться неизменными и чередоваться друг с другом; поэтому по выходе из изогнутого волокна луч или сохранит (при нечетном числе отражений) угол с осью волокна, или (при четном числе отражений) произойдет незначительное изменение угла луча с осью волокна.

Это позволяет сделать вывод, что изгиб светопроводящих волокон практически не будет влиять на работу волокна и не сможет явиться причиной потери полного внутреннего отражения.

Опираясь на это свойство изогнутых волокон, представляется возможным широко использовать волоконные жгуты для передачи изображения на значительные расстояния и для изменения ориентировки изображения — в том числе и его оборачивания.

При использовании светопроводящих волокон постоянного диаметра достигается равенство предмета и изображения друг другу; поэтому линейное увеличение волоконных жгутов из цилиндрических волокон получается равным единице.

Однако цилиндрическая форма светопроводящих волокон не является единственной. В частности, этим волокнам может быть придана коническая форма. Тогда, составляя из таких конических волокон при их регулярной укладке монолитный блок — фокон, представляется возможным осуществить изменение масштаба изображения, т. е. создать то или иное увеличение.

Рассмотрим работу конического элемента фокона более детально. Для этой цели обратимся к рис. 14.3, на котором представлена развертка конического элемента фокона с вершиной, расположенной в некоторой точке O. Расстояние от этой вершины до широкого основания конуса обозначим через R_1, а до узкого основания — через R_2.

Нетрудно представить, что увеличение, создаваемое таким коническим элементом, будет равно отношению R_2 и R_1, т. е.

$$V = R_2/R_1. \tag{14.4}$$

Проследим развернутый ход луча, претерпевшего на выходной поверхности конического элемента полное внутреннее отражение при угле ε_0, определяемом равенством

$$\sin \varepsilon_0 = 1/n, \tag{14.5}$$

где n — показатель преломления конического элемента.

На входной поверхности рассматриваемый луч образует углы падения и преломления σ_0 и σ_0', связанные через закон преломления формулой

$$\sin \sigma_0 = n \sin \sigma_0'. \tag{14.6}$$

Пользуясь рис. 14.3, можно связать углы σ_0' и ε_0. Опуская из точки O перпендикуляр на продолжение луча, находим

$$OK = -R_1 \sin \sigma_0' = -R_2 \sin \varepsilon_0 \tag{14.7}$$

и, умножая на показатель преломления и пользуясь формулой (14.5), получаем

$$\sin \sigma_0 = n \sin \sigma_0' = R_2/R_1 = V. \tag{14.8}$$

Формула (14.8) показывает, что луч, вошедший через широкое основание конического элемента под углом σ_0 к его оси, должен будет, претерпев полное внутреннее отражение на выходной грани, выйти обратно через широкое основание конического элемента под углом σ_0, но с обратным знаком, т. е. отклоненным от начального направления на угол $2\sigma_0$ независимо от угла элемента самого волокна.

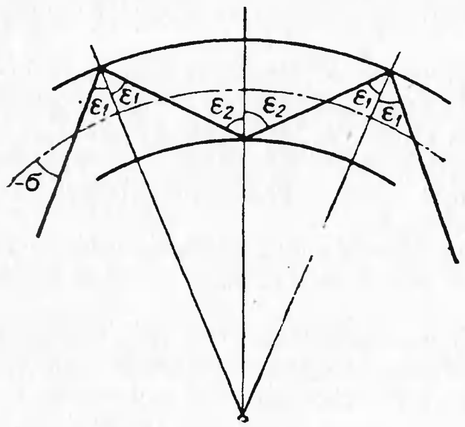


Рис. 14.2. Ход луча в изогнутом волокне

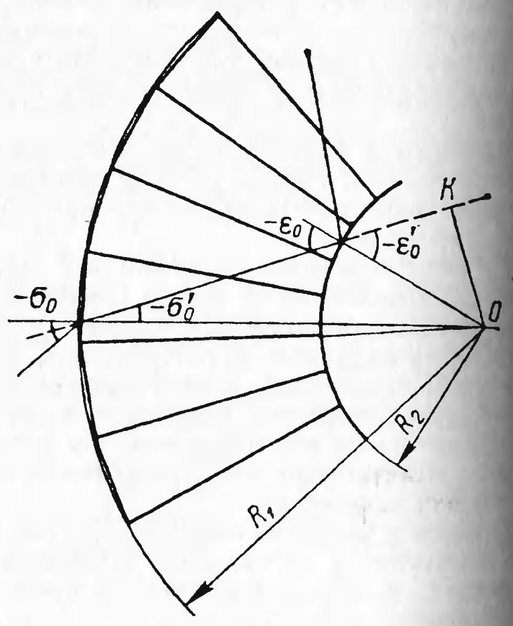


Рис. 14.3. Развертка элемента фокона

В частном случае угол конического элемента может быть сделан равным углу $2\sigma_0$. Тогда из таких конических элементов может быть сделан блок — фокон, пропускающий через себя световые пучки от как угодно расположенных по отношению к фокону элементов пространства, вписывающихся в угловую величину элемента фокона.

Заметим, что с помощью волоконной оптики, кроме переноса изображения, изменения его ориентации в пространстве и создания увеличения, могут решаться задачи исправления кривизны поля и дисторсии. В этих случаях, очевидно, потребуется учитывать изменение угла входа световых пучков в волокна.

В некоторых случаях представляется полезным перед вводом изображения в волоконный жгут воспользоваться коллективной линзой, создающей преобразование хода полевых лучей в телецентрический.

Своеобразной особенностью волоконной оптики является перенос ею без искажений хроматизма увеличения; поэтому, уравнивая хроматизм увеличения у системы, подающей изображение в волоконный жгут, с хроматизмом увеличения в обратном ходе у системы, принимающей изображение с волоконного жгута, получаем возможность взаимной компенсации хроматизма увеличения.

Этой особенностью можно воспользоваться для устранения видимости структуры волоконного жгута путем добавления и к подающей и к принимающей системам элементов, создающих постоянный хроматизм увеличения по полю, — хроматических призм прямого зрения, или пластинок с постоянным хроматизмом увеличения.

С помощью волоконной оптики могут быть решены и некоторые другие задачи преобразования изображения, трудно осуществляемые с помощью обычных оптических систем (например, преобразование прямой линии в окружность или, наоборот, окружности в прямую линию и т. д.).

Современные волоконные жгуты имеют разрешающую способность от 20 до 100 $мм^{-1}$, причем расстояние между разрешаемыми линиями (линейное разрешение) не может быть меньше, чем удвоенная толщина отдельных волокон.

Глава 15

ОПТИЧЕСКИЕ ДЕТАЛИ ИЗ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

15.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В последнее десятилетие во многих странах развернулись научные и инженерные исследования в области создания неоднородных оптических материалов и оптических деталей из них. Доказано, что использование неоднородных оптических материалов в приборостроении является перспективным. Эти материалы открывают новые возможности совершенствования оптических систем классического типа и создания принципиально новых типов оптических деталей.

В настоящее время для изготовления оптических деталей используются неоднородные, но только изотропные среды. Показатель преломления в этом случае является функцией координат точки среды и не зависит от направления распространения луча света. В общем случае эта функция может быть кусочно-непрерывной или гладкой. Соответственно среда при этом называется слоистой или градиентной. Градиентные материалы обычно называют гринами (сокращение английских слов gradient index).

В оптическом приборостроении преимущественное распространение получают грины. Степень неоднородности такой среды определяется градиентом ее показателя преломления, т. е. вектором

$$\operatorname{grad} n = \mathbf{G} = (\partial n/\partial x)\,\mathbf{i} + (\partial n/\partial y)\,\mathbf{j} + (\partial n/\partial z)\,\mathbf{k}. \tag{15.1}$$

Этот вектор направлен по нормали к поверхности равных показателей преломления в сторону возрастания показателя в данной точке среды. Для однородной среды $\mathbf{G} = 0$.

Лучи света распространяются в неоднородной среде криволинейно, причем траектория искривляется в сторону возрастания показателя преломления, т. е. в направлении градиента.

Траектории лучей в неоднородных средах описываются системой дифференциальных уравнений, получаемых из любого из исходных принципов геометрической оптики — закона преломления, принципа Ферма или закона Малюса—Дюпена.

Точные решения дифференциальных уравнений луча известны в настоящее время только для нескольких видов функций показателя (которую иногда называют также распределением показателя). В декартовой системе координат с осью OZ, совпадающей с направлением распространения света, эти функции имеют вид:

1) сфероконцентрическое распределение — $n = f(x^2 + y^2 + z^2)$.

2) осевое распределение — $n = f(z)$, $n(x) = n(y) = \text{const}$;

3) радиальное (или цилиндрическое) распределение — $n = f(x^2 + y^2)$, $n(z) = \text{const}$.

Материалы, показатели преломления которых характеризуются тем или иным видом функции, часто называют по виду функции (например, цилиндрический грин).

Из гринов могут быть выполнены оптические элементы классического типа. Их называют неоднородными линзами. В этом случае градиент показателя преломления дополняет традиционный набор расчетных параметров системы, расширяя ее коррекционные возможности. Наиболее перспективными для оптического приборостроения являются осевые и цилиндрические грины. Конкретные расчеты одиночных

линз из таких гринов показывают, что во-первых, неоднородные линзы обладают такими свойствами, какими не могут обладать линзы из однородных сред, а, во-вторых, цилиндрические грины являются более эффективными в аберрационном отношении, чем осевые грины.

Существует теория аберраций систем, включающих неоднородные линзы. Ее формулы чрезвычайно громоздки и мало пригодны для использования при проектировании. Они лишь позволяют выявить некоторое подобие воздействия на аберрации 3-го порядка градиента показателя преломления и коэффициента асферизации поверхности однородной линзы. Однако, как показывают расчеты хода лучей, даже при не слишком больших относительных отверстиях (1 : 5) и углах поля зрения ($2\omega \geqslant 35°$) эта аналогия нарушается. Вообще линза, выполненная из неоднородного материала, может обладать качеством изображения, которое невозможно получить средствами классической оптики. Однако достижение высоких характеристик оптических систем с гринами требует проведения серьезных технологических работ, так как требования к случайному нерегулярному изменению показателя преломления в ответственных случаях столь же высоки, как и для деталей, выполненных из однородных сред, т. е. имеют тот же порядок, что и требования к однородности обычных стекол.

Проектирование неоднородных линз или оптических систем, содержащих неоднородные линзы, осуществляется на основе расчета хода лучей, выполняемого путем численного интегрирования дифференциальных уравнений.

15.2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Траектория луча в векторной форме может быть получена из следующего дифференциального уравнения:

$$\operatorname{grad} n = d\,(n\mathbf{a})/ds, \tag{15.2}$$

где $\mathbf{a}$ — единичный вектор, направленный по касательной к траектории луча. Этот вектор можно представить в виде

$$\mathbf{a} = d\mathbf{s}/ds = (\partial x/\partial s)\,\mathbf{i} - (\partial y/\partial s)\,\mathbf{j} + (\partial z/\partial s)\,\mathbf{k}, \tag{15.3}$$

где $d\mathbf{s}$ — вектор, совпадающий с элементом дуги траектории и имеющий длину ds.

В декартовых координатах уравнение (15.3) может быть представлено системой трех дифференциальных уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s}\left(n\frac{\partial x}{\partial s}\right) &= \frac{\partial n}{\partial x};\\ \frac{\partial}{\partial s}\left(n\frac{\partial y}{\partial s}\right) &= \frac{\partial n}{\partial y};\\ \frac{\partial}{\partial s}\left(n\frac{\partial z}{\partial s}\right) &= \frac{\partial n}{\partial z}, \end{aligned}\right\} \tag{15.4}$$

где $ds = \sqrt{1 + x'^2 + y'^2}\,dz$.

Если в уравнениях (15.4) функцию n заменить на

$$n(x, y, z) = n(x, y, z)\sqrt{1 + x'^2 + y'^2}, \tag{15.5}$$

то уравнения (15.4) примут вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dz}(\partial F/\partial x') - \partial F/\partial x &= 0;\\ \frac{d}{dz}(\partial F/\partial y') - \partial F/\partial y &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{15.6}$$

Эта система уравнений описывает в декартовых координатах распространение луча в неоднородной изотропной среде с известным распределением показателя преломления.

Приведем систему (15.6) к виду, удобному для интегрирования, с помощью выражения (15.5):

$$\left.\begin{aligned} \partial F/\partial x &= n'_x\sqrt{1 + x'^2 + y'^2};\\ \partial F/\partial y &= n'_y\sqrt{1 + x'^2 + y'^2};\\ \partial F/\partial x' &= nx'/\sqrt{1 + x'^2 + y'^2};\\ \partial F/\partial y' &= ny'/\sqrt{1 + x'^2 + y'^2}. \end{aligned}\right\} \tag{15.7}$$

Обозначим $m'_x = n'_x/n$, $m'_y = n'_y/n$, $m'_z = n'_z/n$. Тогда получим вместо системы (15.6) следующие уравнения:

$$\left.\begin{aligned} x'' + (1 + x'^2 + y'^2)(m'_z x' - m'_x) &= 0;\\ y'' + (1 + x'^2 + y'^2)(m'_z y' - m'_y) &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{15.8}$$

Для упрощения записи обозначим $y' = p$, $x' = q$.

Окончательно получили следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений, удобную для интегрирования:

$$\left.\begin{aligned} dx/dz = q;\quad dy/dz &= p;\\ dq/dz &= (1 + p^2 + q^2)(m'_x - m'_z q);\\ dp/dz &= (1 + p^2 + q^2)(m'_y - m'_z p). \end{aligned}\right\} \tag{15.9}$$

В программе для расчета хода лучей на ЭВМ осуществляется численное дифференцирование системы уравнений (15.9) с помощью метода Рунге-Кутта.

В качестве примера воздействия неоднородности показателя преломления на аберрации и параксиальные характеристики рассмотрим результаты расчета хода лучей через одиночную плоско-выпуклую линзу, выполненную из цилиндрического грина со следующей функцией распределения показателя преломления $n = 1{,}6 + \Delta n\,(x^2 + y^2)$. Величина Δn принимает три значения: равное нулю (отсутствие изменения показателя преломления), $\Delta n = 6{,}4\cdot 10^{-5}$ и $\Delta n = -6{,}4\cdot 10^{-5}$, чему при диаметре линзы 25 мм соответствует максимальное изменение показателя преломления $\delta n = 0{,}01$. Зрачок расположен на первой поверхности линзы, предмет — на бесконечности. Относительное отверстие полагаем равным 1 : 4, поле зрения $2\omega = 25°$. Радиус первой поверхности принимаем равным 60 мм; при $n = 1{,}6$ этому радиусу соответствует фокусное расстояние $f' = 100$ мм. Толщину линзы выбираем равной 3 мм. Результаты расчета хода лучей сведены в табл. 15.1. В этой таблице $\delta g'$ — поперечная сферическая аберрация; $\Delta y'$ — дисторсия, мм; $Z'_p = (3Z'_s - Z'_m)/2$ — петцвалевская кривизна изображения; k — кома, вычисленная при $m = \pm 12{,}5$ мм.

Анализируя данные, приведенные в табл. 15.1, можно сделать выводы, что использование цилиндрического грина в одиночной линзе с входным зрачком, расположенным на первой поверхности, позволяет: 1) исправить сферическую аберрацию;

Таблица 15.1. **Результаты расчета хода лучей через плоско-выпуклую линзу, выполненную из цилиндрического грина**

Δn	f'_0	$\delta g'$		$\omega = 12°30'$				
		m=12,5	m=8,8	Z'_m	Z'_s	Z'_p	$\Delta y'$	k
$6{,}4\cdot 10^{-5}$	104,1	—0,61	—0,21	—8,54	—6,75	—5,85	0,01	—0,063
0	100	—0,17	—0,06	—8,24	—3,78	—1,55	0,01	—0,014
$-6{,}4\cdot 10^{-5}$	96,2	0,24	0,08	—7,87	—5,37	—4,12	0	—0,031

2) варьировать кому; 3) исправить астигматизм; 4) в значительной степени изменять петцвалевскую кривизну изображения (к сожалению, только в сторону увеличения).

Следует обратить внимание, что дисторсия при использовании грина остается практически постоянной. Ее незначительные колебания связаны, по-видимому, с точностью вычисления фокусного расстояния.

Отсутствие сведений о дисперсионных свойствах гринов не позволяет провести анализ хроматических аберраций.

15.3. МАТЕРИАЛЫ ТИПА СЕЛФОК

Аналитически доказано, то в среде с функцией показателя преломления вида

$$n = n_0 \operatorname{sch}(\alpha \sqrt{x^2 + y^2}), \tag{15.10}$$

где $\alpha = \text{const}$, а n_0 — значение показателя преломления на оси, все лучи, исходящие из некоторой точки среды в меридиональной плоскости, содержащей ось, распространяются вдоль оси в этой же плоскости и при этом периодически самопроизвольно фокусируются в точках, поочередно лежащих по разные стороны от оси и отстоящих друг от друга на расстоянии

$$T/2 = 2f_0' = \pi/\alpha. \tag{15.11}$$

Посередине между точками фокусировки все лучи указанных меридиональных пучков параллельны друг другу.

Способность самофокусировки и ее периодичность позволяют использовать такие цилиндрические грины для получения плоскопараллельных линз и длинных стержней с плоскими торцами, которые создают и транспортируют изображение на любое расстояние даже при изгибах без потерь на отражение от боковых поверхностей, как в оптических волокнах.

Самофокусирующие материалы и детали из них называют селфоками (от английского self focusing). Указанная в формуле (15.11) величина f_0' называется номинальным фокусным расстоянием; она обозначает минимальную длину селфока, на выходном торце которого идеально изображается осевая точка бесконечно далекого объекта. Очевидно, что внеосевые точки такого объекта будут в этом случае изображаться с аберрациями, так как войдя в среду, параллельные лучи наклонных пучков перестанут быть параллельными.

В случае произвольной длины d селфока его оптическая сила в традиционном толковании определяется выражением

$$\varphi = n_0 \alpha \sin(\alpha d). \tag{15.12}$$

Главные плоскости селфока всегда расположены внутри него, а передний и задний фокусы удалены от его торцов на расстояние

$$-s_F = s_F' = 1/n_0 \alpha \operatorname{tg}(\alpha d). \tag{15.13}$$

В соответствии с формулой (15.12) селфок может быть положительной, отрицательной или афокальной системой. Это позволяет проектировать из селфоков оптические системы разных типов: объективы, оборачивающие системы, лупы, телескопы.

Обратимся к рассмотрению элемента траектории луча в среде с переменным показателем преломления.

Определяя единичными векторами **a** и **a′** направления касательных в начале и в конце этого элемента и единичным вектором **n** направление нормали — градиента показателя преломления n, можно написать

$$\mathbf{a}' = \mathbf{a} - 2\mathbf{n}(\mathbf{an}), \tag{15.14}$$

а на основании закона преломления

$$n[\mathbf{an}] = n'[\mathbf{a}'\mathbf{n}'].$$

Полагая, что изменение вектора **a** мало и изменение показателя преломления также мало, имеем

$$n[\mathbf{an}] = (n + dn)[(\mathbf{a} + d\mathbf{a})\,\mathbf{n}], \tag{15.15}$$

откуда, отбрасывая величины высшего порядка малости, получаем

$$[(\mathbf{a}\,dn + n\,d\mathbf{a})\,\mathbf{n}] = 0 = [d(\mathbf{an})\,\mathbf{n}]. \tag{15.16}$$

Вектор нормали **n** можно рассматривать как градиент показателя преломления. Тогда

$$[(d(na)/ds)\,\operatorname{grad} n] = 0. \tag{15.17}$$

Так как векторное произведение становится равным нулю при параллельности вектора, то

$$a(na)/ds = A \operatorname{grad} n, \tag{15.18}$$

где A — некоторый постоянный коэффициент, равный единице.

Величина градиента n может быть представлена в виде

$$\operatorname{grad} n = \sqrt{(\partial n/\partial x)^2 + (\partial n/\partial y)^2 + (\partial n/\partial z)^2}. \tag{15.19}$$

В частном случае, ограничиваясь рассмотрением хода луча в меридиональной плоскости, можно поставить задачу получения плавной траектории хода луча периодического характера в среде с радиально изменяющимся показателем преломления.

Простейшей плавной периодической траекторией хода луча будет являться синусоидальная кривая, представленная на рис. 15.1, выражаемая уравнением вида

$$y = a \sin 2\pi z/L, \tag{15.20}$$

где y и z — являются координатами произвольной точки кривой; a — амплитуда; L — длина волны траектории хода луча.

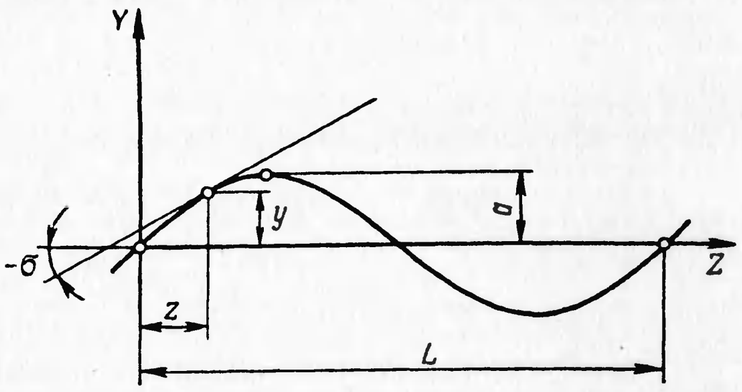


Рис. 15.1. Ход луча в селфоке

Угол касательной в траектории с осью селфока обозначим через σ, тогда

$$-\operatorname{tg}\sigma = \frac{dy}{dz} = \frac{2\pi a}{L}\cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right). \tag{15.21}$$

Угол σ дополняет собой углы падения и преломления ε до 90°; учитывая, что все границы, разделяющие среды с различными показателями преломления, должны быть параллельными оси градана, можно написать:

$$n\cos\sigma = \text{const} = n_0\cos\sigma_0 = n_a, \tag{15.22}$$

где n_0 — показатель преломления на оси селфока, n_a — показатель преломления, соответствующий вершине синусоиды с ординатой $z = a$.

Возводя формулу (15.21) в квадрат, находим

$$\frac{1}{\cos^2\sigma} = 1 + \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 a^2\cos^2\left(\frac{2\pi z}{L}\right), \tag{15.23}$$

или

$$1/\cos^2\sigma = 1 + (2\pi/L)^2(a^2 - y^2). \tag{15.24}$$

В точке пересечения траектории луча с осью угол σ приобретает значение σ_0, равное

$$1/\cos^2\sigma_0 = 1 + (2\pi/L)^2 a^2. \tag{15.25}$$

Возводя в квадрат выражение (15.22), находим

$$n^2\cos^2\sigma = n_0^2\cos^2\sigma_0 = n_a^2, \tag{15.26}$$

откуда

$$n^2 = n_a^2/\cos^2\sigma = n_a^2[1 + (2\pi/L)^2(a^2 - y^2)]. \tag{15.27}$$

Пользуясь формулой (15.24), получим

$$n^2 = n_0^2 - n_0^2 (2\pi/l)^2 y^2 \cos^2 \sigma_0, \tag{15.28}$$

откуда следует, что изменение показателя преломления должно происходить по квадратичной зависимости расстояния y слоя от оси градана.

В том случае, когда такая зависимость имеет место для траектории луча, пересекающей ось под углом σ_0, для траектории другого луча, пересекающего ось под другим углом σ_{01}, показатель преломления должен сохраняться неизменным. Но для этого необходимо, чтобы величина коэффициента перед y^2 оставалась неизменной, т. е.

$$n_0^2 (2\pi/L)^2 \cos^2 \sigma_0 = \text{const} = n_0^2 (2\pi/L_1)^2 \cos^2 \sigma_{01}. \tag{15.29}$$

Это возможно в том случае, когда будет сохраняться отношение

$$\cos^2 \sigma_0 / L^2 = \cos^2 \sigma_{01} / L_1^2 = 1/L_0^2, \tag{15.30}$$

где под величиной L_0 подразумевается предельная длина волны траектории луча при переходе угла σ_0 к нулю.

Разность величин L и L_0 определит собой величину продольной сферической аберрации

$$\Delta s' = L - L_0 = (\cos \sigma_0 - 1) L_0. \tag{15.31}$$

Возникновение сферической аберрации в граданах с параболическим изменением показателя преломления, обусловленное изменением длины волны траектории луча, приводит и к возникновению меридиональной кривизны поверхности изображения; ее величина определяется по той же формуле для сферической аберрации (15.31) посредством замены апертурного угла σ_0 на полевой угол ω. Таким образом можно записать

$$Z'_m = (\cos \omega - 1) L_0. \tag{15.32}$$

Пути распространения косых лучей в цилиндрических гринах в общем случае не исследованы. Изучены лишь траектории тех из них, которые касательны к поверхностям равных значений показателя преломления, т. е. к соосным цилиндрическим поверхностям с общей осью — осью распределения показателя преломления среды. Такие лучи называют винтовыми или спиральными, так как установлено, что они распространяются по винтовым линиям. Выявлен закон распределения показателя преломления цилиндрического грина, который обеспечивает «навивку» всех таких лучей с одним и тем же шагом спирали. Этот закон распределения имеет такой вид:

$$n = n_0 / \sqrt{1 + \alpha^2 (x^2 + y^2)}, \tag{15.33}$$

не совпадающий с функцией (15.10). Кроме того, исследования монохроматических аберраций 3-го порядка показали, что с увеличением длины селфока его сферическая аберрация и кривизна изображения возрастают. Таким образом, даже в монохроматическом излучении селфок не может дать безаберрационного изображения. Хроматические аберрации же всегда неизбежны и значительны.

Выявление свойств неоднородных элементов только начинается. В этом направлении сделаны лишь первые шаги. Но они обнадеживают, что в будущем на основе неоднородных материалов будут изготавливаться оптические системы различных назначений, не имеющие аналогов среди существующих в настоящее время систем.

Глава 16

РАЗРАБОТКА ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ И ГАБАРИТНЫЙ РАСЧЕТ

16.1. ЗАДАЧИ ГАБАРИТНОГО РАСЧЕТА

При разработке любой оптической системы оптик-конструктор встречается с необходимостью совместного решения трех основных задач: 1) создания принципиальной схемы, обеспечивающей действие разрабатываемого прибора; 2) выполнения физической осуществимости схемы; 3) разработки технической осуществимости оптической системы.

Первая из перечисленных трех задач определяется назначением оптической системы и сводится к выбору нужного увеличения, поля зрения, светосилы, возможности выполнения тех или иных отсчетов и требуемых габаритов прибора.

Вторая задача заключается в удовлетворении оптической системы законам образования изображения.

Третья поставленная задача обусловливает создание оптической системы в рамках существующих технических возможностей; ею же предопределяется качество выполнения разработанной системы, ее стоимость и технологичность.

Габаритный расчет оптической системы может быть отождествлен с ее предварительной разработкой, когда преследуется цель получения исходных данных как для последующей детальной разработки механической части, так и для детального расчета всех оптических узлов прибора.

Габаритный расчет оптической системы соответствует эскизному проекту при разработке механической конструкции прибора.

При выполнении габаритного расчета выполняются следующие работы.

1. Согласование технических условий, т. е. уточнение увеличений, полей зрения, удаления и величины зрачков входа и выхода; рассчитывается светосила оптической системы — ее энергетический баланс, определяются габаритные размеры.

2. Определение входящих в оптическую систему конструктивных элементов и их параметров (фокусных расстояний, увеличений, габаритов свободных отверстий оптических деталей, полей зрения, апертурных углов, расстояний между отдельными элементами), подготовка материалов для разработки механической конструкции и исходных данных для детального аберрационного расчета.

3. Анализ взаимодействия как отдельных элементов оптики (выявление возможностей взаимной компенсации аберраций), так и всей системы.

В этот последний пункт, естественно, входит и выбор типов узлов (объективы, окуляры, визирные и отсчетные устройства и т. п.), составляющих систему.

Заметим, что анализ коррекционных возможностей разрабатываемой системы не всегда производится при ее габаритном расчете, несмотря на то, что это и не представляет особых затруднений. Однако пренебрежение такого вида анализом нередко может привести, с одной стороны, к невозможности получения удовлетворительного качества изображения при выбранных параметрах, а с другой стороны,— к неоправданному переусложнению оптической системы. Поэтому следует рекомендовать предварительную оценку коррекционных возможностей элементов оптической системы уже при ее габаритном расчете. Такой предварительный расчет аберраций оптической системы обеспечивает уверенное и быстрое получение намеченных результатов и избавит от необходимости изменения габаритных размеров системы во время производства окончательного аберрационного расчета.

16.2. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Основными данными, характеризующими оптическую систему, являются, прежде всего, расположение предмета и изображения и устройство для восприятия изображения.

В соответствии с этим все оптические системы могут быть разделены на системы, предназначенные для восприятия удаленных предметов и предметов, близко рас-

положенных; по устройствам для приема изображения оптические системы могут быть визуальными, когда изображение воспринимается глазом наблюдателя, и системами, в которых изображение воспринимается слоем фотографической эмульсии, фотокатодом телевизионной трубки или электронно-оптического преобразователя и фотоэлектрическим устройством.

В свою очередь, приемники изображения могут быть разделены на приемники одновременного приема изображения (фотоэмульсии и электронно-оптические преобразователи) и на приемники сканирования — либо по участкам изображения (глаз человека), либо точечные приемники сканирования (телевизионные трубки и фототелеграфные устройства).

Введение изображения в поле зрения оптического прибора может достигаться различными устройствами — за счет поворота или поступательного движения поля зрения оптической системы относительно наблюдателя и, наоборот, посредством введения самого предмета в поле зрения системы.

Во всех случаях разработки оптических систем необходимо обеспечить ее световой (энергетический баланс), т. е. освещенность изображения.

В соответствии с этим блок-схема любой оптической системы должна составляться из: 1) визирного устройства; 2) системы, формирующей и переносящей изображение; 3) отсчетных устройств; 4) устройства, воспринимающего изображение.

Угловые визирные устройства, предназначенные для введения изображения достаточно удаленных предметов, т. е. визирные призмы и оптические карданы, были рассмотрены ранее; устройство глаза будет рассмотрено в гл. 28.

16.3. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЕ ДЛЯ РАБОТЫ С ГЛАЗОМ — ВИЗУАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Подавляющее число невизуальных оптических систем составляют различного рода объективы, обладающие различными полями зрения, относительными отверстиями и фокусными расстояниями. Габаритные размеры таких объективов определяются не столько их основными характеристиками, сколько их конструктивными элементами, необходимыми для обеспечения требуемого качества изображения. Поэтому определение габаритных размеров оптических систем наиболее характерно для визуальных систем, работающих совместно с глазом.

Такими системами будут являться, с одной стороны, системы, предназначенные для наблюдения удаленных предметов, — зрительные трубы и, с другой стороны, системы, предназначенные для наблюдения близко расположенных предметов, — различного рода микроскопы.

Характерной особенностью тех и других является наличие окуляров — конструктивных узлов, обеспечивающих получение вынесенного выходного зрачка, необходимого для совмещения со зрачком глаза. Поэтому в визуальных системах имеется промежуточное изображение, получаемое после объективной части прибора и являющееся предметом для окуляра.

Такое промежуточное изображение (за исключением галилеевских труб) является действительным.

В ряде случаев возникает необходимость получения прямого изображения; решение этой задачи может быть осуществлено различными способами — либо использованием различного рода призменных оборачивающих систем, либо с помощью линзовых оборачивающих систем, размещаемых между изображением после объективной части прибора и предметной плоскостью окуляра (тогда будем иметь в системе уже два промежуточных изображения).

Наконец, в целях получения нужной длины системы используется несколько линзовых оборачивающих систем, последовательно расположенных друг за другом и создающих несколько промежуточных изображений.

Отсюда и возникает общая задача определения габаритных размеров оптической системы с несколькими промежуточными изображениями. Заметим, что эта задача легко может быть распространена и на невизуальные системы, если на месте глаза разместить соответственно тот или иной объектив, переносящий изображение или на фотографическую эмульсию или на телевизионную трубку.

Определение габаритных размеров оптической системы удобно начинать, оперируя зависимостями гауссовой оптики, с последующим уточнением на основе реального хода лучей.

Поэтому для предварительных расчетов воспользуемся формулами солинейного сродства: инвариантом Лагранжа—Гельмгольца

$$J = y'\alpha'f' = -y\alpha f; \tag{16.1}$$

формулами, определяющими ход нулевого луча

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{s+1} &= -f_s\alpha_s/f'_s + h_s\Phi_s; \\ h_{s+1} &= h_s - \alpha_{s+1}d_s \end{aligned}\right\} \tag{16.2}$$

и формулами для отрезков

$$s_s = h_s/\alpha_s \quad \text{и} \quad s'_s = h_s/\alpha_{s+1}. \tag{16.3}$$

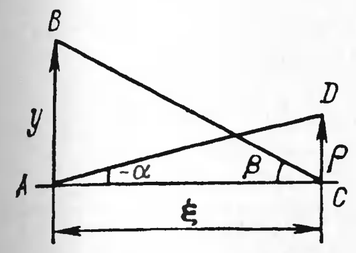


Рис. 16.1. К выводу инварианта Лагранжа—Гельмгольца

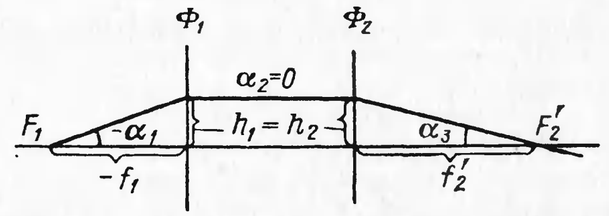


Рис. 16.2. Ход луча в оборачивающей системе

Так как большей частью отдельные элементы оптической системы находятся в воздухе, то фокусные расстояния становятся равными друг другу и приведенные формулы упрощаются к виду:

$$\left.\begin{aligned} J = y'\alpha' = y\alpha; \quad \alpha_{s+1} &= \alpha_s + h_s\Phi_s; \\ h_{s+1} &= h_s - \alpha_{s+1}d_s. \end{aligned}\right\} \tag{16.4}$$

Обратимся к рис. 16.1, на котором $AB = y$ — предмет; $CD = \rho$ — высота луча на зрачке; AD — апертурный луч; BC — полевой луч; β и α — соответственно полевой и апертурный углы нулевого луча. Согласно рисунку имеем

$$AC = \xi = y/\beta = -\rho/\alpha, \tag{16.5}$$

откуда

$$y\alpha = -\rho\beta. \tag{16.6}$$

Так как величины ρ и β по отношению к полевому лучу играют ту же роль, что величины y и α по отношению к апертурному лучу, инвариант Лагранжа—Гельмгольца можно представить в виде

$$y'\alpha' = y\alpha = -\rho\beta = -\rho'\beta'. \tag{16.7}$$

Полагая предмет лежащим в бесконечности, находим

$$\alpha = h\Phi = h/f'. \tag{16.8}$$

В случае, если система находится в воздухе, то линейное увеличение V можно рассматривать как отношение апертурных углов и поэтому для нескольких систем можно написать

$$f' = \frac{h_1}{\alpha_{s+1}} = \frac{\alpha_s \ldots \alpha_3\alpha_2}{\alpha_{s+1} \ldots \alpha_4\alpha_3}\frac{h_1}{\alpha_2} = V_sV_{s+1} \ldots V_2\frac{h_1}{\alpha_2} = \Pi V_s f'_1. \tag{16.9}$$

Таким образом, фокусное расстояние составной системы равно произведению фокусного расстояния первой системы на произведение линейных увеличений всех последующих систем (если предмет был расположен в бесконечности).

Определим увеличение составной системы, когда между составляющими системами апертурный луч идет параллельно оси (параллельный ход). В соответствии с рис. 16.2, апертурный луч должен проходить через передний фокус первой системы

через задний фокус второй, поэтому входной и выходной апертурные углы для беих систем в совокупности могут быть выражены отношениями:

$$\alpha_1 = h_1/f_1 \quad \text{и} \quad \alpha_3 = h_2/f_2'. \tag{16.10}$$

Таким образом, увеличение составной системы будет равно

$$V = \alpha_1/\alpha_3 = -f_1'/f_2'. \tag{16.11}$$

Обращаясь к телескопической системе, получаем

$$\beta'/\beta = \rho/\rho' = \Gamma = W = 1/V = -f_1'/f_2' = \text{const}. \tag{16.12}$$

В случае, если телескопическая система составлена из нескольких систем, то будем иметь

$$\Gamma = W = 1/V = -\frac{f_1'}{f_s'} V_2 V_3 \ldots V_{s-1}. \tag{16.13}$$

Перейдем к рассмотрению некоторых частных случаев.

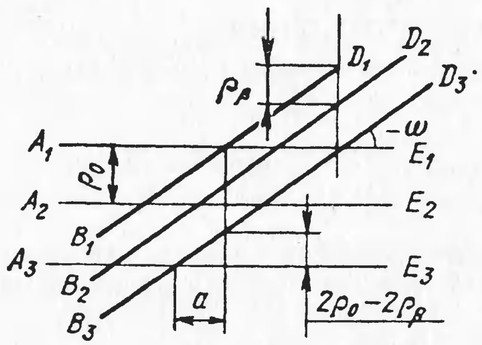


Рис. 16.3. Определение длины цилиндрического параллельного хода

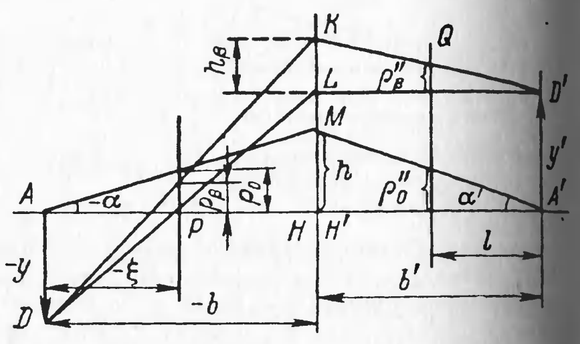


Рис. 16.4. К определению постоянства виньетирования в различных плоскостях

1. Длина параллельного хода. При наличии геометрического виньетирования, участок пространства в окрестности точки пересечения главного луча с осью, занимаемый ходом лучей, будет иметь форму цилиндра. Согласно рис. 16.3, длина такого цилиндрического участка определится через функцию геометрического виньетирования и будет равна

$$a = 2(\rho_0 - \rho_\beta)/\operatorname{tg}\beta. \tag{16.14}$$

Так как коэффициент виньетирования обычно принимается равным 0,5, то длина параллельного хода составит

$$a_{0,5} = \rho_0/\operatorname{tg}\beta. \tag{16.15}$$

2. Постоянство виньетирования для любой плоскости, перпендикулярной оси системы. На рис. 16.4 имеем: $AD = -y$ — предмет; HH' — главные плоскости оптической системы; $A'D' = y'$ — изображение предмета; AMA' — крайний луч осевого пучка; DLD' — главный луч наклонного пучка; DKD' — крайний луч наклонного пучка, ограничивающий верхнюю его половину; P — центр входного зрачка; ρ_0 и ρ_β — полудиаметры сечений осевого и наклонного пучков лучей в плоскости зрачка; Q — произвольная плоскость, перпендикулярная оси системы; ρ_0'' и ρ_β'' — полудиаметры сечений обоих пучков в этой плоскости. Из рисунка находим

$$\rho_\beta''/\rho_0'' = h_\beta/h = \rho_\beta/\rho_0. \tag{16.16}$$

3. Габаритный расчет объектива с вынесенным зрачком. При габаритном расчете такого объектива может встретиться характерный случай, когда свободный диаметр объектива равен диаметру изображения; требуется определить наибольший возможный вынос зрачка при заданном виньетировании и предмете, расположенном в бесконечности.

В этом случае диаметр входного зрачка должен быть меньше или в крайнем случае равен диаметру изображения.

Опираясь на инвариант Лагранжа—Гельмгольца и пользуясь рис. 16.5, находим передний отрезок

$$t = -f' - \rho_0\rho(\beta)/\omega = (y' - \rho(\beta)\rho_0)/\beta. \tag{16.17}$$

Относительное отверстие определяется по формуле

$$1/a = 2h/f' = 2\alpha' = -2\rho_0\beta/y'. \tag{16.18}$$

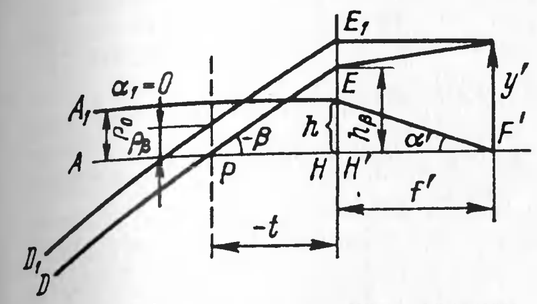


Рис. 16.5. Объектив с вынесенным зрачком входа

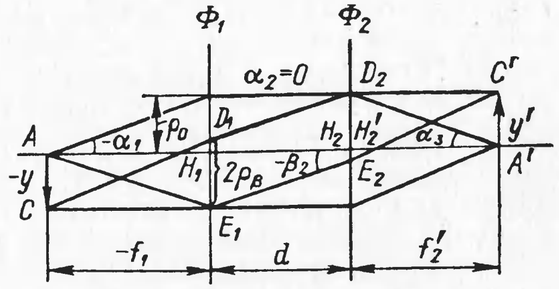


Рис. 16.6. Определение габаритов оборачивающей системы

Таким образом, при заданной величине изображения y' относительное отверстие объектива будет пропорционально диаметру зрачка входа и тангенсу угла поля зрения β.

В случае, если диаметр зрачка входа будет равен диаметру изображения, то для переднего отрезка получим следующее выражение:

$$t = [1 - \rho(\beta)]\, y'/\beta. \tag{16.19}$$

При 50 %-ном виньетировании передний отрезок получается равным половине фокусного расстояния объектива.

4. Габаритный расчет оборачивающей системы с увеличением $V = -1$ и со свободными диаметрами линз, равными диаметру предмета и изображения. Согласно рис. 16.6, на котором представлена эта система, наблюдаем между ее линзами параллельный ход лучей; отсюда легко получается внутреннее поле зрения

$$\beta_2 = -y'\alpha_3/\rho_0 = -\alpha_3, \tag{16.20}$$

где α_3 — апертурный угол, определяемый отношением ρ_0/f_2'.

Виньетирование этой системы зависит от величины расстояния d между системами и будет равно

$$\rho(\beta) = 2\rho_\beta/2\rho_0 = (2\rho_0 + \beta_2 d)/2\rho_0, \tag{16.21}$$

где

$$d = -2\rho_0[1 - \rho(\beta)]/\beta_2 = 2[1 - \rho(\beta)]\, f_2'. \tag{16.22}$$

Для этого случая длина оборачивающей системы получается равной

$$L = -f_1 + d + f_2' = d + 2f_2' = 2[2 - \rho(\beta)]\, f_2'. \tag{16.23}$$

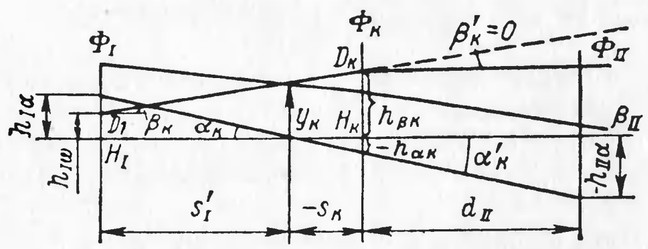


Рис. 16.7. Работа внефокального коллектива

5. Внефокальный коллектив. В различных оптических системах может встретиться необходимость изменения хода наклонных пучков лучей после прохождения ими плоскости изображения без увеличения отверстия последующей системы.

Так, рассматривая ход нижнего наклонного луча D_1D_k в пучке, создавшем изображение (рис. 16.7), видим, что этот луч после прохождения изображения y_k становится верхним лучом в пучке, и его продолжение, показанное пунктиром, потребовало бы существенного увеличения отверстия последующей системы Φ_{II}.

Размещая тогда вблизи плоскости изображения (или непосредственно в плоскости изображения) положительную линзу Φ_k, называемую коллективом, представляется возможным изменить ход лучей наклонного пучка, не изменяя существенно ход осевого пучка. При этом, во избежание наблюдения вместе с изображением дефектов поверхности коллектива, прибегают к искусственному смещению коллектива с таким расчетом, чтобы при аккомодации глаза поверхности коллектива не могли бы быть видимыми резко.

Рассматривая работу такого внефокального коллектива, обусловим равенство диаметра коллектива диаметру линз последующей системы и зададим высоты $h_{I\alpha}$ и $h_{I\beta}$ апертурного луча и нижнего луча наклонного пучка в плоскости первой системы Φ_I. Кроме того, будем полагать известной величину инварианта Лагранжа—Гельмгольца J для всей системы в целом.

Задаваясь величиной изображения y_k перед коллективом, несколько меньшей высоты $h_{\beta k}$ на коллективе нижнего луча наклонного пучка, можно, согласно инварианту Лагранжа—Гельмгольца, написать

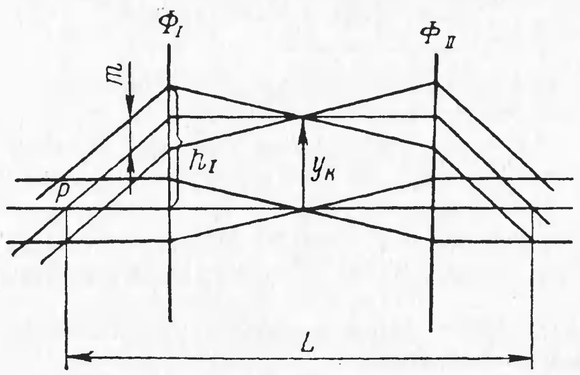


Рис. 16.8. Бесколлективное соединение оборачивающих систем

$$\alpha_k = J/y_k. \tag{16.24}$$

Затем определяем отрезок

$$s'_I = h_{I\alpha}/\alpha_k = h_{I\alpha}y_k/J. \tag{16.25}$$

Согласно рис. 16.7 находим угол

$$-\beta_k = \frac{(y_k - h_{I\beta})}{s'_1} = \frac{y_k - h_{I\beta}}{h_{I\alpha}y_k} J = \frac{h_{\beta k} - y_k}{-s_k}. \tag{16.26}$$

Далее получаем величину расстояния коллектива от плоскости изображения

$$-s_k = \frac{h_{\beta k} - y_k}{y_k - h_{I\beta}} \frac{h_{I\alpha}y_k}{J}. \tag{16.27}$$

Заметим, что решение обратной задачи — нахождения величины изображения y_k по заданному значению отрезка s_k — значительно сложнее и приводит к решению квадратного уравнения.

Сила коллектива может быть определена по формуле

$$\Phi_k = (\beta'_k - \beta_k)/h_{\beta k}. \tag{16.28}$$

Далее определяется высота на коллективе апертурного луча

$$h_{\alpha k} = s_k\alpha_k = -\frac{h_{\beta k} - y_k}{y_k - h_{I\beta}} h_{I\alpha}. \tag{16.29}$$

Затем находится выходной апертурный угол α'_k после коллектива.

Зная высоту $h_{II\alpha}$ на последующей системе, можно вычислить расстояние d_{II} до нее от коллектива по формуле

$$d_{II} = -(h_{II\alpha} - h_{\alpha k})/\alpha'_k. \tag{16.30}$$

6. Бесколлективное соединение оборачивающих систем. В некоторых случаях представляется возможным избежать применения коллектива, если задать ход главного луча после первой оборачивающей линзы параллельно оси системы, как это показано на рис. 16.8.

В этом случае обе линзы оборачивающей системы должны быть разнесены таким образом, чтобы задний фокус первой линзы был бы совмещен с передним фокусом второй, образуя тем самым систему телескопическую.

Таким образом, длина L подобной оборачивающей системы получится равной учетверенному фокусному расстоянию ее линз; величина промежуточного изображения будет зависеть от величины допущенного виньетирования и может быть определена по формуле

$$y_k = h_I - m. \tag{16.31}$$

Существенно, что в подобной системе (при сохранении величины инварианта Лагранжа—Гельмгольца) величины относительных отверстий возрастут при 50 %-ном виньетировании вдвое.

16.4. УТОЧНЕННЫЙ ГАБАРИТНЫЙ РАСЧЕТ

Ранее упоминалось, что габаритный расчет, построенный на основе теории солинейного сродства, выполняется при некоторых допущениях, не имеющих места на самом деле. Действительно, точные законы образования изображения отличаются от закономерностей солинейного сродства, и это отличие становится вполне ощутимым при достаточно больших полях зрения и апертурных углах.

Ход реальных лучей можно определять, пользуясь вместо инварианта Лагранжа—Гельмгольца инвариантом Штраубеля, т. е.

$$n\,dy\cos\sigma\,d\sigma = n'\,dy'\cos\sigma'\,d\sigma', \tag{16.32}$$

где апертурные углы σ и σ' уже не являются бесконечно малыми.

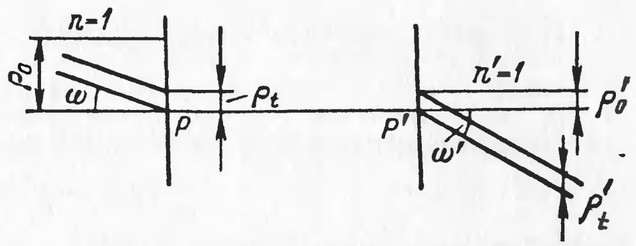


Рис. 16.9. Определение виньетирования телескопических систем

Рассмотрим частные случаи.

1. Ортоскопическая телескопическая система (исправленная на дисторсию). Обратимся к рис. 16.9, на котором P и P' — центры входного и выходного зрачков; ρ_0 и ρ'_0 — высоты на зрачках; ω и ω' — полевые углы в пространстве предметов и изображений; ρ_t и ρ'_t — ширина наклонного пучка лучей до и после оптической системы.

Условие ортоскопичности приводит к постоянству величины видимого увеличения

$$\Gamma = \operatorname{tg}\omega'/\operatorname{tg}\omega = 1/V_0 = \rho_0/\rho'_0 = \text{const}. \tag{16.33}$$

Рассматривая зрачки как предмет и его изображение, видим, что в формуле (16.32) следует вместо величин dy и dy' подставить величины ρ_t и ρ'_t, а вместо апертурных углов — полевые углы ω и ω'. Полагая, что система находится в воздухе, где $n = n' = 1$, можно написать

$$\rho_t\cos\omega\,d\omega = \rho'_t\cos\omega'\,d\omega'. \tag{16.34}$$

С другой стороны, дифференцируя выражение (16.33), получаем

$$d\omega'/\cos^2\omega' = d\omega/V_0\cos^2\omega. \tag{16.35}$$

Разделив формулу (16.34) на формулу (16.35), находим

$$\rho'_t\cos^3\omega' = V_0\rho_t\cos^3\omega, \tag{16.36}$$

откуда

$$V_t = \rho'_t/\rho_t = V_0\cos^3\omega/\cos^3\omega'. \tag{16.37}$$

Из полученной формулы следует, что меридиональное линейное увеличение в зрачках является функцией полевого угла и уже не будет равно линейному увеличению для осевого пучка.

Определяя виньетирование как отношение сечений наклонного и осевого пучков лучей для пространства предметов и пространства изображений в виде

$$\rho(\omega) = \rho_t/\rho_0 \quad \text{и} \quad \rho'(\omega') = \rho'_t/\rho'_0, \tag{16.38}$$

приходим к выводу, что (в отличие от предыдущего) виньетирование до и после системы в рассматриваемом случае уже не будет оставаться постоянным.

Для определения порядка величин зададимся увеличением Г телескопической системы, равным $10^{\times}$, и окулярным полем зрения $2\omega'$, равным 90 и 60°. Тогда для двух значений полевого угла будем иметь: $\operatorname{tg} 45° = 1$; $\operatorname{tg}\omega = 0{,}1$; $\omega = 5{,}71°$; $V_t/V_0 = 2{,}786$; $\operatorname{tg} 30° = 0{,}866$; $\operatorname{tg}\omega = 0{,}0866$; $\omega = 4{,}95°$; $V_t/V_0 = 1{,}547$. Отсюда следует, что линейное увеличение в зрачках изменяется достаточно ощутимо.

Существенно, что сохраняя для выходного зрачка виньетирование равным единице, в плоскости зрачка входа в рассмотренном примере представляется возможным допускать значительное виньетирование; это в некоторой степени оправдывает обычно принимаемое 50 %-ное виньетирование.

2. Телескопическая система с постоянным линейным увеличением в зрачках в пределах всего поля зрения. В этом случае

$$V_t = V_0 = \text{const}. \tag{16.39}$$

Пользуясь формулой (16.34), находим

$$\cos\omega\, d\omega = V_t \cos\omega'\, d\omega' = V_0 \cos\omega'\, d\omega'. \tag{16.40}$$

После интегрирования этой формулы получаем

$$\sin\omega = V_0 \sin\omega' \tag{16.41}$$

— выражение условия синусов Аббе.

Совершенно очевидно, что это условие несовместимо с соблюдением условия ортоскопии (16.33), и поэтому рассматриваемая телескопическая система должна будет обладать дисторсией.

Определим величину этой дисторсии. Для телескопической системы относительная дисторсия выражается формулой

$$\Delta = \operatorname{tg}\omega'/\Gamma \operatorname{tg}\omega - 1. \tag{16.42}$$

Помня, что видимое увеличение Г будет обратной величиной линейного увеличения V_0 в зрачках, преобразуем формулу (16.42) к виду

$$\Delta = \sin\omega' \cos\omega/\Gamma \sin\omega \cos\omega' - 1 = \cos\omega/\cos\omega' - 1. \tag{16.43}$$

Численно, полагая окулярное поле зрения $2\omega'$, равным 90 и 60° и $\Gamma = 10^{\times}$, находим: $\cos\omega' = \sin\omega' = 0{,}7071$; $\sin\omega = 0{,}0707$; $\omega = 4{,}055°$; $\Delta = 0{,}9975/0{,}7071 - 1 = 0{,}411$; $\sin\omega' = 0{,}5$; $\sin\omega = 0{,}05$; $\omega = 2{,}866°$; $\Delta = 0{,}9987/0{,}8660 - 1 = 0{,}153$.

Совершенно очевидно, что наличие подобной дисторсии нежелательно как из соображений неприемлемости подобных искажений, так и по причине значительного уменьшения предметного поля зрения системы.

Следует заметить, что наличие в окулярной части системы достаточно большой дисторсии может оказаться небесполезным; в частности, при расчете оборачивающей системы существенно уменьшается инвариант J, благодаря чему можно уменьшить либо диаметры линз, либо увеличить длину системы.

При этом дисторсия окуляра может быть скомпенсирована соответственной дисторсией объективной части, и тогда система в целом будет оставаться ортоскопически корригированной.

С другой стороны, определенной величины дисторсия окуляра, как это будет показано в последующем, может улучшить работу окуляра при его перефокусировке.

Практически для уточнения габаритного расчета следует при определении размеров промежуточных изображений сразу же учитывать величину дисторсии соответствующих элементов системы; изменение виньетирования следует учитывать тогда, когда отдельные элементы системы хорошо исправлены на дисторсию.

16.5. ТРУБА КЕПЛЕРА

Задача габаритного расчета трубы Кеплера сводится к определению величин фокусных расстояний объектива и окуляра и их свободных диаметров.

Полагая заданными увеличение Г, диаметр выходного зрачка и окулярное поле зрения и учитывая дисторсию окуляра, можно определить отношение фокусных расстояний и линейное увеличение в зрачках, т. е.

$$\Gamma = 1/V = \rho/\rho' = -f'_1/f'_2 = -f'_{об}/f'_{ок}, \tag{16.44}$$

откуда находится диаметр зрачка входа

$$2\rho = 2\rho'\Gamma. \tag{16.45}$$

Далее можно определить инвариант Лагранжа—Гельмгольца

$$J = -\rho\beta = y\alpha = y'\alpha' = y\sigma = y'\sigma'. \tag{16.46}$$

Задаваясь апертурой σ' объектива (половиной его относительного отверстия), получаем фокусные расстояния объектива и окуляра:

$$f'_{об} = \rho/\sigma \quad \text{и} \quad f'_{ок} = f'_{об}/\Gamma. \tag{16.47}$$

Величины относительных отверстий обычно лежат в пределах от 1 : 7 до 1 : 4 (хотя в последнее время встречаются и относительные отверстия, доходящие до 1 : 3 и даже до 1 : 2,5); величины диаметров выходных зрачков обычно ограничиваются наибольшей величиной зрачка глаза, достигающей 7 мм; однако для облегчения работы глаза возможно использование выходных зрачков и большего диаметра, чем диаметр зрачка глаза.

Размер изображения определяется по формуле

$$y'_0 = -f'_{об} \operatorname{tg}\omega, \tag{16.48}$$

в которую не вошла величина дистории объектива, так как при значительных увеличениях поле зрения объектива получается небольшим, следствием чего явится и незначительная величина дистории.

Переходя же к рассмотрению поля зрения окуляра, приходится пользоваться формулой, учитывающей величину дисторсии

$$y' = (1 + \Delta_{ок})\, y'_0. \tag{16.49}$$

В ряде случаев необходимо обеспечивать заданное удаление выходного зрачка t'. Эта величина для различных окуляров различна и ее удобно выражать через некоторый коэффициент

$$k = t'/f'_{ок}. \tag{16.50}$$

Диаметр окулярных линз может превышать диаметр изображения и это также следует учитывать, выбирая ту или иную конструкцию окуляра.

16.6. ТРУБА ГАЛИЛЕЯ

Габаритный расчет трубы Галилея отличается от габаритного расчета трубы Кеплера тем, что ее входной зрачок не может быть совмещен с объективом, и поэтому диаметр объектива галилеевской системы может значительно превосходить диаметр ее входного зрачка.

Диаметр объектива галилеевской трубы может быть определен следующим образом. Полагая, что зрачок выхода галилеевской системы первоначально будет совмещен с ее глазной линзой, получаем, что угловое увеличение этой линзы будет равно единице. Тогда угловое увеличение первой линзы становится равным видимому увеличению всей трубы Г. Отсюда, принимая расстояние между линзами за расстояние до выходного зрачка первой линзы, получаем расстояние до входного зрачка, как это представлено на рис. 16.10

$$s_{01} = \Gamma d. \tag{16.51}$$

Задаваясь далее удалением выходного зрачка от последней линзы и учитывая продольное увеличение $Q = 1/\Gamma^2$, находим дополнительное углубление входного зрачка, равное

$$a = s_2'/Q = s_2'\Gamma^2. \tag{16.52}$$

Складывая начальное углубление входного зрачка с дополнительным углублением, получаем полное углубление

$$s_1 = s_{01} + a = \Gamma d + s_2'\Gamma^2. \tag{16.53}$$

Зная же углубление входного зрачка и поле зрения трубы и учитывая также диаметр входного зрачка и допустимое виньетирование, определяем свободное отверстие объектива

$$2h_1 = 2(s_1\omega_1 + m) = 2\left[\left(s_2'\Gamma^2 + \Gamma d\right)\omega + m\right].$$

Отношение диаметра отверстия объектива к его фокусному расстоянию, которое может быть найдено по формуле

$$\frac{2h_1}{f_1'} = 2\left[\left(\frac{s_2'\Gamma^2}{f_1'} + \Gamma - 1\right)\omega + \frac{m}{f_1'}\right], \tag{16.54}$$

определяет собой возможность практического осуществления системы.

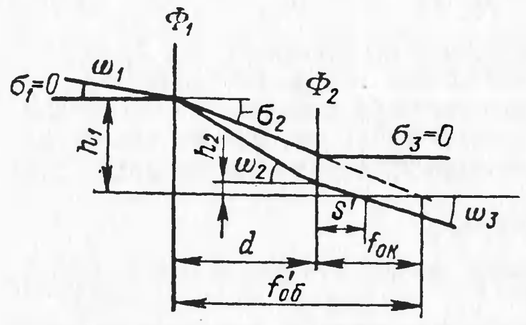


Рис. 16.10. Определение габаритов трубы Галилея

В частном случае использования в качестве окуляра концентрической отрицательной линзы представляется возможным разместить в ее главных плоскостях зрачок глаза, благодаря чему отпадает необходимость в дополнительном перемещении как выходного, так и входного зрачка, что в конечном счете позволяет получить существенно увеличенное поле зрения галилеевской системы.

В ряде случаев галилеевская система используется в качестве системы переменного увеличения — за счет ее переворачивания на 180°. Для этого случая целесообразно, в целях уменьшения габаритов, совмещать входной и выходной зрачки системы друг с другом и с осью вращения. В этом случае положение зрачков определится по формуле

$$t_1/f_1' = (\Gamma + 1)/(\Gamma - 1). \tag{16.55}$$

16.7. РАБОТА ОКУЛЯРА

Одной из задач, решаемых с помощью окуляров, является их перефокусировка, посредством которой обеспечивается коррекция глаза наблюдателя.

Перефокусировка окуляра производится путем его соответственной диоптрийной подвижки, величина которой определяется в зависимости от величины фокусного расстояния окуляра.

Вместе с тем при более или менее значительных полях зрения величина фокусного расстояния по полю зрения не сохраняется постоянной, вследствие чего возникает различная фокусировка в различных участках поля зрения как в меридиональной, так и в сагиттальной плоскостях.

Изменение фокусных расстояний по полю зрения связано как с величиной поля зрения, так и с характером исправления дисторсии окуляра.

Обратимся к рис. 16.11, на котором представлен ход лучей через окуляр. Окуляр рассматривается в обратном ходе лучей; предполагается также, что при этом отсутствует аберрация в зрачке входа и имеет место телецентрический ход лучей.

Тогда представляется возможным определить узловые фокусные расстояния в меридиональной плоскости по формуле

$$-f_t = -dy_t'/d\omega_t = f_t'. \tag{16.56}$$

Величина реального изображения y' окуляра будет зависеть от его фокусного расстояния по оси и полевого угла ω. Таким образом, можно написать

$$y' = F(\omega). \tag{16.57}$$

Для сагиттальной плоскости, посредством поворота плоскости рисунка на некоторый малый угол γ вокруг оси, образуем сагиттальный элементарный угол $d\omega_s$ (не показан на рисунке), равный

$$d\omega_s = \gamma \sin\omega. \tag{16.58}$$

Соответствующий этому элементарному углу элемент изображения в сагиттальной плоскости будет равен $dy_s' = -\gamma y'$, что позволяет определить сагиттальные узловые фокусные расстояния

$$-f_s = -dy_s'/d\omega_s = -y'/\sin\omega = f_s'.$$

Для меридиональной плоскости сохраняется формула (16.56).

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. При отсутствии дисторсии величина изображения определяется формулой

$$y' = y_0' = -f_0' \operatorname{tg}\omega. \tag{16.59}$$

Поэтому для сагиттального фокусного расстояния получаем

$$f_s' = -y'/\sin\omega = f_0'/\cos\omega. \tag{16.60}$$

Меридиональное же фокусное расстояние окажется равным

$$f_t' = -dy'/d\omega = f_0'/\cos^2\omega. \tag{16.61}$$

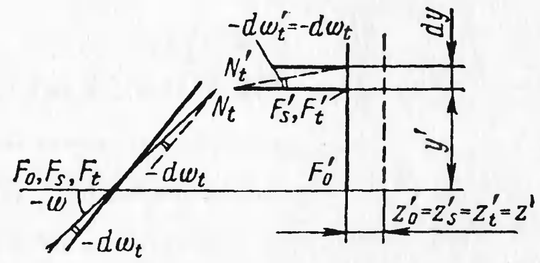


Рис. 16.11. Перефокусировка окуляра

2. При величине изображения, определяемой зависимостью

$$y' = -f_0' \sin\omega, \tag{16.62}$$

абсолютная дисторсия будет равна

$$\Delta y' = y' - y_0' = -f_0' \sin\omega + f_0' \operatorname{tg}\omega = y_0'(\cos\omega - 1), \tag{16.63}$$

а относительная дисторсия —

$$\Delta = \Delta y'/y' = \cos\omega - 1. \tag{16.64}$$

Для этого случая найдем сагиттальное фокусное расстояние $f_s' = -y'/\sin\omega = f_0'$. Величина же меридионального фокусного расстояния получается равной

$$f_t' = -dy'/d\omega = f_0' \cos\omega.$$

3. Величина изображения определяется зависимостью

$$y' = -f_0'\omega. \tag{16.65}$$

Абсолютная дисторсия выразится формулой

$$y' = y' - y_0' = -y_0'(\omega - 1). \tag{16.66}$$

Для сагиттального фокусного расстояния получаем

$$f_s' = f_0'\omega/\sin\omega. \tag{16.67}$$

Меридиональное же фокусное расстояние становится равным фокусному расстоянию на оси.

Величины возникающих перефокусировок при подвижке окуляра (согласно формуле Ньютона) будут:

$$z_0 = -f_0'^2/z'; \quad z_s = -f_s'^2/z'; \quad z_t = -f_t'^2/z' \tag{16.68}$$

и, выражая эти перефокусировки в диоптрийной мере, получим $L_0 = 1000/z_0$; $L_s = 1000/z_s$; $L_t = 1000/z_t$.

Обращаясь к трем ранее рассмотренным случаям, находим:

1) $L_s = L_0 \cos^2 \omega$; $L_t = L_0 \cos^4 \omega$;

2) $L_s = L_0$; $L_t = L_0/\cos^2 \omega$;

3) $L_s = \dfrac{\sin^2 \omega}{\omega^2} L_0$; $\quad L_t = L_0$.

При перефокусировке на оси, равной 4 дптр, и при поле зрения окуляра $2\omega = 90°$, получаем:

1) $L_s = L_0/2 = 2$ дптр; $L_t = L_0/4 = 1$ дптр;
2) $L_s = L_0 = 4$ дптр; $L_t = 2L_0 = 8$ дптр;
3) $L_s = 0{,}811 L_0 = 3{,}2$ дптр; $L_t = L_0 = 4$ дптр.

Глава 17

СИНТЕЗ ИЛИ КОМПОЗИЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

17.1. БАЗОВЫЕ ЛИНЗЫ

При разработке любой оптической системы первоначально определяют свойства узлов, из которых эта система создается, — в первую очередь оптические силы (или фокусные расстояния) этих узлов исходя из общих требований, предъявляемых к разрабатываемой системе в целом. К числу этих общих требований принадлежит обеспечение: заданных увеличений, полей зрения, светосилы, внешних габаритных размеров системы.

Оптические силы отдельных компонентов могут быть получены различными сочетаниями элементов — преломляющих поверхностей, входящих в тот или иной компонент оптической системы. Такие простейшие силовые (или базовые) компоненты приводятся к одиночным линзам — базовым линзам, — имеющим требуемые оптические силы. В подавляющем числе случаев базовые линзы будут располагаться в одной и той же среде — в воздухе.

Свойства базовых линз будут определяться радиусами обеих поверхностей, показателями преломления и толщинами; известную роль будут играть увеличение, с которым работает такой простейший компонент, и положение зрачков входа и выхода.

Различие форм таких простейших силовых, или базовых линз придает им, при сохранении одной и той же оптической силы, определенные различия в их побочных свойствах — в частности, различие присущих этим линзам аберраций.

Эти различия целесообразно учитывать исходя из общих требований, предъявляемых к разрабатываемой оптической системе.

Так, для объективов зрительных труб, обладающих малыми полями зрения, исправление полевых аберраций — астигматизма и кривизны поля — имеет второстепенное значение, тогда как главными составляющими для исправления таких объективов будут являться, если говорить о монохроматических аберрациях, сферическая абберация и кома. Поэтому в качестве базовой линзы для таких объективов целесообразно принять тонкую линзу, обладающую минимальной сферической аберрацией. Подобная линза одновременно будет свободной и от комы.

Наоборот, для фотографических объективов главной задачей будет являться исправление полевых аберраций — астигматизма и комы; естественно, что для этого случая целесообразно выбрать базовые линзы, свободные от астигматизма и комы. Такими линзами будут перечисленные ниже.

1. Плоско-выпуклая линза, обращенная плоской поверхностью к бесконечно удаленному предмету, у которого центр второй поверхности совмещен с центром выходного зрачка. У этой линзы первая поверхность не внесет ни астигматизма,

ни комы, ни сферической аберрации; вторая же поверхность будет обладать лишь сферической аберрацией, постоянной по полю зрения.

Плоско-выпуклая линза представлена на рис. 17.1, *а*. На этом и последующих аналогичных рисунках приведены также конструктивные элементы линз (или систем), т. е. значения радиусов, толщин и показателей преломления, а также графики

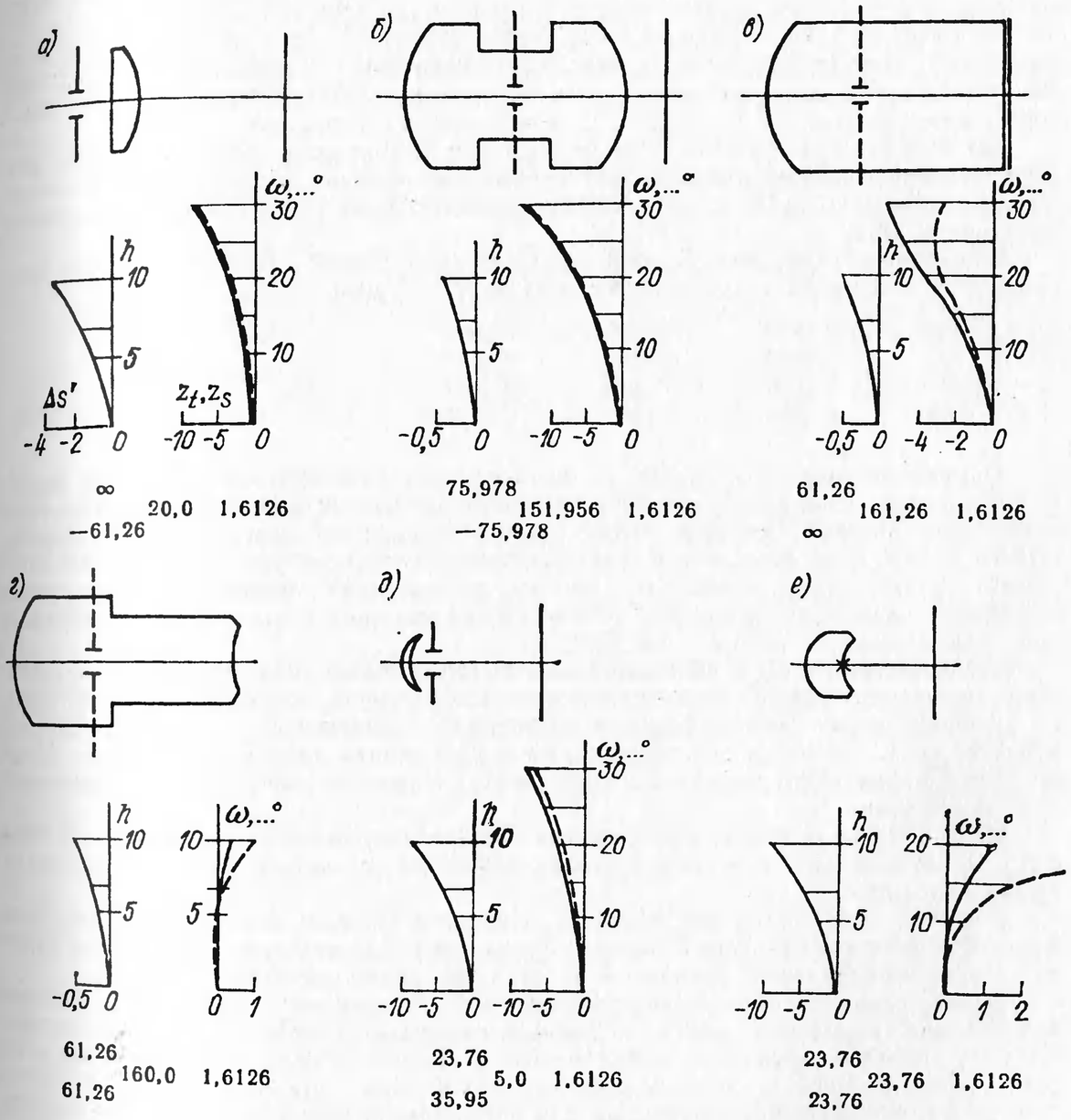


Рис. 17.1. Простейшие базовые линзы

аберраций: слева — сферической аберрации $\Delta s'$ при относительном отверстии 1 : 5 и справа — астигматизма (z_t — пунктирная кривая, z_s — сплошная). Фокусное расстояние обычно принималось равным 100 мм.

2. Толстая линза, у которой центры обеих поверхностей совмещены друг с другом и со зрачками входа и выхода. Такая концентричная линза также будет свободна от астигматизма и комы и попутно будет свободна от дисторсии; она представлена вместе с графиками аберраций на рис. 17.1, *б*.

3. Толстая линза, у которой первая поверхность концентрична зрачку входа, а вторая поверхность плоская, совмещенная с плоскостью изображения. Эта линза, подобно концентричной, свободна от астигматизама, комы и дисторсии и представлена на рис. 17.1, *в* вместе с графиками ее аберраций.

4. Толстая линза, у которой первая поверхность концентрична зрачку входа, а вторая поверхность имеет такой же радиус, что и первая поверхность, и совмещена

с поверхностью изображения. У этой линзы, кроме астигматизма, комы и дисторсии, устраняется также и кривизна поля. Она обладает только сферической аберрацией, постоянной по полю. Схема и графики аберраций этой линзы представлены на рис. 17.1, *г*.

5. Тонкая линза, у которой первая поверхность концентрична зрачку входа, а вторая поверхность является апланатической. Такая линза будет свободна от астигматизма и комы. Она представлена с графиками аберраций на рис. 17.1, *д*.

6. Толстая линза, подобная предыдущей, состоящая из концентричной и апланатичной поверхностей, но с одинаковыми радиусами кривизны, благодаря чему она будет, кроме астигматизма и комы, исправлена и на кривизну поля. Эта линза изображена на рис. 17.1, *е* вместе с графиками ее аберраций.

Во всех этих шести линзах встречаются преломляющие поверхности либо концентрические к зрачку, либо апланатические, либо близко расположенные к изображению, либо плоские. Эти поверхности соответственно будем обозначать русскими буквами: *к*, *а*, *б*, *о*.

Формально, обозначая базовые линзы буквой *Б* перед скобками, можно представить 16 сочетаний таких поверхностей друг с другом:

Б (кк)	*Б (ка)*	*Б (кб)*	*Б (ко)*
Б (ак)	*Б (аа)*	*Б (аб)*	*Б (ао)*
Б (бк)	*Б (ба)*	*Б (бб)*	*Б (бо)*
Б (ок)	*Б (оа)*	*Б (об)*	*Б (оо)*.

Однако из этих 16 сочетаний не все могут обладать нужной оптической силой.

Так, для бесконечно удаленного предмета первая апланатическая поверхность становится плоской, и тогда вторая строка становится равнозначной четвертой, причем только одно сочетание *Б (ок)* способно дать конкретную — плоско-выпуклую линзу. Третья строка вообще не дает конкретных линз; поэтому из 16 сочетаний получаем только пять реальных сочетаний, из которых одно — *Б (ка)* охватывает две формы линз — пятую и шестую.

Сопоставляя графики аберраций всех шести базовых линз, видим, что наименьшая сферическая аберрация будет наблюдаться у второй, третьей и четвертой линз.

Первая форма линзы будет единственной, обладающей вынесенным вперед зрачком входа. Заметим, что третья и четвертая формы линз будут обладать полем зрения, ограниченным полным внутренним отражением на поверхности, совмещенной с изображением..

Исправление кривизны поля зрения наблюдается только у четвертой и шестой форм линз — *Б (кб)* и *Б (ка)*. Поэтому сразу же возникает задача исправления кривизны поля.

Решение этой задачи потребует добавления к базовым линзам дополнительных линз; при этом определенный интерес будут иметь такие линзы, которые не будут разрушать исправления астигматизма и комы исходных базовых линз.

Решая задачу исправления кривизны поля, потребуется добавлять к базовым линзам дополнительные линзы, обладающие определенными оптическими силами. Поэтому, называя элементы, добавляемые к базовым линзам для устранения их остаточных аберраций, коррекционными элементами, можно сразу же выделить группу элементов, предназначаемых для исправления кривизны поля, т. е. группу коррекционно-силовых элементов или коррекционно-силовых линз.

Такие линзы условимся обозначать буквами *КС* перед скобками.

Так как обычно базовыми линзами являются положительные линзы, обладающие кривизной поля отрицательного знака, то коррекционно-силовые линзы должны создавать положительную кривизну поля и поэтому быть отрицательными.

Ставя условие, чтобы коррекционно-силовые линзы не вносили бы ни астигматизма, ни комы, можно обратиться к линзам, построенным из концентрических, апланатических, близфокальных и плоских поверхностей. Поэтому представляется возможным обратиться к следующим 16 возможным сочетаниям (по аналогии с базовыми линзами):

КС (кк)	*КС (ка)*	*КС (кб)*	*КС (ко)*
КС (ак)	*КС (аа)*	*КС (аб)*	*КС (ао)*
КС (бк)	*КС (ба)*	*КС (бб)*	*КС (бо)*
КС (ок)	*КС (оа)*	*КС (об)*	*КС (оо)*.

В этих сочетаниях (в отличие от сочетаний для базовых линз) нет ограничения, определяемого положением предмета в бесконечности, так как коррекционно-силовые линзы всегда могут быть расположены после базовых линз; равным образом коррекционно-силовые линзы могут быть совмещены с плоскостью изображения.

Поэтому в третьей строке возможно существование линз типа *КС (бб)* и *КС (бо)*; эти две линзы в совокупности с линзой из четвертого ряда *КС (об)* представляют из себя модификации линзы Смита; последняя линза из четвертого ряда перерождается в плоскопараллельную пластинку; она не может быть использована для исправления кривизны поля.

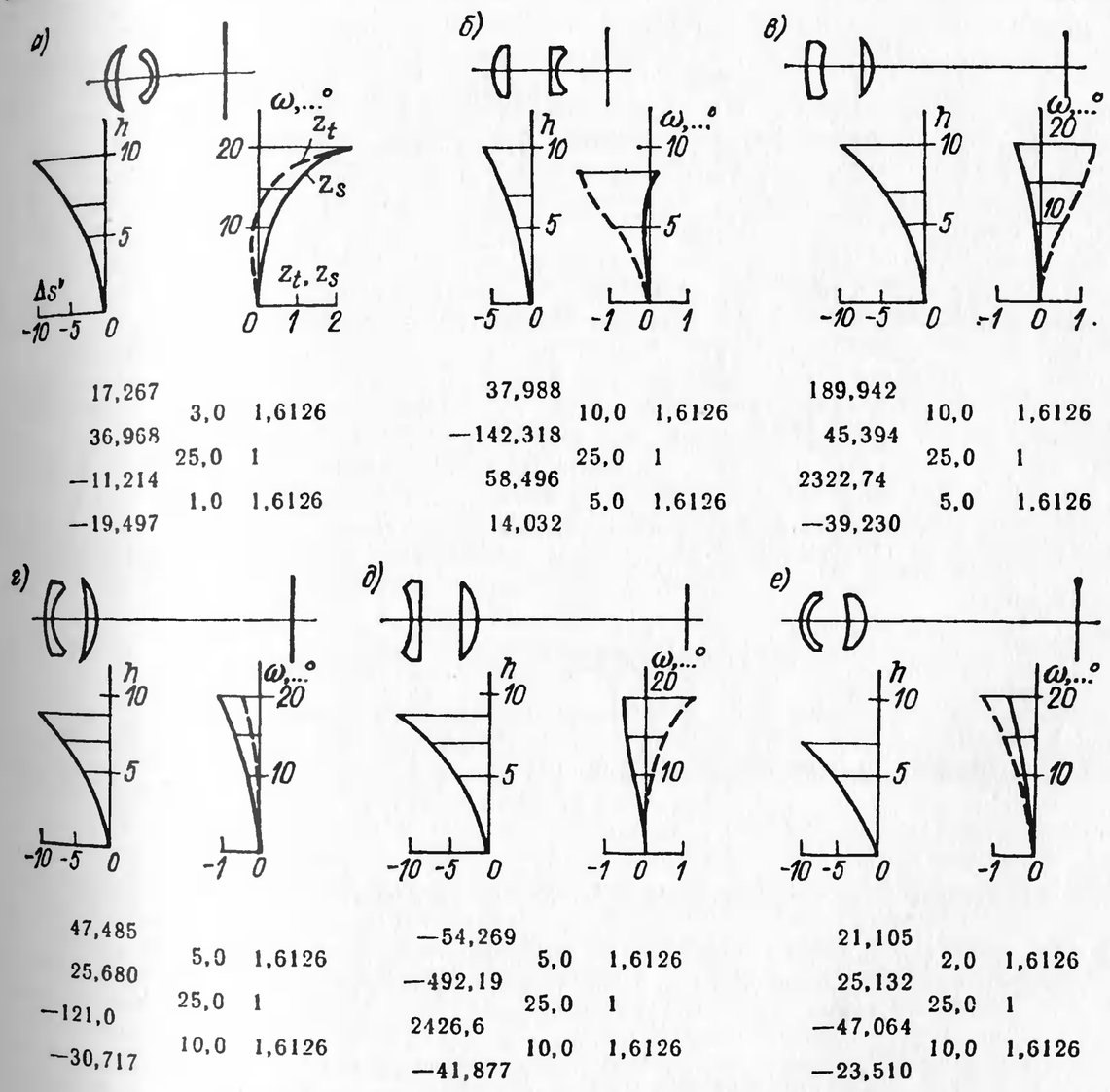


Рис. 17.2. Двухлинзовые компенсационные системы

Первая линза из четвертого ряда *КС (ок)* представляет собой плоско-вогнутую линзу, располагаемую перед базовой линзой; последняя при этом уже не сможет обладать плоской передней поверхностью и для нее первая поверхность должна быть либо апланатической, либо концентричной к зрачку.

Из коррекционно-силовых линз второй строки особый интерес представляет линза типа *КС (аа)*, которая состоит из двух апланатических поверхностей и обладает увеличением, близким к единице. Такая линза может быть названа биапланатической линзой.

Переходя к коррекционно-силовым линзам первой строки, видим, что первая из них — *КС (кк)* представляет собой концентричный отрицательный мениск и может быть расположена как перед базовой линзой, так и после нее; остальные три линзы первой строки могут быть расположены только после базовых линз.

Таким образом, приходим к выбору из всего многообразия коррекционно-силовых линз следующих типов, имеющих практическое значение: 1) концентричный отрицательный мениск; 2) биапланатическая линза; 3) плоско-вогнутая линза; 4) близфокальная линза Смита.

Имея в распоряжении две тонкие линзы с равными по абсолютной величине оптическими силами разного знака и с одинаковыми показателями преломления

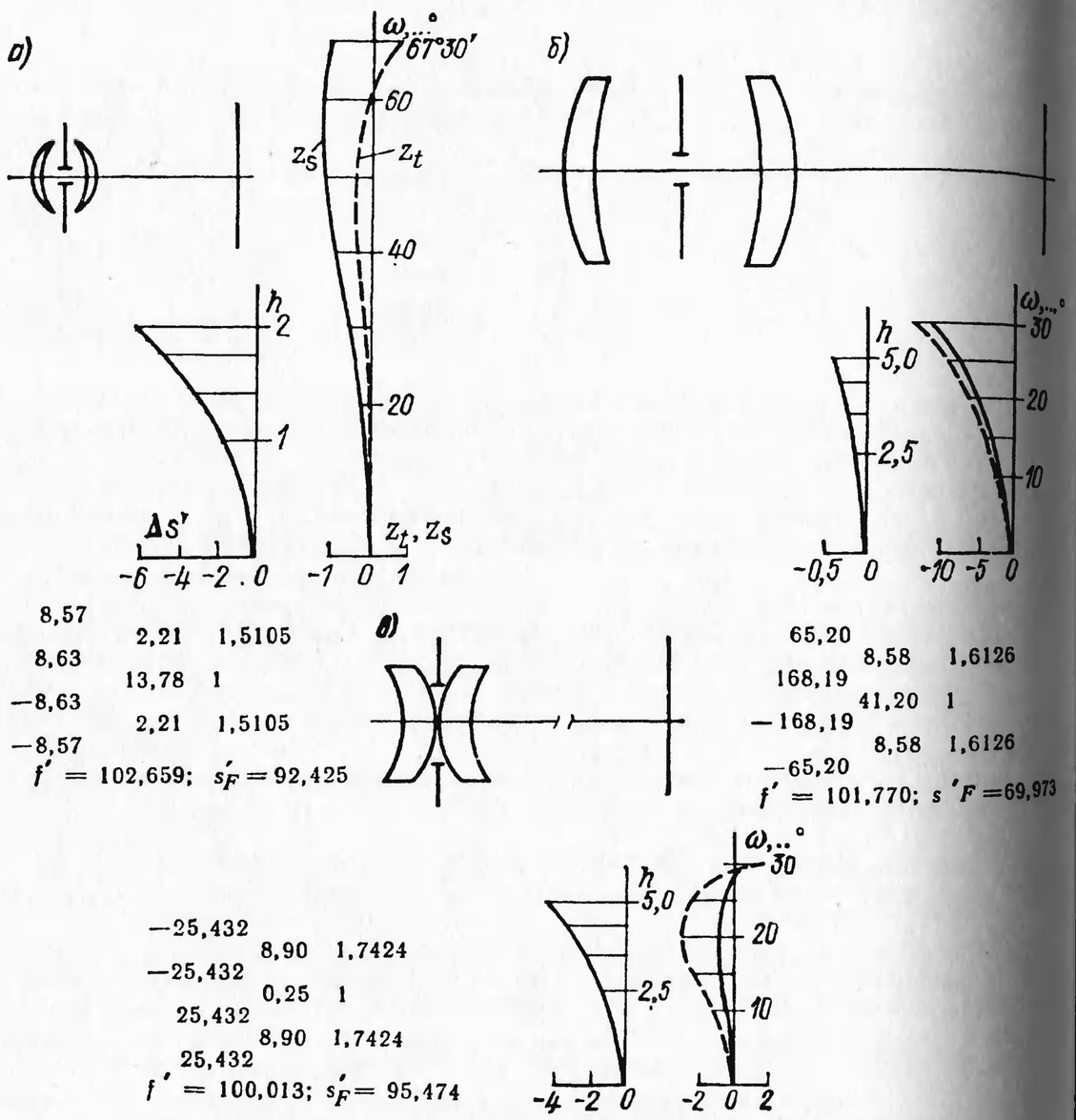


Рис. 17.3. Симметричные двухлинзовые системы

можно, при достаточно большом воздушном промежутке между такими линзами, обеспечить одновременное устранение астигматизма, комы и кривизны поля за счет взаимной компенсации этих аберраций, присущих обеим линзам.

При этом можно располагать впереди как положительную — базовую линзу, так и отрицательную — коррекционно-силовую.

Действительно, совмещая материальную диафрагму — зрачок с одной из таких тонких линз, обеспечиваем постоянство астигматизма этих линз независимо от их формы.

Тогда, с помощью прогиба второй линзы представляется возможным устранить астигматизм всей системы и прогибом линзы, совмещенной с материальной диафрагмой, скорригировать кому, не нарушая уже исправленного астигматизма. Кривизна поля при этом будет устранена за счет уравнивания оптических сил обеих линз по абсолютной величине.

Заметим, что закрепление материальной диафрагмы на одной из линз не обязательно, и она могла бы быть расположена в системе произвольно; но в этом случае уже не будет иметь место четкое разделение средств устранения комы и астигматизма. Такие компенсационные системы из двух тонких линз, разделенных воздушным промежутком, представлены на рис. 17.2 с графиками их аберраций.

Одновременно в числе двухлинзовых компенсационных систем будет находиться и система, состоящая из тонкой базовой линзы, обладающей минимальной сферической аберрацией, и линзы коррекционно-силовой, построенной на сочетании конфокальной поверхности, компенсирующей астигматизм базовой линзы, и апланатической поверхности.

Особым случаем взаимной компенсации аберраций является компенсация нечетных аберраций — комы, дисторсии, хроматизма увеличения в симметричных или в близких к симметрии системах; в частном случае возможно устранение комы в системах, построенных из двух базовых линз, корригированных на астигматизм и кривизну поля.

Такие анастигматические линзы в общем случае имеют два положения зрачка, обеспечивающих устранение астигматизма; поэтому возможно создание симметричных двухлинзовых систем, построенных при дальнем и ближнем положении зрачка.

Обозначая такие базовые анастигматические линзы, работающие с ближним положением зрачка, как анастигматические линзы I рода — символом *Б* (*анI*) и линзы, работающие с дальним положением зрачка, — анастигматические линзы II рода — символом *Б* (*анII*), получаем три возможные двухлинзовые системы, представленные на рис. 17.3, *а*—*в* с графиками их аберраций.

Вторая группа коррекционных элементов, обладающих незначительной оптической силой, не может влиять на исправление кривизны поля; поэтому областью применения таких чисто коррекционных элементов или линз будет являться исправление сферической аберрации, астигматизма и комы.

17.2. АНАСТИГМАТИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ

Как уже говорилось, симметричная или пропорциональная система из двух базовых линз, корригированных только на астигматизм, при соответственном выборе коэффициента пропорциональности, может быть корригирована на кому и благодаря этому войти в число изопланатических систем.

Устранение астигматизма у оптической системы из двух сферических поверхностей, разделяющих три среды, т. е. создание анастигматической линзы, может быть выполнено как для бесконечно удаленного предмета, так и для предмета, расположенного на конечном расстоянии.

Расчет анастигматических линз удобно производить по главному лучу исходя из следующих величин: показателей преломления n_1, n_2 и n_3; расстояния между точками преломления главного луча — косой толщины d; предметного расстояния s_1 вдоль главного луча между точкой преломления N_1 на первой поверхности и предметной точкой A; угла ε_1' между главным лучом и нормалью после первой поверхности; угла ε_2 между главным лучом и нормалью перед второй поверхностью; сагиттального фокального отрезка s_{1F}' после первой преломляющей поверхности.

Условие отсутствия астигматизма на предмете выразится равенством предметных отрезков s_1 и t_1 в меридиональной и в сагиттальной плоскостях; отсутствие астигматизма на изображении определится равенством отрезков s_2' и t_2'.

Пользуясь меридиональным и сагиттальным инвариантами для первой и второй поверхностей, можно написать:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{n_2\cos^2\varepsilon_1'}{t_1'} - \frac{n_1\cos^2\varepsilon_1}{t_1} = \frac{n_2}{s_1'} - \frac{n_1}{s_1} = \frac{n_2\cos\varepsilon_1' - n_1\cos\varepsilon_1}{r_1} = \frac{n_2}{s_{1F}} = -\frac{n_1}{s_{1F}};\\
\frac{n_3\cos^2\varepsilon_2'}{t_2'} - \frac{n_2\cos^2\varepsilon_2}{t_2} = \frac{n_3}{s_2'} - \frac{n_2}{s_2} = \frac{n_3\cos\varepsilon_2' - n_2\cos\varepsilon}{r_2} = \frac{n_3}{s_{2F}'} = -\frac{n_2}{s_{1F}}.
\end{aligned}\right\} \quad (17.1)$$

Исходя из этих формул, можно составить разности:

$$\left.\begin{aligned} n_2\left(\frac{\cos^2\varepsilon_1'}{t_1'}-\frac{\cos^2\varepsilon_1}{s_1'}\right)&=\frac{n_2\cos\varepsilon_1'-n_1\cos\varepsilon_1}{r_1}\sin^2\varepsilon_1;\\ -n_2\left(\frac{\cos^2\varepsilon_2}{t_2}-\frac{\cos^2\varepsilon_2'}{s_2}\right)&=\frac{n_3\cos\varepsilon_2'-n_2\cos\varepsilon_2}{r_2}\sin^2\varepsilon_2'.\end{aligned}\right\} \quad (17.2)$$

Величина косой толщины $\tilde{d}$ может быть определена как разность отрезков

$$\tilde{d}=t_1'-t_2=s_1'-s_2. \quad (17.3)$$

Отсюда следует равенство астигматических разностей

$$t_1'-s_1'=t_2-s_2. \quad (17.4)$$

Исходя из формул (17.1), можно отрезки t_1', t_2, s_1' и s_2 выразить через фокальные отрезки и отрезки до предмета и изображения следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} t_1'&=\frac{n_2\cos^2\varepsilon_1'}{\frac{n_2}{s_{1F}'}-\frac{n_1\cos^2\varepsilon_1}{s_1}};\quad s_1'=\frac{n_2}{\frac{n_2}{s_{1F}'}-\frac{n_1}{s_1}};\\ t_2&=\frac{n_2\cos^2\varepsilon_2}{\frac{n_3\cos^2\varepsilon_2'}{s_2'}+\frac{n_2}{s_{2F}}};\quad s_2=\frac{n_2}{\frac{n_3}{s_2'}+\frac{n_2}{s_{2F}}}.\end{aligned}\right\} \quad (17.5)$$

В соответствии с формулой (17.3) эти отрезки могут быть исключены, т. е.

$$\left.\begin{aligned} \frac{\cos^2\varepsilon_1'}{\frac{n_2}{s_{1F}'}-\frac{n_1\cos^2\varepsilon_1}{s_1}}&=\frac{\cos^2\varepsilon_2}{\frac{n_3\cos^2\varepsilon_2'}{s_2'}-\frac{n_2}{s_{2F}}}+\frac{\tilde{d}}{n_2};\\ \frac{1}{\frac{n_2}{s_{1F}'}-\frac{n_1}{s_1}}&=\frac{1}{\frac{n_3}{s_2'}+\frac{n_2}{s_{2F}}}+\frac{\tilde{d}}{n_2}.\end{aligned}\right\} \quad (17.6)$$

Исключая далее отрезки s_2' до изображения, получаем условие устранения астигматизма для системы из двух поверхностей при конечном расположении предмета

$$\frac{\sin^2\varepsilon_2'}{s_{2F}}=\frac{\cos^2\varepsilon_2}{\frac{\cos^2\varepsilon_1'}{\frac{1}{s_{1F}'}-\frac{n_1\cos^2\varepsilon_1}{n_2s_1}}-\tilde{d}}-\frac{\cos^2\varepsilon_2'}{\frac{1}{\frac{1}{s_{1F}'}-\frac{n_1}{n_2s_1}}-\tilde{d}}. \quad (17.7)$$

Полагая в этой формуле предметный отрезок $s_1=\infty$, получаем условие устранения астигматизма для бесконечно удаленного предмета.

Обращая внимание на то обстоятельство, что в обеих формулах величины углов падения и преломления входят или под квадратом синуса или под квадратом косинуса, приходим к выводу, что при одних и тех же значениях отрезков s_{1F}' и s_{2F} углы могут иметь либо одинаковые знаки, либо разные, поэтому анастигматические линзы будут иметь две области существования.

Условимся называть те анастигматические линзы, у которых эти углы имеют одинаковые знаки, анастигматическими линзами первого рода, а те линзы, у которых знаки углов различны, — анастигматическими линзами второго рода.

Если совместить задний фокус первой поверхности с передним фокусом второй поверхности, что приводит к условию

$$\tilde{d}=s_{1F}'-s_{2F}, \quad (17.8)$$

то анастигматическая линза превращается в телескопическую систему, которую можно называть телеанастигматической линзой.

Исходя из формулы (17.7), после несложных преобразований получим следующее выражение:

$$s_{1F}'/s_{2F}=\sin^2\varepsilon_2/\sin^2\varepsilon_1'=\Gamma, \quad (17.9)$$

где величину Γ можно рассматривать как видимое увеличение телеанастигматической линзы.

Из полученной формулы нетрудно сделать вывод, что увеличение телеанастигматических линз должно быть всегда положительным, так как оно определяется отношением квадратов синусов. Таким образом, телеанастигматические линзы относятся к системам галилеевского типа.

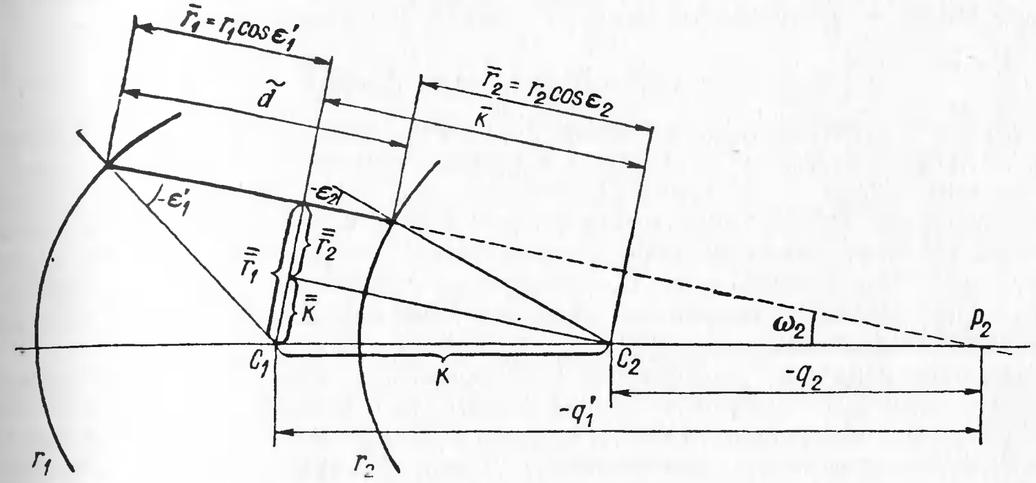


Рис. 17.4. Нахождение положения оси анастигматической линзы

Радиусы анастигматических линз определяются по формулам:

$$\left.\begin{aligned} r_1&=\frac{n_2\cos\varepsilon_1'-n_1\cos\varepsilon_1}{n_2}s_{1F}';\\ r_2&=-\frac{n_3\cos\varepsilon_2'-n_2\cos\varepsilon_2}{n_2}s_{2F}.\end{aligned}\right\} \quad (17.10)$$

Имея в распоряжении величины радиусов и косую толщину $\tilde{d}$, можно найти положение оси анастигматической линзы и угол главного луча с осью

$$\operatorname{tg}\omega_2=\frac{r_2\sin\varepsilon_2-r_1\sin\varepsilon_1'}{r_2\cos\varepsilon_2-r_1\cos\varepsilon_1'+\tilde{d}} \quad (17.11)$$

в пространстве между обеими поверхностями, как это показано на рис. 17.4.

Числитель и знаменатель этой формулы представляют собой проекции расстояния между центрами поверхностей на направление косой толщины и на направление, перпендикулярное к косой толщине.

Расстояния точек пересечения главного луча до центров обеих поверхностей q_1' и q_2 получаются по формулам:

$$q_1'=-r_1\sin\varepsilon_1'/\sin\omega_2;\quad q_2=-r_2\sin\varepsilon_2/\sin\omega_2. \quad (17.12)$$

Величина толщины по оси d_0 определяется следующим образом:

$$d_0=q_2+r_1-r_2+q_1'. \quad (17.13)$$

Для телеанастигматических линз существуют более простые выражения для нахождения углов главного луча с осью до первой и после последней поверхности:

$$\operatorname{tg}\omega_1=\frac{\sin\sum\Delta\varepsilon}{\frac{n_1}{n_3}\Gamma-\cos\sum\Delta\varepsilon};\qquad \operatorname{tg}\omega_3=-\frac{\sin\sum\Delta\varepsilon}{\frac{n_3}{n_1\Gamma}-\cos\sum\Delta\varepsilon}. \quad (17.14)$$

Составляя отношение тангенсов углов, получаем величину увеличения для главного луча Г в виде:

$$\Gamma = \frac{\frac{n_1}{n_3}\Gamma - \cos\sum\Delta\varepsilon}{\frac{n_1}{n_3}\Gamma\cos\sum\Delta\varepsilon - 1}\,\frac{n_1}{n_3}\Gamma = \frac{\operatorname{tg}\omega_3}{\operatorname{tg}\omega_1}. \qquad (17.15)$$

Для телеанастигматических линз величины углов ω могут быть найдены еще до определения радиусов кривизны обеих поверхностей.

Формулы (17.12) для анастигматических линз позволяют находить радиусы кривизны и для изопланатических линз, если считать на одной из поверхностей углы ε и ε′ равными нулю.

В этом случае вторая поверхность становится апланатической и вся анастигматическая линза — изопланатической, свободной от астигматизма и комы.

17.3. ТРЕХЛИНЗОВЫЕ СИСТЕМЫ

Переход к трехлинзовым системам позволяет включить в число коррекционно-силовых элементов анастигматические и телеанастигматические линзы; однако, так как эти линзы, будучи свободны от астигматизма, остаются несвободными в общем случае от комы, то анастигматические и телеанастигматические линзы целесообразно использовать парами: либо строго симметричными относительно плоскости диафрагмы, либо с вводом соответственного коэффициента пропорциональности. Такие пары анастигматических и телеанастигматических линз уместно называть коррекционно-силовыми блоками.

Варьируя величину коэффициента пропорциональности в них, представляется возможным изменять величину и знак комы всего коррекционно-силового блока, не нарушая его анастигматической коррекции. Такие коррекционно-силовые блоки могут быть построены как из стеклянных, так и из воздушных анастигматических или телеанастигматических линз.

При использовании подобных коррекционно-силовых блоков возможно воздействовать также и на величину кривизны поля, и на сферическую аберрацию.

В коррекционно-силовых блоках, построенных из телеанастигматических линз, воздействие на сферическую аберрацию будет возможно лишь для воздушных телеанастигматических линз при наличии в них соответственного различия в показателях преломления по обе стороны от воздушного промежутка.

Заметим, что пара анастигматических силовых линз, расположенных симметрично относительно диафрагмы или с соответственным коэффициентом пропорциональности, позволяет осуществлять взаимокомпенсацию комы, превращая такую пару силовых линз в изопланатическую систему, свободную от астигматизма и комы.

Возвращаясь к коррекционно-силовым блокам, приведем в качестве примера введение подобных блоков в базовых линзах типа *Б* (*к*, *к*), *Б* (*о*, *к*) и *Б* (*к*, *о*).

Первая из этих линз после введения в нее коррекционно-силового блока из пары отрицательных воздушных анастигматических линз первого рода приводится к хорошо известной системе трехлинзового объектива типа триплет. Схема такой системы, которую можно зашифровать формулой *Б* [*к*, —2*КС* (*ан*I), *к*], представлена на рис. 17.5, *а* вместе с графиками аберраций.

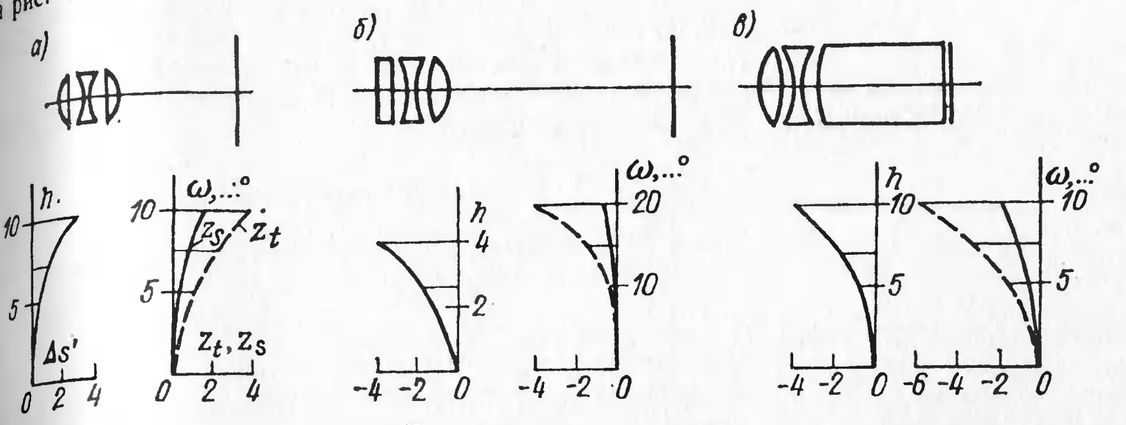
Вторая система типа *Б* [*о*, —2*КС* (*тан*I), *к*], составленная из плоско-выпуклой базовой линзы типа *Б* (*о*, *к*) и пары воздушных телеанастигматических линз первого рода, приведена на рис. 17.5, *б* и представляет собой триплет, обращенный передней плоско-выпуклой линзой к предмету.

Схема подобного триплета в литературе неизвестна, хотя она и представляет определенный интерес в качестве гидросъемочного объектива. Графики аберраций этого триплета изображены на том же рис. 17.5, *б*.

Выбирая в качестве базовой линзы линзу типа *Б* (*к*, *о*) и вводя в нее пару воздушных анастигматических линз первого рода, получаем систему типа *Б* [*к*, —2*КС* (*ан*I), *о*] — триплет, третья линза которого продлена до плоскости изображения. Схема такого триплета и графики его аберраций представлены на рис. 17.5, *в*.

Используя в качестве коррекционно-силового блока пару воздушных анастигматических линз второго рода, приходим к системам с наружными отрицательными линзами. Подобные системы будут допускать развитие значительных полей зрения.

Так, исходя из базовой линзы типа *Б* (*о*, *к*), приходим к системе типа *Б* [*о* —2*КС* (*тан*II), *к*], которую можно рассматривать как прототип широкоугольных объективов «Лиар-6». Схема подобной системы с графиками аберраций представлена на рис. 17.6, *а*.

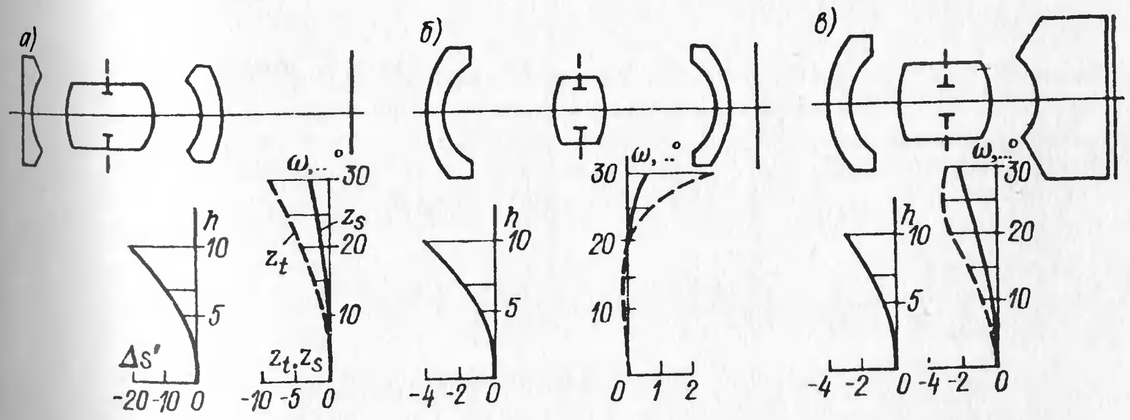


	∞		
26,638			
	3,757	1,6126	
∞			
	12,228	1	
−26,638			
	1,0	1,6126	
26,638			
	12,228	1	
∞			
	3,757	1,6126	
−26,638			

∞		
	10,0	1,6126
−149,947		
	10,054	1
−42,149		
	0,682	1,6126
42,149		
	10,054	1
149,947		
	13,344	1,6126
−29,327		

29,327		
	13,344	1,6126
−149,947		
	10,054	1
−42,149		
	0,682	1,6126
42,149		
	10,054	1
149,947		
	80,0	1,6126
∞		

Рис. 17.5. Введение пары воздушных анастигматических линз первого рода



∞		
	10,0	1,6126
43,318		
	34,096	1
61,842		
	71,088	1,6126
−61,842		
	34,096	1
−43,318		
	16,580	1,6126
−72,358		

77,040		
	12,396	1,6126
41,947		
	84,615	1
92,094		
	35,687	1,6126
−92,094		
	84,615	1
−41,947		
	12,396	1,6126
−77,040		

72,358		
	16,580	1,6126
43,318		
	34,096	1
61,842		
	71,088	1,6126
−61,842		
	34,096	1
−43,318		
	55,0	1,6126
∞		

Рис. 17.6. Введение пары воздушных анастигматических линз второго рода

Исходя из базовой линзы типа *Б* (*к*, *к*) и вводя в нее коррекционно-силовой блок из пары воздушных анастигматических линз второго рода, приходим к системе типа *Б* [*к*, —2*КС* (*ан*II), *к*], которую можно рассматривать как прототип широкоугольных объективов «Руссар-29». Схема такой системы и графики аберраций представлены на рис. 17.6, *б*.

Используя, наконец, в качестве базовой линзы линзу типа *Б* (*к*, *о*), получаем широкоугольную систему типа *Б* [*к*, —2*КС* (*анII*), *о*], схема которой и графики аберраций представлены на рис. 17.6, *в*.

Сочетая пару базовых анастигматических линз первого рода типа 2*Б* (*анI*) с коррекционно-силовым мениском типа *КС* (*к*, *к*), расположенным либо концентрично центру зрачка входа, либо концентрично зрачку выхода, приходим к системам типа 2*Б* (*анI*) + *КС* (*к*, *к*) или 2*КС* (*к*, *к*) + 2*Б* (*анI*), которые можно рассматривать как прототипы объектива плазмат. Схема этого объектива представлена на рис. 34.8. вместе с графиками аберраций.

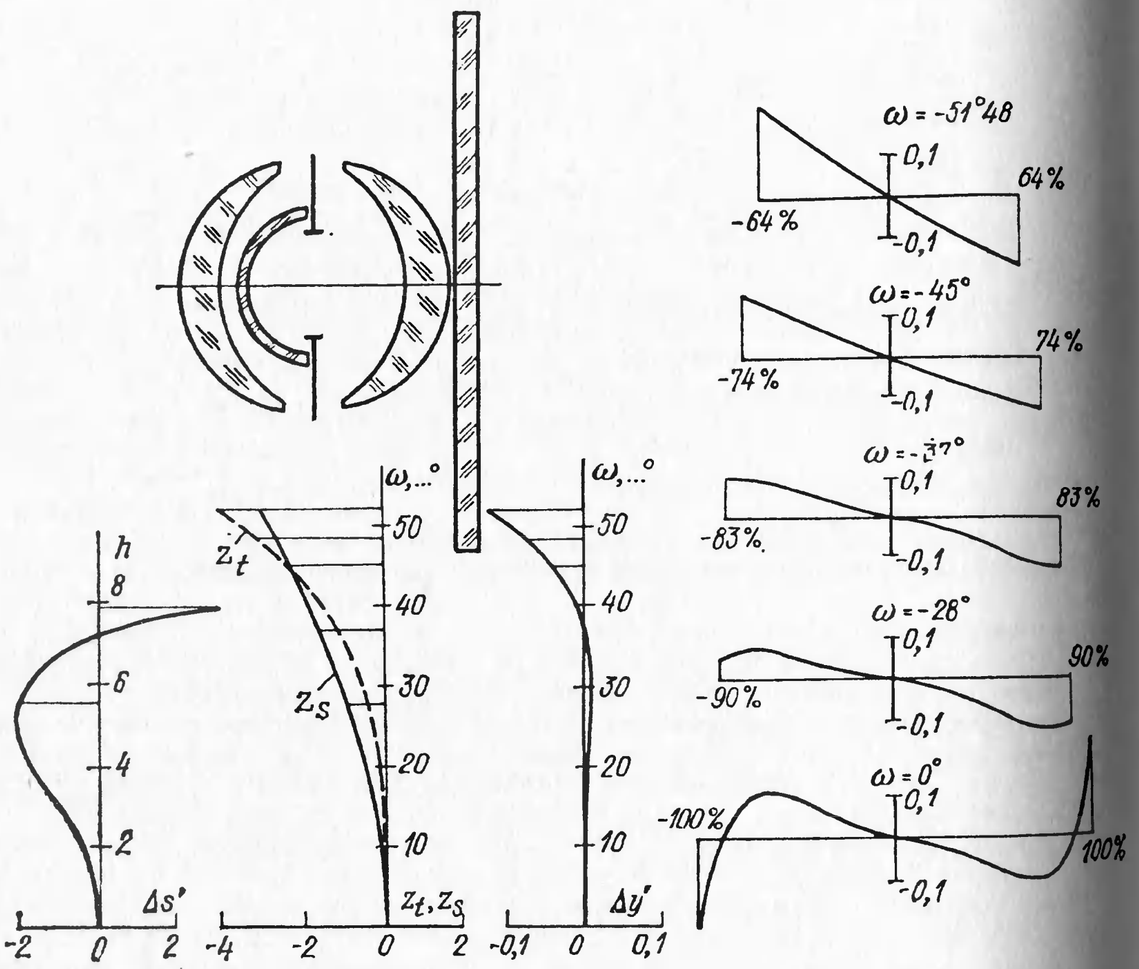


Рис. 17.7. Объектив «Руссар-19»

Исходя из пары базовых анастигматических линз второго рода и размещая внутри коррекционно-силовую линзу типа *КС* (*к*, *к*), получаем системы типа 2 [*Б* (*анII*) + *КС* (*к*, *к*)] — объективы «Руссар-1» — «Руссар-19»; схема последнего представлена на рис. 17.7 вместе с графиками аберраций.

17.4. СИСТЕМЫ С ДВУМЯ БАЗОВЫМИ ЛИНЗАМИ

Рассматривая базовые линзы, приведенные в предыдущем параграфе, замечаем, что во всех этих линзах создание оптической силы, за исключением концентричной линзы типа *Б* (*к*, *к*), происходило за счет работы одной преломляющей поверхности. Такое сосредоточение оптической силы приводит к необходимости применения крутых радиусов кривизны, что ограничивает развитие диаметров и вызывает значительный рост сферической аберрации. Поэтому, естественно, возникают попытки разложения оптической силы на большее число поверхностей, т. е. на две или большее число линз. При этом представляется возможным сохранить те требования, которые предъявлялись и к одиночным базовым линзам, т. е. обеспечение отсутствия астигматизма и комы — сохранение изопланатичности.

Составление системы из двух базовых линз сводится к суммированию одиночных силовых линз *Б* (*о*, *к*), *Б* (*к*, *к*) и *Б* (*к*, *а*) с силовыми элементами *Б* (*а*, *к*), *Б* (*а*, *о*), *Б* (*а*, *б*), *Б* (*к*, *а*), *Б* (*к*, *о*) и *Б* (*к*, *б*); участие в суммировании других силовых элементов невозможно, так как приводит к нереальным системам.

Таким образом, приходим к следующим базовым системам:

Б (*о*, *к*) + *Б* (*а*, *к*)	*Б* (*о*, *к*) + *Б* (*а*, *о*)	*Б* (*о*, *к*) + *Б* (*а*, *б*)
Б (*к*, *к*) + *Б* (*а*, *к*)	*Б* (*к*, *к*) + *Б* (*а*, *о*)	*Б* (*к*, *к*) + *Б* (*а*, *б*)
Б (*к*, *а*) + *Б* (*а*, *к*)	*Б* (*к*, *а*) + *Б* (*а*, *о*)	*Б* (*к*, *а*) + *Б* (*а*, *б*)

Кроме того, могут быть составлены следующие системы:

Б (*к*, *а*) + *Б* (*к*, *а*)	*Б* (*к*, *а*) + *Б* (*к*, *о*)
Б (*к*, *а*) + *Б* (*к*, *б*)	*Б* (*к*, *а*) + *Б* (*к*, *к*)

Системы второй строки из первой группы, построенные на сочетании концентрической силовой линзы типа *Б* (*к*, *к*) с линзами, расположенными после нее, приводятся к конструкциям с несоразмерно большими передними линзами и очень маленькими задними. Это обусловлено малыми величинами задних отрезков у концентричных линз, что резко ограничивает величину полей зрения наряду с весьма значительным повышением относительного отверстия.

Подобные системы будут иметь весьма ограниченный интерес главным образом в области микрообъективов.

Системы третьей строки можно было бы получить и посредством вырезания из одиночных базовых линз воздушной биапланатической линзы; поэтому их можно было бы зашифровать в виде *Б* (*к*, —*аа*, *к*), *Б* (*к*, —*аа*, *о*) и *Б* (*к*, —*аа*, *б*).

Эти системы не должны иметь особых преимуществ перед исходными базовыми линзами за исключением одного — существенного уменьшения массы стекла.

Двухлинзовые базовые системы четвертой строки представляют самостоятельный интерес, так как в этих системах, подобно системам первой строки, существенно увеличивается относительное отверстие и уменьшается исходная сферическая аберрация.

Двухлинзовые базовые системы, завершающиеся линзами с близфокальными поверхностями, могут быть попутно исправлены и на кривизну поля.

Для тонких анастигматических линз, когда предмет расположен в бесконечности и косая толщина может быть принята равной нулю, общая формула для анастигматической линзы принимает более простой вид

$$\frac{s'_{1F}}{s_{2F}} \sin^2 \varepsilon'_2 = \frac{\cos^2 \varepsilon_2}{\cos^2 \varepsilon'_1} - \cos^2 \varepsilon'_2. \qquad (17.16)$$

Для стеклянной линзы, расположенной в воздухе, угол ε_2 по абсолютной величине получается меньше угла ε'_2, и поэтому $\cos^2 \varepsilon_2$ должен быть всегда больше, нежели $\cos^2 \varepsilon'_2$. Отсюда следует, что правая часть формулы (17.16) при любых значениях угла ε'_1 всегда будет положительной, поэтому отношение отрезков s'_{1F} и s_{2F} также будет оставаться положительным.

Вследствие этого силы обеих поверхностей должны всегда иметь разные знаки, а радиусы кривизны — одинаковые.

Таким образом, тонкие анастигматические линзы при положении предмета в бесконечности должны иметь менискообразную форму.

Для тонких воздушных анастигматических линз отношение косинуса ε'_2 к косинусу ε_2 будет получаться больше единицы и поэтому правая часть формулы (17.16) при достаточно малых углах ε'_1 будет получаться положительной, т. е. возможно существование тонких воздушных анастигматических линз с поверхностями, обладающими оптическими силами одного знака.

Особый интерес будет представлять система из двух базовых линз, первая из которых может быть тонкой линзой, совмещенной со зрачком входа, а вторая — будет ограничена конфокальной поверхностью и второй поверхностью, совмещенной с изображением.

Такая система может быть зашифрована в виде *Б*$_з$ (*т*) + *Б* (*кф*, *б*).

Вторая базовая линза из-за конфокальности ее первой поверхности будет свободна от сферической аберрации и комы, а также будет обладать положительным астигматизмом.

Первая же линза — тонкая, совмещенная со зрачком входа, будет обладать отрицательным астигматизмом постоянной величины, независящим от формы линзы, т. е. ее прогиба, с помощью которого вся система может быть корригирована на устранение комы.

Сочетанием обеих линз можно обеспечить одновременное устранение астигматизма и комы, т. е. получить изопланатическую систему.

Уменьшение начальной сферической аберрации в системах подобного рода может быть достигнуто за счет дополнительного разделения первого тонкого компонента на две линзы.

Подобная система может рассматриваться как прототип высокосветосильного объектива с небольшим полем зрения при относительном отверстии, доходящем до 1 : 1.

17.5. НАЗНАЧЕНИЕ КОРРЕКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И БЛОКОВ

Исправление сферической аберрации, астигматизма и комы не требует применения элементов, обладающих определенной оптической силой; поэтому для их устранения могут быть использованы коррекционные элементы с небольшими оптическими силами или с оптическими силами, равными нулю, т. е. афокальные элементы.

К числу таких чисто коррекционных элементов могут быть отнесены: поверхности склейки; деформации сферических поверхностей (рассмотрены в гл. 20); прогибы линз при сохранении их сил; тонкие воздушные прослойки и мениск Максутова; склеенные коррекционные афокальные пластинки; компенсаторы — двухлинзовые коррекционные блоки.

17.6. ПОВЕРХНОСТИ СКЛЕЙКИ

Эти поверхности можно рассматривать как поверхности, разделяющие две среды с показателями преломления, мало отличающимися друг от друга, т. е. когда разности $n' - n$ малы.

Исходя из этого, пользуясь меридиональным и сагиттальным инвариантами, можно показать, что оптические силы преломляющей поверхности в меридиональной и в сагиттальной плоскости и оптическая сила той же поверхности по ее оси будут связаны приближенными формулами:

$$\Phi_t = \frac{n'}{t'} - \frac{n}{t} \approx \frac{\Phi_0}{\cos^3 \varepsilon} = \frac{\Delta n}{r \cos^3 \varepsilon} \tag{17.17}$$

и

$$\Phi_s = \frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} \approx \frac{\Phi_0}{\cos \varepsilon} = \frac{\Delta n}{r \cos \varepsilon}. \tag{17.18}$$

Из этих формул получаем, что при возрастании углов меридиональная и сагиттальная силы преломляющей склеенной поверхности будут возрастать по отношению к силе той же поверхности по ее оси.

График изменения меридиональной и сагиттальной сил поверхности склейки представлен на рис. 17.8.

Из этого графика видно, что для углов ε, не превосходящих 30°, рост сил в меридиональной и в сагиттальной плоскостях изменяется по отношению к силе на оси не очень сильно.

Действительно, разлагая в ряд по степеням угла преломления выражения для меридиональной и сагиттальной сил, получим:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_t/\Phi_0 &= 1 + (3/2)\varepsilon^2 + (37/12)\varepsilon^4 + \cdots; \\ \Phi_s/\Phi_0 &= 1 + (1/2)\varepsilon^2 + (5/12)\varepsilon^4 + \cdots. \end{aligned}\right\} \tag{17.19}$$

Из формул (17.19) находим, что для значения угла $\varepsilon = 0{,}5$ рад (что соответствует углу $\varepsilon \approx 30°$) вторые члены этих формул составят для сагиттальной плоскости 12,5 % и для меридиональной плоскости 37,5 %, а третьи члены соответственно — 2,6 % и 19 %. Таким образом, главенствующую роль будут играть члены, определяющие собой величину астигматизма третьего порядка.

Если же угол ε будет равен $\sqrt{2}/2$ рад (что соответствует углу в 40°), то в сагиттальной плоскости второй член возрастет уже до 25 % и в меридиональной плоскости до 75 %. При этом третьи члены достигают соответственно величин 10,4 % и 77 %.

Эти подсчеты показывают, что при росте углов ε происходит более быстрый рост астигматизма высшего порядка.

Ориентировка склеенной поверхности. Нетрудно установить зависимость между углами падения ε и полевыми углами ω. Обратимся к рис. 17.9, на котором представлена преломляющая поверхность радиуса r, расположенная на расстоянии от плоскости диафрагмы, равном s; главный луч составляет с осью угол ω, а угол луча с нормалью равен ε.

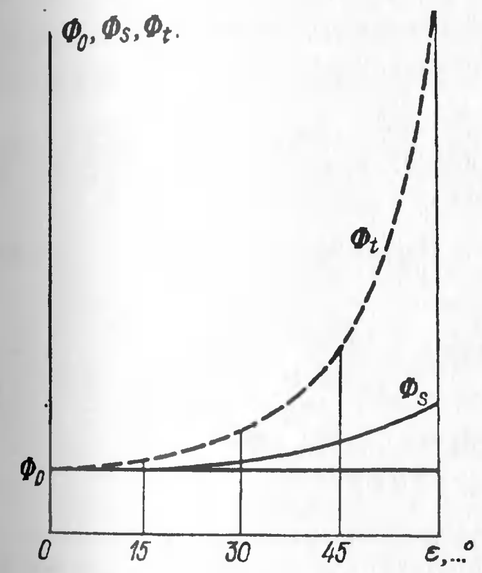


Рис. 17.8. Изменение меридиональной и сагиттальной сил склеенной поверхности

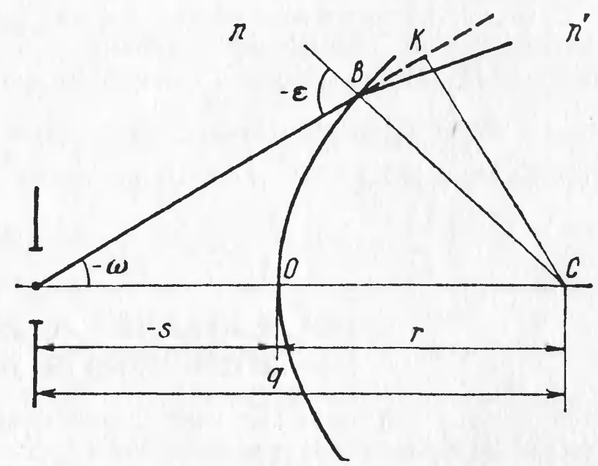


Рис. 17.9. Ориентировка склеенной поверхности

Согласно рисунку, величина синуса угла ε будет равна

$$\sin \varepsilon = (1 - s/r) \sin \omega. \tag{17.20}$$

Из этой формулы следует, что углы ε и ω будут связаны неравенствами:

$$\left.\begin{aligned} s/r < 0; &\quad |\sin \varepsilon| > |\sin \omega|; \\ 0 < s/r < 2; &\quad |\sin \varepsilon| < |\sin \omega|; \\ s/r > 2; &\quad |\sin \varepsilon| > |\sin \omega|. \end{aligned}\right\} \tag{17.21}$$

На рис. 17.9 показано, что первому случаю будет соответствовать обращение преломляющей поверхности выпуклой стороной к диафрагме. Этот случай может быть назван обратной ориентировкой склеенной поверхности в отличие от прямой ориентировки, когда преломляющая поверхность будет обращена к диафрагме вогнутой стороной.

Прямой ориентировке будет соответствовать второй и третий из рассматриваемых случаев.

Так как третий случай, когда отношение s/r будет больше двух, на практике встречается сравнительно редко, то для активной работы склеенной поверхности целесообразно использовать вариант обратной ориентировки поверхности по отношению к расположению диафрагмы.

Введение фиктивной поверхности склейки. При введении в оптическую систему склеенной поверхности происходит изменение показателя преломления после склеенной поверхности по отношению к исходному показателю преломления базовой

линзы; поэтому возникает необходимость учета этого изменения. Однако, вместо вывода специальных формул для этой цели удобно прибегнуть к введению в систему дополнительной — фиктивной поверхности склейки, радиус которой будет равен радиусу последующей поверхности при расстоянии от фиктивной склейки до последующей поверхности, равном нулю. При этом показатель преломления после фиктивной склейки принимается равным исходному показателю преломления.

Действие подобной фиктивной склейки получается тождественно равным действию изменения показателя преломления перед последующей поверхностью.

Таким образом, процесс введения какой-либо реальной склеенной поверхности равнозначен совокупному действию реальной и фиктивной поверхностей при сохранении после них неизменным исходного показателя преломления.

Работа двух склеенных поверхностей. Когда две склеенные поверхности расположены непосредственно друг за другом, то, учитывая, что силы обеих поверхностей малы, можно пренебречь расстоянием между ними.

Таким образом, можно написать:

$$\Phi_t = \Phi_{01}/\cos^3 \varepsilon_1 + \Phi_{02}/\cos^3 \varepsilon_2;\ \ \Phi_s = \Phi_{01}/\cos \varepsilon_1 + \Phi_{02}/\cos \varepsilon_2;\ \ \Phi_0 = \Phi_{01} + \Phi_{02}. \quad (17.22)$$

Поверхности склеек как фактическая, так и фиктивная, могут иметь различные ориентировки.

В частности, если положить, что для второй поверхности имеет место прямая ориентировка по отношению к зрачку (что приводит к малости углов ε_2 и ε_2'), то формулы (17.22) приобретают более простой вид:

$$\Phi_t = \Phi_{01}/\cos^3 \varepsilon_1 + \Phi_{02};\ \Phi_s = \Phi_{01}/\cos \varepsilon_1 + \Phi_{02};\ \Phi_0 = \Phi_{01} + \Phi_{02} \quad (17.23)$$

и тогда разность сил Φ_t и Φ_s будет равна

$$\Phi_t - \Phi_s = (1/\cos^3 \varepsilon_1 - 1/\cos \varepsilon_1)\,\Phi_{01} = \frac{\sin^2 \varepsilon_1}{\cos^3 \varepsilon_1}\,\Phi_{01}. \quad (17.24)$$

17.7. ВЛИЯНИЕ СКЛЕЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА СФЕРИЧЕСКУЮ АБЕРРАЦИЮ

Величина сферической аберрации сферической преломляющей поверхности, разделяющей две среды с малой разностью показателей преломления, для предмета, расположенного в бесконечности, может быть определена как разность сагиттального фокального отрезка s_F' и отрезка s_{0F}' до фокуса на оси.

Таким образом,

$$\Delta s' = s_F' - s_{0F}' = \frac{n' \cos \varepsilon}{\Phi_0} - \frac{n'}{\Phi_0} = \frac{n'}{\Phi_0}(\cos \varepsilon - 1) = \frac{n'}{\Delta n}(\cos \varepsilon - 1)\, r. \quad (17.25)$$

Разлагая косинус угла ε в ряд по степеням угла ε, получаем

$$\Delta s' = -\frac{n'}{\Delta n}\left(\frac{\varepsilon^2}{2!} - \frac{\varepsilon^4}{4!} + \frac{\varepsilon^6}{6!} - \cdots\right). \quad (17.26)$$

Переходя к волновой аберрации Δl, находим

$$\Delta l = \frac{n'}{\Delta n}\varepsilon^2\left(\frac{\varepsilon^2}{4 \cdot 2!} - \frac{\varepsilon^4}{6 \cdot 4!} + \frac{\varepsilon^6}{8 \cdot 6!} - \cdots\right). \quad (17.27)$$

Так как апертурный угол σ можно рассматривать как отношение высоты h к фокальному отрезку s_{0F}', то

$$\sigma = h/s_{0F}' = h\Phi_0/n', \quad (17.28)$$

и так как угол ε может быть представлен в виде

$$\varepsilon = \sin \varepsilon = -h/r = -\Phi_0 h/\Delta n, \quad (17.29)$$

для волновой аберрации получаем следующее выражение:

$$\Delta l = \frac{h^2}{n'}\Phi_0\left(\frac{h^2\Phi_0^2}{4 \cdot 2!\,\Delta n^2} - \frac{h^4\Phi_0^4}{6 \cdot 4!\,\Delta n^4} + \frac{h^6\Phi_0^6}{8 \cdot 6!\,\Delta n^6} - \cdots\right). \quad (17.30)$$

Суммируя волновые аберрации для двух склеенных поверхностей, получим

$$\Delta l_{I+II} = \Delta l_I + \Delta l_{II} = \frac{h^2}{n'}\left[\frac{h^2}{4 \cdot 2!}\left(\frac{\Phi_{01}^3}{\Delta n_I^2} + \frac{\Phi_{02}^3}{\Delta n_{II}^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{h^4}{6 \cdot 4!}\left(\frac{\Phi_{01}^5}{\Delta n_I^4} + \frac{\Phi_{02}^5}{\Delta n_{II}^4}\right) + \frac{h^6}{8 \cdot 6!}\left(\frac{\Phi_{01}^7}{\Delta n_I^6} + \frac{\Phi_{02}^7}{\Delta n_{II}^6}\right)\right]. \quad (17.31)$$

Задавая сумму сил обеих поверхностей склейки постоянной

$$\Phi_{01} + \Phi_{02} = \text{const}, \quad (17.32)$$

сохраняем в формуле (17.31) три независимые переменные — Φ_{01}, Δn_I и Δn_{II}; задавая затем при различных высотах h три значения волновой аберрации, получаем три уравнения с тремя неизвестными, решая которые, можно было бы найти необходимые значения величин Φ_{01}, Δn_I и Δn_{II}.

Таблица 17.1. Трехлинзовый объектив с двумя поверхностями склейки

r	d	n_D
67,188	12,0	1,6126
—36,141	3,0	1,5891
—49,967	4,0	1,7280
—800,0		
$f' = 125{,}0;\ \ s_F' = 112{,}145$		

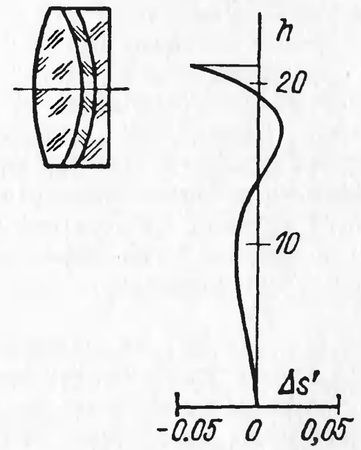


Рис. 17.10. Двойная коррекция сферической аберрации

Полагая для упрощения задачи сумму сил поверхностей склеек равной нулю, можно написать

$$\Delta l_{I+II} = \frac{h^4\Phi_{01}^3}{n'}\left[\frac{1}{4 \cdot 2!}\left(\frac{1}{\Delta n_I^2} - \frac{1}{\Delta n_{II}^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{h^2\Phi_{01}^2}{6 \cdot 4!}\left(\frac{1}{\Delta n_I^4} - \frac{1}{\Delta n_2^4}\right) + \frac{h^4\Phi_{01}^4}{8 \cdot 6!}\left(\frac{1}{\Delta n_I^6} - \frac{1}{\Delta n_{II}^6}\right) - \cdots\right]. \quad (17.33)$$

В этой формуле первый и третий члены всегда имеют один и тот же знак; второй же член обладает, наоборот, противоположным знаком.

Таким образом, представляется возможным управлять величинами сферической аберрации третьего, пятого и седьмого порядков и осуществлять благодаря этому «двойную» коррекцию сферической аберрации.

В качестве численного примера возможности такой двойной коррекции приведем в табл. 17.1 конструктивные данные трехлинзового объектива.

Схема этого объектива с графиком сферической аберрации приведена на рис. 17.10.

В приведенном примере первая склеенная поверхность разделяет среды с разностью показателей, равной —0,0235, при более крутом радиусе склейки, равном —36,141; вторая же поверхность склейки разделяет среды с большей разностью показателей, равной +0,1389, и имеет менее крутой радиус, равный —49,967.

Вторая скленная поверхность создает в основном положительную сферическую аберрацию пятого порядка; первая же склеенная поверхность — отрицательную сферическую аберрацию седьмого порядка.

17.8. РАБОТА ТОНКОГО ВОЗДУШНОГО ПРОМЕЖУТКА — ВОЗДУШНОЙ ПРОСЛОЙКИ

Складывая две линзы с одинаковыми радиусами кривизны, образуем между ними тонкую воздушную прослойку. Такая прослойка по своему действию идентична поверхности склейки и отличается от последней лишь тем, что при определенных условиях воздушная прослойка может создавать полное внутреннее отражение.

Вместе с тем для тонкой воздушной прослойки можно иметь некоторое различие между радиусами и некоторое расстояние по оси; условимся, что эти величины будут всегда малыми.

Поэтому величины обоих радиусов кривизны поверхностей, ограничивающих собой воздушную прослойку, должны иметь одинаковые знаки, и расстояние между центрами обеих поверхностей также должно быть мало.

Из сказанного выше следует, что склеенную поверхность всегда можно рассматривать как частный случай воздушной прослойки.

Таким образом, воздушная прослойка, по отношению к поверхности склейки, будет обладать двумя дополнительными параметрами — разностью радиусов кривизны и воздушной толщиной по оси, т. е. она будет иметь в общей сложности четыре свободных параметра.

Дополнительные параметры воздушной прослойки позволяют делать ее афокальной или иметь одинаковые показатели преломления для линз, образующих прослойку, сохраняя тем не менее определенное воздействие на аберрации.

Образование воздушной прослойки можно было бы осуществить посредством понижения показателя преломления между двумя склеенными поверхностями с радиусами одного и того же знака до единицы; однако такой подход не позволяет воспользоваться закономерностями, установленными для склеенных поверхностей, так как на каждой из поверхностей воздушной прослойки разности между углами падения и преломления перестанут быть малыми величинами. Это обстоятельство и вызывает необходимость рассмотреть действие воздушной прослойки самостоятельно.

Любую воздушную прослойку всегда можно рассматривать как совокупность двух воздушных прослоек, смыкающихся друг с другом, — прослойки, образованной концентричными поверхностями, и прослойки, ограниченной поверхностями с разными радиусами кривизны.

Такое разделение выгодно тем, что для концентричной прослойки можно сохранить разность показателей по обе стороны прослойки и учесть при этом наличие воздушной толщины; для прослойки же с разными радиусами можно принять величину косой толщины, равной нулю.

Обращаясь к рис. 17.11, *а*, на котором представлена концентричная прослойка с радиусами r_1 и r_2, разность между которыми определяет величину воздушной толщины по оси, нетрудно связать угол ε_1' после первой поверхности и угол ε_2 перед второй поверхностью и установить угол $\Delta\varphi$ между нормалями в точках преломления:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1' + d \operatorname{tg} \varepsilon_1'/r_2 \tag{17.34}$$

и

$$\Delta\varphi = \varepsilon_1' - \varepsilon_2 = -d \operatorname{tg} \varepsilon_1'/r_2. \tag{17.35}$$

Пользуясь меридиональным и сагиттальным инвариантами и учитывая малость величин d, $\tilde{d}$ и $\Delta\varphi$, после ряда довольно громоздких преобразований получаем следующие формулы для меридиональной и сагиттальной сил концентричной прослойки при равных показателях n_1 и $n_3 = n$:

$$\Phi_t = \frac{n/\cos^3 \varepsilon_1' - 1/\cos^3 \varepsilon_1}{n-1} \Phi_0; \tag{17.36}$$

$$\Phi_s = \frac{n/\cos \varepsilon_1' - 1/\cos \varepsilon_1}{n-1} \Phi_0,$$

где

$$\Phi_0 = \frac{n-1}{n} \frac{d}{r^2}. \tag{17.37}$$

Переход к концентричной прослойке с различными показателями преломления легко осуществляется путем добавления концентричной поверхности склейки.

Обращаясь к прослойке с разными радиусами и с косой толщиной $\tilde{d}$, равной нулю, нетрудно установить зависимость между разностью радиусов и величиной расстояния между центрами обеих поверхностей, равной некоторой величине k.

Обращаясь к рис. 17.11, *б*, можно написать:

$$\Delta r = r_2 - r_1 = k \cos \varphi_1, \tag{17.38}$$

что позволяет определить величину воздушной толщины d_0 по оси

$$d_0 = k - \Delta r = (1/\cos \varphi_1 - 1)\, \Delta r. \tag{17.39}$$

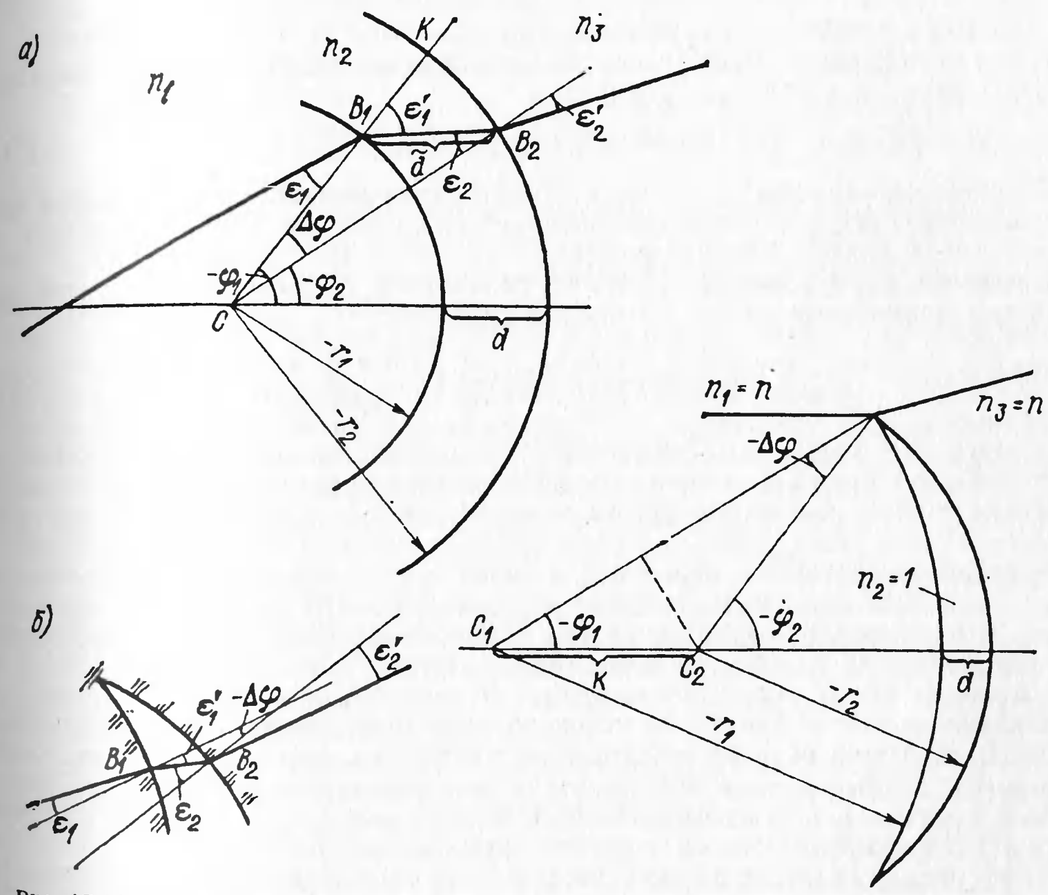


Рис. 17.11. Работа воздушной прослойки: *а* — концентричной; *б* — с острым краем

Нетрудно также установить величину угла между нормалями $\Delta\varphi$ к обеим поверхностям

$$\Delta\varphi = -k \sin \varphi_1/r_2 = -\Delta r \operatorname{tg} \varphi_1/r_2. \tag{17.40}$$

Опуская ряд довольно громоздких преобразований, получаем следующие выражения для силы прослойки в меридиональной и в сагиттальной плоскостях:

$$\frac{n \cos^2 \varepsilon_2'}{t_2'} = \frac{\Delta r}{r^2} (\cos \varepsilon_1' - n \cos \varepsilon_1) [1 - (2 \operatorname{tg} \varepsilon_1' + \operatorname{tg} \varepsilon_1) \operatorname{tg} \varphi_1]; \tag{17.41}$$

$$\frac{n}{s_2'} = (\cos \varepsilon_1' - n \cos \varepsilon_1)(1 - \operatorname{tg} \varepsilon_1 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{\Delta r}{r^2}. \tag{17.42}$$

17.9. КОНЦЕНТРИЧНЫЙ МЕНИСК, МЕНИСК С РАВНЫМИ РАДИУСАМИ И МЕНИСК Д. Д. МАКСУТОВА

Полагая в общей формуле для силы толстой линзы

$$\Phi = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{d}{n r_1 r_2} (n-1)^2 \tag{17.43}$$

толщину равной разности радиусов

$$d = r_1 - r_2, \tag{17.44}$$

приходим к формуле для силы концентричной линзы

$$\Phi_к = (1 - 1/n)\ (1/r_1 - 1/r_2). \tag{17.45}$$

Дифференцируя эту формулу по показателю преломления, получим выражение, определяющее хроматизм концентричной линзы

$$\frac{d\Phi_к}{\Phi_к} = \frac{dn}{n^2(1 - 1/n)} = \frac{dn}{n(n-1)} = \frac{1}{n\nu}. \tag{17.46}$$

Полагая в формуле (17.43) радиусы равными друг другу, получаем выражение для силы мениска с равными радиусами

$$\Phi = d\,(n-1)^2/nr^2. \tag{17.47}$$

Обратим внимание на то, что сила линзы с равными радиусами получается всегда положительной, тогда как для концентрической линзы при радиусах одного и того же знака сила линзы — отрицательна.

Дифференцируя формулу (17.47) по показателю преломления, получаем выражение для хроматизма линзы с равными радиусами

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{2dn}{n-1} - \frac{dn}{n} = \frac{n+1}{n\nu}. \tag{17.48}$$

Сопоставляя формулы (17.46) и (17.48), видим, что при силе концентричного мениска и силе линзы с равными радиусами, равными по абсолютной величине, хроматизм второй линзы получается в $n + 1$ раза больше, чем хроматизм первой линзы.

Нетрудно представить себе, что при переходе от концентричного мениска к мениску с равными радиусами, за счет изменения одного из радиусов, произойдет переход силы линзы от отрицательной к положительной и, следовательно, переход от положительного хроматизма к отрицательному.

В процессе такого перехода может быть получен мениск с силой, равной нулю, — афокальный мениск и мениск, у которого хроматизм также будет равным нулю.

Д. Д. Максутов обратил внимание на то обстоятельство, что афокальность мениска и его ахроматизация наступают неодновременно, т. е. афокальный мениск обладает отрицательным хроматизмом, присущим мениску с равными радиусами, а ахроматизированный мениск является отрицательной линзой.

Дифференцируя общее выражение для силы толстой линзы и приравнивая этот дифференциал нулю, получаем уравнение, связывающее радиусы и толщину мениска Максутова

$$r_2 - r_1 + d\,(1 - 1/n^2) = 0. \tag{17.49}$$

Из формулы (17.49) может быть определена толщина мениска

$$d = (r_1 - r_2)/(1 - 1/n^2). \tag{17.50}$$

Подставляя эту толщину в общее уравнение для силы толстой линзы, получаем выражение для силы мениска Д. Д. Максутова

$$\Phi_м = \frac{n-1}{n+1}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \tag{17.51}$$

Из предыдущих формул видно, что при положительных значениях обоих радиусов положительная толщина получается тогда, когда первый радиус будет больше второго, что и приводит к отрицательному значению силы всего мениска.

Отметим ряд свойств мениска Д. Д. Максутова.

1. Мениск свободен от хроматизма в широкой области спектра и поэтому его можно считать обладающим апохроматической коррекцией.

2. Обладая небольшой оптической отрицательной силой, мениск имеет положительную сферическую аберрацию. Эта особенность выгодна для устранения

отрицательной сферической аберрации, присущей сферическим зеркалам. Изменяя отношение радиусов и соответственно изменяя толщину мениска, можно варьировать его сферическую аберрацию.

3. Определяя расстояние между центрами обеих поверхностей мениска в соответствии с формулой

$$r_2 - r_1 + d = d/n^2 = k, \tag{17.52}$$

получаем, что расстояние k между центрами обеих поверхностей будет невелико; благодаря этому можно, располагая материальную диафрагму вблизи этих центров, избежать возникновения большого астигматизма и комы.

Таким образом, при помощи мениска Д. Д. Максутова представляется возможным корригировать отрицательную сферическую аберрацию, практически почти не затрагивая других аберраций системы.

17.10. СКЛЕЕННЫЕ ДВУХЛИНЗОВЫЕ КОМПЕНСАТОРЫ

Размещение в нужном месте оптической системы склеенной поверхности того или иного назначения не всегда возможно, так как в ряде случаев там, где следовало бы разместить склеенную поверхность не окажется линзы, обладающей достаточно большой толщиной.

Расположение же склеенной поверхности в том месте, где это было бы возможно, не всегда будет приводить к желаемому результату и, кроме того, не исключено ухудшение коррекции аберраций, устраненных в системе ранее.

Таким образом, возникает задача создания в оптической системе элементов, расположение которых в ней может быть выполнено без нарушения уже проведенной в системе коррекции аберраций. Решение этой задачи может быть обеспечено введением в оптическую систему плоскопараллельных пластинок.

Хорошо известно, что не слишком толстые плоскопараллельные пластинки, вводимые даже в сходящемся ходе лучей, воздействуют на аберрации оптической системы незначительно; кроме того, изменение расположения таких пластинок в системе вообще не будет влиять на изменение аберраций. Поэтому, располагая подобную плоскопараллельную пластинку в нужном месте системы, представляется возможным ввести в нее склеенную поверхность требуемого радиуса при той или иной разности показателей преломления.

Совершенно очевидно, что введение склеенной поверхности приведет к возникновению некоторой оптической силы, которую можно скомпенсировать за счет отказа от плоскостности одной из поверхностей плоскопараллельной пластинки; при этом сохраняется афокальность вносимого в систему элемента — двухлинзового склеенного компенсатора.

Подобный компенсатор будет обладать некоторыми свободными параметрами, определяющими его свойства; к этим параметрам относятся: исходный показатель преломления; разность показателей преломления; радиус кривизны поверхности склейки (и ориентировка склеенной поверхности); радиус одной из наружных поверхностей (второй радиус поверхности определяется из условия соблюдения афокальности) и толщина компенсатора.

Кроме того, к числу параметров можно отнести также числа Аббе для обеих линз компенсатора.

Эти два последних параметра могут быть использованы для дополнительной хроматической коррекции системы.

Главенствующими параметрами, определяющими работу подобного компенсатора, будут являться, очевидно, разность показателей преломления и величина радиуса кривизны поверхности склейки. На работу компенсатора влияет расположение его между материальной диафрагмой и изображением.

Заметим, что на работу такого компенсатора сразу же можно перенести все закономерности, установленные для склеенных поверхностей.

Двухлинзовый компенсатор по принципу своей работы приближается к деформированной плоскости; при значительной разности показателей преломления и относительно большой величине радиуса кривизны склеенной поверхности будет наблюдаться активное воздействие на элементарные аберрации (аберрации третьего порядка); наоборот, при малой разности показателей и относительно крутом радиусе

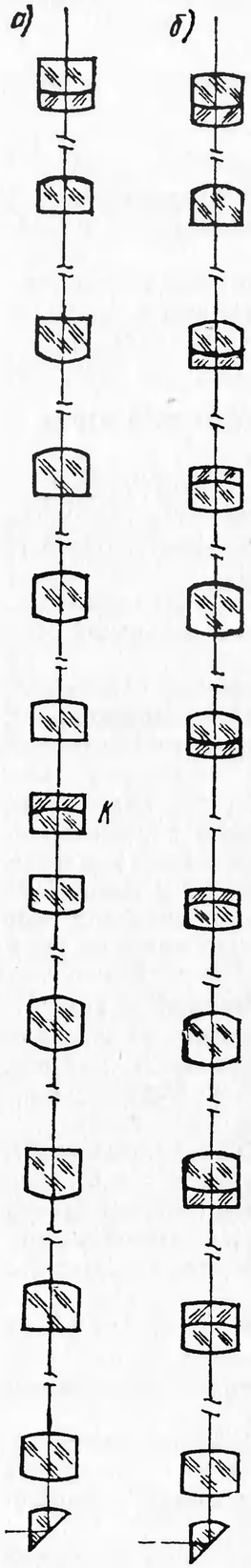


Рис. 17.12. Схемы цистоскопов: *а* — с двухлинзовым компенсатором; *б* — с оборачивающими системами из двухлинзовых компонентов

склеенной поверхности будет происходить более энергичное воздействие на аберрации высшего порядка.

В качестве практического примера работы подобного компенсатора приведем оптическую систему цистоскопа, построенного из простых одиночных линз с введением компенсатора K, обеспечивающего устранение сферической аберрации и хроматизма положения (рис. 17.12, *а*).

Для сопоставления на рис. 17.12, *б* изображена схема обычного цистоскопа, основанного на оборачивающих системах, состоящих из двухлинзовых компонентов. Существенно, что упрощение оптической схемы цистоскопа за счет перехода к простым линзам и использованию компенсатора не ухудшило качества изображения.

Рассматривая работу склеенного афокального компенсатора, следует обратить внимание на следующее обстоятельство.

Соблюдение афокальности при увеличении, равном единице, позволяет производить перемещение компенсатора вдоль оси без нарушения фокусировки и положения изображения.

При этом, естественно, будет происходить изменение сферической аберрации, которое нетрудно установить, рассматривая рис. 17.13. На этом рисунке представлен компенсатор, расположенный на расстоянии s' от точки изображения A'.

Полагаем, что апертурный луч, составляющий с осью угол σ и обладающий высотой h в плоскости компенсатора, будет отклонен на некоторый угол γ, образуя при этом в плоскости изображения поперечную сферическую аберрацию $\delta g'$.

Величину угла γ можно представить как некоторую функцию от высоты h. Разлагая эту функцию в ряд по степеням h, можно написать

$$\gamma \approx Ah^3 + Bh^5 + Ch^7 + \cdots, \qquad (17.53)$$

что позволяет представить поперечную аберрацию $\delta g'$ в виде

$$\delta g' = s'\gamma = s'\,(Ah^3 + Bh^5 + Ch^7 + \cdots). \qquad (17.54)$$

Высоту h можно выразить в виде произведения апертурного угла σ на отрезок s' до изображения; поэтому

$$\delta g' = s'^4\,(A\sigma^3 + Bs'^2\sigma^5 + Cs'^4\sigma^7 + \cdots) \qquad (17.55)$$

и, переходя к продольной сферической аберрации,

$$\Delta s' = \delta g'/\sigma = s'^4\,(A\sigma^2 + Bs'^2\sigma^4 + Cs'^4\sigma^6 \ldots). \qquad (17.56)$$

Полученное выражение показывает, что относительно небольшие изменения расстояния s' компенсатора от плоскости изображения будут существенно влиять на изменение продольной сферической аберрации, причем воздействие перемещения на сферическую аберрацию высшего порядка будет более активным, нежели на сферическую аберрацию 3-го порядка.

Рассматривая поперечное смещение компенсатора на некоторую величину a, необходимо в формуле (17.54) заменить величину h на величину $h + a$. Тогда значение поперечной сферической аберрации $\delta g'$ выразится формулой

$$\delta g' = \delta g'_0 + s'\,[(3Ah^2 + 5Bh^4 + \cdots)\,a + (3Ah + 10h^3 + \cdots)\,a^2 + (A + 10h^2 + \cdots)\,a^3 + \cdots], \qquad (17.57)$$

из которой следует, что к исходной поперечной сферической аберрации $\delta g'_0$ добавится дисторсия, определяемая первой степенью смещения a, меридиональная кривизна (или расфокусировка), зависящая от квадрата величины a, кома, определяемая третьей степенью величины a и т. д.

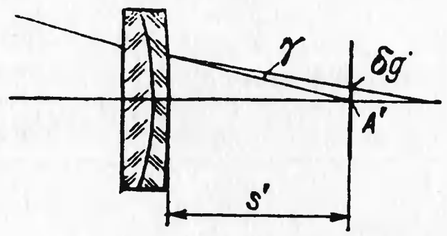


Рис. 17.13. Склеенный афокальный компенсатор

17.11. ХРОМАТИЧЕСКИЕ СКЛЕЕННЫЕ КОМПЕНСАТОРЫ

Уравнивая показатели преломления в обеих линзах склеенного афокального компенсатора и сохраняя некоторую разность чисел Аббе, приходим к созданию хроматических компенсаторов.

Совершенно очевидно, что для таких компенсаторов обе наружные поверхности будут сохраняться плоскими и монохроматически действие компенсатора будет тождественно действию плоскопараллельной пластинки.

Величина хроматизма положения, вносимая тонким хроматическим компенсатором выражается следующей формулой:

$$\delta s' = \left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2}\right)\frac{n-1}{r}\,s^2 = \Phi\left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2}\right)s^2, \qquad (17.58)$$

где ν_1 и ν_2 — числа Аббе для первой и второй линз компенсатора, а величина s определяет расстояние от компенсатора до предмета или изображения.

Из приведенной формулы следует, что хроматический компенсатор создает хроматизм положения только одного знака; он становится равным нулю при совмещении компенсатора с предметной плоскостью или плоскостью изображения.

Смещение компенсатора хроматизма в направлении, перпендикулярном оси системы, вызовет возникновение хроматизма увеличения, величина которого может быть определена по формуле

$$\delta y' = y\delta s' = \Phi y\ (1/\nu_1 - 1/\nu_2)\ s^2, \qquad (17.59)$$

где величина Φ представляет собой силу одной из составляющих компенсатор линз.

Очевидно, что хроматизм увеличения, вносимый таким смещенным компенсатором, будет изменяться по линейной зависимости от величины смещения.

17.12. АПОХРОМАТИЧЕСКИЙ КОМПЕНСАТОР

Аналогично хроматическому компенсатору может быть создан апохроматический компенсатор, если составить плоскопараллельную пластинку из двух линз с одинаковыми показателями преломления и числами Аббе, но с различными частными относительными дисперсиями.

В качестве примера возможности создания такого апохроматического компенсатора можно взять компенсатор из линз, изготовленных из стекол марок ОФ3 и БФ27.

Эти стекла имеют следующие показатели преломления n, числа Аббе ν и частные относительные дисперсии $\gamma = (n_F - n_D)/(n_F - n_C)$:

Марка стекла	n	ν	γ
ОФ3	1,6123	44,08	0,7084
БФ27	1,6067	43,96	0,7120

Подобный компенсатор в совокупности с обычным двухлинзовым склеенным объективом имеет следующие конструктивные данные, приведенные в табл. 17.2.

Таблица 17.2. **Компенсатор с обычным двухлинзовым склеенным объективом**

	r	d	n_D	Марка стекла
Компенсатор	∞	2	1,6123	ОФ3
	23,0	5	1,6067	БФ27
	∞	2	1	
Объектив	106,22	3	1,6475	ТФ1
	55,9	9	1,5163	К8
	—405,0			
$f' = 209{,}599$; $s'_{F'} = 203{,}226$				

Таблица 17.3. **Апохроматизация объектива**

λ	Объектив с компенсатором		Объектив без компенсатора	
	$\delta f'$	$\delta s'$	$\delta f'$	$\delta s'$
A'	0,012	—0,010	0,434	0,425
700	0,024	0,012	0,249	0,244
C	0,021	0,014	0,126	0,123
D	0	0	0	0
e	—0,011	0,008	—0,040	—0,038
F	0,004	0,006	0,006	0,011
G'	0,110	0,106	0,296	0,303

Исправление хроматизма положения по широкому участку спектра представлено в табл. 17.3.

Для сопоставления в табл. 17.3 приведены значения хроматизма положения для объектива без апохроматического компенсатора из тех же стекол. Конструктивные данные этого объектива приведены в табл. 17.4.

Таблица 17.4. **Объектив без апохроматического компенсатора**

r	d	n_D	Марка стекла
107,1	3	1,6475	ТФ1
55,81	9	1,5163	К8
—390,2			
$f' = 199{,}993$; $s'_{F'} = 193{,}374$			

17.13. ТОНКИЙ СКЛЕЕННЫЙ КОМПЕНСАТОР КРИВИЗНЫ ПОЛЯ

Работа такого компенсатора строится на основе нарушения условия Петцваля для тонких линз за счет изменения показателей преломления. Исходя из условия Петцваля, можно записать

$$1/R_p = \sum (\Phi/n) = \Phi_{\text{I}}/n_{\text{I}} + \Phi_{\text{II}}/n_{\text{II}} \neq 0 \qquad (17.60)$$

и, полагая компенсатор афокальным, можно считать, что

$$\Phi_{\text{I}} + \Phi_{\text{II}} = 0. \qquad (17.61)$$

Таким образом, заменяя в формуле (17.60) Φ_{II} на Φ_{I}, получаем

$$1/R_p = \Phi_{\text{I}}\,(1/n_{\text{I}} - 1/n_{\text{II}}). \qquad (17.62)$$

Полагая компенсатор ахроматизированным, необходимо соблюсти равенство чисел Аббе в обеих линзах компенсатора

$$\nu_{\text{I}} = \nu_{\text{II}}, \qquad (17.63)$$

и тогда, обращаясь к подбору марок стекла, можно было бы остановиться на стеклах СТК 19 ($n = 1{,}744$; $\nu = 50{,}4$) и В29-52 ($n = 1{,}529$; $\nu = 51{,}8$), для которых имеет место наибольшая разность показателей преломления.

Для этих стекол множитель при силе линзы Φ_{I} имеет значение около 0,08, что и определяет величину радиуса Петцваля R_p в зависимости от силы линзы.

Если отказаться от афокальности компенсатора по оси системы и сделать его афокальным по главному лучу (полагая, что у первой линзы компенсатора первая поверхность будет плоской), то, обращаясь к формуле для телеанастигматической линзы и полагая одновременно величину косой толщины $\bar{d}$, равной нулю, можно написать

$$s'_{1F} = s_{2F}. \qquad (17.64)$$

Это приводит к равенству величины Г единице и к равенству углов ε'_1 и ε_2 друг другу.

С другой стороны, величина тангенса полевого угла, равная

$$\operatorname{tg}\omega_2 = \frac{\bar{\bar{h}}}{k} = \frac{r_2 \sin\varepsilon_2 - r_1 \sin\varepsilon'_1}{r_2\cos\varepsilon_2 - r_1\cos\varepsilon'_1 + \bar{d}}, \qquad (17.65)$$

приводится к равенству

$$\operatorname{tg}\omega_2 = \operatorname{tg}\varepsilon_2 = \operatorname{tg}\varepsilon'_1, \qquad (17.66)$$

которое определяет собой условие совмещения компенсатора с положением диафрагмы.

При этом величина расстояния k между центрами обеих поверхностей приводится к разности радиусов

$$k = r_2 - r_1. \qquad (17.67$$

Отсюда следует, что и толщина d_0 телеанастигматической линзы на оси системы тоже становится равной нулю.

Совмещение тонкого компенсатора с диафрагмой определяет далее равенство входного и выходного углов ω и ω' друг другу, следствием чего явится отсутствие дисторсии.

Задаваясь величиной заднего фокального отрезка s'_{1F} для первой линзы, можно вычислить радиусы обеих линз компенсатора, а затем и их силы по оси системы; сумма этих сил уже не будет равной нулю и будет получаться всегда положительной.

Таким образом, тонкий склеенный компенсатор кривизны поля, совмещенный с плоскостью диафрагмы, будет свободен от астигматизма для выбранного полевого угла, дисторсии и хроматизма увеличения, обладая при этом некоторой положительной оптической силой по оси.

Благодаря этому изменение масштаба подобного компенсатора, не нарушая положения изображения для выбранного полевого угла и не внося астигматизма и дисторсии, позволяет добиваться необходимого значения отрицательной кривизны поля.

Необходимо отметить, что подобный компенсатор будет вносить в оптическую систему отрицательную сферическую аберрацию и некоторую кому.

Интересной особенностью тонкого компенсатора кривизны является то обстоятельство, что, вследствие равенства его увеличения Г единице, при переходе от положения предмета в бесконечности к положению предмета на конечном расстоянии не будет происходить возникновения астигматизма, что позволяет использовать тонкий компенсатор кривизны не только в параллельном ходе лучей, но также и в сходящемся ходе.

17.14. ДВУХЛИНЗОВЫЙ НЕСКЛЕЕННЫЙ КОМПЕНСАТОР

Такой компенсатор можно рассматривать как замену в склеенном компенсаторе склеенной поверхности тонким воздушным промежутком; однако при этом может быть утрачена одна особенность работы несклеенного компенсатора — наличие двух областей существования одинаковой сферической аберрации.

В связи с этим анализ работы несклеенного компенсатора удобнее производить исходя из частного случая плоскопараллельной пластинки, сохраняя при этом в дальнейшем одинаковые показатели преломления для обеих линз компенсатора.

Действительно, плоскопараллельную пластинку, работающую в параллельном ходе лучей, всегда можно рассматривать как совокупность плоско-выпуклой и плоско-вогнутой линз с одинаковыми показателями преломления и одинаковыми радиусами кривизны сферических поверхностей.

Складывая такие линзы их сферическими поверхностями, как это представлено на рис. 17.14, *а*, получаем систему, эквивалентную плоскопараллельной пластинке.

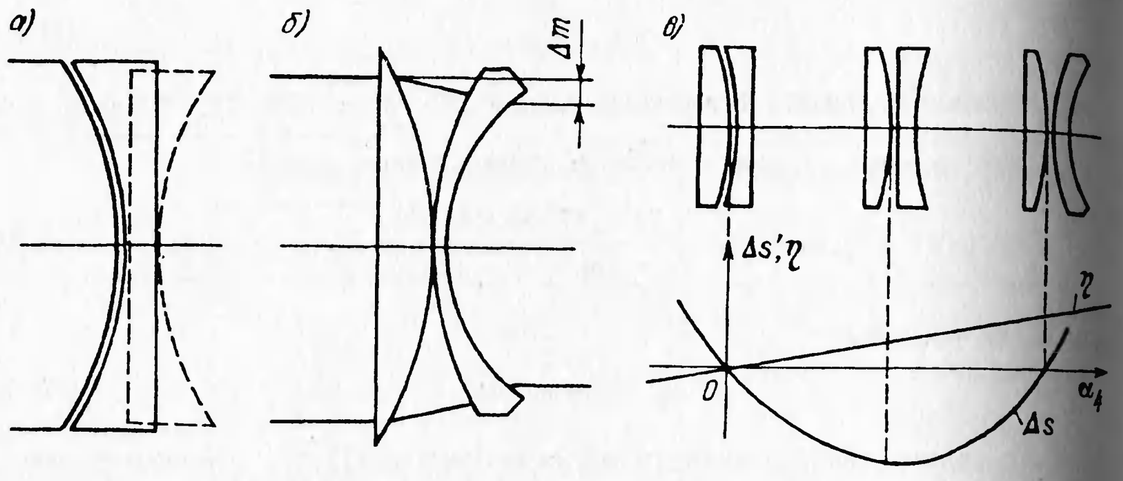


Рис. 17.14. Двухлинзовые несклеенные афокальные компенсаторы

В этом случае, если не учитывать влияния толщин, действие обеих линз будет взаимно погашаться и тогда приходим к оптической системе, свободной от всех аберраций.

Компенсатор будет афокальным; его сферическая аберрация, астигматизм, кривизна поля, дисторсия и кома будут отсутствовать.

Переворачивая одну из линз компенсатора, например отрицательную (показано пунктиром на рис. 17.14, *а*), не нарушая самой формы линзы, приходим к тому, что отрицательная линза сделается обращенной к параллельному ходу лучей своей сферической поверхностью, благодаря чему положительная сферическая аберрация, присущая отрицательным линзам, сделается близкой к своему минимальному значению.

Так как при этом положительная линза по-прежнему будет обращена к параллельному ходу плоской стороной, то отрицательная сферическая аберрация положительной линзы останется неизменной и будет по своей абсолютной величине большей, нежели положительная сферическая аберрация перевернутой отрицательной линзы. В связи с этим суммарная сферическая аберрация всего компенсатора сделается отрицательной. Одновременно с этим произойдет уменьшение высоты луча, входившего в компенсатор со стороны положительной линзы, следствием чего явится возникновение поперечной волновой аберрации, приводящее к возникновению комы.

Заметим, что при переворачивании отрицательной линзы афокальность компенсатора и отсутствие астигматизма сохранятся неизменными.

Придавая перевернутой отрицательной линзе менискообразную форму, будем удалять эту линзу от формы с минимальной сферической аберрацией, и раньше или позже положительная сферическая аберрация такой менискообразной отрицательной линзы станет равной по своей абсолютной величине сферической аберрации положительной плоско-выпуклой линзы; совершенно очевидно, что при этом двухлинзовый компенсатор снова станет свободным от сферической аберрации, однако его кома возрастет еще более. Схема такого компенсатора приведена на рис. 17.14, *б*.

Процесс изменения сферической аберрации $\Delta s'$ и комы η двухлинзового компенсатора представлен в виде графика на рис. 17.14, *в*, из которого следует, что у двухлинзового несклеенного компенсатора существуют две области с одинаковыми значениями сферической аберрации; эти области однако различаются тем, что в одной из них кома получается значительно меньшей и переходит через нулевое значение, тогда как для другой области кома будет значительно большей и будет сохранять свой знак.

Заметим, что переворачивая компенсатор, получаем при этом изменение знака комы на обратный.

Рассмотренная исходная плоско-выпуклая форма положительной линзы может быть изменена на менискообразную или, наоборот, — на двояковыпуклую; в первом случае у компенсатора произойдет более энергичное возрастание комы при отсутствии сферической аберрации; во втором случае — менее энергичное.

Возможность создания значительной комы при отсутствии сферической аберрации позволяет с успехом использовать двухлинзовый компенсатор для устранения комы у параболического зеркала.

Заметим, что при размещении компенсатора в передней фокальной плоскости параболического зеркала последнее становится исправленным на астигматизм при телецентрическом ходе лучей после зеркала.

В силу этого совокупность двухлинзового компенсатора с параболическим зеркалом позволяет обеспечить одновременное исправление комы, сферической аберрации и астигматизма.

Таблица 17.5. **Система сочетания компенсатора со сферическим зеркалом**

r	d	n_D
		—1
2000,0		
	875,0	1
—115,35		
	2,0	1,5163
—1179,35		
	0,2	1
47,93		
	1,79	1,5163
75,14		
		1

$f' = 1000{,}0; \quad s'_{F'} = 122{,}15$

Из графика изменения сферической аберрации и комы нетрудно установить возможность получения заданного значения положительной сферической аберрации и комы того или иного знака; это позволяет использовать двухлинзовый компенсатор в совокупности со сферическим зеркалом, обладающим отрицательной сферической аберрацией.

В качестве примера такого сочетания сферического зеркала и компенсатора приведем в табл. 17.5 параметры этой системы.

Возможности двухлинзового компенсатора могут быть существенно расширены, если отказаться от использования в его обеих линзах стекол одной и той же марки; кроме того, может быть в известной мере нарушена и афокальность компенсатора. Точно так же может быть введена между линзами компенсатора воздушная толщина.

Подобное расширение возможностей компенсатора позволяет, кроме исправления сферической аберрации на краю отверстия и соблюдения условия синусов, осуществить двойную коррекцию сферической аберрации и выполнить условие Петцваля.

17.15. МЕНИСК В. Н. ЧУРИЛОВСКОГО

Для устранения комы параболического зеркала В. Н. Чуриловский предложил использовать мениск с равными радиусами, расположенный после параболического зеркала; в этом мениске ход апертурного луча принимается параллельным оси. Схема такого мениска представлена на рис. 17.15.

В гомоцентрическом пучке лучей, сходящемся в точке F_1, один из лучей P_1P_2 после преломления на первой преломляющей поверхности мениска становится строго параллельным оси системы.

Из-за наличия сферической аберрации у этой поверхности, точка F_1 не совпадет с точкой F_{01} переднего фокуса этой поверхности для нулевых лучей.

Нетрудно представить себе, что луч P_1P_2 после преломления на второй поверхности должен будет выйти из мениска параллельно своему направлению при входе в мениск; при этом точка F_2' пересечения выходящего луча с осью будет смещена относительно точки F_1 на величину толщины линзы по оси.

В точках F_2' и F_1 все три увеличения — линейное, угловое и продольное будут равны единице.

Кроме того, смещения точек F_1, F_{01} — сферическая аберрация первой поверхности в обратном ходе и F_2', F_{02}' — сферическая аберрация второй поверхности в прямом ходе будут равными друг другу.

Совмещая точки F_{01} и F_1, выводим луч P_1P_2 из параллельности оси, тогда его высота на второй поверхности станет большей, чем на первой поверхности. Следствием этого явится возрастание апертурного угла после мениска, приводящее к уменьшению нарушения условия синусов.

Изменяя соответственно толщину мениска, представляется возможным добиться устранения нарушения условия синусов, а также комы параболического зеркала.

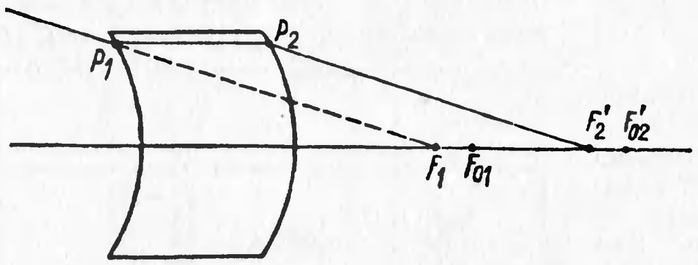


Рис. 17.15. Компенсатор В. Н. Чуриловского

В тех случаях, когда толщина коррекционного мениска становится значительной, мениск может быть разделен на две линзы — плоско-вогнутую и плоско-выпуклую, обращенные плоскими сторонами друг к другу и разделенные воздушным промежутком.

Мениск В. Н. Чуриловского не вносит хроматизма положения, но вследствие наличия большой толщины мениска вносит некоторый хроматизм увеличения; для визуальных систем такой хроматизм увеличения может быть скомпенсирован окуляром.

17.16. ДВУХЛИНЗОВЫЙ КОМПЕНСАТОР АСТИГМАТИЗМА

Двухлинзовый компенсатор, кроме воздействия на кому, может быть использован для коррекции астигматизма. Полагая, что несклеенный компенсатор работает в телецентрическом ходе лучей, как это представлено на рис. 17.16, видим, что после компенсатора происходит неравномерное сжатие или расширение пучка лучей, определяющее собой элементарное меридиональное линейное увеличение.

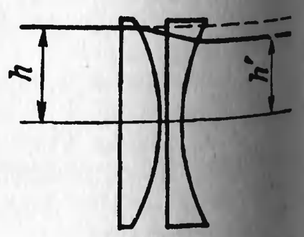


Рис. 17.16. Двухлинзовый афокальный компенсатор астигматизма

Задавая изменение высоты главного луча после выхода его из компенсатора как некоторую функцию от высоты входа, можно написать

$$h' = \varphi(h). \tag{17.68}$$

Дифференцируя эту функцию, находим меридиональное линейное элементарное увеличение

$$V_t = dh'/dh = \varphi'(h). \tag{17.69}$$

Сагиттальное элементарное линейное увеличение определится соотношением

$$V_s = h'/h = \varphi(h)/h. \tag{17.70}$$

Продольное меридиональное и сагиттальное увеличения выразятся как квадраты линейных элементарных увеличений:

$$Q_t = V_t^2 = [\varphi'(h)]^2; \quad Q_s = V_s^2 = \varphi^2(h)/h^2.$$

Полагая, что при совмещении предмета с плоскостью компенсатора имело место отсутствие астигматизма, т. е.

$$t' = s' = 0 \text{ при } t = s = 0, \tag{17.71}$$

получаем, что при изменении положения предмета произойдет различное перемещение изображения в меридиональной и в сагиттальной плоскостях, определяемое формулами:

$$t' = Q_t t \text{ и } s' = Q_s s, \tag{17.72}$$

что и приведет к возникновению астигматизма

$$t' - s' = (Q_t - Q_s)\, s. \tag{17.73}$$

Допуская возможным разложение функции $\varphi(h)$ в ряд по степеням высоты h, можно написать, учитывая, что функция $\varphi(h)$ является нечетной,

$$\varphi(h) = Ah + Bh^3 + Ch^5 + \ldots \tag{17.74}$$

В окрестности около оси системы величины h и h' становятся равными друг другу; поэтому значение коэффициента A можно принять равным единице.

Тогда, ограничиваясь в разложении членами с третьей степенью h, получаем

$$\varphi(h) \approx h + Bh^3, \tag{17.75}$$

поэтому:

$$V_s = 1 + Bh^2;\ Q_s = (1 + Bh^2)^2 = 1 + 2Bh^2$$

и для меридиональной плоскости

$$V_t = \varphi'(h) \approx 1 + 3Bh^3;$$

$$Q_t = (1 + 3Bh^2)^2 = 1 + 6Bh^2. \tag{17.76}$$

Составляя разность продольных увеличений, получаем выражение, определяющее величину астигматизма, вносимого компенсатором

$$t' - s' = 4Bh^2 s. \tag{17.77}$$

Из формулы (17.77) следует, что знак астигматической разности определяется знаком коэффициента B и отрезка s; знак коэффициента B при работе компенсатора в обратном ходе меняется на обратный; это позволяет получать нужную астигматическую разность как по величине, варьируя расстояние s до предмета, так и по знаку.

Нетрудно установить, что двухлинзовый компенсатор астигматизма должен вносить определенной величины кому. Поэтому, ставя общую задачу исправления одновременно и комы, и астигматизма, можно воспользоваться двумя компенсаторами, расположенными на различных расстояниях от изображения. При этом представляется возможным корригировать одновременно не только кому и астигматизм, но и сферическую аберрацию.

Таблица 17.6. **Система из сферического зеркала с двумя компенсаторами**

r	d	n_D
		—1
2000,0	750,0	1
—1180,6	4,0	1,5163
326,4	1,0	1
116,1	6,0	1,5163
207,1	150,0	1
—71,5	2,0	1,5163
—102,2	1,0	1
7593,9	3,0	1,5163
—234,5		
$f' = 1000{,}0$; $s_{F'} = 83{,}3$		

В качестве практического примера приведем в табл. 17.6 данные оптической системы, составленной из сферического зеркала с двумя компенсаторами.

Для этой системы зрачок входа диаметром 200 мм совпадает с поверхностью зеркала; диаметры обоих компонентов равны: первого — 50 мм, второго — 20 мм.

Полученная система обладает небольшой положительной кривизной поля; устранение этой кривизны нетрудно осуществить, увеличивая показатель преломления у отрицательной линзы второго компенсатора, что может быть сделано при соответственном подборе стекла без ущерба для апохроматической коррекции системы в целом.

17.17. СОВОКУПНОСТЬ СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА С ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Как это было установлено ранее, сферическое зеркало обладает отрицательной сферической аберрацией; плоскопараллельная пластинка, наоборот, имеет положительную сферическую аберрацию. Поэтому, сочетая сферическое зеркало с плоско-

параллельной пластинкой определенной толщины, представляется возможным осуществить взаимную компенсацию сферической аберрации.

Величина сферической аберрации зеркала в совокупности с плоскопараллельной пластинкой может быть выражена точной формулой

$$\Delta s' = f'_0 + d/n - \frac{f'_0}{\cos\sigma'/2} - \frac{\cos\sigma'}{\cos\sigma}\frac{d}{n}. \qquad (17.78)$$

где σ и σ' — апертурные углы вне и внутри пластинки.

Задавая для определенного апертурного угла σ значение сферической аберрации равным нулю, можно определить отношение толщины пластинки к фокусному расстоянию зеркала

$$\frac{d}{f'_0} = n\frac{1 - 1/\cos\frac{\sigma'}{2}}{1 - \cos\sigma'/\cos\sigma}. \qquad (17.79)$$

Принимая относительное отверстие системы, равным 1 : 1, получаем следующие величины отношений d/f'_0 для разных показателей преломления:

n	1,5	1,6	1,7	1,8
d/f'_0	0,649722	0,639092	0,638667	0,644660

Анализируя приведенные выше значения видим, что величина отношения толщины пластинки к фокусному расстоянию зеркала при различных показателях преломления сохраняется более или менее постоянной и равной приблизительно 0,64, приобретая минимальное значение 0,637898 при показателе преломления 1,65.

Существенно, что нарушение условия синусов Аббе для зеркала с пластинкой составляет при относительном отверстии 1 : 1 около 3,5 %, тогда как для параболического зеркала нарушение условия синусов при том же относительном отверстии составляет около 6 %.

Пользуясь точной формулой (10.9), для различных показателей преломления и высот были определены величины сферической аберрации при фокусном расстоянии зеркала, равном $f'_0 = 100$ мм. Эти значения приведены в табл. 17.7. При этом были выбраны следующие стекла: СТК19 с $n = 1{,}7440$, при котором отношение толщины пластинки к произведению показателя преломления на фокусное расстояние, т. е. d/nf'_0 равно 0,367357; СТФ1 с $n = 1{,}9444$ и $d/nf'_0 = 0{,}339721$, а также ТФ10 с $n = 1{,}8060$ и $d/nf'_0 = 0{,}357239$.

Из приведенной таблицы видно, что при изменении показателя преломления от 1,806 до 1,9444 зона сферической аберрации также изменяется, переходя из области отрицательных значений в область значений положительных.

Оценивая величины остаточной сферической аберрации в угловой мере для стекла СТФ1, видим, что они не выходят из пределов одной угловой секунды, а волновые аберрации — из одной десятой длины волны.

Таблица 17.7. **Сферическая аберрация зеркала и плоскопараллельной пластинки**

Марка стекла	$\Delta s'$ при $\sin\sigma'$, равном					
	0,5	0,45	0,4	0,35	0,3	0,25
СТК19	0,000	—0,0067	—0,01012	—0,01084	—0,00995	—0,00809
ТФ10	0,000	—0,00409	—0,0063	—0,00685	—0,00642	—0,00526
СТФ1	0,000	+0,00085	+0,00078	+0,00059	+0,00027	+0,00004

17.18. ТРЕХЛИНЗОВЫЙ НЕСКЛЕЕННЫЙ КОМПЕНСАТОР

Этот компенсатор, в отличие от двухлинзовых компенсаторов, не является тонкой системой и может рассматриваться как совокупность двух симметрично расположенных галилеевских систем, сомкнутых своими отрицательными линзами, объединенными далее в одну линзу.

Схема трехлинзового несклеенного компенсатора представлена на рис. 17.17.

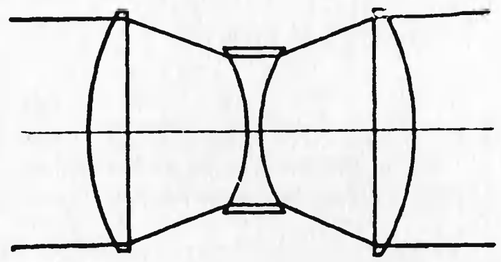


Рис. 17.17. Трехлинзовый афокальный компенсатор

Средняя отрицательная линза такого компенсатора создает положительную сферическую аберрацию, а также положительные хроматизм положения и астигматизм; прогиб средней линзы позволяет воздействовать на кому.

Наружные плосковыпуклые линзы создают отрицательную сферическую аберрацию и отрицательные хроматизм и астигматизм. Поэтому, в целях компенсации отрицательных аберраций той системы, в которую вводится компенсатор, необходимо, чтобы положительные аберрации средней линзы превосходили бы по своей абсолютной величине отрицательные аберрации обеих положительных линз.

В связи с этим приходится ограничивать отличие увеличения составляющих компенсатор галлилеевских систем от единицы.

Глава 18

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ПЕРЕМЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

18.1. СИСТЕМЫ ДИСКРЕТНОЙ СМЕНЫ УВЕЛИЧЕНИЙ

Смена увеличений в оптических системах преследует две цели: 1) создание достаточно большого поля зрения, облегчающего поиск интересующего наблюдателя объекта; 2) создание достаточно большого увеличения, обеспечивающего возможность более детального рассмотрения найденного объекта.

Для визуальных оптических систем величина поля зрения ограничивается величиной углового поля зрения окуляра и требуемым увеличением; так, для микроскопа с видимым увеличением $\Gamma = 500^\times$ и окулярным полем зрения, равным $2\omega' = 30°$, величина предметного поля зрения получается равной 0,25 мм.

Для астрономической трубы с видимым увеличением $\Gamma = 200^\times$ и окулярным полем зрения $2\omega' = 40°$ предметное поле зрения составит приблизительно 0,2°.

Поэтому в микроскопии для поиска объекта пользуются значительно меньшими увеличениями, порядка 50—100$^\times$, что дает возможность увеличения предметного поля зрения до 2,5—1,25 мм.

В астрономических инструментах для поиска объекта используют вспомогательную трубу — так называемый искатель, или гид — с меньшим увеличением, порядка 10$^\times$, но с большим предметным полем зрения — около 4—5°. Аналогично, при пользовании лупой или биноклем предварительное нахождение объекта выполняется невооруженным глазом.

Изменение увеличения имеет и самостоятельное значение — приведение масштаба изображения к наперед заданному масштабу.

Простейшими средствами изменения увеличения являются сменные окуляры, объективы и т. д.

Сменные окуляры. Диапазон смены увеличений при помощи сменных окуляров невелик. Он обусловлен величинами фокусных расстояний окуляров — от 10 до 50 мм, что соответствует изменению собственных увеличений окуляров от 25 до 5.

Увеличение фокусных расстояний окуляров свыше 50 мм приводит к очень большим диоптрийным подвижкам окуляра, уменьшение же фокусных расстояний меньше 10 мм — к слишком малому удалению выходного зрачка.

Величина выходных зрачков при сменных окулярах определяется произведением из двойного апертурного угла предшествующей системы на фокусное расстояние окуляра.

Таким образом,

$$2\rho'_I = f'_{окI}2\sigma'_{об}; \quad 2\rho'_{II} = f'_{окII}2\sigma'_{об}. \tag{18.1}$$

Для телескопических систем, при постоянном диаметре зрачка входа системы 2ρ, диаметры выходных зрачков могут быть найдены через увеличения:

$$2\rho'_I = 2\rho/\Gamma_I; \quad 2\rho'_{II} = 2\rho/\Gamma_{II}. \tag{18.2}$$

Отношение диаметров выходных зрачков будет обратным отношению видимых увеличений, т. е.

$$2\rho'_I/2\rho'_{II} = \Gamma_{II}/\Gamma_I. \tag{18.3}$$

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при смене окуляров изменение величины диаметров выходных зрачков получается бо́льшим, нежели возможное изменение входного зрачка глаза от 2 до 7 мм, т. е. всего в три с половиной раза. Это может привести к тому, что при малых увеличениях выходной зрачок прибора может превзойти зрачок входа глаза.

Величины входных полей зрения — линейного для микроскопов и углового для телескопических систем — при постоянном угловом поле зрения окуляра будут обратными видимым увеличениям:

$$2y_I/2y_{II} = \Gamma_{II}/\Gamma_I; \quad 2\omega_I/2\omega_{II} = \Gamma_{II}/\Gamma_I.$$

Габаритный расчет системы со сменными окулярами производится по малому увеличению.

Сменные объективы. Такие объективы широко применяются в микроскопии; возможность изменения входной апертуры 2σ позволяет сохранить величину выходной апертуры 2σ′ неизменной.

Величина предметного поля зрения будет изменяться обратно пропорционально увелнчению микроскопа, т. е. видимому или линейному увеличению объектива.

Для удобства пользования сменными объективами нужно сохранить расстояние между предметной плоскостью и плоскостью изображения микрообъектива, а конструктивно — расстояние между предметной плоскостью и верхним срезом оправы микрообъектива.

При больших увеличениях следует обращать внимание на соблюдение хорошей центрировки микрообъективов.

Оборачивающие системы со сменными линзами. Полагая исходную оборачивающую систему состоящей из двух линз с одинаковыми фокусными расстояниями и воздушным промежутком, равным фокусному расстоянию этих линз, получаем исходное увеличение оборачивающей системы, равным минус единице. При этом величина предмета и изображения принимается равной диаметру линз системы.

Такая оборачивающая система представлена на рис. 18.1, *а*.

Используя для смены увеличений замену второй линзы системы, видим, что при уменьшении фокусного расстояния второй линзы системы произойдет соответственное уменьшение поля зрения перед окуляром, что приведет к уменьшению общего увеличения и окулярного поля зрения при сохранении предметного поля зрения неизменным. Вследствие этого уменьшение фокусного расстояния второй линзы не создает каких-либо преимуществ для всей системы в целом.

Увеличение же фокусного расстояния второй линзы будет связано с повышением общего увеличения всей системы и будет иметь определенный интерес; однако

при сохранении длины оборачивающей системы понадобится уменьшать воздушный промежуток между линзами, что ограничит рост фокусного расстояния не более, чем в два раза (рис. 18.1, *б*). Поэтому повышение увеличения всей системы также будет ограничено и не сможет превосходить двух крат.

Наоборот, уменьшение фокусного расстояния первой линзы приведет к возрастанию общего увеличения без уменьшения окулярного поля зрения (рис. 18.1, *в*). При этом, однако, для сохранения величины выходного зрачка неизменной потребуется увеличить относительное отверстие первой линзы и всей объективной части прибора.

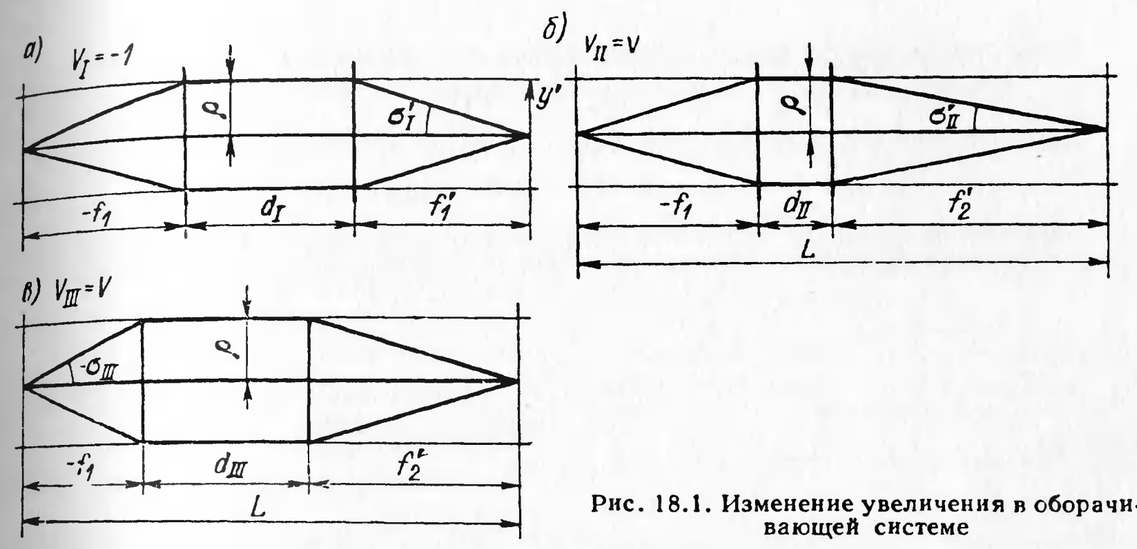


Рис. 18.1. Изменение увеличения в оборачивающей системе

Вращающаяся галилеевская система. Для дискретного изменения увеличения может быть использована вращающаяся галилеевская система, размещенная либо в параллельном ходе лучей между линзами оборачивающей системы, либо в параллельном ходе перед телескопической системой.

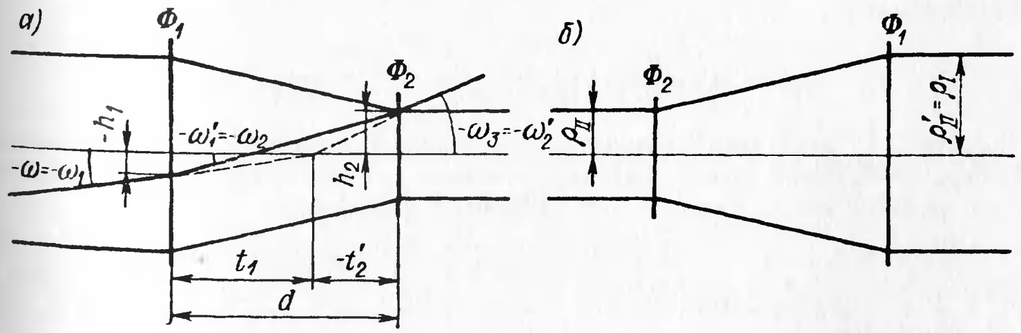


Рис. 18.2. Вращающиеся галилеевские системы

Смена увеличений производится путем переворачивания системы на 180°, как это показано на рис. 18.2, *а*, *б*; кроме того, возможно и исключение галилеевской системы.

Таким образом, вращающаяся галилеевская система будет иметь три увеличения, равные Γ_I, $\Gamma_{II} = 1$ и $\Gamma_{III} = 1/\Gamma_I$.

При расчете вращающейся галилеевской системы важно осуществить ее вращение вокруг оси, совмещенной с ее входным и выходным зрачками, согласно рис. 18.2, *а*.

Положение точки совмещения зрачков для галилеевской системы определяется соблюдением условия

$$s'_2/f'_2 = s_1/f'_1 = (\Gamma + 1)/(\Gamma - 1). \tag{18.4}$$

18.2. СИСТЕМЫ ПЕРЕМЕННОГО УВЕЛИЧЕНИЯ С ПОДВИЖНЫМИ ЛИНЗАМИ

Простейшей системой подобного рода является система, представленная на рис. 18.3. Она обладает увеличениями, произведение которых равно единице, т. е.

$$V_1 V_2 = 1. \tag{18.5}$$

При этом длина системы L — расстояние между предметом и изображением — определится по формуле

$$L = (2 - V_1 - 1/V_1)\, f'. \tag{18.6}$$

Необходимое перемещение системы вдоль оси a будет равно

$$a = -(V_1 - 1/V_1)\, f'. \tag{18.7}$$

Длина системы может быть выражена через ее перемещение в виде

$$L = 2\,(1 - V)\, f' - a. \tag{18.8}$$

Заметим, что при том же самом перемещении a и неизменном фокусном расстоянии существует другая величина расстояния L' между предметом и изображением

$$L' = 2\,(1 + V)\, f' + a. \tag{18.9}$$

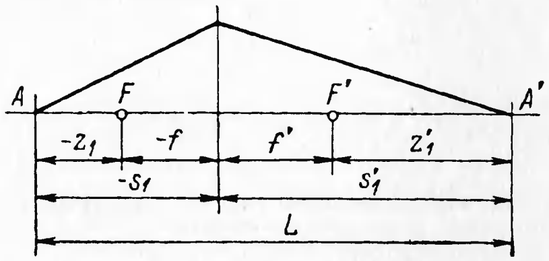


Рис. 18.3. Изменение увеличения у подвижной линзы

Сумма обоих расстояний L и L' получается равной

$$L + L' = 4f' = \text{const}. \tag{18.10}$$

Второе постоянное расстояние L' между предметом и изображением целесообразно использовать для размещения зрачков системы переменного увеличения, что позволяет сохранять неизменными положения зрачков входа и выхода для всей системы в целом.

Заметим, что подвижные линзы могут выполняться как положительными, так и отрицательными.

18.3. ПАНКРАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Простейшей панкратической системой, обеспечивающей возможность непрерывного изменения увеличения, является система из двух подвижных компонентов. Оптическая сила такой системы находится по формуле

$$\Phi = \Phi_{\text{I}} + \Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}}\Phi_{\text{II}} d, \tag{18.11}$$

где Φ_{I} и Φ_{II} — силы составляющих компонентов; d — расстояние между их главными плоскостями.

Особый интерес подобная система приобретает в случае, когда силы составляющих компонентов равны по абсолютной величине и обратны по знаку, т. е.

$$\Phi_{\text{I}} + \Phi_{\text{II}} = 0. \tag{18.12}$$

В этом частном случае эквивалентное фокусное расстояние выразится формулой

$$f' = f_1'^2/d \tag{18.13}$$

и последний отрезок

$$s' = f' - f_1' = f_1'^2/d - f_1'. \tag{18.14}$$

Полагая первую линзу положительной и ограничиваясь только положительными значениями отрезка s' (вторая линза не переходит через изображение), находим, что расстояние между линзами будет ограничено пределами от нуля до $d = f_1'$.

В случае же, когда первая линза будет отрицательной, значение воздушной толщины не будет ограничено, так как отрезок s' всегда будет получаться положительным.

Определяя длину всей системы L как сумму отрезка s' и толщины d

$$L = s' + d = f_1'^2/d - f_1' + d, \tag{18.15}$$

видим, что одна и та же длина L будет наблюдаться при двух значениях толщины d, которые связаны друг с другом следующим образом:

$$d_{\text{II}} = f_1'^2/d_{\text{I}}, \tag{18.16}$$

откуда заключаем, что движение первого компонента будет возвратным.

Наименьшая длина системы $L_{\min}$ будет наблюдаться при значении $d_{\min}$, равном $-f_1'$; тогда получим

$$L_{\min} = 3f_1'. \tag{18.17}$$

18.4. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ ПАНКРАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С МЕХАНИЧЕСКОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

Рассматривая систему из подвижных компонентов, общую длину системы L можно выразить через сумму длин L_1 и L_2 первой и второй системы, т. е.

$$L = L_1 + L_2 = \left(2 - \frac{1}{V_1} - V_1\right) f_1' + \left(2 - V_2 - \frac{1}{V_2}\right) f_2' = \text{const}. \tag{18.18}$$

Задаваясь длиной системы L, фокусными расстояниями f_1' и f_2' и одним из увеличений — например V_1, получаем квадратное уравнение относительно второго увеличения V_2.

Произведение обоих увеличений определяет собой общее увеличение V всей панкратической системы; расстояние первого компонента s_1 до предметной плоскости легко находится по формуле

$$s_1 = z_1 - f_1' = f_1'/V_1 - f_1' = (1/V_1 - 1)\, f_1'. \tag{18.19}$$

Расстояние s_2' второго компонента до плоскости изображения

$$s_2' = f_2' + z_2' = f_2' - f_2' V_2 = (1 - V_2)\, f_2'. \tag{18.20}$$

Расстояние между обоими компонентами d будет равно

$$d = L + s_1 - s_2'. \tag{18.21}$$

Рассмотрим частные случаи.

1. Оба компонента положительны и имеют одинаковые фокусные расстояния $f_1' = f_2'$. Тогда:

$$L = (4 - V_1 - 1/V_1 - V_2 - 1/V_2)\, f', \tag{18.22}$$

или

$$4 - \frac{L}{f'} = V_1 + 1/V_1 + V_2 + 1/V_2.$$

Полагая $L = 4f'$ (что выражает условие совмещения одного из компонентов с плоскостью предмета или изображения), приходим к уравнению

$$V_1 + 1/V_1 = -V_2 - 1/V_2. \tag{18.23}$$

Корнями этого уравнения будут:

$$V_{2,1} = -V_1;\ V_{2,2} = -1/V_1. \tag{18.24}$$

Второй корень приводит к общему увеличению панкратической системы $V = -1$ и не представляет практического интереса.

Диапазон увеличений такой панкратической системы ограничится моментами совмещения обоих компонентов друг с другом или совмещением одного из компонентов с плоскостью предмета или изображения.

Таким образом, полагая $d = 0$, находим:

$$4f' + (1/V_1 - 1) f' - (1 + V_1) f' = 0,$$

или

$$2 + 1/V_1 - V_1 = 0; \quad V_1^2 - 2V_1 - 1 = 0, \tag{18.25}$$

откуда

$$V_1 = 1 \pm \sqrt{2} = -V_2. \tag{18.26}$$

Полное увеличение панкратической системы V будет равно

$$V = -V_1^2 = -(1 \pm \sqrt{2})^2 = -3 \pm 2\sqrt{2}.$$

Учитывая, что при совмещении одного из компонентов с плоскостью предмета или изображения общее увеличение становится равным $V = -1$, получаем, что полный диапазон увеличений ограничится значениями

$$-1 > V > -3 - 2\sqrt{2}.$$

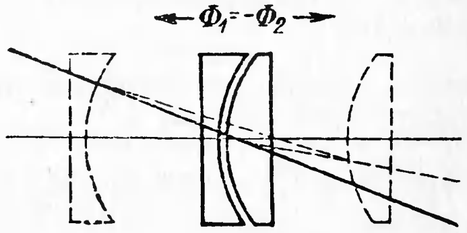


Рис. 18.4. Раздвижной коллектив с переменным увеличением

2. Оба компонента имеют одинаковые фокусные расстояния по абсолютной величине, но различные по знаку, т. е. $f_1' = -f_2'$. Тогда

$$L = (V_2 + 1/V_2 - V_1 - 1/V_1) f'. \tag{18.27}$$

Полагая длину системы $L = 0$, приходим к системе панкратического коллектива. Для этого случая имеем:

$$V_2 + 1/V_2 = V_1 + 1/V_1 \text{ и } V_{2,1} = V_1; \quad V_{2,2} = 1/V_1.$$

Диапазон увеличений для панкратического коллектива ничем не ограничен; его компоненты могут расходиться в обе стороны на произвольно большие расстояния.

Схема работы панкратического коллектива представлена на рис. 18.4.

3. Оба компонента имеют произвольные фокусные расстояния. Исходя из общей формулы (18.18) для двухкомпонентной панкратической системы, можно связать общее увеличение V и увеличение V_1 первого компонента уравнением

$$(f_1' + f_2'/V) V_1^2 - [2(f_1' + f_2') - 1] V_1 + f_1' + V f_2' = 0. \tag{18.28}$$

Решая это уравнение относительно увеличения V_1, получаем

$$V_1 = \frac{2(f_1' + f_2') - L \pm \sqrt{[2(f_1' + f_2') - L]^2 - 4(f_1' + f_2'/V)(f_1' + V f_2')}}{2(f_1' + f_2'/V)}. \tag{18.29}$$

Добавляя перед панкратической оборачивающей системой компонент, задний фокус которого совмещен с предметной плоскостью, и добавляя после системы компонент, передний фокус которого совмещен с изображением после панкратической системы, получаем телескопическую систему с переменным увеличением.

В целях уменьшения габаритов выгодно воспользоваться внутренней панкратической системой с положительным увеличением V, т. е. системой, не создающей оборачивания изображения, и с отрицательной длиной L.

Такие панкратические телескопические системы галилеевского типа называют трансфокаторами; размещая после трансфокатора тот или иной фотографический объектив, получаем систему вариообъектива с механической компенсацией.

Заметим, что система вариообъектива может быть получена за счет изменения положения подвижных компонентов панкратической системы, т. е. без разделения на трансфокатор и собственно объектив.

Схема подобного рода вариообъектива представлена на рис. 18.5.

Заметим, что фокусировку вариообъективов на различные расстояния до предмета следует производить за счет подвижки переднего компонента, расположенного перед собственно панкратической системой.

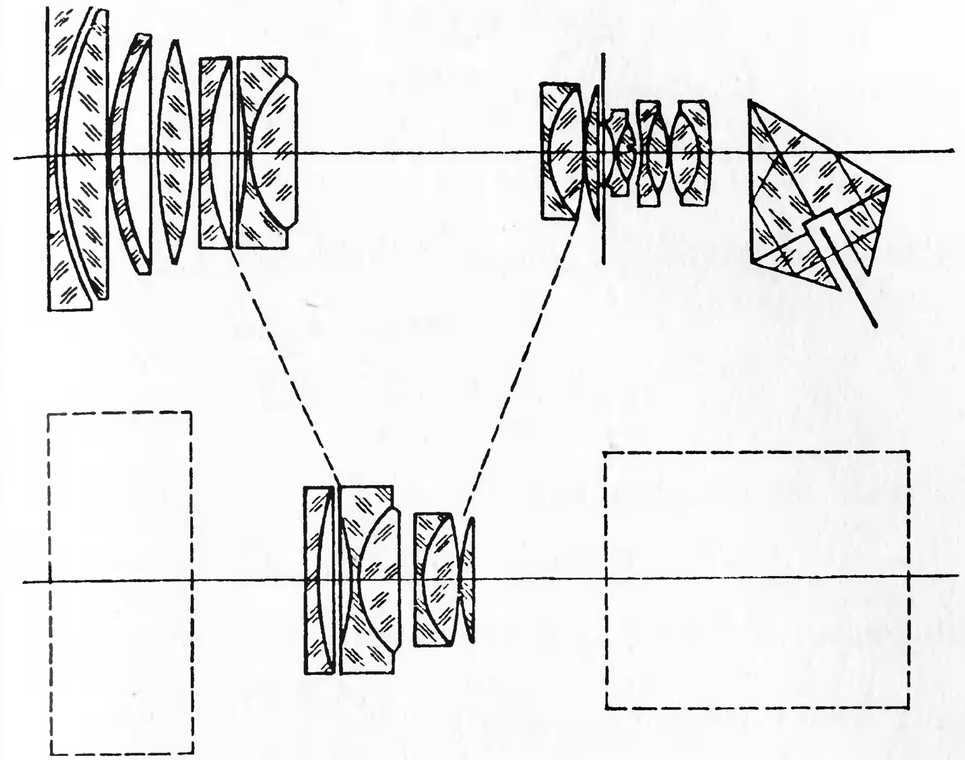


Рис. 18.5. Объектив с переменным фокусным расстоянием

Необходимо также отметить, что перемещения первого и второго компонентов такой панкратической системы связаны между собой нелинейной зависимостью и должны обеспечиваться соответственным механическим устройством — кулачком заданного профиля.

18.5. ПАНКРАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ОПТИЧЕСКОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

Стремление избежать применения в панкратических системах кулачковых механизмов привело к созданию панкратических систем с оптической компенсацией.

Решение этой задачи возможно путем размещения между подвижными линзами системы третьего компонента, неподвижного, с определенной оптической силой.

Метод оптической компенсации не дает строгого сохранения расстояния между предметом и изображением; однако практически изменение этого расстояния может быть сделано настолько малым, что не будет заметно сказываться на работе панкратической системы. Как уже говорилось, панкратическая система с оптической компенсацией состоит из трех компонентов — двух внешних компонентов, совместно перемещающихся вдоль оси системы, и среднего неподвижного компонента.

Точное сохранение величины расстояния между предметом и изображением соблюдается в системах с оптической компенсацией для трех увеличений — $V_I = V_1$; $V_{II} = \pm 1$ (симметричное расположение компонентов) и $V_{III} = 1/V_1$. В этом случае предполагается, что первый и третий компоненты имеют одинаковые оптические силы.

В среднем положении, при $V_1 = V_{02} = -1$, длина панкратической системы L определяется формулой

$$L = 2f_1'(2 - 1/V_{01} - V_{01}) + 4f_2', \tag{18.30}$$

где V_{01} — исходное линейное увеличение первого компонента.

Задавая первому и третьему компонентам одинаковые перемещения Δ вдоль оси системы, можно определить линейное увеличение второго компонента по формуле

$$V_2 = -\frac{z_{01}-\Delta}{z_{01}+\Delta}\,\frac{z_{01}(z_{01}+\Delta)-f_1'^2}{z_{01}(z_{01}-\Delta)-f_1'^2}, \tag{18.31}$$

где

$$z_{01} = -f_1' V_{01}. \tag{18.32}$$

Фокусное расстояние второго компонента может быть найдено по одной из формул:

$$f_2' = -\frac{2\Delta^2 f_1'^2}{(2+V_2+1/V_2)(z_{01}^2-\Delta^2)z_{01}}, \tag{18.33}$$

или

$$f_2' = \frac{\Delta}{1+1/V_2}\left[1-\frac{f_1'^2}{(z_{01}-\Delta)z_{01}}\right]. \tag{18.34}$$

Общее увеличение панкратической системы определяется по формуле

$$V = V_1V_2V_3 = V_2\,\frac{z_{01}+\Delta}{z_{01}-\Delta} = -\frac{z_{01}(z_{01}+\Delta)-f_1'^2}{z_{01}(z_{01}-\Delta)-f_1'^2}, \tag{18.35}$$

откуда по заданному увеличению панкратической системы может быть найдено необходимое перемещение Δ.

Исходя из формулы (18.35), составим следующее уравнение:

$$V\left[z_{01}(z_{01}-\Delta)-f_1'^2\right] = -z_{01}(z_{01}+\Delta)+f_1'^2, \tag{18.36}$$

решая которое относительно Δ, находим

$$\Delta = z_{01}\left(\frac{f_1'^2}{z_{01}^2}-\frac{1+V}{1-V}\right) = z_{01}\left(V_{01}^2-\frac{1+V}{1-V}\right). \tag{18.37}$$

Исходное расстояние d_{01} между первым и вторым компонентами может быть определено по формуле

$$d_{01} = f_1' + z_{01}' - 2f_2 =$$
$$= f_{01}'(1-V_{01}) + 2f_2' = d_{02}. \tag{18.38}$$

При перемещении первого и третьего компонентов на величину Δ находим толщины d_1 и d_2:

$$\left.\begin{aligned} d_1 &= d_{01}-\Delta;\\ d_2 &= d_{02}-\Delta. \end{aligned}\right\} \tag{18.39}$$

Совершенно очевидно, что толщины d_1 и d_2 не должны приобретать отрицательных значений.

18.6. ПАНКРАТИЧЕСКИЙ КОЛЛЕКТИВ С ОПТИЧЕСКОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

Полагая для панкратической системы с оптической компенсацией исходную длину L_{02} второй системы равной нулю, приходим к системе панкратического коллектива с оптической компенсацией. В этом случае исходное увеличение V_{02} второй системы будет равным единице.

Для панкратического коллектива его общее увеличение V должно быть всегда положительным. Задаваясь величиной общего увеличения, фокусным расстоянием первого компонента f_1' и величинами z_{01} или V_{01} — исходным увеличением первого компонента, находим по формуле (18.37) величину перемещения Δ подвижных компонентов.

Далее, пользуясь формулами (18.31) и (18.33), можно определить сначала увеличение V_2 второго компонента и затем его фокусное расстояние.

Однако фокусное расстояние f_2' может быть найдено для рассматриваемого частного случая непосредственно по формуле

$$f_2' = -\frac{z_{01}}{2f_1'^2}\left[z_{01}^2\left(V_{01}^2-1\right)^2-\Delta^2\right]. \tag{18.40}$$

Далее по формуле (18.38) могут быть определены величины исходных толщин d_{01} и d_{02}, а затем и толщин d_1 и d_2 по формулам (18.39).

Глава 19

НЕЦЕНТРИРОВАННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

19.1. АБЕРРАЦИИ НЕЦЕНТРИРОВАННЫХ СИСТЕМ

В общем случае нецентрированные оптические системы могут иметь самый разнообразный характер, однако из всего множества возможных нецентрированных систем следует выделить следующие характерные группы.

1. Системы с одной плоскостью симметрии. Системы этого рода используются в тех случаях, когда необходимо избежать центрального экранирования сферических зеркал; в дальнейшем системы с одной плоскостью симметрии будем называть кособокими системами.

2. Системы с двумя плоскостями симметрии, которые применяются для получения различного масштаба изображения по двум взаимно перпендикулярным направлениям; обычно их называют анаморфотными.

3. Системы с незначительными нарушениями центрировки, возникающими при практическом осуществлении центрированных систем.

При выборе системы координатных осей, осуществляемом таким образом, чтобы плоскость XOY была совмещена с плоскостью предмета или с плоскостью изображения, ход лучей через нецентрированную оптическую систему может быть определен координатами x и y в предметной плоскости и координатами m и M в плоскости зрачка входа.

Одновременно можно воспользоваться координатами x' и y' в плоскости изображения и координатами m' и M' в плоскости выходного зрачка.

Вместо линейных координат можно использовать угловые координаты в предметном пространстве — полевые углы ω_x и ω_y и апертурные углы σ_x и σ_y или углы ω_x' и ω_y' и σ_x' и σ_y' — в пространстве изображений.

Аберрации нецентрированной системы могут быть представлены или в виде поперечных аберраций $\delta g'$ и $\delta G'$, или в виде волновых аберраций Δl.

Величины аберраций нецентрированной системы могут быть выражены в виде аппроксимирующих функций от координат, определяющих ход лучей.

Таким образом, в общем случае можно написать для волновой аберрации, ограничиваясь четвертыми степенями полевых и апертурных углов

$$\Delta l = A_x\sigma_x^2 + B\sigma_x\sigma_y + A_y\sigma_y^2 + A^1_{xx}\omega_x\sigma_x^2 + B'_x\omega_x\sigma_x\sigma_y + A'_{xy}\omega_x\sigma_y^2 +$$
$$+ A'_{yx}\omega_y\sigma_x^2 + B'_y\omega_y\sigma_x\sigma_y + A'_{yy}\omega_y\sigma_y^2 + C'_{xx}\omega_x^2\sigma_x^2 + D'_{xx}\omega_x^2\sigma_x\sigma_y + E'_{xx}\omega_x^2\sigma_y^2 +$$
$$+ C'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_x^2 + D'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_x\sigma_y + E'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_y^2 + C'_{yy}\omega_y^2\sigma_x^2 + D'_{yy}\omega_y^2\sigma_x\sigma_y +$$
$$+ E_{yy}\omega_y^2\sigma_y^2 + A''\sigma_x^3 + B''\sigma_x^2\sigma_y + C''\sigma_x\sigma_y^2 + D''\sigma_y^3 +$$
$$+ A''_x\omega_x\sigma_x^3 + B''_x\omega_x\sigma_x^2\sigma_y + C''_x\omega_x\sigma_x\sigma_y^2 + D''_x\omega_x\sigma_y^3 +$$
$$+ A''_y\omega_y\sigma_x^3 + B''_y\omega_y\sigma_x^2\sigma_y + C''_y\omega_y\sigma_x\sigma_y^2 + D''_y\omega_y\sigma_y^3. \qquad (19.1)$$

Первые три члена в этой формуле определяют астигматизм первого порядка, постоянный по полю зрения; следующие шесть членов — астигматизм второго порядка, линейно изменяющийся по полю. Последующие девять членов выражают астигматизм третьего порядка. Четыре члена, не содержащие полевых углов ω_x и ω_y, выражают собой кому второго порядка, постоянную по полю; остальные восемь членов — кому третьего порядка.

При наличии в системе одной плоскости симметрии (например, плоскости YOZ) должны выпасть члены, с нечетными суммами показателей степеней произведений апертурных и полевых углов.

Таким образом, формула (19.1) значительно упрощается, и волновая аберрация приобретает следующий вид:

$$\Delta l = A_x\sigma_x^2 + A_y\sigma_y^2 + B'_x\omega_x\sigma_x\sigma_y + A'_{yx}\omega_y\sigma_y^2 +$$
$$+ A'_{yy}\omega_y\sigma_y^2 + C'_{xx}\omega_x^2\sigma_x^2 + E'_{xx}\omega_x^2\sigma_y^2 + D'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_x\sigma_y +$$
$$+ C'_{yy}\omega_y^2\sigma_x^2 + E'_{yy}\omega_y^2\sigma_y^2 + B''\sigma_x^2\sigma_y + D''\sigma_y^3 + A''_x\omega_x\sigma_x^3 +$$
$$+ C''_x\omega_x\sigma_x\sigma_y^2 + B''_y\omega_y\sigma_x^2\sigma_y + D''_y\omega_y\sigma_y^2. \qquad (19.2)$$

Для системы с двумя плоскостями симметрии должны выпасть также и члены с нечетными суммами показателей степеней произведений апертурных и полевых углов в плоскости YOZ.

Таким образом, получается дальнейшее упрощение формулы для волновой аберрации

$$\Delta l = A_x\sigma_x^2 + A_y\sigma_y^2 + C'_{xx}\omega_x^2\sigma_x^2 + E'_{xx}\omega_x^2\sigma_y^2 +$$
$$+ D'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_x\sigma_y + C'_{yy}\omega_y^2\sigma_x^2 + E'_{yy}\omega_y^2\sigma_y^2 +$$
$$+ A''_x\omega_x\sigma_x^3 + C''_x\omega_x\sigma_x\sigma_y^2 + B''_y\omega_y\sigma_x^2\sigma_y + D''_y\omega_y\sigma_y^3, \qquad (19.3)$$

из которой следует, что в системе с двумя плоскостями симметрии не может существовать астигматизм и кома второго порядка.

Дифференцируя выражение волновой аберрации в частных производных по апертурным углам, получаем выражения для составляющих поперечных аберраций.

В частном случае, для астигматизма систем с одной плоскостью симметрии имеем:

$$\left.\begin{aligned} -\delta g' &= 2A_y\sigma_y + B'_x\omega_x\sigma_y + 2A'_{yy}\omega_y\sigma_y + \\ &+ 2E'_{xx}\omega_x^2\sigma_y + D'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_y; \\ -\delta G' &= 2A_x\sigma_x + B'_x\omega_x\sigma_y + 2A_{yx}\omega_y\sigma_x + \\ &+ 2C'_{xx}\omega_x^2\sigma_x + D'_{xy}\omega_x\omega_y\sigma_y. \end{aligned}\right\} \qquad (19.4)$$

Первые члены в этих формулах определяются двумя независимыми коэффициентами астигматизма первого порядка; следующие два члена, характеризующие астигматизм второго порядка, содержат три независимых коэффициента.

Члены с коэффициентами $2A'_{yy}$ и $2A'_{yx}$ определяют собой астигматизм для точек, расположенных в плоскости симметрии системы, линейно изменяющийся в зависимости от полевого угла ω_y.

Члены, содержащие один и тот же коэффициент B'_x, определяют собой астигматизм в плоскости, перпендикулярной плоскости симметрии; характерно, что для этого направления астигматические линии изображения точки становятся наклоненными к координатным осям на угол, равный 45°.

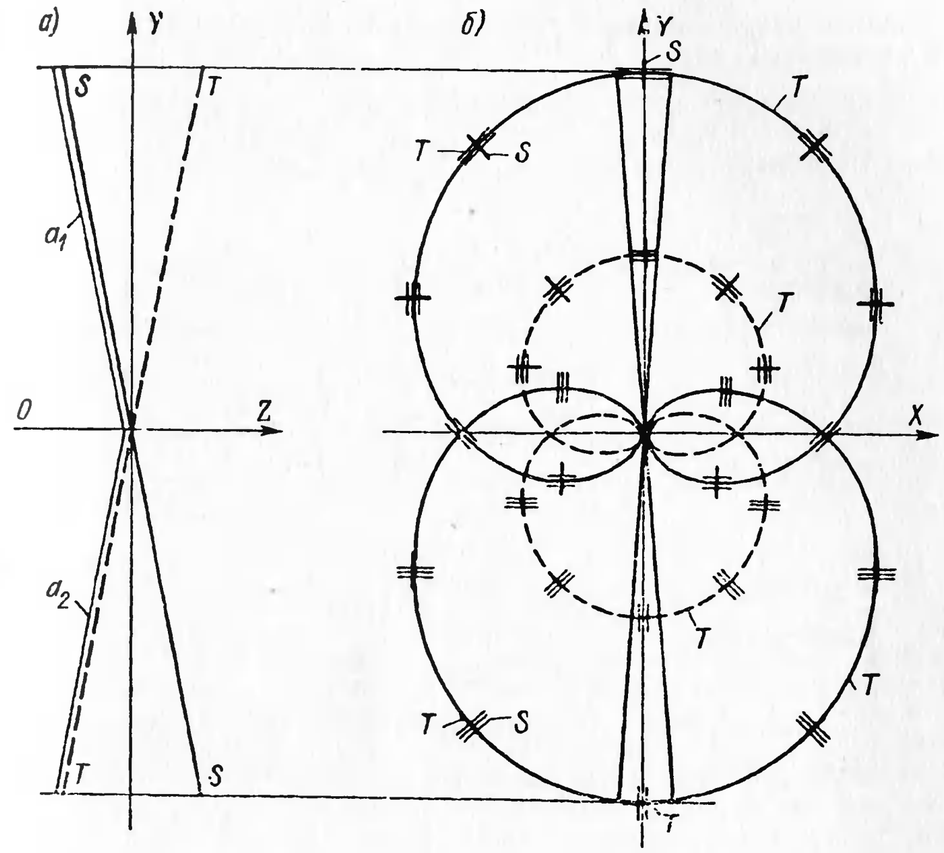


Рис. 19.1. Астигматизм второго порядка нецентрированной системы

На рис. 19.1 показано изменение изображения точки при наличии астигматизма второго порядка в плоскости симметрии (рис. 19.1, *а*) и в плоскости, перпендикулярной оси OZ (рис. 19.1, *б*). Возвращаясь к формулам для поперечных аберраций, отметим, что оставшиеся два члена в обеих составляющих будут выражать собой астигматизм третьего порядка с тремя независимыми коэффициентами.

Из той же формулы (19.2) получаем для комы:

$$\left.\begin{aligned} -\delta g' &= B''\sigma_x^2 + 3D''\sigma_y^2 + C''_x\omega_x\sigma_x\sigma_y + B''_y\omega_y\sigma_x^2 + 3D''_y\omega_y\sigma_y^2; \\ -\delta G' &= 2B''\sigma_x\sigma_y + 3A''_x\omega_x\sigma_x^2 + C''\omega_x\sigma_y^2 + 2B''_y\omega_y\sigma_x\sigma_y. \end{aligned}\right\} \qquad (19.5)$$

Члены, не содержащие полевых углов, определяют собой кому второго порядка, постоянную по полю зрения; остальные члены этой формулы — кому третьего порядка.

Формулы (19.4) и (19.5) характеризуют поперечные аберрации, начиная с астигматизма, поэтому их необходимо дополнить формулами для дисторсии, в которые апертурные углы σ_x и σ_y входить не должны.

Таким образом, для дисторсии, которую можно представить двумя составляющими Δy и Δx по координатным осям, можно написать:

$$\left.\begin{aligned}\Delta y &= A_y\omega_y + B_y\omega_x + A'_{yy}\omega_y^2 + B'_y\omega_y\omega_x + A'_{yx}\omega_x^2 + \\ &+ A''_y\omega_y^3 + B''_y\omega_y^2\omega_x + C''_y\omega_y\omega_x^2 + D''_y\omega_x^3;\\ \Delta x &= A_x\omega_y + B_x\omega_x + A'_{xy}\omega_y^2 + B'_x\omega_y\omega_x + A'_{xx}\omega_x^2 + \\ &+ A''_x\omega_y^3 + B''_x\omega_y^2\omega_x + C''_x\omega_y\omega_x^2 + D''_x\omega_x^3.\end{aligned}\right\} \quad (19.6)$$

При наличии одной плоскости симметрии YOZ выражение для составляющих дисторсии упрощается, т. е.

$$\left.\begin{aligned}\Delta y &= A_y\omega_y + A'_{yy}\omega_y^2 + A'_{yx}\omega_x^2 + A''_y\omega_y^3 + C''_y\omega_y\omega_x^2;\\ \Delta x &= B_x\omega_x + B'_x\omega_y\omega_x + B''_x\omega_y^2\omega_x + D''_x\omega_x^3.\end{aligned}\right\} \quad (19.7)$$

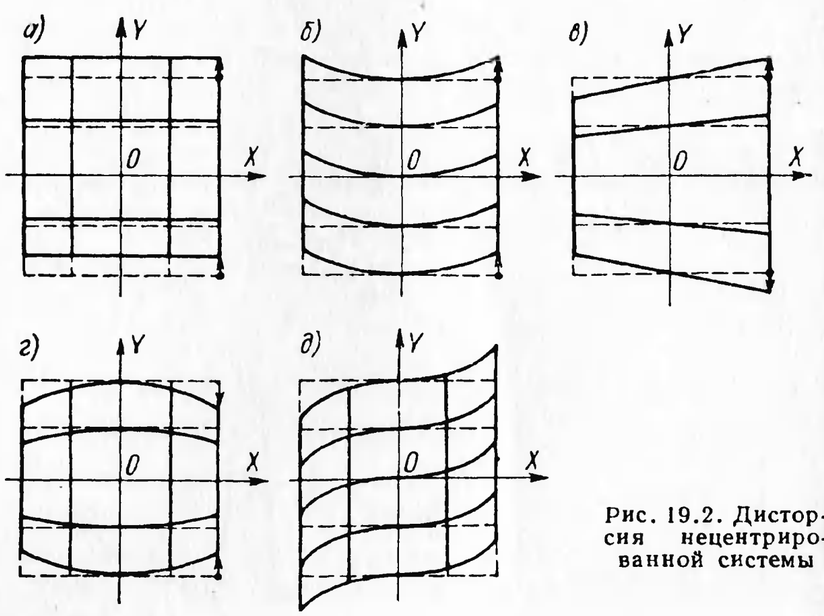


Рис. 19.2. Дисторсия нецентрированной системы

Первые члены в этих формулах выражают анаморфотное преобразование изображения; члены, содержащие квадраты или произведение полевых углов, определяют собой нецентрированную дисторсию второго порядка. При этом коэффициент A'_{yy} характеризует масштабную дисторсию; коэффициент A'_{yx} — параболическую дисторсию, а коэффициент B'_x — перспективную дисторсию. Равенство коэффициентов A'_{yy} и B'_x выражает перспективное преобразование изображения.

Различные виды дисторсии нецентрированной системы для коэффициентов A'_{yy}, A'_{yx} и B'_x представлены на рис. 19.2, *а—в*.

В случае симметрии относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей выражение для дисторсии нецентрированной системы принимает следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}\Delta y &= A_y\omega_y + A''_y\omega_y^3 + C''_y\omega_y\omega_x^2;\\ \Delta x &= B_x\omega_x + B''_x\omega_y^2\omega_x + D''_x\omega_x^3.\end{aligned}\right\} \quad (19.8)$$

Исключая из этих формул члены, определяющие анаморфотные искажения, получаем:

$$\Delta y = A''_y\omega_y^3 + C''_y\omega_y\omega_x^2; \quad \Delta x = B''_x\omega_y^2\omega_x + D''_x\omega_x^3. \quad (19.9)$$

В частном случае, если составляющая Δx не будет зависеть от полевого угла ω_y, что равносильно равенству нулю коэффициента B''_x, и если коэффициент A''_y также будет равен нулю, получаем выражения для панорамических искажений:

$$\Delta y = C''_y\omega_y\omega_x; \quad \Delta x = D''_x\omega_x^2. \quad (19.10)$$

Этот случай показан на рис. 19.2, *г*.

Если коэффициент D''_x равен нулю, то будут отсутствовать искажения в направлении оси X; этот вид дисторсии представлен на рис. 19.2, *д* и напоминает собой случай, характеризующий параболическую дисторсию систем с одной плоскостью симметрии.

19.2. НАКЛОНЕННЫЕ ЗЕРКАЛА

В числе нецентрированных систем с одной плоскостью симметрии характерными системами являются наклоненные к оси сферические зеркала, которые используются для устранения центрального экранирования. Такие зеркала свободны от хроматизма

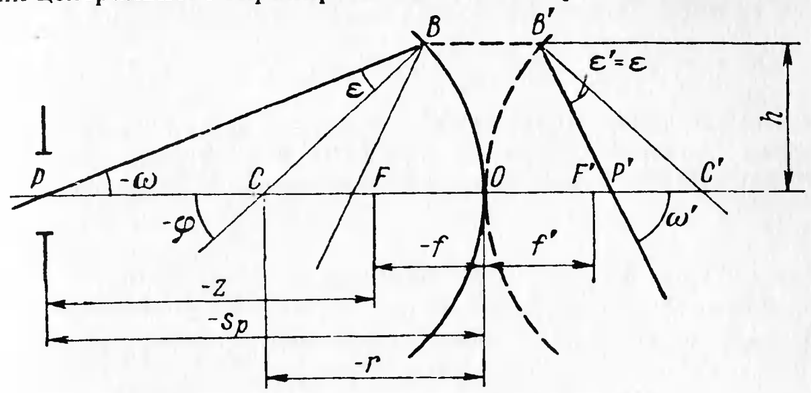


Рис. 19.3. Пример развертки сферического зеркала

и обладают незначительной сферической аберрацией; их кривизна поля положительна при положительной силе зеркал, однако при наклоне сферические зеркала приобретают нецентрированные аберрации — кому и астигматизм.

При построении системы с применением сферических зеркал удобно воспользоваться разверткой зеркал. Развертка сферического зеркала (рис. 19.3) сводится к тому, что при построении зеркального отображения профиля сферического зеркала и хода отраженных лучей неразвернутый и развернутый профили обладают общей касательной в точке на оси системы.

Рассматривая ход главного луча, составляющего с осью угол ω, и задаваясь расстоянием до центра зрачка от вершины зеркала, равным s_P, можем получить выражение для высоты h главного луча на зеркале

$$h = r\sin\varphi = [s_P - (1 - \cos\varphi)\,r]\,\mathrm{tg}\,\omega, \quad (19.11)$$

что позволяет связать угол φ нормали к зеркалу и полевой угол ω формулой

$$\mathrm{tg}\,\omega = \sin\varphi/(s_P/r - 1 + \cos\varphi). \quad (19.12)$$

Угол падения ε определится разностью углов ω и φ

$$\varepsilon = \omega - \varphi. \quad (19.13)$$

Меридиональные и сагиттальные отрезки вдоль главного луча при $n' = -n$ связываются известными формулами:

$$1/s' + 1/s = 2\cos\varepsilon/r; \; 1/t' + 1/t = 2/r\cos\varepsilon. \quad (19.14)$$

Учитывая, что после развертки отражения происходит изменение знаков у отрезков s' и t', получаем:

$$1/s' - 1/s = -2\cos\varepsilon/r; \; 1/t' - 1/t = -2/r\cos\varepsilon. \quad (19.15)$$

Если предмет будет расположен в бесконечности, то:

$$s'_F = -r/2\cos\varepsilon; \quad t'_F = -r/\cos\varepsilon/2. \tag{19.16}$$

Перейдем к рассмотрению некоторых частных случаев.

1. Входной зрачок совпадает с зеркалом ($s_P = 0$). Тогда угол $\varphi = 0$ и высота $h = 0$; при проецировании отрезков s'_F и t'_F на ось системы находим:

$$\bar{s}'_F = s'_F\cos\omega = -r/2; \quad \bar{t}'_F = t'_F\cos\omega = -r\cos^2\omega/2. \tag{19.17}$$

Учитывая, что для точки на оси системы отрезок s'_{0F} будет равен

$$s'_{0F} = -r/2, \tag{19.18}$$

получаем выражение для стрелки z_s сагиттальной поверхности — сагиттальной кривизны

$$z_s = \bar{s}'_F - s'_F = 0, \tag{19.19}$$

а для стрелки z_t меридиональной поверхности — меридиональной кривизны

$$z_t = \bar{t}'_F - s'_{0F} = (r/2)(\cos^2\omega - 1) = -f'_0\sin^2\omega. \tag{19.20}$$

2. После зеркала соблюдается телецентрический ход главного луча. В этом случае угол падения ε становится равным половине полевого угла ω.

Величина астигматизма для точки, расположенной в бесконечности, получается равной

$$t'_F - s'_F = -s'_F\sin^2(\omega/2) = -f'_0\frac{\sin^2(\omega/2)}{\cos(\omega/2)}. \tag{19.21}$$

Величины меридиональной и сагиттальной кривизны будут равны

$$z_t = f'_0[1 - \cos(\omega/2)] > 0; \quad z_s = f'_0\left[1 - \frac{\cos\omega}{\cos(\omega/2)}\right] > z_t. \tag{19.22}$$

Для зеркала с положительной оптической силой и сагиттальная и меридиональная кривизна поля получается положительной.

3. Входной зрачок совпадает с центром зеркала. В этом случае астигматическая разность становится равной нулю, а кривизна поля определится формулой

$$z_t = z_s = f'_0(1 - \cos\omega). \tag{19.23}$$

19.3. ИЗМЕНЕНИЕ АСТИГМАТИЗМА НАКЛОННОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Полагая, согласно (рис. 19.4), что предметная сагиттальная поверхность является плоскостью, перпендикулярной оси, и что меридиональная предметная поверхность является сферой, построенной на отрезке s_0 для нулевых лучей как на диаметре, получаем следующие соотношения в предметном пространстве для главного луча, падающего на вершину сферического зеркала:

$$s_0 = s\cos\omega; \quad t = s_0\cos\omega = s\cos^2\omega. \tag{19.24}$$

Используя формулы, связывающие отрезки в предметном пространстве с отрезками в пространстве изображений после зеркала, приходим к выводу, что и в пространстве изображений между отрезками s'_0, s' и t' сохраняются те же самые соотношения:

$$s'_0 = s'\cos\omega; \quad t' = s'_0\cos\omega = s'\cos^2\omega. \tag{19.25}$$

Из формулы (19.25) следует, что сагиттальная поверхность изображения является плоскостью, перпендикулярной оси, а меридиональная поверхность изображения представляет собой сферу, построенную на отрезке s'_0 как на диаметре.

Эта закономерность сохраняется для произвольных значений отрезков s_0 или s'_0, выражающих расстояния до предмета и изображения относительно зеркала.

Если принять за новую ось главный луч на развертке зеркала, то тогда и предметная сагиттальная плоскость, и сагиттальная плоскость изображения окажутся наклоненными по отношению к новой оси — главному лучу — на тот же самый угол ω, на который было наклонено сферическое зеркало по отношению к исходной оси.

Полагая, что главные линии для сагиттальной плоскости будут касательными к кривой профиля зеркала в его вершине, приходим к выводу, что для сагиттальной плоскости сохраняются неизменными наклоны плоскостей предмета и изображения, если наклон предметной плоскости был принят равным наклону самого зеркала.

Для предмета и изображения в меридиональной плоскости касательные к предметной сфере и сфере изображения получаются наклоненными к главному лучу на те же самые углы по абсолютной величине, что и для сагиттальной плоскости, но в противоположном направлении.

Таким образом, относя предмет или изображение в бесконечность, получаем наклоны задних и передних фокальных плоскостей для сагиттального и меридионального изображений.

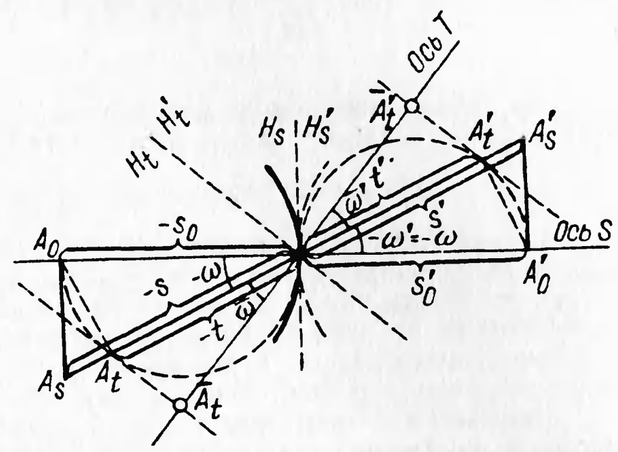


Рис. 19.4 Астигматизм сферического зеркала

Сочетая два равнонаклоненных к главному лучу зеркала, представляется возможным совместить друг с другом или сагиттальные фокальные плоскости, или меридиональные, образуя тем самым телескопические системы или для сагиттального, или для меридионального изображения.

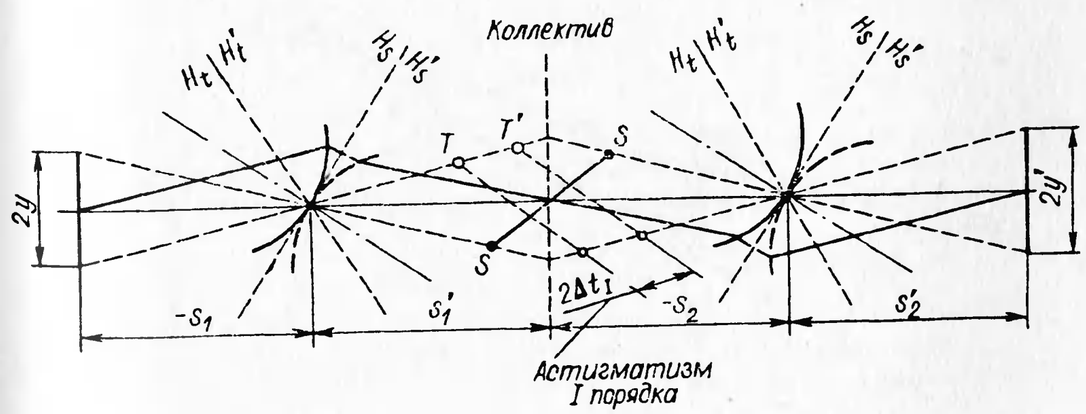


Рис. 19.5. Равнонаклоненные сферические зеркала

Эта схема представлена на рис. 19.5, на котором показано совмещение задней и передней сагиттальных фокальных поверхностей для системы из двух равнонаклоненных зеркал.

Из рисунка, видно что в этом случае произойдет взаимная компенсация астигматизма второго порядка; однако в подобной системе сохранится все же астигматизм первого порядка.

Величины фокусных расстояний первого и второго зеркал при этом ничем не были обусловлены; поэтому не возникает и никаких ограничений для увеличения подобной телескопической системы.

Вводя между двумя равнонаклоненными зеркалами третье зеркало, так же наклоненное к оси, т. е. к главному лучу, как и первые два исходных зеркала, приобретаем возможность использовать третье зеркало как оборачивающую систему при сохранении всех остальных свойств двух равнонаклоненных зеркал.

19.4. КОМА СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Если предмет расположен в бесконечности, а зрачок входа совпадает с самим зеркалом (рис. 19.6), то радиус кривизны каустики $R_к$ в меридиональной плоскости может быть выражен как отношение смещения $s'_к$ меридионального фокуса на главном луче к меридиональному выходному апертурному углу

$$R_к = \frac{s'_к}{\sigma'_t} = \frac{3}{4} r \sin\varepsilon = \frac{3}{4} r \sin\omega = -\frac{3}{2} f'_0 \sin\omega. \qquad (19.26)$$

Величина поперечной меридиональной комы $\delta g'$ в направлении, перпендикулярном главному лучу, может быть найдена по формуле

$$\delta g' = (3/8)\, r\sigma_t^2 \sin\varepsilon = -(3/4)\, f'_0 \sigma_t^2 \sin\omega. \qquad (19.27)$$

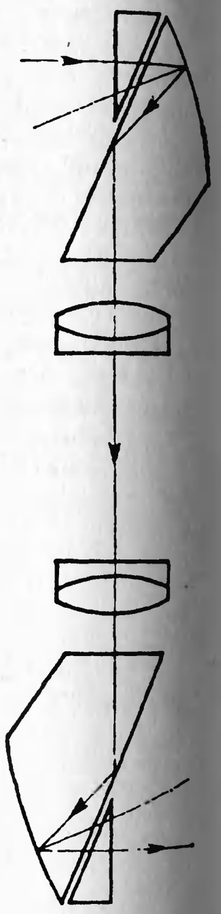


Рис. 19.7. Перископ с нецентрированными зеркалами

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что для равнонаклоненных зеркал, образующих в совокупности телескопическую систему, значения поперечной комы получаются одинаковыми по своей величине, но различными по знаку, поэтому вместо компенсации будет происходить суммирование, т. е. удвоение величины комы второго порядка.

Заметим, что, составляя сложную телескопическую систему из двух двухзеркальных телескопических систем с равнонаклоненными зеркалами, можно достичь и устранения комы второго порядка, если наклонам зеркал второй телескопической системы придать знак, обратный наклону зеркал первой системы.

В качестве примера использования нецентрированной системы из равнонаклоненных зеркал приведем систему перископа, представленную на рис. 19.7. Она состоит из одинаковых зеркального объектива и окуляра, построенных на основе использования башмачной призмы, и обычной линзовой оборачивающей системы, между линзами которой может быть размещен афокальный компенсатор комы.

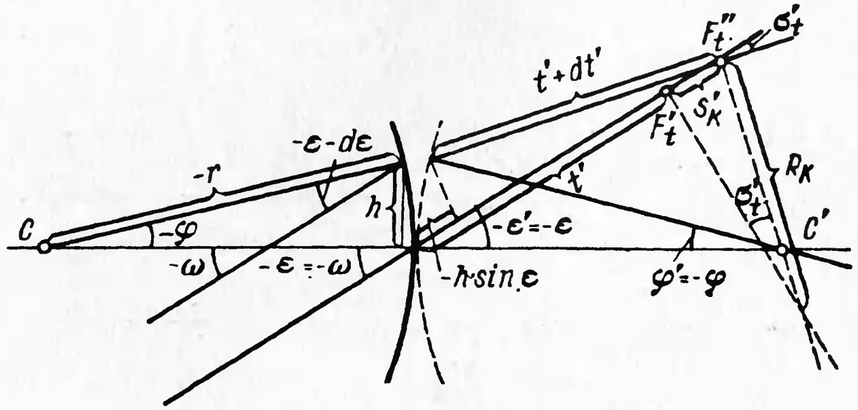


Рис. 19.6. Кома сферического зеркала

Астигматизм первого порядка в подобной системе может устраняться введением во входном зрачке слабой цилиндрической линзы.

Достоинством таких зеркальных объективов и окуляров является возможность развития поля зрения по горизонтали до $2\omega = 90°$ и более.

Существенно, что при этом объектив и окуляр вносят положительную кривизну поля, которая облегчает исправление отрицательной кривизны поля у оборачивающих линз.

Заметим, что при соответственном подборе углов возможно исключение дополнительных клиньев в объективе и окуляре подобного перископа.

19.5. ТРАНСФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Наклоняя предметную плоскость к оси центрированной системы, нарушаем центрированность хода лучей; следствием этого явится возникновение наклона плоскости изображения.

Наклоны плоскости предмета и плоскости изображения связываются друг с другом через так называемое условие Чапского, сущность которого заключается в том, что предметная плоскость и плоскость изображения должны пересекаться с главными плоскостями оптической системы на одной и той же высоте, как это показано на рис. 19.8.

Обозначая углы наклона плоскости предмета и плоскости изображения через ϑ и ϑ', нетрудно установить, что отношение тангенсов этих углов должно быть постоянным и равным отношению отрезков s_0 и s'_0 — линейному увеличению на оси системы.

Таким образом, можно написать

$$\operatorname{tg}\vartheta'/\operatorname{tg}\vartheta = s'_0/s_0 = V_0. \qquad (19.28)$$

В частности, для бинокулярного микроскопа по схеме Грену, когда оси обоих тубусов составляют между собой угол конвергенции $2\alpha = 2\nu$, определяемый отношением расстояния b между глазами наблюдателя к расстоянию наилучшего зрения от предмета до глаза, равному 250 мм, получаем

$$\operatorname{tg}\vartheta = b/500 = 0{,}13. \qquad (19.29)$$

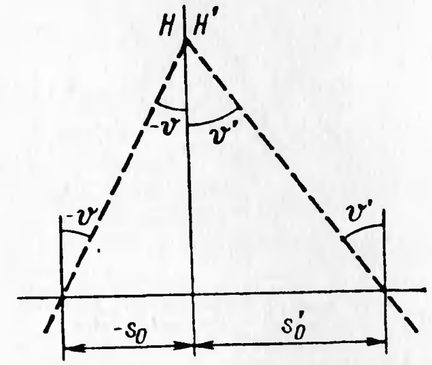


Рис. 19.8. Сопряженные наклонные плоскости

При увеличении микрообъектива V_0, равном $5^\times$, получаем угол наклона изображения

$$\operatorname{tg}\vartheta' = V_0 \operatorname{tg}\vartheta = 0{,}65;\ \vartheta' = 33°. \qquad (19.30)$$

При размере изображения $2y' = 20$ мм наклон изображения вызовет по краям поля зрения расфокусировку $\pm z = y' \operatorname{tg}\vartheta = \pm 6{,}5$ мм, что в диоптрийной мере, при фокусном расстоянии окуляра $f'_{ок} = 25$ мм (окуляр $10^\times$ увеличения), составит порядка ± 10 дптр.

Подобной расфокусировки можно избежать, задавая оси объектива определенный угол с визирной осью; величину этого угла θ нетрудно получить исходя из того, что разность углов ϑ и ϑ' должна быть сделана равной половине угла конвергенции $\alpha = \vartheta' - \vartheta$.

Тогда величина угла θ дополнительного наклона оси объектива получится равной $\theta = \alpha - \vartheta'$.

Следует иметь в виду, что такой дополнительный поворот оси микрообъектива потребует некоторого увеличения его углового поля зрения.

Наклон предметной плоскости и плоскости изображения создает нарушение постоянства изображения — перспективное преобразование изображения, которое может быть определено по формулам трансформации для двух сопряженных плоскостей.

Обращаясь к рис. 19.9, на котором представлена развертка двух сопряженных плоскостей, наклоненных к оси оптической системы, можно, рассматривая эти плоскости как своеобразную систему преобразования изображения, найти для этих плоскостей их фокусные расстояния и главные плоскости и применить тогда все зависимости, установленные ранее для оптики солинейного сродства.

Нетрудно усмотреть, что главные плоскости системы пары наклонных плоскостей должны пересекаться с главными плоскостями оптической системы; точки переднего и заднего фокуса наклонных плоскостей будут иметь своими проекциями точки переднего и заднего фокуса оптической системы.

При этом фокусные расстояния системы пары наклонных плоскостей определятся отношениями фокусных расстояний оптической системы к синусам углов наклона предметной плоскости и плоскости изображения, т. е. фокусные расстояния наклонных плоскостей будут иметь своими проекциями фокусные расстояния оптической системы.

Поэтому можно написать:

$$\bar{f} = -f_0/\sin\vartheta; \quad \bar{f}' = f_0'/\sin\vartheta'. \qquad (19.31);\ (19.32)$$

Тогда произвольная точка на предметной плоскости, имеющая своими координатами относительно точки переднего фокуса $\bar{F}$ этой плоскости величины $\bar{y}$ и $\bar{z}$, изобразится на наклонной плоскости точкой с координатами $\bar{y}'$ и $\bar{z}'$ относительно точки заднего фокуса этой плоскости $\bar{F}'$.

Координаты $\bar{z}'$ и $\bar{y}'$ будут связаны с координатами $\bar{z}$ и $\bar{y}$ формулами:

$$\bar{z}' = \bar{f}\,\bar{f}'/\bar{z}; \quad \bar{y}' = \bar{V}\bar{y} = -\bar{f}'\bar{y}/\bar{z} = -\bar{z}'\bar{y}/\bar{f}'. \qquad (19.33)$$

В частном случае, когда оптическая система является телескопической, формулы (19.33) теряют смысл, так как для телескопической системы точки фокусов уходят в бесконечность, поэтому $\bar{f} = \bar{f}' = \infty$.

Тогда преобразование изображения в наклонных плоскостях будет определяться формулами для телескопических систем с линейными увеличениями, равными:

$$\bar{V}_y = V_0 \text{ и } \bar{V}_z = V_0 \operatorname{tg}\omega/\operatorname{tg}\omega'. \qquad (19.34)$$

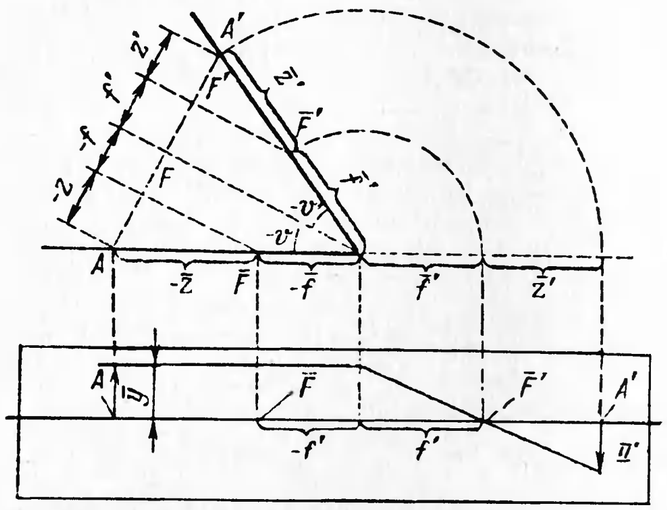


Рис. 19.9. Трансформация изображения

Для телескопической системы перспективное преобразование изображения переходит в анаморфотное преобразование.

Особый случай трансформации будет иметь место тогда, когда предметная плоскость и плоскость изображения будут пересекать ось системы в ее главных точках (если система находится в воздухе). При этом наклоны предметной плоскости и плоскости изображения становятся равными друг другу.

Такой случай практически соответствует наклону коллективной линзы, совмещенной с плоскостью изображения после предыдущей оптической системы.

Фокусные расстояния на параллельных наклонных плоскостях будут равными друг другу по абсолютной величине, но обратны по знаку. Величины этих фокусных расстояний могут быть найдены по общим формулам.

Небезынтересно, что наклон коллектива, расположенного в плоскости изображения, не вызывает в первом приближении изменения увеличения на оси и расфокусировки.

19.6. НАКЛОННАЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ПЛАСТИНКА И НАКЛОННЫЙ КЛИН

К числу нецентрированных оптических систем могут быть отнесены плоскопараллельные пластинки и клинья, работающие в сходящемся ходе лучей и нередко используемые при разделении изображений.

Астигматизм плоскопараллельной пластинки в сходящемся ходе лучей может быть найден по формуле

$$t_2' - s_2' = \left(1 - \cos^2\varepsilon/\cos^2\varepsilon_1'\right) d/n. \qquad (19.35)$$

Так как в эту формулу не входят отрезки s_1 и t_1 (равные друг другу), выражающие расстояние от пластинки до предмета, то поэтому величина астигматизма получается постоянной при произвольном положении предмета.

Заметим, что при телецентрическом ходе лучей величина астигматизма сохраняется неизменной по полю зрения, что является характерным для астигматизма первого порядка.

Отказываясь от плоскопараллельности и переходя к клиновидной пластинке, можно поставить условие анастигматичности клина в сходящемся ходе лучей.

Это условие для клина, расположенного в воздушной среде, связывают друг с другом величины предметного отрезка s_1 и косой толщины d; оно выражается формулой

$$n\left(1 - \frac{\cos^2\varepsilon_2'\cos^2\varepsilon_1'}{\cos^2\varepsilon_2\cos^2\varepsilon_1}\right) s_1 = \left(1 - \frac{\cos^2\varepsilon_2'}{\cos^2\varepsilon_2}\right) d. \qquad (19.36)$$

Задаваясь величиной отношения отрезка s_1 к косой толщине d и углами ε_1' и ε_1 или углами ε_2' и ε_2, получаем уравнения для отношения квадратов косинусов углов ε_1' и ε_1 или углов ε_2' и ε_2, решая которые можем определить преломляющий угол клина по формуле

$$\alpha = \varepsilon_2 - \varepsilon_1'. \qquad (19.37)$$

В отличие от плоскопараллельной пластинки анастигматический клин требует определенного расстояния от предмета; так, в частности, вершина такого клина должна совпадать с плоскостью предмета и изображения.

19.7. БЕЗЛИНЗОВЫЙ БИНОКЛЬ БРЮСТЕРА

Своеобразной нецентрированной телескопической системой является бинокль Брюстера, построенный на использовании пары клиньев с одинаковыми преломляющими углами.

Схема бинокля Брюстера представлена ранее на рис. 10.22. Видимое увеличение бинокля Брюстера может быть определено по формуле

$$\Gamma = h/h' = \cos\varepsilon/\cos\varepsilon'; \ \varepsilon = \alpha. \qquad (19.38)$$

Поворачивая оба клина, входящих в эту систему, на одинаковые углы, но в противоположных направлениях, можем изменять увеличение бинокля Брюстера и таким образом система бинокля Брюстера может рассматриваться как безлинзовая панкратическая система.

При использовании системы Брюстера в параллельном ходе лучей отсутствуют все монохроматические аберрации, за исключением дисторсии.

Однако применение одиночных клиньев будет связано с наличием хроматизма увеличения, для устранения которого при постоянном увеличении необходимо использовать стекла с различными числами Аббе. В случае же необходимости устранения хроматизма увеличения при изменении увеличения, можно ахроматизировать оба клина, входящих в систему Брюстера, самостоятельно.

Система Брюстера из двух клиньев воздействует на увеличение лишь в одном направлении, являясь системой анаморфотной; при необходимости изменения увеличения в двух взаимно перпендикулярных направлениях можно воспользоваться двумя парами клиньев, главные сечения которых должны быть расположены в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

19.8. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ДВУМЯ ПЛОСКОСТЯМИ СИММЕТРИИ

К числу систем подобного рода в первую очередь относятся системы, состоящие из цилиндрических линз, что позволяет осуществить оптические системы, преобразующие изображение лишь в одной плоскости, т. е. создающие анаморфотное изображение.

На практике такие системы используются в виде анаморфотных насадок к обычным фотографическим объективам, т. е. в виде телескопических систем, применяемых тогда, когда ставится задача увеличения углового поля зрения по одному направлению при сохранении обычного формата кадра.

Анаморфотная насадка представляет собой в главном сечении телескопическую галилеевскую систему с увеличением, отличным от единицы; в направлении, перпендикулярном главному сечению, анаморфотная насадка приводится в совокупности плоскопараллельных пластинок, перпендикулярных оси системы.

Для случая расположения предмета в бесконечности изображение после такой анаморфотной телескопической системы также получается расположенным в бесконечности и может быть воспринято последующим объективом, сфокусированным на бесконечность.

Однако, если предмет будет расположен на конечном расстоянии, а не в бесконечности, то его изображения в главном сечении и в сечении, перпендикулярном главному сечению, получаются уже на различных расстояниях, т. е. возникает астигматизм первого порядка, что не позволяет получать резкое изображение от последующего объектива.

Это обстоятельство требует для устранения астигматизма нарушать телескопичность анаморфотной насадки и создавать возможность для соответственной перефокусировки последующего объектива.

Величина астигматизма, возникающего после анаморфотной телескопической системы, может быть найдена по формуле

$$z_y - z_x = (1 - V^2)\, s - a, \tag{19.39}$$

где z_y—z_x — расстояние между изображениями в плоскости главного сечения и в плоскости, перпендикулярной главному сечению; V — линейное увеличение анаморфотной телескопической системы в ее главном сечении; a — расстояние между зрачками входа и выхода.

Как уже говорилось, для устранения возникающего астигматизма первого порядка необходима некоторая расфокусировка телескопической системы; эта расфокусировка может быть найдена по формуле

$$\Delta = d - d_0, \tag{19.40}$$

где

$$d_0 = f_1' - f_2' = 1/\Phi_I + 1/\Phi_{II}, \tag{19.41}$$

а величина d является корнем квадратного уравнения

$$d^2 - \left(1 + \frac{1}{s_1\Phi_I + 1}\right) s_1 d + \frac{s_1^2 - s_1/\Phi_{II}}{s_1\Phi_I + 1} + \frac{s_1}{\Phi_{II}} = 0. \tag{19.42}$$

Величина s_1 определяет расстояние от первой линзы до предмета, а величины Φ_I и Φ_{II} — силы первого и второго компонентов анаморфотной насадки.

Заметим, что при построении анаморфотной насадки из цилиндрических линз отпадает необходимость коррекции насадки в ее главном сечении на сагиттальную кривизну.

19.9. ДИСТОРСИЯ АНАМОРФОТНЫХ СИСТЕМ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЛИНЗ

Для определения дисторсии, возникающей в цилиндрических линзах, необходимо предварительно рассмотреть явление преломления косого луча на плоской поверхности, представленное на рис. 19.10.

Рассмотрим ход косого луча DBD_1, не лежащего ни в плоскости чертежа, ни в плоскости, ей перпендикулярной.

ABA_1 — нормаль к преломляющей поверхности в точке падения на нее луча; CBC_1 — проекция луча на плоскость, перпендикулярную плоскости чертежа; n и n' — показатели преломления до и после преломляющей поверхности; ε и ε' — углы падения и преломления луча; θ и θ' — углы между падающим и преломленным лучами и их проекциями; δ — угол наклона плоскости преломления рассматриваемого косого луча к плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа и проходящей через нормаль ABA_1.

Из рис. 19.10 следует, что:

$$AD/DB = \sin\varepsilon;\ A_1D_1/D_1B = \sin\varepsilon', \tag{19.43}$$

но

$$AD = DC/\sin\delta;\ A_1D_1 = D_1C_1/\sin\delta, \tag{19.44}$$

откуда

$$n\sin\theta = n'\sin\theta'. \tag{19.45}$$

В случае, если имеется ряд преломляющих плоских поверхностей, перпендикулярных одной и той же плоскости — главному сечению, — угол θ_s' между преломленным лучом и его проекцией на главное сечение для данной плоскости равен углу θ_{s+1} между падающим лучом и его проекцией для последующей плоскости; поэтому формула (19.45) становится справедливой не только для одной преломляющей плоскости, но и для любой системы из k преломляющих плоскостей, перпендикулярных общему главному сечению.

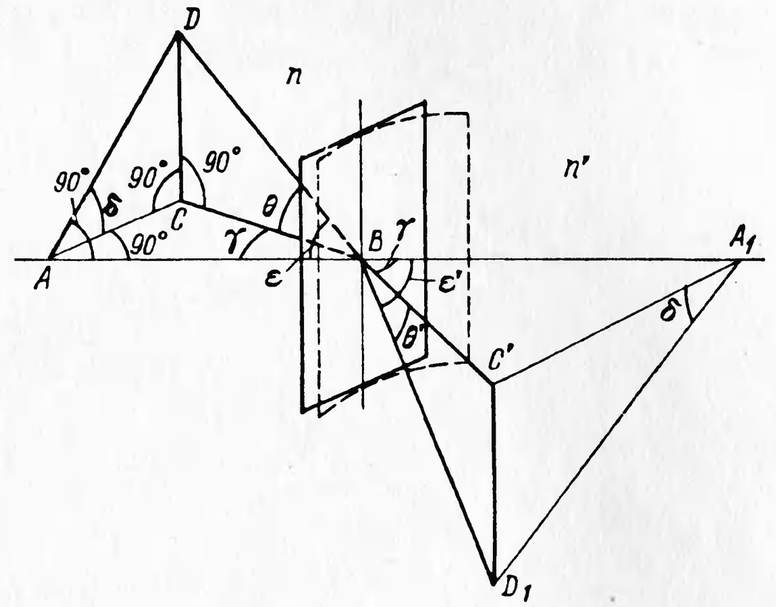


Рис. 19.10. Работа цилиндрической поверхности

В частном случае, если первая и последняя среды одинаковы и имеют равные показатели преломления, то и углы θ_1 и θ_k' также должны быть равными друг другу.

Совершенно очевидно, что это явление может быть распространено также и на системы из цилиндрических поверхностей с параллельными осями для всех цилиндров.

Такое равенство углов главного луча с плоскостью главного сечения анаморфотных систем, состоящих из цилиндрических поверхностей, до и после выхода луча из системы приводит к возникновению у телескопической анаморфотной системы нецентрированной дисторсии, величина которой будет обусловлена угловым увеличением системы и величиной ее поля зрения.

Полагая, что анаморфотная телескопическая система из цилиндрических линз будет свободна от дисторсии в ее главном сечении, и допуская, что искривление изображения прямых линий предмета, перпендикулярных плоскости главного сечения, являющееся следствием равенства углов θ_1 и θ_k' для отдельных поверхностей, будет для всей системы устранено или достаточно мало, можем определить величину возникающей дисторсии, исходя из рис. 19.11. На этом рисунке представлена предметная плоскость YOX, перпендикулярная плоскости главного сечения системы ZOX. Обозначим углы главного луча с осью системы в плоскости главного сечения через ω_{0x} и в плоскости симметрии, перпендикулярной главному сечению, — через ω_{0y}, а угол главного луча, не лежащего в плоскости симметрии, с плоскостью главного сечения, — через ω_{xy}. Обозначая аналогичные углы в пространстве изображений (не показано на рисунке) через ω_{0x}', ω_{0y}' и ω_{xy}', можно установить следующее соотношение:

$$\operatorname{tg}\omega_{xy} = \operatorname{tg}\omega_{0y}\cos\omega_{0x} = \operatorname{tg}\omega_{xy}'. \tag{19.46}$$

Для идеального изображения должно было бы соблюдаться подобное соотношение в пространстве изображений

$$\operatorname{tg}\omega_{0xy}' = \operatorname{tg}\omega_{0y}'\cos\omega_{0x}' = \operatorname{tg}\omega_{0y}\cos\omega_{0x}', \tag{19.47}$$

так как для системы из цилиндрических линз с параллельными осями, перпендикулярными плоскости главного сечения, угол $\omega'_{0y} = \omega_{0y}$.

Составляя отношение величин $\operatorname{tg}\omega'_{xy}$ и $\operatorname{tg}\omega'_{0xy}$ и вычитая из него единицу, получаем выражение для нецентрированной дисторсии в направлении, перпендикулярном плоскости главного сечения

$$\Delta_{xy} = \frac{\operatorname{tg}\omega'_{xy}}{\operatorname{tg}\omega'_{0xy}} - 1 = \frac{\operatorname{tg}\omega_{0y}\cos\omega_{0x}}{\operatorname{tg}\omega'_{0y}\cos\omega'_{0x}} - 1 = \frac{\cos\omega_{0x}}{\cos\omega'_{0x}} - 1. \qquad (19.48)$$

Численно, задавая поле зрения в плоскости главного сечения $2\omega_{0x} = 90°$, поле зрения в плоскости симметрии, перпендикулярной плоскости главного сечения $2\omega_{0y} = 53{,}13°$ и угловое увеличение в плоскости главного сечения $W = 0{,}5$, находим: $\operatorname{tg}\omega_{0x} = 1$; $\operatorname{tg}\omega'_{0x} = 0{,}5$; $\operatorname{tg}\omega_{0y} = \operatorname{tg}\omega'_{0y} = 0{,}5$; $\cos\omega_{0x} = 0{,}7071$; $\cos\omega'_{0x} = 0{,}894427$; $\Delta_{xy} = -0{,}209427$.

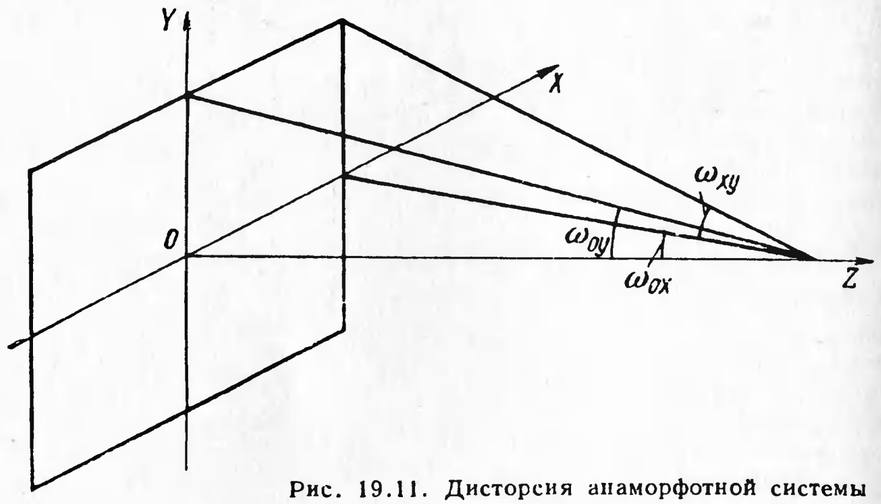


Рис. 19.11. Дисторсия анаморфотной системы

Величина этой дисторсии сохраняется постоянной в направлении, перпендикулярном плоскости главного сечения.

Наличие дисторсии в плоскости главного сечения и искривления изображения прямых линий, перпендикулярных плоскости главного сечения, вызовет некоторые отступления нецентрированной дисторсии от величин, получаемых согласно формуле (19.48), но значения этих отступлений по отношению к основной дисторсии будут являться величинами высшего порядка малости.

19.10. ПАНОРАМИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

При панорамной съемке, осуществляемой вращением оптической системы вокруг оси, перпендикулярной оптической оси системы и проходящей через переднюю узловую точку системы, получаем, после развертки на плоскость цилиндрической поверхности изображения, пропорциональность величины изображения x' углам поворота оптической системы вокруг оси вращения. Таким образом, можно написать

$$x' = s'_0\omega_k, \qquad (19.49)$$

где s'_0 — расстояние от задней узловой точки системы до изображения.

Величина изображения y' в направлении, параллельном оси вращения оптической системы, свободной от дисторсии, будет равна

$$y' = -f'_0 \operatorname{tg}\omega_y. \qquad (19.50)$$

Для плоского предмета, расположенного на расстоянии s_0 от передней узловой точки системы (ее оси вращения), координаты точки x и y на предметной плоскости

будут связаны с угловыми координатами ω_x и ω_y, согласно рис. 19.12, зависимостями:

$$\operatorname{tg}\omega_x = x/s_0 \text{ и } \operatorname{tg}\omega_y = y/s = y\cos\omega_x/s_0. \qquad (19.51)$$

Таким образом, находим:

$$x' = s'_0 \operatorname{arctg}(x/s_0); \quad y' = s'_0 y/s = V\cos\omega y. \qquad (19.52)$$

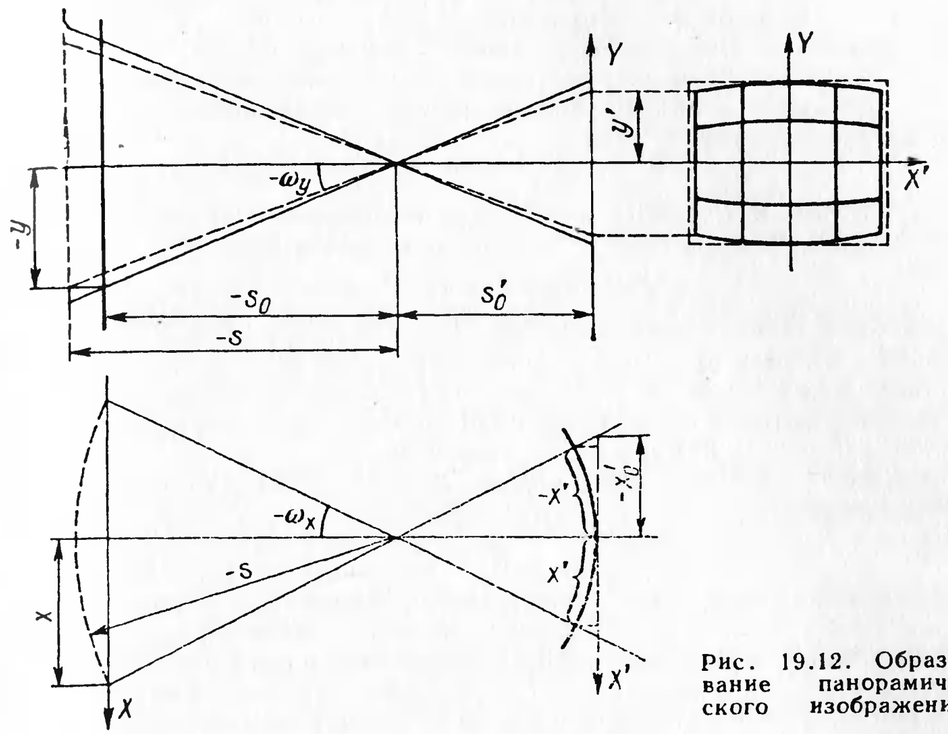


Рис. 19.12. Образование панорамического изображения

Для идеальной оптической системы:

$$x'_0 = Vx \text{ и } y'_0 = Vy. \qquad (19.53)$$

Тогда величина панорамических искажений будет равна:

$$\Delta x = s'_0 \operatorname{arctg}(x/s_0) - Vx; \quad \Delta y = (\cos\omega_x - 1)Vy. \qquad (19.54)$$

Глава 20

НЕСФЕРИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ

20.1. ЗАДАНИЕ ПРОФИЛЯ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сферические поверхности, обычно применяемые в оптических системах, обладают постоянством радиуса кривизны во всех своих точках, что весьма выгодно в технологическом отношении.

Вместе с тем всегда возможно, не нарушая центрированности оптической системы, воспользоваться поверхностями несферической формы, образуемыми посредством вращения какой-либо образующей вокруг оси оптической системы.

Профиль несферической поверхности может быть задан тем или иным уравнением или даже просто таблицей значений координат; уравнения могут быть совершенно

произвольными и их можно задавать, например, какими-либо тригонометрическими функциями, уравнением участка спирали и т. п. Однако на практике обычно пользуются различного вида показательными функциями.

Характер профилей несферических поверхностей может быть весьма различным; так, возможен случай, когда радиус кривизны поверхности будет возрастать по мере удаления от вершины поверхности; такими поверхностями будут являться, например, параболический и гиперболический профили для кривых второго порядка; эллиптический профиль будет обладать этим свойством в пределах до полуэллипса.

Параболические профили высшего порядка, наоборот, обладают уменьшением радиуса кривизны по мере удаления от вершины поверхности.

Для определения профиля несферической поверхности удобно совмещать начало координат с вершиной несферической поверхности; тогда уравнение профилей второго порядка будет иметь вид

$$y^2 = Az + Bz^2. \tag{20.1}$$

Это уравнение может быть усложнено добавлением членов, содержащих переменную z в более высоких степенях; тогда получим уравнение

$$y^2 = Az + Bz^2 + Cz^3 + \cdots \tag{20.2}$$

Для кривых второго порядка равенство нулю коэффициента B приводит к параболическому профилю; при отрицательном B уравнение профиля становится уравнением эллипса и при равенстве этого коэффициента минус единице — уравнением окружности. При положительных значениях коэффициента B уравнение кривых второго порядка будет выражать собой гиперболы.

Коэффициент A в обоих уравнениях определяет собой величину радиуса кривизны в вершине кривой

$$A = 2r_0. \tag{20.3}$$

Таким образом, изменения коэффициентов B, C и т. д. не должны влиять на величину фокусного расстояния системы и расположение предмета и изображения, а могут влиять лишь на изменение тех или иных элементарных аберраций оптической системы.

Обратим внимание на то обстоятельство, что при радиусе r_0 в вершине, равном бесконечности, коэффициент A также становится равным бесконечности, и оба уравнения (20.1) и (20.2) теряют смысл.

Дифференцируя формулу (20.2), получаем величину углового коэффициента касательной к кривой профиля

$$2yy' = A + 2Bz + 3Cz^2 + \cdots, \tag{20.4}$$

откуда

$$y' = \frac{A + Bz + Cz^2 + \cdots + Bz + 2Cz^2 + \cdots}{2y} = \frac{y}{2z} + \frac{z}{2y}(B + 2Cz + \cdots). \tag{20.5}$$

Уравнение профиля несферической поверхности может быть задано уравнением параболы высшего порядка

$$z = Ay^2 + By^4 + Cy^6 + \cdots. \tag{20.6}$$

Это уравнение, будучи четной функцией относительно y, определяет профиль, симметричный относительно оси z.

При этом радиус кривизны в вершине z_0 будет определяться выражением

$$r_0 = 1/2A. \tag{20.7}$$

Поэтому равенство радиуса кривизны бесконечности приводит к равенству нулю коэффициента A, и тогда первый член в уравнении (20.6) исчезает.

Угловой коэффициент в этом случае получается равным

$$z' = 2Ay + 4By^3 + 6Cy^5 + \cdots, \tag{20.8}$$

или

$$z' = 2z/y + 2y^3(B + 2Cy^2 + \cdots). \tag{20.9}$$

Если деформации сферических поверхностей малы, то удобно воспользоваться уравнением профиля несферической поверхности в полярных координатах

$$R = R_0 + A\psi^2 + B\psi^4 + C\psi^6 + \cdots \tag{20.10}$$

Постоянный член R_0 в формуле (20.10) указывает на то, что в этом случае начало координат не совмещено с вершиной кривой.

Если начало координат будет совмещено с центром деформируемой сферы, то тогда уравнение профиля принимает вид

$$R = -r_0 + B\psi^4 + C\psi^6 + \cdots, \tag{20.11}$$

так как наличие в этой формуле члена, содержащего коэффициент A, не равный нулю, означало бы, что R_0 было бы не равно $-r_0$.

Обратим внимание на то, что радиус-вектор R не будет являться нормалью к профилю несферической поверхности.

Составляя разность

$$\Delta R = R + r_0 = B\psi^4 + C\psi^6 + \cdots, \tag{20.12}$$

получаем величину деформации поверхности по нормали.

Переход от полярных координат к прямоугольным может быть осуществлен по формулам:

$$y = R\sin\psi;\ z = -R_0 + R\cos\psi \tag{20.13}$$

и для обратного перехода можно использовать формулы:

$$\operatorname{tg}\psi = y/(R_0 + z);\ R = y/\sin\psi. \tag{20.14}$$

Так как в формулах перехода участвуют тригонометрические функции, то в некоторых случаях может оказаться целесообразным задание профиля в полярных координатах как функции той или иной тригонометрической величины.

На практике нередко встречается необходимость пересчета оптической системы по подобию в том или ином масштабе.

В приведенных формулах коэффициенты в различных членах имеют разную размерность. Так, в уравнении (20.2) коэффициент A имеет линейную размерность; коэффициент B — нулевую, коэффициент C — минус первую.

Поэтому при пересчете по подобию и изменении масштаба, выражаемого коэффициентом пересчета, равным N, уравнение (20.2) преобразуется к виду

$$y^2 = NAz + Bz^2 + \frac{C}{N}z^3 + \cdots \tag{20.15}$$

Равным образом преобразуется и уравнение (20.6)

$$z = \frac{A}{N}y^2 + \frac{B}{N^3}y^4 + \frac{C}{N^5}y^6 + \cdots \tag{20.16}$$

Степени переменных на практике нередко получаются очень большими, а сами коэффициенты очень маленькими; в этих случаях целесообразно осуществить переход к вспомогательным величинам $\bar{z}$, $\bar{y}$, $\bar{A}$, $\bar{B}$ и т. д., выбранным с таким расчетом, чтобы левые части уравнений сохранялись неизменными.

Так, для профилей второго порядка такие вспомогательные величины удобно связывать с основными величинами следующими соотношениями: $\bar{z} = z\cdot 10^{-1}$; $\bar{A} = A\cdot 10$; $\bar{B} = B\cdot 10^2$ и т. д.

Для профилей, выражающихся параболами высших порядков, согласно формуле (20.6), можно принимать: $\bar{y} = y\cdot 10^{-1}$; $\bar{A} = A\cdot 10^2$; $\bar{B} = B\cdot 10^4$ и т. д.

20.2. РАДИУСЫ КРИВИЗНЫ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При использовании несферической поверхности в оптических системах встречается необходимость определения величин радиусов кривизны поверхности в меридиональной и сагиттальной плоскостях, а также и величины угла нормали с осью системы.

С учетом правила знаков, принятого в оптике, величина тангенса угла нормали с осью системы обратна величине тангенса угла касательной, равной первой производной от уравнения профиля поверхности. Таким образом, получаем:

$$y' = \operatorname{tg}\alpha = 1/\operatorname{tg}\varphi;\ z' = \operatorname{tg}\varphi. \tag{20.17}$$

Для полярных координат величина тангенса угла нормали с осью будет равна

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{-R\sin\psi + \cos\psi\dfrac{dR}{d\psi}}{R\cos\psi + \sin\psi\dfrac{dR}{d\psi}} = \frac{1}{\operatorname{tg}\alpha}. \tag{20.18}$$

Меридиональный радиус кривизны определяется известной формулой из аналитической геометрии

$$r_t = (1 + y'^2)^{3/2}/y'' = (1 + z'^2)^{3/2}/z''. \tag{20.19}$$

Для центрированных поверхностей вводим понятие сагиттального радиуса кривизны — отрезка нормали между рассматриваемой точкой поверхности и точкой пересечения нормали с осью системы. Величина сагиттального радиуса кривизны выражается формулой

$$r_s = y/\cos\alpha. \tag{20.20}$$

Так как косинус угла нормали с осью может быть выражен через его тангенс в виде

$$1/\cos^2\alpha = 1 + \operatorname{tg}^2\alpha = 1 + y'^2, \tag{20.21}$$

то сагиттальный радиус кривизны можно выразить через первую производную от уравнения профиля поверхности

$$r_s = y\sqrt{1 + y'^2}.$$

Сопоставляя выражения для меридионального и сагиттального радиусов кривизны друг с другом, получаем следующее соотношение:

$$r_t = -r_s^3/y^3y''. \tag{20.22}$$

В полярных координатах меридиональный радиус кривизны выразится формулой

$$r_t = \frac{\left[R^2 + \left(\dfrac{dR}{d\psi}\right)^2\right]^{3/2}}{R^2 + 2\left(\dfrac{dR}{d\psi}\right)^2 - R\dfrac{d^2R}{d\psi^2}}. \tag{20.23}$$

Величина сагиттального радиуса будет равна

$$r_s = \frac{\sqrt{R^2 + \left(\dfrac{dR}{d\psi}\right)^2}}{-1 + \dfrac{1}{R\operatorname{tg}\psi}\dfrac{dR}{d\psi}}. \tag{20.24}$$

Используя закон преломления $n\sin\varepsilon = n'\sin\varepsilon'$, можно получить следующее выражение для угла нормали преломляющей поверхности с осью:

$$\operatorname{tg}\varphi = (n'\sin\omega' - n\sin\omega)/(n'\cos\omega' - n\cos\omega), \tag{20.25}$$

где углы ω и ω' являются углами падающего и преломленного лучей с осью системы.

Для профилей, выражаемых уравнениями кривых второго порядка, соотношение радиусов кривизны по формуле (20.22) существенно упрощается и принимает следующий вид:

$$r_t = r_s^2/r_0^2. \tag{20.26}$$

20.3. АНАБЕРРАЦИОННЫЕ НЕСФЕРИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ

Если поставить задачу устранения сферической аберрации для точки на оси системы, расположенной в бесконечности, с помощью одной несферической поверхности, то, исходя из принципа Ферма—Малюса о постоянстве длины оптического пути, приходим к уравнению профиля второй степени:

$$y^2 = 2r_0z + \left(\frac{n^2}{n'^2} - 1\right)z^2, \tag{20.27}$$

где n и n' — показатели преломления до и после преломляющей поверхности.

В случае, если n больше, чем n', профиль поверхности будет представлять собой гиперболу; если n будет меньше, чем n' — эллипс.

Когда показатели преломления будут равны друг другу по абсолютной величине — случай отражающей поверхности, профиль ее будет являться параболой.

20.4. АНАСТИГМАТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ

Исходя из астигматических инвариантов, и полагая предметную точку на главном луче расположенной в бесконечности, нетрудно получить условие анастигматичности несферической поверхности

$$r_s = r_t\cos^2\varepsilon', \tag{20.28}$$

справедливое для любой несферической поверхности.

Используя эту формулу для профилей второго порядка, получаем следующие формулы:

$$\cos\varepsilon' = r_0/r_s;\ r_0 = r_s\cos\varepsilon'. \tag{20.29}$$

Из формул (20.29) следует, что устранение астигматизма осуществляется для двух значений угла ε', отличающихся друг от друга лишь знаком. В соответствии с этим будет существовать и два положения выходного зрачка, обеспечивающих уничтожение астигматизма для предмета, расположенного в бесконечности.

Для профилей второго порядка — эллипса, гиперболы и параболы — эти два положения выходного зрачка оказываются одними и теми же для всех полевых углов и совпадающими с геометрическими фокусами кривых второго порядка.

Опуская ряд довольно громоздких преобразований, получаем, что отрезки от вершины поверхности второго порядка до ее анастигматических зрачков определяются формулой

$$s' = -(r_0/B)(1 \pm \sqrt{1 + B}). \tag{20.30}$$

В эту формулу действительно не входят величины полевых углов, что и подтверждает ранее высказанное утверждение о единственности положений выходных зрачков для произвольного поля зрения.

Нетрудно установить, что сумма расстояний до выходных зрачков получается равной большой оси кривых второго порядка и что разность расстояний до анастигматических зрачков составит расстояние между геометрическими фокусами кривых.

Таким образом, можно написать:

$$s'_{\mathrm{I}} + s'_{\mathrm{II}} = -2r_0/B \tag{20.31}$$

и

$$s'_{\mathrm{I}} - s'_{\mathrm{II}} = -2r_0\sqrt{1 + B}/B. \tag{20.32}$$

Необходимо отметить, что в формулах (20.31) и (20.32) отсутствуют показатели преломления, что свидетельствует о том, что указанные свойства профилей второго порядка от них не зависят.

20.5. ПЛОСКОГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ ЛИНЗА

При рассмотрении анаберрационных поверхностей было установлено, что в случае, когда имеет место преломление из среды с бо́льшим показателем преломления в среду с меньшим показателем, профиль анаберрационной поверхности получается гиперболическим и определяется уравнением

$$y^2 = 2r_0 z + (n^2 - 1)\, z^2. \qquad (20.33)$$

Как уже отмечалось, у такой гиперболической поверхности должны существовать два положения анастигматических зрачков выхода; в данном частном случае одним из них оказывается изображение точки на оси системы.

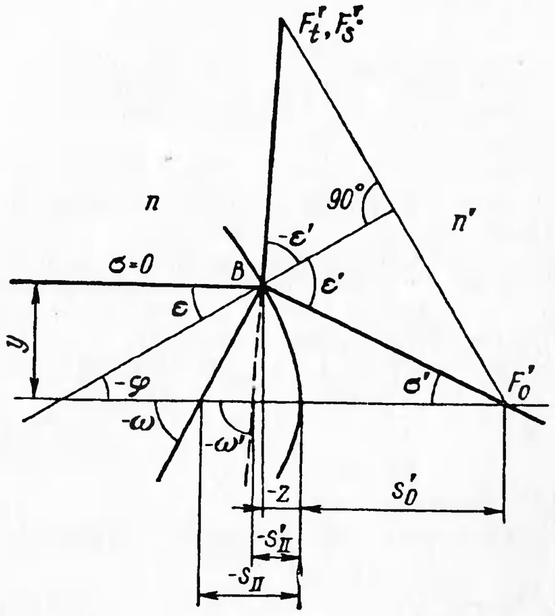


Рис. 20.1. Работа гиперболической поверхности

Обращаясь к формуле для положений анастигматических зрачков, получаем

$$s' = -r_0(1 \pm \sqrt{1+B})/B = -r_0 \times \times (1 \pm n)/(n^2 - 1) \qquad (20.34)$$

и, отделяя корни друг от друга,

$$s_I' = -r_0/(n-1) = s_0'; \quad s_{II}' = r_0/(n+1). \qquad (20.35)$$

Из формул (20.35) следует, что первый из этих двух корней подтверждает высказанное ранее положение. Второй же корень действительно определяет собой положение выходного зрачка, для которого будет наблюдаться отсутствие астигматизма при произвольно большом поле зрения.

Располагая перед гиперболической поверхностью плоскость, мы не будем вносить ни сферической аберрации, ни астигматизма, и таким образом может быть создана плоскогиперболическая линза в воздухе, свободная от сферической аберрации и астигматизма для бесконечно удаленного предмета.

При преломлении главных лучей на передней плоской поверхности будет существовать (в обратном ходе лучей) некоторая сферическая аберрация в зрачке входа; заметим, что подбором соответственной толщины линзы можно добиться устранения этой сферической аберрации для одного определенного полевого угла.

Схема работы гиперболической поверхности представлена на рис. 20.1.

20.6. БИГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ ЛИНЗА

Совмещая плоскими поверхностями две плоскогиперболические линзы, получаем симметричную бигиперболическую линзу, свободную от сферической аберрации для предмета, расположенного на двойном фокусном расстоянии, при увеличении, равном минус единице.

Острый край такой линзы, представленной на рис. 20.2, можно рассматривать как совмещенные друг с другом главные точки как в меридиональной, так и в сагиттальной плоскостях.

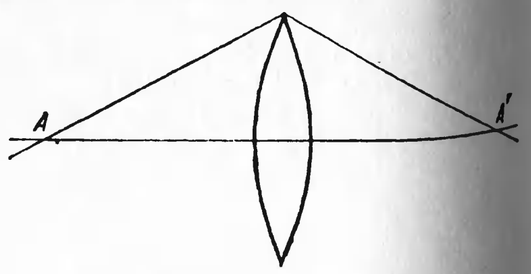


Рис. 20.2. Бигиперболическая линза

Поэтому при симметричном ходе главного луча через острый край бигиперболической линзы будет наблюдаться совпадение передних и задних фокусов как в меридиональной, так и в сагиттальной плоскостях, следствием чего будет являться от сутствие астигматизма для произвольного положения предметной точки на рассматриваемом главном луче.

Однако на оси такой бигиперболической линзы главные точки для нулевых лучей из-за наличия толщины линзы, отличной от нуля, уже не будут совпадать друг с другом и не будут являться проекциями острого края линзы; вследствие этого происходит несовпадение проекций фокальных точек на главном луче с фокусами для нулевых лучей, приводящее к возникновению кривизны поля.

20.7. ПЛОСКОПАРАБОЛИЧЕСКАЯ ЛИНЗА

Параболическая поверхность, разделяющая две среды с различными показателями преломления, не является анаберрационной, и ее сферическая аберрация может быть найдена по точной формуле

$$\Delta s' = \frac{f_0'}{2}\left(\frac{\cos\varepsilon'}{\cos\varepsilon} - 1\right)\left[\frac{n'\cos\varepsilon' + n\cos\varepsilon}{(n'+n)\cos\varepsilon} + 1\right], \qquad (20.36)$$

из которой следует, что при преломлении из стекла в воздух параболическая поверхность должна обладать отрицательной сферической аберрацией, а при преломлении из воздуха, в стекло, наоборот, — положительной сферической аберрацией.

Как известно, один из геометрических фокусов параболической поверхности удален в бесконечность; поэтому независимо от того, происходит ли преломление из стекла в воздух или наоборот (это же относится и к любым другим средам), отсутствие астигматизма будет наблюдаться для параболической поверхности тогда, когда после нее будет иметь место телецентрический ход лучей.

Учитывая, что расположение в параллельном ходе лучей плоской преломляющей поверхности не должно вносить астигматизма и что равным образом размещение плоской преломляющей поверхности после параболической поверхности так же не должно вносить астигматизма, приходим к выводу, что размещение входного зрачка в переднем оптическом фокусе плоскопараболической линзы будет обеспечивать отсутствие астигматизма при любой ориентировке параболической поверхности— и при плоской передней поверхности, и при параболической поверхности.

В обоих случаях после плоскопараболической линзы будет сохраняться телецентрический ход главных лучей.

20.8. ДИСТОРСИЯ ПЛОСКОПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ

Обратимся к рис. 20.3, на котором представлена плоскопараболическая линза, обращенная плоской стороной к предмету, расположенному в бесконечности.

Вследствие телецентричности хода главного луча величина изображения y' должна быть равной координате y на параболической поверхности; при этом величина изображения будет связана с радиусом кривизны r_0 в вершине парболической поверхности и углом нормали в точке преломления главного луча с осью линзы соотношением

$$y = y' = r_0 \operatorname{tg}\varphi. \qquad (20.37)$$

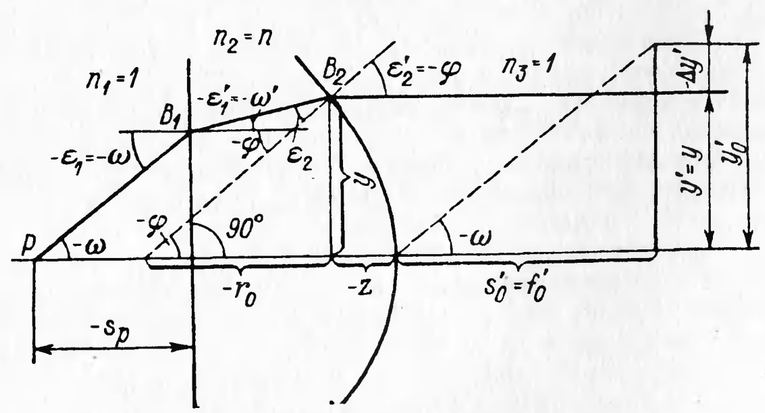


Рис. 20.3. Плоскопараболическая линза

Угол φ, являющийся одновременно и углом ε_2' преломления на параболической поверхности, будет связан с углом ω' преломления после плоской преломляющей поверхности формулой

$$\omega' = \varphi + \varepsilon_2 = \varepsilon_2 - \varepsilon_2'. \qquad (20.38)$$

Величина неискаженного изображения получается равной

$$y_0' = -f_0' \operatorname{tg}\omega = r_0 \operatorname{tg}\omega/(n-1). \qquad (20.39)$$

и величина дисторсии

$$\Delta y' = y' - y'_0 = -r_0 [-\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{tg}\omega/(n-1)]. \tag{20.40}$$

Разделив формулы (20.40) и (20.39) друг на друга, находим относительную дисторсию

$$\Delta = \frac{\Delta y'}{y'_0} = -\left[1 - (n-1)\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\omega}\right]. \tag{20.41}$$

Задаваясь постоянными значениям угла φ и различными показателями преломления, можно вычислить величины получающейся дисторсии.

Так, для двух значений тангенса φ, равных соответственно 2,0 и 1,4 и показателей преломления 1,5163, 1,5688, 1,6126, 1,6919 и 1,7440 были вычислены значения относительной дисторсии, которые приведены в табл. 20.1.

Из приведенной таблицы следует, что при показателях преломления между 1,5163 и 1,6126 относительная дисторсия при полях зрения 2ω равных 90 и 80° переходит из области положительных значений в область значений отрицательных.

Таблица 20.1. **Дисторсия плоскопараболической линзы**

n	$\operatorname{tg}\varphi = 2{,}0$	
	ω, ...°	Δ, %
1,5163	44,038	6,23
1,5688	48,832	—0,52
1,6126	53,145	—8,16
1,6919	62,193	—27,02
1,7440	69,903	—45,56
n	$\operatorname{tg}\varphi = 1{,}4$	
	ω, ...°	Δ, %
1,5163	34,622	4,69
1,5688	38,203	1,18
1,6126	41,295	—2,36
1,6919	47,230	—10,40
1,7440	51,465	—17,04

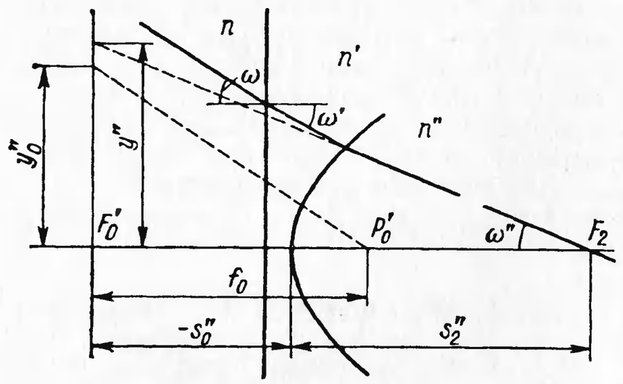


Рис. 20.4. Плоскоэллиптическая линза

Сопоставляя это явление с тем, что для линзы со сферической поверхностью при совмещении выходного зрачка с центром сферы будет наблюдаться строгое отсутствие астигматизма и дисторсии, можно представить себе переход от анастигматической ортоскопической линзы с параболической поверхностью, работающей с воздушной предметной средой, к линзе плоскосферической, так же свободной от дисторсии и астигматизма при изменении показателя преломления от значения, равного единице, до значения, равного показателю преломления стекла.

Такой переход от параболической поверхности к сфере может быть осуществлен через эллиптическую поверхность, причем показатель преломления первой среды должен лежать между единицей и показателем преломления стекла. При этом выходной зрачок должен расположиться в одном из геометрических фокусов эллипса.

Такую анастигматическую и ортоскопическую линзу с плоской и эллиптической поверхностями целесообразно использовать в качестве передней линзы для гидросъемочных объективов, работающих с плоскими иллюминаторами.

На рис. 20.4 представлена плоскоэллиптическая линза, поверхности которой разделяют среды с показателями преломления n, n' и $n'' = 1$, в которых главный луч образует с осью линзы углы ω, ω' и ω''.

При этом на эллиптической поверхности главный луч образует углы ε_2 и ε'_2.

Величина безразмерного коэффициента B, определяющего собой уравнение эллипса, может быть найдена по формуле

$$-B = 1 - \left[1 - \frac{(n'-1)\operatorname{tg}\omega''}{n\operatorname{tg}\omega - \operatorname{tg}\omega''}\right]^2 = \frac{r_0}{a}. \tag{20.42}$$

Для устранения дисторсии необходимо, чтобы углы главного луча с осью до и после эллиптической поверхности и углы преломления главного луча на этой же поверхности удовлетворяли бы двум условиям:

$$\operatorname{tg}(\omega' - \varepsilon_2) = \frac{\sin\omega' - n'\sin\omega'}{\cos\omega'' - n'\cos\omega'} = \operatorname{tg}(\omega'' - \varepsilon'_2)$$

и

$$\omega'' - \omega' = \varepsilon'_2 - \varepsilon_2, \tag{20.43}$$

причем углы ε_2 и ε'_2 связаны между собой законом преломления

$$n' \sin\varepsilon_2 = \sin\varepsilon'_2. \tag{20.44}$$

Совершенно очевидно, что совместное устранение дисторсии и астигматизма всегда может быть решено и непосредственным подбором нужного значения коэффициента B.

20.9. ПЕРЕНОС ДЕФОРМАЦИИ С ОДНОЙ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ДРУГУЮ

Влияние деформации сферических поверхностей в области теории аберраций третьего порядка может быть представлено коэффициентами сумм Зейделя, выраженных следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned}
2\frac{n'_p \delta g'_p \alpha'_p}{h_1} &= \frac{m_1(m_1^2+M_1^2)}{(x_1-s_1)^3} s_1^3 S_{\mathrm{I}}^* - \frac{3m_1^2+M_1^2}{(x_1-s_1)^3} l_1 s_1^2 x_1 S_{\mathrm{II}}^* + \\
&+ \frac{m_1 l_1^2}{(x_1-s_1)^3} s_1 x_1^2 (3S_{\mathrm{III}}^* + S_{\mathrm{IV}}^*) - \frac{l_1^3}{(x_1-s_1)^3} x_1^3 S_{\mathrm{V}}^*; \\
2\frac{n'_p \delta G'_p \alpha'_p}{h_1} &= \frac{M_1(m_1^2+M_1^2)}{(x_1-s_1)^3} s_1^3 S_{\mathrm{I}}^* - \frac{2m_1 M_1}{(x_1-s_1)^3} l_1 s_1^2 x_1 S_{\mathrm{II}}^* + \\
&+ \frac{M_1 l_1^2}{(x_1-s_1)^3} s_1 x_1^2 (S_{\mathrm{III}}^* + S_{\mathrm{IV}}^*),
\end{aligned}\right\} \tag{20.45}$$

где $\delta g'_p$, $\delta G'_p$ — меридиональная и сагиттальная составляющие поперечной аберрации; m_1, M_1 — координаты точки пересечения входящего луча с плоскостью входного зрачка; l_1 — величина предмета; величины x_1 и s_1 определяют собой положение входного зрачка и предметной плоскости относительно первой поверхности системы.

Значения сумм Зейделя S_{I}^*, S_{II}^*, S_{III}^*, S_{IV}^* и S_{V}^* выражаются формулами:

$$\left.\begin{aligned}
S_{\mathrm{I}}^* &= \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 \left(Q_{sk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + k_k\right); \\
S_{\mathrm{II}}^* &= \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} \left(Q_{xk} Q_{sk} \Delta_k \frac{1}{ns} + k_k\right); \\
S_{\mathrm{III}}^* &= \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 \left(Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + k_k\right); \\
S_{\mathrm{IV}}^* &= \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 (Q_{xk} - Q_{sk})^2 \frac{1}{r_k} \Delta_k \frac{1}{n}; \\
S_{\mathrm{V}}^* &= \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right) \left(\frac{y_k}{y_k}\right)^3 \left[Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + Q_{xk}(Q_{xk} - Q_{sk}) \Delta_k \frac{1}{nx} + k_k\right]; \\
k_k &= \frac{b_k}{r_k^3}(n'_k - n_k).
\end{aligned}\right\} \tag{20.46}$$

Приведенные формулы заимствованы из монографии Г. Г. Слюсарева «Методы расчета оптических систем» с сохранением всех принятых обозначений.

Рассматривая выражения коэффициентов: S_{I}^* — сферической аберрации, S_{II}^* — комы, S_{III}^* — астигматизма и S_{V}^* — дисторсии третьего порядка, видим, что все они содержат коэффициенты k_k, выражающие величины деформаций сферических поверхностей; заметим, что в выражение S_{IV}^* (петцвалева сумма), определяющее собой кривизну поверхности изображения, коэффициент деформации k_k не входит.

Формулы (20.45) имеют нулевую размерность, поэтому входящие в них коэффициенты Зейделя имеют размерность минус третьей степени.

Влияние коэффициента деформации k-й преломляющей поверхности во всех суммах Зейделя выразится произведениями вида:

$$\left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 k_k;\quad \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} k_k;\quad \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 k_k;\quad \left(\frac{h_k}{h_1}\right)\left(\frac{y_k}{y_1}\right)^3 k_k.$$

Предположим, что в рассматриваемой оптической системе существует какая-то другая преломляющая поверхность с индексом m, для которой соблюдаются равенства:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^4 k_m = \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 k_k;\quad \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^3 \frac{y_m}{y_1} k_m = \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} k_k;\\ \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_m}{y_1}\right)^2 k_m = \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 k_k;\\ \frac{h_m}{h_1}\left(\frac{y_m}{y_1}\right)^3 k_m = \frac{h_k}{h_1}\left(\frac{y_k}{y_1}\right)^3 k_k. \end{aligned}\right\} \qquad (20.47)$$

Во всех приведенных формулах величины знаменателей одинаковы, поэтому, отбрасывая их, приходим к равенствам:

$$\left.\begin{aligned} h_m^4 k_m = h_k^4 k_k;\quad h_m^3 y_m k_m = h_k^3 y_k k_k;\\ h_m^2 y_m^2 k_m = h_k^2 y_k^2 k_k;\quad h_m y_m^3 k_m = h_k y_k^3 k_k. \end{aligned}\right\} \qquad (20.48)$$

Требуя, чтобы воздействие коэффициентов деформаций на все суммы Зейделя было бы одинаковым, приходим к условию равенства отношения коэффициентов деформаций обеих поверхностей постоянной величине

$$\frac{k_m}{k_k} = \frac{h_k^4}{h_m^4} = \frac{h_k^3 y_k}{h_m^3 y_m} = \frac{h_k^2 y_k^2}{h_m^2 y_m^2} = \frac{h_k y_k^3}{h_m y_m^3}, \qquad (20.49)$$

что возможно в том случае, если

$$h_k/h_m = y_k/y_m = \mathrm{const} = 1/V_{mk} \qquad (20.50)$$

независимо от величин h и y, выражающих собой высоты апертурного и главного лучей на обеих рассматриваемых поверхностях.

Нетрудно представить себе, что поставленное условие будет соблюдаться в том случае, если m-я и k-я поверхности оптической системы будут являться изображениями друг друга.

Коэффициенты деформации k входят во все суммы Зейделя, кроме четвертой суммы.

Поэтому, располагая в оптической системе четырьмя поверхностями, не являющимися изображениями друг друга, можно, задавая всем четырем суммам любые значения, получить систему четырех линейных уравнений:

$$\left.\begin{aligned} S_{\mathrm{I}}^* = 0 = S_{\mathrm{I}0} + \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 k_k + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^4 k_l + \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^4 k_m + \left(\frac{h_n}{h_1}\right)^4 k_n;\\ S_{\mathrm{II}}^* = 0 = S_{\mathrm{II}0} + \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} k_k + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^3 \frac{y_l}{y_1} k_l +\\ + \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^3 \frac{y_m}{y_1} k_m + \left(\frac{h_n}{h_1}\right)^3 \frac{y_n}{y_1} k_n;\\ S_{\mathrm{III}}^* = 0 = S_{\mathrm{III}0} + \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 k_k + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_l}{y_1}\right)^2 k_l +\\ + \left(\frac{h_m}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_m}{y_1}\right)^2 k_m + \left(\frac{h_n}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_n}{y_1}\right)^2 k_n;\\ S_{\mathrm{V}}^* = 0 = S_{\mathrm{V}0} + \frac{h_k}{h_1}\left(\frac{y_k}{y_1}\right)^3 k_k + \frac{h_l}{h_1}\left(\frac{y_l}{y_1}\right)^3 k_l +\\ + \frac{h_m}{h_1}\left(\frac{y_m}{y_1}\right)^3 k_m + \left(\frac{y_n}{y_1}\right)^3 \frac{h_n}{h_1} k_n. \end{aligned}\right\} \qquad (20.51)$$

Во всех этих выражениях величины сумм Зейделя до внесения деформаций обозначены с дополнительным индексом 0.

Требуемые значения сумм были приняты нами равными нулю; однако в самом общем случае им можно было бы приписать любые иные значения.

Окончательно можно придти к заключению, что, имея в своем распоряжении всего две достаточно толстые линзы и придавая поверхностям этих линз соответственные деформации, всегда можно добиться устранения четырех монохроматических аберраций в области аберраций третьего порядка, кроме кривизны поля.

Заметим, что, заменяя требуемые деформации сферических поверхностей какими-либо другими тонкими коррекционными элементами, например поверхностями склеек, можно также устранить четыре аберрации третьего порядка.

20.10. МАЛЫЕ ДЕФОРМАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА

При использовании кривых второго порядка — эллипса, гиперболы или параболы, представляется возможным, не изменяя величины фокусного расстояния оптической системы, ее увеличения, положения предмета и изображения, воздействовать на аберрации третьего порядка, исключая воздействие на кривизну поля.

Равным образом, не изменяя в уравнениях профилей членов, содержащих четвертые степени угловых или линейных координат, сохраняем неизменными величины элементарных аберраций третьего порядка, но можем воздействовать на аберрации высших порядков.

Таким образом, можно записать для деформации сферической поверхности

$$r = r_0 + C\psi^6 + D\psi^8 + \cdots, \qquad (20.52)$$

если уравнение профиля будет задано в полярных координатах.

Рассматривая ход луча до и после деформации сферической поверхности и пользуясь рис. 20.5, можно написать для малого отрезка B_0B

$$B_0B = -\Delta r/\cos\varepsilon_0, \qquad (20.53)$$

где ε_0 — угол луча с нормалью к исходной соприкасающейся сфере.

Зная показатели преломления n и n', можно определить величину разности хода — волновую аберрацию Δl, вносимую рассматриваемой деформацией поверхности

$$\Delta l = nB_0B - n'B_0L = -\frac{n\Delta r}{\cos\varepsilon_0} + \frac{n'\Delta r'}{\cos\varepsilon_0}\cos\left(\varepsilon_0' - \varepsilon_0\right) \qquad (20.54)$$

и после некоторых преобразований

$$\Delta l = \Delta r \left(n' \cos \varepsilon_0' - n \cos \varepsilon_0\right). \tag{20.55}$$

Пользуясь далее уравнением (20.52), напишем выражение для волновой аберрации

$$\Delta l = (n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon)\,(C\psi^6 + D\bar{\psi}^8 + \cdots). \tag{20.56}$$

При переходе к планоидным поверхностям, когда радиус поверхности в вершине становится равным бесконечности, аргументом профиля становится координата y, и тогда уравнение для волновой аберрации будет представлено в виде

$$\Delta l = (n' \cos \omega' - n \cos \omega)\, z, \tag{20.57}$$

где величина z и будет представлять собой деформацию исходной плоскости.

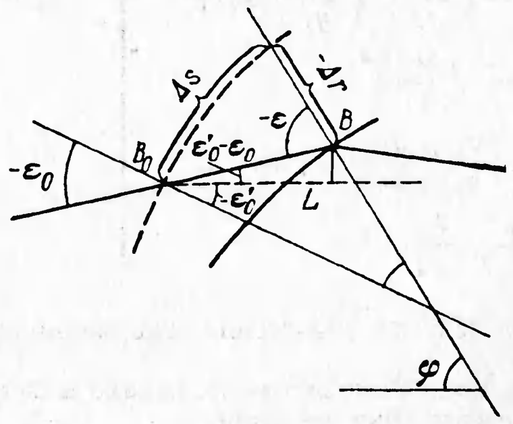


Рис. 20.5. Малая деформация сферической поверхности

В формулы (20.56) и (20.57) входит множитель вида $n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon$, величина которого зависит от углов, составляющих падающим лучом с нормалью к деформируемой поверхности.

Изменение этого множителя при различном ходе луча не очень велико. Так, задаваясь углом ε, равным 45°, и показателями преломления 1,0 и 1,5 (преломление из воздуха в стекло), находим

$$\Delta l = 0{,}6149z,$$

тогда как для угла $\varepsilon = 0°$

$$\Delta l_0 = 0{,}500z,$$

что и подтверждает ранее высказанное соображение о том, что множитель $n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon$ изменяется в неширо-ких пределах.

Исходя из этого, величину волновой аберрации можно записать в виде

$$\Delta l = (1 + \alpha)\, z/2, \tag{20.58}$$

где α — величина, зависящая от углов ε и изменяющаяся в узких пределах.

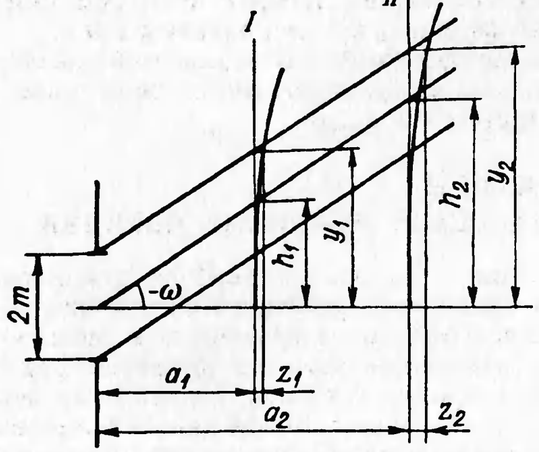


Рис. 20.6. Работа деформированной пластинки

Перейдем к рассмотрению влияния малых деформаций высшего порядка на аберрации оптической системы. Обратимся к рис. 20.6, на котором представлен ход параллельного пучка лучей через две тонкие пластинки с деформированными поверхностями, расположенные на различных расстояниях от материальной диафрагмы; отверстие в диафрагме равно $2m$. Угол наклонного пучка с осью примем равным ω; расстояния пластинок от плоскости диафрагмы — a_1 и a_2.

Высоты главного луча на пластинках обозначим через h_1 и h_2. Тогда для высот крайнего луча наклонного пучка получаем:

$$y_1 = h_1 + m;\ y_2 = h_2 + m. \tag{20.59}$$

Задаваясь уравнением профилей обеих пластинок в виде

$$z_1 = A_1 y_1^6 \text{ и } z_2 = A_2 y_2^6, \tag{20.60}$$

получаем для суммарной разности хода

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = \frac{1}{2}(1 + \alpha)(z_1 + z_2) = \frac{1 + \alpha}{2}\left[A_1 (h_1 + m)^6 + A_2 (h_2 + m)^6\right]. \tag{20.61}$$

Развертывая это выражение и группируя члены с одинаковыми степенями m, находим

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = \frac{1 + \alpha}{2}\left[A_1 h_1^6 + A_2 h_2^6 + 6m\left(A_1 h_1^5 + A_2 h_2^5\right) + \right.$$

$$+ 15m^2\left(A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4\right) + 20m^3\left(A_1 h_1^3 + A_2 h_2^3\right) +$$

$$\left. + 15m^4\left(A_1 h_1^2 + A_2 h_2^2\right) + 6m^5\left(A_1 h_1 + A_2 h_2\right) + m^6\left(A_1 + A_2\right)\right]. \tag{20.62}$$

Два первых слагаемых в этих формулах не зависят от величины m и выражают волновую аберрацию, возникающую на главном луче, которую можно рассматривать как волновую постоянную Δl_0.

Остальные члены выражают:

$$\frac{1 + \alpha}{2} 6m\left(A_1 h_1^5 + A_2 h_2^5\right) = \Delta l_{\text{I}} \tag{20.63}$$

— дисторсию пятого порядка по полю;

$$\frac{1 + \alpha}{2} 15m^2\left(A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4\right) = \Delta l_{\text{II}} \tag{20.64}$$

— меридиональную кривизну поля пятого порядка;

$$\frac{1 + \alpha}{2} 20m^3\left(A_1 h_1^3 + A_2 h_2^3\right) = \Delta l_{\text{III}} \tag{20.65}$$

— меридиональную кому третьего порядка по апертуре, изменяющуюся пропорционально кубу тангенса полевого угла;

$$\frac{1 + \alpha}{2} 15m^4\left(A_1 h_1^2 + A_2 h_2^2\right) = \Delta l_{\text{IV}} \tag{20.66}$$

— меридиональную сферическую аберрацию третьего порядка по апертуре, пропорциональную квадрату тангенса полевого угла;

$$\frac{1 + \alpha}{2} 6m^5\left(A_1 h_1 + A_2 h_2\right) = \Delta l_{\text{V}} \tag{20.67}$$

— меридиональную кому пятого порядка по апертуре, изменяющуюся пропорционально тангенсу полевого угла;

$$\frac{1 + \alpha}{2} m^6\left(A_1 + A_2\right) = \Delta l_{\text{VI}} \tag{20.68}$$

— меридиональную сферическую аберрацию пятого порядка по апертуре, сохраняющуюся постоянной по полю.

Для сагиттальной плоскости, рассматривая величину y как гипотенузу прямоугольного треугольника с катетами, равными h и M, можно написать

$$y = \sqrt{h^2 + M^2}, \tag{20.69}$$

и тогда величина стрелки профиля z будет равна

$$z = Ay^6 = A\left(h^2 + M^2\right)^3, \tag{20.70}$$

что позволяет представить волновую аберрацию для пары деформированных пластинок в виде

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = [(1 + \alpha)/2]\left[A_1 h_1^6 + A_2 h_2^6 + 3\left(A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4\right) M^2 + \right.$$

$$\left. + 3\left(A_1 h_1^2 + A_2 h_2^2\right) M^4 + \left(A_1 + A_2\right) M^6\right]. \tag{20.71}$$

После исключения членов, не содержащих высоты M в сагиттальной плоскости на диафрагме, формула (20.71) распадается на три члена, первый из которых представляет собой сагиттальную кривизну пятого порядка по полю

$$\frac{1+\alpha}{2} 3\left(A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4\right) M^2 = \Delta l_{\text{II}}. \tag{20.72}$$

Второй член

$$\frac{1+\alpha}{2} 3\left(A_1 h_1^2 + A_2 h_2^2\right) M^4 = \Delta l_{\text{III}} \tag{20.73}$$

выражает собой сагиттальную сферическую аберрацию третьего порядка по апертуре, изменяющуюся пропорционально квадрату тангенса полевого угла, и последний член

$$\frac{1+\alpha}{2} (A_1 + A_2) M^6 = \Delta l_{\text{IV}} \tag{20.74}$$

— сагиттальную сферическую аберрацию пятого порядка по апертуре, постоянную по полю зрения (если не учитывать изменение величины коэффициента $1+\alpha$).

Имея в оптической системе две такие пластинки и варьируя их расположением относительно диафрагмы и величинами их деформаций, представляется возможным воздействовать на какие-либо четыре аберрации высшего порядка из восьми аберраций пятого порядка (кроме тех, которые не проявляют себя ни в меридиональной, ни в сагиттальной плоскостях), так как сферическая аберрация пятого порядка по апертуре в меридиональной и сагиттальной плоскостях одинакова. Учитывая, что в оптической системе некоторые из аберраций высшего порядка могли быть устранены еще до введения деформаций или просто не имели ощутимых величин, интересно проследить возможность совместной работы двух деформированных пластинок в различных комбинациях друг с другом.

Так, исходя из условия невозникновения нечетных аберраций высшего порядка— комы третьего и пятого порядков, приходим к равенству

$$A_1 h_1^3 + A_2 h_2^3 = 0 = A_1 h_1 + A_2 h_2, \tag{20.75}$$

что выполнимо при условии равенства высот

$$h_1 = \pm h_2, \tag{20.76}$$

приводящем к условию равенства расстояний обеих деформированных пластинок относительно диафрагмы

$$a_2 = \pm a_1 \tag{20.77}$$

и равенству величин

$$A_1 = +A_2 \text{ при } a_1 = -a_2,$$

так как случай равенства расстояний $a_1 = a_2$ с одинаковыми знаками приводит к взаимопогашению действия обеих деформаций.

Аналогично деформациям высшего порядка представляется возможным поставить задачу устранения аберраций третьего порядка; с этой целью можно воспользоваться уравнениями профилей в виде параболы четвертой степени:

$$z_1 = A_1 y_1^4; \quad z_2 = A_2 y_2^4, \tag{20.78}$$

и тогда формулы (20.62) и (20.71) должны быть заменены формулами

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = \frac{1+\alpha}{2}\left[A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4 + 4\left(A_1 h_1^3 + A_2 h_2^3\right) m + \right.$$

$$\left. + 6\left(A_1 h_1^2 + A_2 h_2^2\right) m^2 + 4\left(A_1 h_1 + A_2 h_2\right) m^3 + \left(A_1 + A_2\right) m^4\right] \tag{20.79}$$

— для меридиональной плоскости и

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = \frac{1+\alpha}{2}\left[A_1 h_1^4 + A_2 h_2^4 + 2\left(A_1 h_1^3 + A_2 h_2^3\right) M^2 + \left(A_1 + A_2\right) M^4\right] \tag{20.80}$$

— для плоскости сагиттальной.

Возвращаясь к формуле (20.62) и соблюдая условия (20.76) и (20.77) невозникновения нечетных аберраций, можно написать

$$\Delta l_t = \Delta l_1 + \Delta l_2 - 2\Delta l_0 = (1+\alpha)\left(15 m^2 h^4 + 15 m^4 h^2 + m^6\right) A \tag{20.81}$$

и, вводя соотношение

$$k = h/m = -a \operatorname{tg} \omega/m, \tag{20.82}$$

находим для меридиональной плоскости

$$\Delta l_t = (1+\alpha)\left(15k^4 + 15k^2 + 1\right) A m^6 \tag{20.83}$$

и для сагиттальной плоскости

$$\Delta l_s = (1+\alpha)\left(3k^4 + 3k^2 + 1\right) A M^6. \tag{20.84}$$

Полагая значение коэффициента k равным 0,5, уменьшаем первые члены в формулах в 16 раз и делаем их даже меньше единицы; тогда доминирующее значение приобретает второй член, активно влияющий на меридиональную сферическую аберрацию.

Наоборот, увеличивая коэффициент k и делая его больше единицы, увеличиваем первый член в формулах (20.83) и (20.84) и, таким образом, можем осуществить преимущественное воздействие на изменение меридиональной кривизны поля.

В обоих случаях будет затрагиваться сферическая аберрация на оси системы высшего порядка; ее изменение может быть управляемо при помощи деформации элемента, расположенного в плоскости диафрагмы.

Аналогичную картину можно проследить и в области аберраций третьего порядка. Тогда, вместо формул (20.83) и (20.84) получаем:

$$\Delta l_t = (1+\alpha)\left(6k^2 + 1\right) A m^4; \quad \Delta l_s = (1+\alpha)\left(2k^2 + 1\right) A M^4. \tag{20.85}$$

В некоторых случаях возможно устранение двух аберраций при помощи одной несферической поверхности. Так, например, можно поставить задачу одновременного исправления меридиональной кривизны и меридиональной сферической аберрации. Тогда:

$$\Delta l_{\text{I}} = B_{\text{I}} m^2; \quad \Delta l_{\text{II}} = B_{\text{II}} m^4; \tag{20.86}$$

приравнивая их соответствующим членам в формуле (20.62), находим

$$\Delta l_{\text{I}} = B_{\text{I}} m^2 = -(1+\alpha)\, 15\, m^2 h^4 A; \tag{20.87}$$

$$\Delta l_{\text{II}} = B_{\text{II}} m^4 = -(1+\alpha)\, 15 m^4 h^2 A. \tag{20.88}$$

Разделив эти два выражения друг на друга, находим

$$B_{\text{I}}/B_{\text{II}} = h^4/h^2 = a^2 \operatorname{tg}^2 \omega, \tag{20.89}$$

откуда следует, что одновременное исправление двух аберраций при помощи одной несферической поверхности возможно лишь в том случае, если обе аберрации одного и того же знака и есть возможность расположить коррекционный элемент на требуемом расстоянии от диафрагмы.

Рассмотрение работы малых деформаций высшего порядка было произведено для расположения коррекционных элементов в одном и том же пространстве и в параллельном ходе лучей. Вместе с тем деформирование сферических поверхностей в общем случае приходится делать и вне и внутри системы.

Если бы ограничиться использованием деформаций четвертой степени, управляющих аберрациями третьего порядка, то можно было бы, ссылаясь на возможность переноса деформаций с одной поверхности на другую, являющуюся изображением первой, перенести все проделанные нами рассуждения на реальные оптические системы.

Для деформаций же высшего порядка, управляющих аберрациями высшего порядка, такой перенос формально не будет обоснован, тем более, что для аберраций высшего порядка следовало бы учитывать и величину радиусов кривизны деформируемых сферических поверхностей.

Тем не менее, все же влияние деформаций высшего порядка на сферических поверхностях реальной оптической системы в основном будет совпадать (по крайней мере качественно) с теми закономерностями, которые были установлены для плоских деформированных пластинок, расположенных в одном и том же пространстве.

20.11. ОБЩИЙ ИНТЕГРАЛ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Отказываясь от задания профиля несферической поверхности в виде усложненных кривых второго порядка или в виде парабол высшего порядка, можно, руководствуясь требуемым ходом лучей через преломляющую поверхность, определить нужный профиль непосредственно.

С этой целью воспользуемся интегральным методом определения профиля, который может быть построен следующим образом.

Обратимся к рис. 20.7, на котором представлена несферическая поверхность в полярной системе координат, задаваемая уравнением

$$R = R(\psi), \tag{20.90}$$

где R — радиус-вектор и ψ — полярный угол, составленный этим вектором с осью абсцисс.

Полагая, что падающий луч пересекает ось в некоторой точке A, расположенной на расстоянии s от вершины поверхности, и составляет при этом с осью угол ω, и обозначая расстояние до точки A от начала координат через Δt, получаем

$$\Delta t = R_0 + s, \tag{20.91}$$

где R_0 — радиус-вектор вершины поверхности.

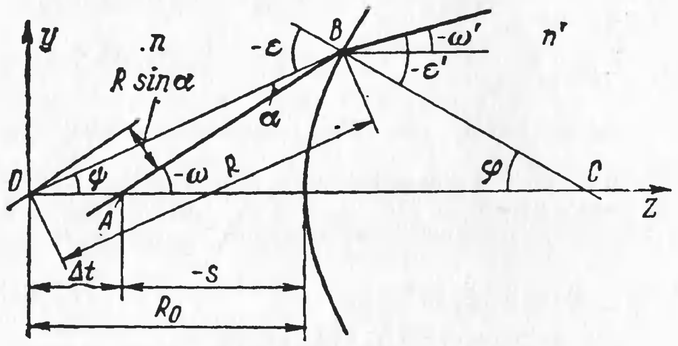


Рис. 20.7. Задание профиля несферической поверхности и полярных координатах

Обозначим угол нормали с осью системы через φ. Согласно формуле (20.18), напишем выражение для тангенса этого угла

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{dz}{dy} = \frac{\cos\psi \dfrac{dR}{d\psi} - R\sin\psi}{\sin\psi \dfrac{dR}{d\psi} + R\cos\psi} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi}, \tag{20.92}$$

откуда, после ряда преобразований, получаем

$$dR/R = \operatorname{tg}(\psi + \varphi)\, d\psi. \tag{20.93}$$

Интегрируя это дифференциальное уравнение, находим

$$\ln R = \int \operatorname{tg}(\psi + \varphi)\, d\psi + C, \tag{20.94}$$

откуда

$$R = e^{\int \operatorname{tg}(\psi+\varphi)\, d\psi + C}. \tag{20.95}$$

Это уравнение и является уравнением профиля несферической поверхности в самом общем виде.

Задавая угол ψ равным нулю, находим постоянную интегрирования C, поэтому

$$R_0 = e^C, \tag{20.96}$$

что позволяет представить формулу (20.95) в виде

$$R = R_0 e^{\int \operatorname{tg}(\psi+\varphi)\, d\psi}. \tag{20.97}$$

В частном случае, когда Δt будет равно нулю (луч проходит через начало координат), полевой угол — ω становится равным углу ψ

$$\omega = -\psi. \tag{20.98}$$

В этом случае уравнение профиля преобразуется к виду

$$R = R_0^{\int \operatorname{tg}(\omega-\varphi)\, d\omega} = R^{\int \operatorname{tg}\varepsilon\, d\omega}. \tag{20.99}$$

Обращаясь к выражению для тангенса угла нормали с осью

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{n'\sin\omega' - n\sin\omega}{n'\cos\omega' - n\cos\omega}, \tag{20.100}$$

интеграл (20.99) может быть преобразован

$$R = R_0 e^{-\int \frac{\frac{n'\sin\omega' - n\sin\omega}{n'\cos\omega' - n\cos\omega} - \operatorname{tg}\omega}{\frac{n'\sin\omega' - n\sin\omega}{n'\cos\omega' - n\cos\omega}\operatorname{tg}\omega - 1}\, d\omega} \tag{20.101}$$

и приведен к виду

$$R = R_0 e^{-\int \frac{(\operatorname{tg}\omega' - \operatorname{tg}\omega)\, d\omega}{1 + \operatorname{tg}\omega\operatorname{tg}\omega' - \frac{n}{n'}\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\omega}\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\omega'}}}. \tag{20.102}$$

В полученное выражение входят углы луча с осью до и после преломляющей несферической поверхности —ω и ω'.

Связывая эти углы какой-либо необходимой закономерностью, получаем возможность определения профиля искомой несферической поверхности.

Так, требуя, чтобы после несферической поверхности выходящий пучок лучей был бы параллельным оси, приравниваем угол ω' нулю. Тогда

$$R = R_0 e^{\int \frac{\operatorname{tg}\omega\, d\omega}{1 - \frac{n}{n'}\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\omega}}} \tag{20.103}$$

и, выполняя интегрирование, приходим к уравнению второго порядка — эллипсу или к гиперболе.

Задавая постоянство отношения тангенсов углов ω и ω', необходимое для соблюдения ортоскопичности несферической поверхности для предмета, расположенного в бесконечности, получаем

$$R = R_0 e^{-\int \frac{(W-1)\operatorname{tg}\omega\, d\omega}{1 + W\operatorname{tg}^2\omega - \frac{n}{n'}\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\omega}\sqrt{1+W^2\operatorname{tg}^2\omega}}}. \tag{20.104}$$

Глава 21

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

21.1. ТИПЫ МАШИН, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Расчет оптических систем является хорошо поддающейся автоматизации отраслью инженерных расчетов. С развитием и совершенствованием электронной вычислительной техники непрерывно расширяется круг задач вычислительной оптики, решаемых с помощью ЭВМ. Так, если в конце 50-х и в начале 60-х годов ЭВМ использовались только для расчета хода лучей, то сейчас ЭВМ применяются практически на всех этапах разработки оптических систем, за исключением разработки принципиальных схем и габаритного расчета.

В настоящее время для расчета оптических систем в СССР используются преимущественно машины следующих типов.

1. Машины типа БЭСМ-6 — наиболее производительные машины, выполняющие расчет хода одного луча через поверхность за 1/2000 с. Помимо отдельных программ,

Таблица 21.1. Задачи вычислительной оптики, решаемые с помощью ЭВМ различных типов

Задача	БЭСМ-6	ЕС	БЭСМ-4
Расчет хода лучей через центрированную оптическую систему, состоящую из сферических, плоских и асферических поверхностей	+	+	+
Расчет хода лучей через систему с произвольным расположением в пространстве поверхностей, включая асферические поверхности и дифракционные решетки	+	—	+
Расчет влияния изменения параметров на аберрации	+	+	+
Расчет влияния децентрировки на аберрации	+	+	+
Автоматизированная коррекция	+	+	+
Автоматизированная коррекция систем, состоящих из апланатических и изопланатических поверхностей	—	—	+
Расчет доверительных интервалов изменения аберраций по заданным изменениям конструктивных параметров	+	—	—
Расчет коэффициентов линейных связей между изменениями аберраций	+	—	—
Расчет двойного склеенного объектива	—	+	+
Расчет тройного склеенного объектива и двухкомпонентных систем	+	—	+
Расчет ЧКХ	+	+	+
» распределения освещенности в изображении точки	+	+	+
Расчет волновых аберраций	+	+	—
» точечных диаграмм	+	+	—
» распределения освещенности по полю изображения	+	+	—
Расчет освещенности, создаваемой рефлексами первого порядка в эписистемах	+	—	+
Вычерчивание оптической схемы с ходом лучей и графиков аберраций	+	+	—

предназначенных для решения конкретных задач вычислительной оптики (табл. 21.1), для этой машины создан программный комплекс ЕСПД (единая система программ и данных), охватывающий почти все задачи, связанные с расчетом центрированных систем. Этот комплекс позволяет вести работу как в пакетном, так и в диалоговом режиме.

2. Машины единой серии ЕС. В зависимости от типа машин скорость расчета хода лучей от 1/40 с (ЕС-1020) до 1/1000 с (ЕС-1040). Для этих машин разработан программный комплекс ОПАЛ (оптический алгоритм), охватывающий круг задач, отмеченных знаком «+» в табл. 21.1. Комплекс ОПАЛ позволяет вести работу как в пакетном, так и в диалоговом режиме.

3. Машины типа БЭСМ-4 и программно совместимые с ней машины типов М-220 и М-222 выполняют расчет хода одного луча через поверхность за 1/100 с. Поскольку конструкция этих машин устарела, то дальнейшая разработка программ для них не ведется. Каждая из перечисленных в табл. 21.1 задач решается с помощью самостоятельной программы.

4. Настольные клавишные вычислительные машины типа ДЗ-28. Ввод и выдача числовой информации в машинах этого типа осуществляется так же, как и в микрокалькуляторах. Программы записываются и хранятся на магнитных кассетах. Перед началом работы программный материал переписывается с кассет в оперативную память машины. Для машин типа ДЗ-28 имеется широкий набор программ, обеспечивающий расчет хода лучей, вычисление аберраций третьего порядка и т. п.

21.2. ЭТАПЫ РАЗРАБОТКИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ АВТОМАТИЗАЦИИ

Разработка оптической системы состоит из этапов, последовательность и взаимосвязь которых представлена на рис. 21.1.

На этапе *1* необходимо осуществить выбор принципиальной оптической схемы, т. е. установить типы и взаимное расположение призм, зеркал, компонентов оптической системы. Эта работа неотделима от габаритного расчета, поскольку возможность установки того или иного элемента (например, призмы или зеркала) зависит

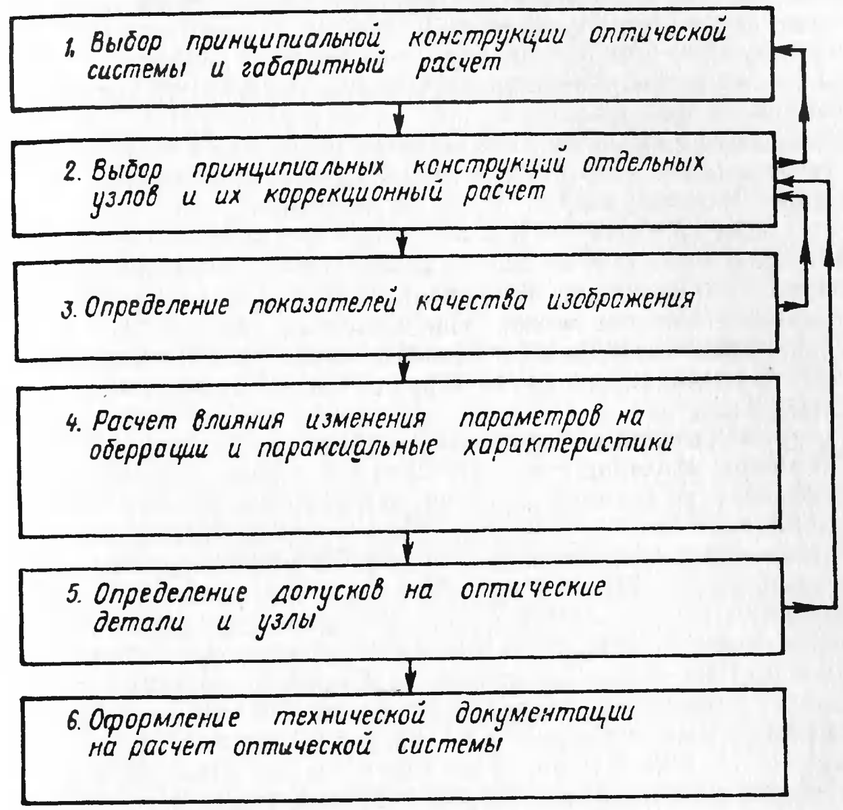


Рис. 21.1. Этапы разработки оптической системы

от соотношения между продольными и поперечными размерами, от расстояний между компонентами и т. п. На этом этапе определяются также фокусные расстояния, а следовательно, относительные отверстия и относительные диаметры. Кроме того, устанавливаются поля компонентов оптической системы. В настоящее время на данном этапе разработки ЭВМ не используются. Это обусловлено причинами, приведенными ниже.

1. Чрезвычайно сложна и проблематична разработка универсального алгоритма позволяющего осуществлять габаритный расчет оптических систем различных типов. Составление же самостоятельных программ для каждого типа является трудоемким и экономически неоправданным.

2. Объем вычислений невелик, а сами вычисления могут выполняться с низкой относительной точностью. Целесообразно использование графических методов. Точность, даваемая логарифмической линейкой, достаточна.

3. Основной объем работы на этом этапе приходится на эвристические операции (принятие решений), которые могут осуществляться сейчас только человеком.

Однако появившиеся в последнее время устройства для ввода-вывода графической информации в ЭВМ ставят в первую очередь задачу автоматизации этапа *1*, принимая во внимание значительный удельный вес этого этапа в общем объеме проектирования оптической системы.

На этапе *2* разработки осуществляется выбор принципиальных конструкций (числа линз, их взаимного расположения) компонентов оптической системы и их аберрационный (коррекционный) расчет. Этот выбор определяется характеристиками

компонентов: углами полей, относительными отверстиями и относительными диаметрами, положениями зрачков и т. д. Кроме того, конструкция компонентов зависит от требований к качеству изображения. Следует отметить, что одинаковыми характеристиками и достаточно малыми аберрациями могут обладать различные по конструкции системы, во многих случаях имеют место различные решения. Эти обстоятельства усложняют выбор оптимальной конструкции.

На этом этапе может выясниться, что некоторые габаритные соотношения неприемлемы для исправления аберраций. Так, может оказаться, что относительное отверстие объектива, рассчитанное на этапе *1*, приведет к необходимости применения многолинзовой системы с малым последним отрезком, что не позволит разместить предусмотренную принципиальной схемой призму. Поэтому после выполнения части работ, соответствующих этапу *2*, может возникнуть необходимость вновь вернуться к этапу *1* и пересмотреть принципиальную оптическую схему прибора. Этот возврат показан стрелкой на рис. 21.1.

Затем выполняется коррекционный расчет отдельных элементов, который осуществляется с помощью вспомогательных критериев качества изображения — геометрических или волновых аберраций — с учетом требований к качеству изображения системы в целом, определяемому по разрешающей способности или частотно-контрастной характеристике. Связь между допустимыми геометрическими аберрациями и критериями качества изображения устанавливается на основе приближенных формул. При коррекционном расчете может обнаружиться, что выбранные ранее принципиальные конструкции отдельных элементов не могут удовлетворить требованиям к качеству изображения. В этом случае следует выбрать другую конструкцию и вновь повторить расчет.

Выбор принципиальной конструкции отдельных узлов или всей системы в целом на этапе *2* является обязанностью разработчика оптической системы. Помощь, которую могут оказать ЭВМ для этих целей, заключается в автоматическом выборе из машинного архива системы с характеристиками, ближайшими к заданным. Однако создание архивов ранее разработанных систем требует больших затрат труда. Кроме того, организация структуры такого архива и методы отбора из него подходящих систем, представляют трудности. В настоящее время такие архивы еще не созданы. Для построения принципиальных конструкций оптических систем могут с успехом использоваться методы, предложенные М. М. Русиновым, синтеза оптических систем из поверхностей и элементов, обладающих известными свойствами. Разработаны и специальные программы для коррекции систем, состоящих из апланатических и изопланатических поверхностей. Однако выбор типов поверхностей или элементов и их последовательности не может быть сейчас автоматизирован и осуществляется разработчиком оптической системы. При этом выбор принципиальной конструкции оптической системы тесно переплетается с ее коррекционным расчетом.

Коррекционный расчет является наиболее автоматизированным этапом разработки оптических систем. Для этой цели созданы и эффективно используются программы, которые осуществляют автоматическое изменение определенных параметров некоторой исходной оптической системы с целью получения заданных (или минимальных) значений аберраций.

На этапе *3* разработки определяются показатели качества изображения: разрешающая способность, частотно-контрастные характеристики, распределение освещенности в изображении точки и т. п. На этом этапе также возможно получение несоответствия между вычисленными и заданными показателями качества изображения. Это означает, что вспомогательные оценки, которые использовались на предыдущем этапе, были выбраны неточно или неправильно. В этом случае необходимо уточнить вспомогательные оценки и повторить коррекционный расчет оптической системы. Этот этап полностью автоматизирован и осуществляется исключительно с помощью ЭВМ.

На этапе *4* производится оценка влияния погрешностей изготовления на аберрации и параксиальные характеристики системы. Путем внесения малых изменений конструктивных параметров оптической системы и расчета хода лучей составляются так называемые таблицы влияния параметров. Производится также вероятностная оценка суммарного воздействия изменения всех параметров на изменения аберраций. Этот этап полностью автоматизирован.

На этапе *5* определяются допуски на изготовление оптических деталей и узлов. Для круглых оптических деталей назначаются допуски на отклонение конструктивных элементов от расчетных значений. Для призм определяются допуски на углы между гранями, требования к плоскостности отражающих и преломляющих поверхностей. Устанавливаются требования к стеклу, из которого выполняются оптические детали, такие как однородность, бессвильность, двойное лучепреломление, пузырность, светопоглощение.

В тех случаях, когда допуски оказываются чрезмерно жесткими, систему пересчитывают на радиусы пробных стекол, на плавки, на комплектацию линз по толщинам, а также на изменение воздушных промежутков в процессе сборки для компенсации влияния погрешностей изготовления. Редки, но возможны случаи, когда на этом этапе выясняется непригодность разработанных на предыдущих этапах элементов из-за недопустимо жестких допусков. Тогда необходим возврат к этапу *2*, т. е. к замене нетехнологичных элементов иногда даже более сложными, но менее чувствительными к погрешностям изготовления элементами.

Расчет допусков не автоматизирован, хотя предпосылки для его частичной автоматизации уже имеются. Сравнительно легко поддается автоматизации расчет допусков на конструктивные параметры оптической системы. Однако расчет допусков на призмы требует проведения определенной теоретической работы. Представляет определенные трудности автоматизация выдачи требований к стеклу.

На этапе *6* производится оформление технической документации на расчет оптической системы. В настоящее время осуществляется постепенный переход к полной автоматизации этого этапа. Некоторые виды технической документации уже сейчас выдаются с машины в виде, не требующем дальнейшего переоформления. Это относится в первую очередь к таблицам влияния изменения параметров на аберрации. Для полной автоматизации оформления документации необходима разработка стандарта, регламентирующего состав и форму различных документов.

21.3. ФОРМЫ ОРГАНИЗАЦИИ РАБОТЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭВМ

Современные вычислительные центры (ВЦ) обслуживают, как правило, большие коллективы пользователей и решают разнообразные задачи. Помимо проведения инженерных расчетов, обработки результатов измерений и экспериментов ВЦ решают информационные задачи по управлению предприятиями. Опыт эксплуатации ВЦ оптико-механических предприятий и научно-исследовательских организаций показывает, что расчет оптических систем занимает в общем объеме расчетов значительную долю.

Наиболее распространенной формой связи пользователя, в том числе и разработчика оптических систем, с ЭВМ является связь посредством заданий, которые записываются на бланках или на обычных листах бумаги, а затем передаются в ВЦ, где сначала проходят подготовку к решению путем набивки перфокарт. Решение осуществляется в так называемом пакетном режиме, когда после ввода соответствующей программы в ЭВМ выполняются все имеющиеся задания, предназначенные для решения по этой программе. Результаты расчетов в виде печатного материала, рисунков, графиков и чертежей (при наличии устройств графической выдачи) присоединяются к заданиям и после завершения работы по типовым программам возвращаются пользователю. Опыт работы показывает, что при наличии десятков пользователей-разработчиков оптических систем среднее время прохождения задания от момента подачи его в ВЦ до получения результатов составляет один день, т. е. задания, поданные в течение одного рабочего дня, возвращаются с решениями лишь утром следующего дня (в том случае, когда ВЦ работает в три смены). При оптимальных условиях работы удается решить в тот же день задания, полученные ВЦ в первой половине рабочего дня, например до 11 ч. Следует отметить, что при такой организации работы число заданий с ошибками достигает 20 % от общего числа заданий, что приводит к существенному увеличению сроков разработки оптических систем.

В некоторых организациях, где число пользователей невелико, последние имеют непосредственный доступ к ЭВМ и выполняют функции операторов. При такой форме связи пользователей с ЭВМ сроки разработки оптических систем сокращаются, поскольку разработчик в зависимости от полученных результатов имеет возможность оперативно внести изменения в задание путем набивки перфокарт или даже непосредственно с пульта машины. Однако в таком случае неизбежны простои ЭВМ, что при использовании высокопроизводительных машин недопустимо.

Более эффективной является связь пользователя с ЭВМ через терминалы — выносные пульты, которые могут быть удалены от ЭВМ на значительные расстояния.

Терминалы осуществляют так называемый диалог пользователя с ЭВМ, когда разработчик оптической системы как бы задает машине некоторые вопросы, а последняя отвечает ему.

В оптимальном варианте терминалы размещаются на рабочих местах пользователей. Одна современная ЭВМ может обслуживать несколько терминалов. При наличии терминалов обязательной является работа машины в так называемом мультипрограммном режиме, когда ЭВМ с помощью специальной программы-диспетчера осуществляет одновременное решение нескольких задач. В этом случае обеспечивается оптимальное использование ЭВМ. Простои терминалов никак не сказываются на эффективности использования машины. Простейший терминал содержит как минимум устройство для приема — выдачи цифровой и буквенной информации. Примером такого терминала является дисплей «Видеотон-340».

Режим диалога позволяет свести к минимуму время ожидания результатов расчета, дает возможность оперативного внесения изменений и исправлений в задания, ликвидирует вспомогательные операции по подготовке заданий (набивку и ввод перфокарт). Рассмотрим в качестве примера диалоговую систему, базирующуюся на использовании машины типа БЭСМ-6 с дополнительным комплектом устройств, включающим алфавитно-цифровой дисплей «Видеотон-340» (VT-340), графический дисплей УПГИ и рулонный графопостроитель ДГУ-2М. Дисплей VT-340 используется для задания информации, для получения результатов расчета и для управления работой машины. Графический дисплей предназначен в рассматриваемой системе только для выдачи информации в виде графиков и схем и не используется для ввода графической информации с экрана в машину.

В основу диалоговой системы положены следующие принципы:

1. Запись информации производится в обычной форме без какой-либо специальной символики. С этой целью информация разбита на смысловые группы, например группа радиусов оптических поверхностей r, группа показателей преломления для основной длины волны $n\lambda_0$ и т. д. В связи с ограниченным и довольно малым информационным объемом экрана VT-340 (16 строк по 80 символов в строке) предусмотрен постраничный ввод-вывод информации внутри каждой группы. Так, если количество чисел внутри информационной группы превышает 30, то числа, начиная с 31-го, должны быть записаны на следующей странице той же группы.

2. Построение диалога в виде ответов конструктора на вопросы машины позволяет обходиться без специализированного языка и инструкций, а также сократить до минимума используемый набор символов на дисплее VT-340. Перечень пронумерованных возможностей («меню») высвечивается в текстовом виде на экране VT-340. Ответ разработчика заключается в наборе на клавиатуре VT-340 соответствующего числа.

3. Выдача результатов расчета на экран VT-340 в небольших объемах в пределах экрана без использования постраничной выдачи. Это позволяет быстро и удобно анализировать полученную информацию. Если объем числовой информации, заключенной в пределах экрана недостаточен, то более подробные результаты выдаются в виде графиков на УПГИ. Так, в частности, осуществляется выдача результатов расчета хода лучей.

4. Информация большого объема, например таблицы влияния параметров на аберрации, выдается только на алфавитно-цифровое печатающее устройство (АЦПУ).

5. Автоматическая проверка правильности записи данных с указанием в виде текста на экране VT-340 обнаруженных ошибок. Этот принцип имеет важное значение, так как поиск ошибок в задании, где информация может быть просмотрена лишь по частям, по страницам информационных групп, затруднен.

6. Действия пользователя за пультом VT-340 фиксируются в виде протокола, который печатается после окончания работы. Протокол позволяет обнаружить ошибки в действиях пользователя, которые при работе за пультом не были замечены, а также получить более полную информацию об оптической системе.

Конструктивные параметры исходной оптической системы и другие величины, необходимые для проведения требуемой работы, могут быть введены в машину и записаны в личный архив как непосредственно с экрана VT-340, так и с предварительно подготовленных перфокарт. Полученная в результате работы новая система может быть записана в личный архив. В личном архиве одного пользователя может храниться не более девяти систем. Опыт использования диалогового режима показал, что это количество велико, поэтому обычно одним архивом пользуются два-три разработчика.

В режиме диалога могут быть выполнены нижеприведенные работы.

1. Расчет хода лучей.
2. Автоматизированная коррекция.
3. Расчет параксиальных отрезков и сумм Зейделя с выдачей на печать аберраций третьего порядка, вносимых каждой поверхностью системы.
4. Расчет волновых аберраций.
5. Автоматический возврат к исходной системе после неудачной автоматизированной коррекции.
6. Вычерчивание оптической схемы с помощью ДГУ-2М. При необходимости вычерчивается также ход четырех лучей: крайнего луча для осевой точки предмета, главного луча, идущего на край поля, и двух крайних наклонных лучей, также идущих на край поля.
7. Вычерчивание графиков геометрических и волновых аберраций.
8. Высвечивание оптической схемы на экране УПГИ.
9. Расчет влияния изменения параметров оптической системы на аберрации, а также доверительных интервалов изменений аберраций. При этом используются зафиксированные в программе изменения конструктивных параметров. Одновременно выполняется расчет влияния фиксированной в программе децентрировки на аберрации.
10. Расчет «концовок», т. е. определение аберраций и параксиальных характеристик для передней части системы, не прибегая к «стиранию» конструктивных элементов, расположенных за этой частью.
11. Ввод в оптическую систему или исключение из нее некоторого количества поверхностей также без переписи ее конструктивных элементов. Для этого необходимо задать количество добавляемых или исключаемых поверхностей, а также их расположение в системе. Программа осуществляет автоматическую перестройку системы, т. е. конструктивные параметры части системы, расположенной после исключаемых или добавляемых поверхностей, переписываются на новые места.
12. Переход от задания оптической системы через радиусы к заданию через углы α первого параксиального луча с осью или наоборот.
13. Расчет показателей преломления по заданным кодам стекол (и некоторых других оптических материалов) и длинам волн света для фиксированной в программе номенклатуры материалов. При этом рассчитанные показатели преломления автоматически записываются в соответствующую смысловую группу, что дает возможность записи с экрана VT-340 показателей преломления для отсутствующих в машинной номенклатуре сред.
14. Расчет частотно-контрастных характеристик. Высокая скорость работы ЭВМ типа БЭСМ-6 позволяет осуществлять все перечисленные выше работы, за исключением автоматизированной коррекции, за время ожидания, не превышающее 1—2 мин. Время выполнения автоматизированной коррекции в сильной степени зависит от количества поверхностей в оптической системе, а также от количества корригируемых функций и коррекционных параметров и может достигать десятков минут. Этот расчет осуществляется итерационными методами, количество итерационных шагов заранее неизвестно. Для оповещения пользователя о ходе работы через короткие промежутки времени (20—30 с) на экран VT-340 выдается номер очередного итерационного шага, а примерно через 6 мин производится выдача промежуточных результатов расчета, которые позволяют оценить как скорость сходимости итерационного процесса, так и правильность выбранной стратегии и целесообразность проведения дальнейшей коррекции, которая может быть либо продолжена, либо прекращена.

Оптимальное время работы одного исполнителя в режиме диалога составляет от 30 мин до 1 ч. Учитывая высокую интенсивность работы и повышенную утомляемость, диалог в течение времени, превышающем 1 ч, нецелесообразен из-за возрастания числа ошибок разработчика.

Опыт эксплуатации диалогового режима показал, что за 1 ч работы удается в среднем выполнить работу, которую при пакетном режиме и однократной выдаче результатов расчетов в течение рабочего дня можно осуществить за пять—семь дней. Наиболее эффективно использование диалогового режима в аварийных и критических ситуациях, когда на исправление допущенных ранее ошибок или на проведение других работ отпускается крайне ограниченное время.

В обычных ситуациях максимальный эффект от применения этого режима достигается при разработках оптических систем средней сложности и простых, иными словами, систем, не обладающих принципиальной новизной. Разработка сложных систем в диалоговом режиме дает меньший эффект, что обусловливается необходимостью проведения разработчиком оптической системы эвристических и изобретательских действий, которые либо не ускоряются вообще, либо ускоряются в небольшой степени. Однако концентрация внимания разработчика в ограниченном времени при работе за пультом оказывает благотворное влияние на его мышление.

Опыт применения диалогового режима показал, что среднее время, затрачиваемое на разработку оптических систем, сокращается примерно в два-три раза, т. е. непропорционально увеличению скорости выполнения расчетов. Это объясняется тем, что диалоговый режим не охватывает все этапы разработки оптических систем, в частности выбор принципиальной схемы, габаритный расчет, расчет допусков. Дальнейшие исследования в этих областях дадут возможность включить и эти этапы в диалоговый режим, что повысит его эффективность.

21.4. РАСЧЕТ ХОДА ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Подавляющее большинство оптических систем обладает осью симметрии. Ниже рассматриваются методы расчета хода лучей только в таких системах. О расчете хода лучей в системах, состоящих из произвольно расположенных в пространстве поверхностей, см. гл. 25.

Целью расчета хода лучей является: 1) определение геометрических и волновых аберраций, а также параксиальных характеристик оптической системы — фокусного расстояния, увеличения, положения плоскости изображения, входного и выходного зрачков, увеличения в зрачках; 2) расчет световых диаметров на поверхностях оптической системы, степени виньетирования и структуры, вышедших из системы пучков лучей.

Данные, полученные путем расчета хода лучей, используются для определения влияния изменения параметров системы на аберрации и параксиальные характеристики; автоматизированной коррекции оптических систем с помощью универсальных программ; определения распределения освещенности в изображении точки, частотно-контрастных характеристик; освещенности, создаваемой светом, возникшим вследствие френелевского отражения от преломляющих поверхностей оптической системы, распределения освещенности по полю изображения.

Таким образом, расчет хода лучей является основой для решения большинства важнейших задач вычислительной оптики.

В настоящее время из-за большой трудоемкости расчет хода лучей выполняется исключительно с помощью ЭВМ. Для этой цели используются в основном большие ЭВМ, хотя при выполнении расчетов в небольших объемах применяются и настольные вычислительные машины с программным управлением (например, ЭКВМ, типа 15ВСМ-5). В основе программ, предназначенных для расчета хода лучей, положены формулы Федера [59], преобразованные Д. Ю. Гальперном [26]. Основными преимуществами этих формул по сравнению с применявшимися ранее являются: 1) расположение начала координат не в центре сферической поверхности, а на ее вершине, что исключает потерю точности при расчете через поверхности с большим радиусом кривизны, а также не требует изменения расчетных формул для плоских поверхностей; 2) исключение перехода от тригонометрических функций к углам и обратно, приводящих к сравнительно большим затратам машинного времени, путем двухкратного для каждой поверхности извлечения квадратного корня, осуществляемого на современных ЭВМ с высокой скоростью; 3) отсутствие переменных, которые в процессе расчета могут принять значения, существенно превышающие продольные или поперечные размеры оптической системы, благодаря чему исключается возможность аварийного останова ЭВМ по переполнению разрядной сетки.

При расчете хода луча через некоторую k-ю поверхность начало координат располагается на ее вершине. Начальными данными для расчета являются: координаты точки пересечения данного луча с предыдущей (k — 1)-й поверхностью x_{k-1}, y_{k-1}, z_{k-1}; направляющие косинусы луча в пространстве между поверхностями $k-1$ и k λ_k, μ_k, ν_k; расстояние между вершинами поверхностей $k-1$ и k d_{k-1}; показатели преломления сред до и после k-й поверхности n_k и n_{k+1} соответственно; кривизна поверхности $\rho_k = 1/r_k$.

Для вычисления косинуса угла падения луча на поверхность используем

$$e_{k-1} = -[(z_{k-1} - d_{k-1})\nu_k + y_{k-1}\mu_k + x_{k-1}\lambda_k]; \quad a_k = e_{k-1}\nu_k + (z_{k-1} - d_{k-1});$$

$$A_k^2 = (z_{k-1} - d_{k-1})^2 + y_{k-1}^2 + x_{k-1}^2 - e_{k-1}^2; \quad P_k = \rho_k A_k^2 - 2a_k;$$

$$\cos\varepsilon_k = q_k = \sqrt{\nu_k^2 - \rho_k P_k}.$$

Если подкоренное выражение в последней формуле отрицательное, то это означает, что данный луч не имеет точки встречи с поверхностью.

Косинус угла преломления

$$\cos\varepsilon_k' = q_k' = \sqrt{1 - \left(\frac{n_k}{n_{k+1}}\right)^2 (1 - q_k^2)}.$$

Если подкоренное выражение в этой формуле отрицательное, то луч претерпевает полное внутреннее отражение. Знаки «+» перед обоими корнями обеспечивают нахождение ближайшей к вершине поверхности точки пересечения луча со сферической поверхностью. Координаты точки пересечения луча с поверхностью определяются с помощью следующих формул:

$$d_{k-1} = e_{k-1} + \frac{P_k}{\nu_k + q_k}; \quad x_k = x_{k-1} + d_{k-1}\lambda_k; \quad y_k = y_{k-1} + d_{k-1}\mu_k;$$

$$z_k = (z_{k-1} - d_{k-1}) + d_{k-1}\nu_k.$$

Здесь d_{k-1} — «косая» толщина — расстояние между точками пересечения луча с $k-1$-й и k-й поверхностями, измеренное вдоль луча.

Для расчета направляющих косинусов луча после k-й поверхности применим:

$$g_k = q_k' + \frac{n_k}{n_{k+1}} q_k; \quad \lambda_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}}\lambda_k - g_k x_k \rho_k; \quad \mu_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}}\mu_k - g_k y_k \rho_k;$$

$$\nu_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}}\nu_k - g_k(x_k\rho_k - 1).$$

Для первой поверхности оптической системы, т. е. при $k = 1$ роль предшествующей поверхности с порядковым номером $k = 0$ играет плоскость предмета. В этом случае следует принять $d_0 = -s_1$; $z_0 = 0$, где s_1 — расстояние плоскости предмета от первой поверхности.

Координаты пересечения луча с плоскостью предмета y_0 и x_0, а также направляющие косинусы луча в пространстве предметов λ_1, μ_1, ν_1 являются исходными данными для расчета хода луча. Если предмет расположен на бесконечности, то роль поверхности с номером $k = 0$ играет плоскость входного зрачка. В этом случае следует принять $d_0 = -z_1$; $z_0 = 0$, где z_1 — расстояние плоскости входного зрачка от первой поверхности.

В качестве результатов расчета в общем случае выдаются координаты точки пересечения луча с заданной плоскостью установки x' и y' (в частности, с плоскостью Гаусса) и направляющие косинусы луча в пространстве изображения λ_{p+1}; μ_{p+1}; ν_{p+1}, где p — количество поверхностей в оптической системе. Для определения координат x' и y' используются формулы:

$$y' = y_p + \frac{s_a' - z_p}{\nu_{p+1}}\mu_{p+1}; \quad x' = x_p + \frac{s_a' - z_p}{\nu_{p+1}}\lambda_{p+1}.$$

Здесь s_a' — расстояние от последней поверхности оптической системы до плоскости установки. В большинстве случаев за плоскость установки принимается плоскость Гаусса, положение которой определяется ходом параксиального луча, рассчитываемого с помощью следующих формул:

$$\alpha_{k+1} = \frac{\alpha_k n_k + \rho_k h_k (n_{k+1} - n_k)}{n_{k+1}}; \qquad h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1} d_k; \quad s_0' = h_p/\alpha_{p+1},$$

где α — углы параксиального луча с оптической осью системы; h — высоты точек пересечения параксиального луча с поверхностями системы; s'_0 — расстояние плоскости Гаусса от последней p-й поверхности системы.

При расчете хода лучей через асферические поверхности сначала находится точка встречи луча с поверхностью, а затем определяются направляющие косинусы нормали к поверхности в точке встречи. Координаты точки встречи рассчитываются итерационным путем, причем за начальное приближение принимаются координаты пересечения луча с плоскостью, проходящей через вершину поверхности, перпендикулярной ее оси. После нахождения направляющих косинусов нормали к поверхности определяются направляющие косинусы преломленного или отраженного луча [26].

21.5. СПОСОБЫ ЗАПИСИ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Задание радиусов кривизны. Радиусы кривизны сферических поверхностей задаются с использованием принятого в оптике правила знаков. Исключение составляет плоская поверхность. Поскольку задать $r = \infty$ нельзя, то условно принято записывать $r = 0$, так как в реальной оптической системе радиус кривизны не может равняться 0. Это значение является признаком: при $r = 0$ кривизна поверхности ρ вычисляется не по формуле $\rho = 1/r$, а принимается $\rho = 0$.

Задание расстояний между вершинами поверхностей. Расстояния между вершинами поверхностей задаются в обычном виде с использованием правила знаков, т. е. после отражающей поверхности знак расстояния меняется на обратный.

Задание показателей преломления. Показатели преломления оптических сред задаются либо непосредственно, либо в виде кодов марок стекол, сред и длин волн, для которых ведется расчет. После отражающей поверхности знак показателя преломления или кода меняется на обратный.

Существует два варианта программ, в которых допускается задание кодов марок стекол, сред и длин волн. В одном варианте в запоминающем устройстве машины хранятся показатели преломления всей номенклатуры стекол и других сред, наиболее часто встречающихся на практике длин волн (для спектральных линий — D, h, G', F, e, C). В другом варианте запрограммирована некоторая интерполяционная формула, позволяющая рассчитать показатели преломления для любой длины волны, лежащей внутри определенного диапазона. Для каждого стекла или среды в памяти машины хранятся коэффициенты, входящие в упомянутую формулу.

Естественно, что второй вариант является более удобным для использования, так как не требует предварительного расчета показателей преломления для заданных нестандартных длин волн. Однако необходимо иметь в виду, что во втором варианте для стандартных длин волн показатели преломления, получаемые путем расчета, несколько отличаются от каталожных значений. Поэтому при использовании второго варианта программ окончательная техническая документация — выпуск оптической системы — должна оформляться на основе расчета хода лучей через систему, заданную не кодами стекол, а непосредственно показателями преломления, значения которых взяты из каталогов. В табл. 21.2 приведены коды марок стекол и оптических сред, принятые в программах для машин типов БЭСМ-4 и БЭСМ-6.

Задание асферических поверхностей. Наиболее часто встречающиеся на практике асферические поверхности могут быть записаны уравнениями двух типов:

$$by^2 + cx^2 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 + \cdots + a_n z^n = 0; \qquad (21.1)$$

$$z = a_1 (y^2 + x^2) + a_2 (y^2 + x^2)^2 + \cdots + a_n (y^2 + x^2)^n. \qquad (21.2)$$

С помощью (21.1) могут быть заданы следующие виды поверхностей второго порядка, имеющие ось симметрии, совпадающую с осью OZ: 1) параболоид; 2) эллипсоид; 3) гиперболоид.

В случае автоматизированной коррекции оптических систем, когда заданная в исходной системе сфера в процессе коррекции деформируется, с помощью уравнения (21.1) может быть задана и сфера. Наличие различных коэффициентов при y^2 и x^2 позволяет с помощью уравнения первого типа задать цилиндрические поверхности, образующие которых параллельны либо оси OY, либо оси OX.

Таблица 21.2. **Кодирование марок стекол и оптических сред**

Тип стекла	Код типа стекла	Среда	Код среды	Тип стекла	Код типа стекла	Среда	Код среды
	10	Воздух	1	ОК	18	Флюорит	3007
К	11	Вода	3000	ТФК	19	Стекло кварцевое	3009
ТК	12	Физиологический раствор	3001	Ф	20	Фтористый барий	3011
БК	13	Вазелиновое масло	3002	ТФ	21	Хлористый калий	3012
СТК	14	Кедровое масло	3003	БФ	22	Хлористый натрий	3013
ЛК	15	Метилениодид	3004	СТФ	23	Кварц кристаллический	3014
КФ	16	Желатина	3005	ЛФ	24		
ФК	17	Фтористый литий	3006	ОФ	25		
ББК				ТБФ	26		

Примечание. Код марки стекла образуется путем приписывания к коду типа стекла порядкового номера стекла внутри типа (две цифры), например К8-1008, СТК3-1303, ТФ10-2110.

Уравнение (21.2) может быть использовано для задания поверхностей с осью симметрии, совпадающей с оптической осью, т. е. с осью OZ. Это уравнение используется главным образом для задания поверхностей, имеющих точки перегиба, например асферической поверхности коррекционной пластинки зеркально-линзового объектива по Шмидту.

Порядком асферической поверхности принято называть для уравнения (21.1) величину n, для (21.2) — $2n$.

Данные для наиболее употребительных поверхностей, записываемых с помощью уравнения первого типа приведены в табл. 21.3.

Обращение хода лучей. В некоторых случаях требуется для системы, записанной в прямом ходе лучей, произвести расчет в обратном ходе. При этом порядок расположения конструктивных параметров системы меняется на обратный; знаки значений конструктивных параметров меняются в зависимости от соотношения между знаками первого и последнего показателей преломления. Если $\operatorname{sign} n_1 = \operatorname{sign} n'_p$, то знаки r меняются на обратные; в уравнениях асферических поверхностей первого типа меняются только знаки у коэффициентов при нечетных степенях a_1, a_3, a_5 и т. д. В уравнениях второго типа знаки меняются на обратные; знаки n и d сохраняются.

Таблица 21.3. **Коэффициенты уравнений для наиболее употребительных асферических поверхностей**

Поверхность	b	c	a_1	a_2	Порядок асферической поверхности
Сфера	1	1	$-2r$	1	2
Параболоид	1	1	$-2r$	0	1
Эллипсоид	1	1	$-2r$	>0	2
Гиперболоид	1	1	$-2r$	<0	2
Цилиндр:					
образующая параллельна OY	0	1	$-2r$	1	2
то же, OX	1	0	$-2r$	1	2

Примечание. r — радиус кривизны при вершине.

Если sign $n_1 \neq$ sign n'_p, то знаки r сохраняются; знаки коэффициентов асферических поверхностей первого и второго типов сохраняются; знаки d и n меняются на обратные.

21.6. СПОСОБЫ ЗАПИСИ НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ

Положение луча в пространстве может быть задано двумя способами.

1. Координатами его пересечения с двумя плоскостями, перпендикулярными к оптической оси, одна из которых является плоскостью предмета, а вторая — плоскостью входного зрачка. Положение плоскости предмета относительно первой поверхности s_1 и положение плоскости входного зрачка z_1 фиксированы. Координаты пересечения луча с плоскостью предмета суть y и x, с плоскостью зрачка — m и M (рис. 21.2, *а*).

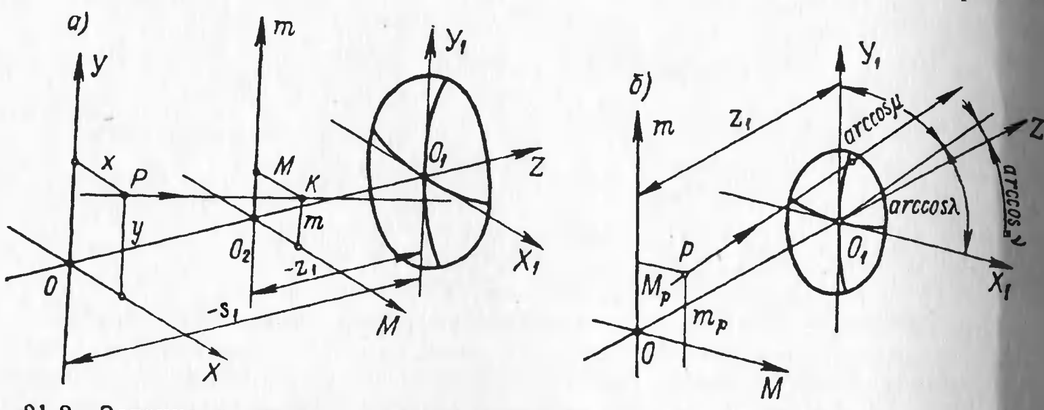


Рис. 21.2. Задание положения луча в пространстве через координаты: *а* — пересечения с плоскостью предмета и плоскостью зрачка; *б* — пересечения с плоскостью зрачка и направляющие косинусы

2. Луч задается координатами пересечения его с одной плоскостью (плоскостью предмета или входного зрачка) и направлением, характеризующимся направляющими косинусами — косинусами углов, образованных осями координат с прямой, параллельной лучу и проходящей через начало координат. Если предмет расположен на конечном расстоянии, то задаются координаты в плоскости предмета y и x, если предмет расположен на бесконечности, то координаты — в плоскости зрачка m_p и M_p (рис. 21.2, *б*).

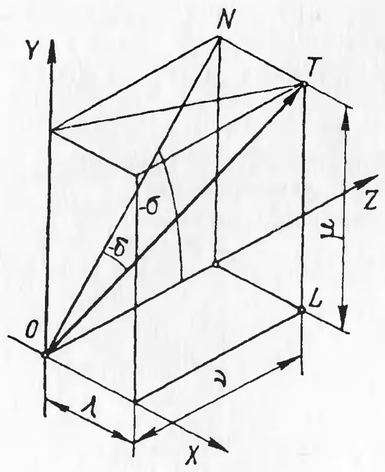


Рис. 21.3. Связь между направляющими косинусами луча и углами σ и δ

Направляющие косинусы углов с осями OX, OY и OZ — соответственно λ, μ, ν связаны между собой зависимостью $\lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 = 1$. Поэтому достаточно задать два направляющих косинуса из трех. Принято задавать λ и μ. Направляющий косинус принимается положительным, когда направление проекции луча на соответствующую ось совпадает с направлением оси. В противном случае направляющему косинусу приписывается знак «—».

Установим связи между направляющими косинусами и принятыми в геометрической оптике углами: σ — между проекцией луча на плоскость YOZ и осью OZ; δ — между лучом и его проекцией на плоскость YOZ. На основании рис. 21.3 нетрудно вывести следующие соотношения:

$$\operatorname{tg}\sigma = -\frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2-\lambda^2}}; \quad \operatorname{tg}\delta = -\frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda^2}};$$

$$\lambda = -\sin\delta; \quad \mu = -\sin\sigma\cos\delta; \quad \nu = \cos\sigma\cos\delta.$$

Для получения более компактной записи начальных данных лучи объединяются в пучки. Пучком называется совокупность лучей, выходящих из одной точки предмета. Если предмет находится на конечном расстоянии, то для лучей одного пучка постоянны координаты y и x, если предмет бесконечно удален, то постоянны направляющие косинусы λ и μ. Эти постоянные величины принято записывать один раз в начале массива чисел, содержащего данные для расчета хода лучей пучка.

Благодаря симметрии центрированных оптических систем для осевой точки предмета достаточно рассчитать плоский пучок лучей, пересекающий входной зрачок по радиусу. Условно принято располагать этот радиус в направлении Om. На этом же основании для определения аберраций внеосевых точек предмета достаточно рассчитать пучки лучей из точек предмета, находящихся на радиусе предметной плоскости. Условно принято располагать этот радиус в направлении OY. Для каждой внеосевой точки предмета достаточно рассчитать пучок, пересекающий только одну половину зрачка. Обычно рассчитываются лучи, пересекающие входной зрачок с координатами $M \geqslant 0$.

Поскольку задать $s_1 = \infty$ или $z_1 = \infty$ недопустимо, то в программах используются либо специальные признаки, указывающие, на каком расстоянии расположены предмет и зрачок, либо положения предмета и зрачка задаются через координаты первого и второго параксиальных лучей — через угол первого параксиального луча с осью в пространстве предметов α_1 и h_1 — высоту этого луча на первой поверхности, а также через соответствующие величины β_1 и H_1 для второго параксиального луча.

Внеосевой луч, проходящий через центр входного зрачка, называется главным. Поскольку для главных лучей принято вычислять астигматизм и дисторсию, которые для других лучей внеосевых пучков не вычисляются, то необходимо главные лучи каким-то образом выделять из остальных лучей. Принято записывать главные лучи первыми в каждом пучке, иными словами, программы для расчета хода лучей построены таким образом, что для первого луча каждого внеосевого пучка рассчитываются астигматизм и дисторсия, а аберрации остальных лучей пучка определяются относительно этого луча.

Рассмотренные выше способы записи начальных данных для расчета хода лучей предоставляют разработчику оптической системы максимальные возможности, но требуют большого объема записываемого в задании, перфорируемого и вводимого в машину материала. Существенное сокращение объема задания достигается введением в программу регламентированного количества пучков лучей и количества лучей в пучке — набора лучей. При задании лучей набором достаточно указать значения линейного поля y_{max} (или синуса полевого угла $\sin\omega_{max}$, если $s_1 = \infty$) и радиуса входного зрачка m_{max} (или синуса апертурного угла $\sin\sigma_{max}$), а координаты лучей осевого и внеосевого пучков лучей программа рассчитывает сама. Количество пучков и лучей в пучке могут быть различными и выбираются разработчиком оптической системы. Наиболее употребительны два набора, когда кроме осевого пучка рассчитываются либо два пучка, имеющие вершины с координатами y_{max} и $\sqrt{0{,}5}y_{max}$, либо четыре пучка с координатами вершин y_{max}, $\sqrt{0{,}75}y_{max}$, $\sqrt{0{,}5}y_{max}$ и $0{,}5y_{max}$. Если предмет бесконечно удален, то производится соответствующее разбиение $\mu_{max} = -\sin\omega$. В одном из вариантов набора для осевого пучка рассчитываются 2 луча, имеющие точки пересечения плоскости входного зрачка с координатами m_{max} и $\sqrt{0{,}5}m_{max}$. В другом варианте определяются 4 луча с координатами m_{max}, $\sqrt{0{,}75}m_{max}$, $\sqrt{0{,}5}m_{max}$ и $0{,}5m_{max}$. Для каждого из внеосевых пучков рассчитываются либо 7 лучей с координатами на плоскости входного зрачка, указанными ниже:

m	m_{max}	$\sqrt{0{,}5}m_{max}$	$-\sqrt{0{,}5}m_{max}$	$-m_{max}$	0	0
M	0	0	0	0	m_{max}	$\sqrt{0{,}5}m_{max}$

либо 13 лучей с координатами, приведенными ниже:

m	m_{max}	$\sqrt{0,75}m_{max}$	$\sqrt{0,5}m_{max}$	$0,5m_{max}$	0	$-0,5m_{max}$	$-\sqrt{0,5}m_{max}$
M	0	0	0	0	0	0	0

m	$-\sqrt{0,75}m_{max}$	$-m_{max}$	0	0	0	0
M	0	0	m_{max}	$\sqrt{0,75}m_{max}$	$\sqrt{0,5}m_{max}$	$0,5m_{max}$

21.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ГЛАВНОГО ЛУЧА, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ ЦЕНТР АПЕРТУРНОЙ ДИАФРАГМЫ

Нередко в оптических системах входной зрачок является изображением некоторой материальной диафрагмы, расположенной внутри или после системы. В этом случае координаты главного луча в пространстве предметов неизвестны. Параксиальное положение входного зрачка определяется путем расчета параксиального луча, проходящего через центр апертурной диафрагмы в обратном ходе лучей через часть системы, предшествующую диафрагме. За начальное приближение при определении координат главного луча принимается параксиальное расстояние входного зрачка от первой поверхности. Рассчитанный с этого расстояния главный луч пересекает апертурную диафрагму на некоторой высоте m_D. Для определения координат луча, который пересечет апертурную диафрагму на высоте $m_D = 0 \pm \varepsilon$, где ε — допуск, необходимо постепенными приближениями найти координату $m_{гл}$ пересечения главного луча с плоскостью входного зрачка.

При расчете широкоугольных оптических систем с большой сферической аберрацией в зрачках иногда наблюдается непрохождение лучей либо вследствие полного внутреннего отражения, либо в связи с отсутствием точки пересечения луча с поверхностью, что приводит к прекращению итерационного поиска координаты луча $m_{гл}$.

Во избежание этого явления целесообразно поиск координаты $m_{гл}$ начинать для пучка, соответствующего наименьшему значению y (или угла поля ω). Полученное значение $m_{гл}$ следует принимать за начальное приближение для поиска координаты $m_{гл}$ следующего пучка лучей, имеющего большее значение y (или угла поля ω), и так, переходя от пучка к пучку, дойти до края поля зрения.

В табл. 21.4 сведены начальные данные, необходимые для расчета хода лучей в общем случае как при задании лучей набором, так и непосредственно через координаты.

В этой таблице N_D — количество поверхностей оптической системы, предшествующих апертурной диафрагме; d_D — расстояние от предшествующей поверхности до диафрагмы. Если требуется, чтобы после поверхности с номером N_D главный луч шел параллельно оптической оси, т. е. $d_D = \infty$, принято записывать условно $d_D = 10^8$.

При непосредственном задании лучей после записи всех величин, определяющих апертуру, для первого пучка лучей записывается заголовок для следующего пучка, а затем — величины, определяющие апертуру лучей этого пучка.

Таблица 21.4. **Начальные данные для расчета хода лучей**

Параксиальный луч		$s_1 = \infty$		$s_1 \neq \infty$		
1-й	α_1	0		1 *		
	h_1	1 *		$\alpha_1 s_1$		
Параксиальный луч		$z_1 \neq \infty$		$z_1 \neq \infty$		$z_1 = \infty$
2-й	β_1	1 *		1 *		0
	N_D	0	$\neq 0$	0	$\neq 0$	0
	H_1	$\beta_1 z_1$	0 **	$\beta_1 z_1$	0 **	1 *
	d_0	0 **	d_D	0 **	d_D	0 **
Задание набором: Величины, определяющие апертуру		m_{max}		m_{max} или $\mu_{max} = -\sin\sigma_A$		$\mu_{max} = -\sin\sigma_A$
Величины, определяющие поле		$\mu_{max} = -\sin\omega_{max}$		y_{max}		
Положение входного зрачка		z_1	0 **	z_1	0 **	0 **
Непосредственно задание лучей: Заголовок пучка: Величины, определяющие поле		$\mu = -\sin\sigma\cos\delta$		y		
		$\lambda = -\sin\delta$		x		
Положение входного зрачка		z_1	0 **	z_1	0 **	0 **
Данные для каждого луча: Величины, определяющие апертуру		$m = 0$, $M = 0$ — главный луч		$m = 0$, $M = 0$ — или; $\mu = 0$, $\lambda = 0$ — главный луч		$\mu = 0$, $\lambda = 0$ — главный луч
		m, M — 2-й луч пучка		m, M — или; $\mu = -\sin\sigma\cos\delta$, $\lambda = -\sin\delta$		$\mu = -\sin\sigma\cos\delta$, $\lambda = -\sin\delta$
		m, M — 3-й луч пучка; и т. д.		m, M — или; $\mu = -\sin\sigma\cos\delta$, $\lambda = -\sin\delta$; и т. д.		$\mu = -\sin\sigma\cos\delta$, $\lambda = -\sin\delta$; и т. д.

* Может быть записано любое число, отличное от 0. ** Может быть записано любое число.

21.8. ВЫДАЧА РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ

Результаты расчета хода лучей выдаются в виде таблиц с использованием специальной системы обозначений величин, так как в устройствах печати современных ЭВМ отсутствуют греческий алфавит, индексы и строчные буквы. В основу этой системы обозначений положены следующие принципы: 1) греческие буквы либо заменены соответствующими русскими, либо их названия записаны русскими буквами; 2) индексы заменены соответствующими цифрами; 3) индекс «1» с целью сокращения записи исключен; 4) буквенные обозначения спектральных линий, относящиеся к каким-либо величинам, заключены в квадратные скобки, условные цифровые обозначения длин волн заключены в круглые скобки. В табл. 21.5 дан перечень выдаваемых величин в случаях, когда изображение расположено на конечном расстоянии $s'_0 \neq \infty$ и когда изображение бесконечно далеко $s'_0 = \infty$.

Пояснения к табл. 21.5:

1) $S = s_1$ — расстояние плоскости предмета от первой поверхности выдается для контроля; 2) $Z = x_1$ — расстояние плоскости входного зрачка от первой поверхности; если апертурная диафрагма находится внутри системы или после нее, то величина рассчитывается машиной, если апертурная диафрагма расположена в пространстве предметов или положение входного зрачка известно и задано, то Z выдается для контроля; 3) $VЗР = V_{зр}$ — увеличение в зрачках; 4) $V0 = V_0$ — линейное увеличение, выдается при $s_1 \neq \infty$; 5) $F0 = f'_0$ — фокусное расстояние, выдается при $s_1 = \infty$; 6) $S'0 = s'_0$ — расстояние плоскости изображения от последней поверхности; 7) $Z'0 = z'_0$ — расстояние плоскости выходного зрачка от последней поверхности; 8) $H = m$ — ордината точки пересечения луча в пространстве предметов с плоскостью входного зрачка, выдается при $z_1 \neq \infty$; 9) $МЮ = \mu$ — направляющий косинус луча в пространстве предметов с осью OY, выдается при $z_1 = \infty$; 10) $TGC' = \operatorname{tg}\sigma'$ — тангенс угла между проекцией луча на плоскость YOZ и осью OZ (оптической осью); 11) $ДS' = \Delta S'$ — продольная сферическая аберрация; 12) $ДV = \Delta\beta$ — отступление от закона синусов при $s_1 \neq \infty$; 13) $ДF' = \Delta f'$ — отступление от закона синусов при $s_1 = \infty$; 14) Y' (0) — ордината точки пересечения луча основного цвета (основной длины волны) в пространстве изображений с плоскостью Гаусса (или с плоскостью установки, если таковая задана); 15) $ЭТА = \eta$ — отступление от условия изопланатизма; 16) $Y = y_1$ — ордината точки пересечения луча с плоскостью предметов; 17) $Z'Г = z'_{гл}$ — расстояние точки пересечения главного луча с осью в пространстве предметов от первой поверхности; 18) $ДУГ = \Delta y'$ — дисторсия; 19) $Z'M = X'_m$ — расстояние фокуса бесконечно тонкого меридионального пучка лучей от последней поверхности, а $Z'S = X'_S$ — бесконечно тонкого сагиттального пучка лучей; 20) $ДTGC' = \Delta \operatorname{tg}\sigma'$ — разность тангенсов углов σ' для данного и главного лучей; 21) $ДУ' = y' - y'_{гл}$ — разность ординат точек пересечения данного и главного лучей с плоскостью Гаусса (с плоскостью установки, если таковая задана); 22) $TGД' = \operatorname{tg}\delta'$ — тангенс угла между лучом в пространстве изображений и его проекцией на плоскость YOZ; 23) $ДX' = z' - z'_{гл}$ — разность координат x точек пересечения данного и главного лучей с плоскостью Гаусса (с плоскостью установки, если таковая задана); 24) $Y'(1) = y'_{\lambda_1}$ — ордината точки пересечения луча с длиной волны λ_1 в пространстве изображений с плоскостью Гаусса для основной длины волны (с плоскостью установки, если таковая задана); 25) $Y'(2-1) = y'_{\lambda_2} - y'_{\lambda_1}$ — поперечная хроматическая аберрация для лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 в меридиональном направлении; 26) $X'(2-1) = x'_{\lambda_2} - x'_{\lambda_1}$ — поперечная хроматическая аберрация для лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 в сагиттальном направлении; 27) $Г0 = \Gamma_0$ — видимое увеличение; 28) $D'0 = D'_0$ — диоптрийность в параксиальной области; 29) $D = D'$ — диоптрийность (расстояние от плоскости выходного зрачка до точки пересечения луча с оптической осью в диоптриях); 30) $H' = m'$ — ордината точки пересечения луча с плоскостью выходного зрачка; 31) $C' = \sigma'$ — угол между проекцией луча на плоскость YOZ и осью OZ (оптической осью) в пространстве изображений, ...°; ...′; ...″; 32) $ДC' = \Delta\sigma'$ — угол между данным меридиональным лучом и главным лучом того же пучка в пространстве изображений, ...°; ...′; ...″; 33) $ДH' = m' - m'_{гл}$ — разность ординат точек пересечения данного и главного лучей с плоскостью выходного зрачка; 34) $Д' = \delta'$ — угол между лучом в пространстве изображений и его проекцией на плоскость YOZ, ...°; ...′; ...″; 35) $ДИС\,\% = \Delta\,\%$ — дисторсия относительная, %; 36) $ДM' = M' - M'_{гл}$ — разность координат точек пересечения данного и главного лучей с плоскостью выходного зрачка; 37) $L'M = L'_m$ — расстояние фокуса бесконечно тонкого меридионального пучка от точки пересечения главного луча с осью, измеренное в направлении оптической оси, а $L'S = L'_s$ — то же для сагиттального бесконечно тонкого пучка лучей.

Для определения световых диаметров оптических деталей в программах расчета хода лучей предусмотрена выдача по определенному признаку координат y и x точек пересечения некоторых лучей с поверхностями системы. В большинстве случаев достаточно иметь координаты («высоты») для осевого луча, идущего на край зрачка, для главного луча, идущего на край изображения, и для двух меридиональных лучей, идущих через верхний и нижний края зрачка на край изображения.

В тех случаях, когда некоторые из заданных для расчета лучей претерпевают полное внутреннее отражение или не имеют точек пересечения с какими-либо поверхностями системы, предусмотрена выдача соответствующей информации: печатается порядковый номер поверхности и тип «непрохождения» луча — полное внутреннее отражение или отсутствие точки встречи.

Таблица 21.5. **Величины, выдаваемые после расчета хода лучей**

	Параксиальные величины		Лучи: осевого пучка	Лучи: главные	Лучи: меридиональные	Лучи: внемеридиональные
$s'_0 \neq \infty$	λ_0	S Z $VЗР$ $V0$ [$F'0$] $S'0$ $Z'0$	H [$МЮ$] IGC' $ДS'$ $ДV$ [$ДF'$] Y' (0) $ЭТА$	Y $ZГ$ TGC' $Z'Г$ Y' (0) $ДУ'Г$ $Z'M$ $Z'S$ $Z'M—Z'S$	H [$МЮ$] $ДTGC'$ TGC' $ДУ'$	H [$МЮ$] M [$ЛЯ$] TGC' $TGД'$ $ДУ'$ $ДX'$
	λ_1, λ_2	S Z $VЗР$ $V0$ [$F'0$] $S'0$ $Z'0$	TGC' $ДS'$ Y' (1, 2) Y' (2—1)	Y' (1—0) Y' (2—0) Y' (2—1)	Y' (1—0$Г$) Y' (2—0$Г$) Y' (2—1)	Y' (1—0$Г$) X' (1—0$Г$) Y' (2—0$Г$) X' (2—0$Г$) Y' (2—1) X' (2—1)
$s'_0 = \infty$	λ_0	S Z $VЗР$ $Г0$ $D'0$ $Z'0$	H [$МЮ$] C' D' H' $ЭТА$	Y Z C' $Z'Г$ H' $ДИС\,\%$ $L'M$ $L'S$ $L'M—L'S$	$МЮ$ $ДC'$ $ДH'$	$МЮ$ $ЛЯ$ C' $Д'$ $ДM'$
	λ_1, λ_2	S Z $VЗР$ $Г0$ $D'0$ $Z'0$	C' D'	C'	$ДC'$ $ДH'$	$ДC'$ $ДH'$

21.9. АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ КОРРЕКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Под автоматизированной коррекцией понимается нахождение с помощью ЭВМ численных значений параметров некоторой выбранной разработчиком конструкции оптической системы, при которых характеристики оптической системы (поле зрения, относительное отверстие, фокусное расстояние, увеличение и т. п.) имеют заданные значения, а аберрации (или коэффициенты аберраций) либо минимальны, либо также имеют заданные значения.

Автоматизированная коррекция может осуществляться двумя принципиально различными путями. Во-первых, могут использоваться универсальные методы, основанные на различных способах постепенных приближений и применимые к системам любого типа и любой степени сложности. Такие методы, хорошо известные и при неавтоматическом выполнении работы, носят название методов проб. При использовании таких методов необходимо иметь некоторые численные значения конструктивных параметров оптической системы, принимаемой за исходную. Эти значения могут быть выбраны более или менее произвольно либо определены на основании предварительных расчетов в области аберраций третьего порядка. Во-вторых, могут использоваться методы, основанные на решении систем уравнений, связывающих конструктивные параметры системы с аберрациями. Такого рода уравнения удается составить только для области третьих порядков и далеко не для всех типов оптических систем. Поэтому такие методы применимы только для сравнительно небольшого круга задач. Однако по сравнению с методами, основанными на постепенных приближениях, они обладают явным преимуществом, поскольку дают все возможные решения, что исключено в первом случае. Программы, основанные на решении уравнений аберраций третьего порядка, составлены для расчета двойного и тройного склеенного компонентов, а также для двухкомпонентных систем, образованных одиночными или склеенными тонкими линзами.

Универсальные методы автоматизированной коррекции. Пусть имеется некоторая исходная оптическая система с известными конструктивными параметрами. Значения параксиальных характеристик (s'_0, f'_0, z'_0 и т. п.) и аберраций этой системы в общем случае не равны заданным. Такие характеристики оптической системы, как поле зрения и числовая апертура или диаметр входного зрачка, определяются начальными данными для расчета хода лучей и принимаются как в исходной системе, так и в дальнейшем постоянными величинами, имеющими заданные значения. Необходимо найти такие значения конструктивных параметров, при которых параксиальные характеристики и аберрации имели бы заданные значения, т. е. были бы скорригированы. Назовем те из параксиальных характеристик и аберраций, которые подлежат коррекции, корригируемыми функциями Φ_j ($j = 1, 2, \ldots, k$). Выделим из всех конструктивных параметров оптической системы (r, d, n_{λ_0}, $n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$, коэффициентов асферических поверхностей) те, которые целесообразно изменять в процессе работы машины, и назовем их коррекционными параметрами p_i ($i = 1, 2, \ldots, t$). Какие параметры будут использоваться в качестве коррекционных — решает разработчик оптической системы.

Обозначим заданные значения корригируемых функций через $\tilde{\Phi}_j$, допустимые отклонения от заданных значений (допуски) — через $\delta\Phi_j$, значения коррекционных параметров в исходной оптической системе — через $p_i^{(0)}$, а соответствующие значения корригируемых функций — через $\Phi_j^{(0)}$. Итак, требуется найти значения p_i, при которых корригируемые функции имеют значения, лежащие внутри интервалов $\tilde{\Phi}_j \pm \delta\Phi_j$.

Следует отметить, что аналитические зависимости между коррекционными параметрами и аберрациями представить в явном виде не удается. Эти зависимости весьма сложны и нелинейны. Однако по известным значениям конструктивных параметров оптической системы нетрудно найти ее аберрации и параксиальные характеристики, для чего достаточно выполнить расчет хода лучей.

Ниже рассматриваются математические методы автоматизированной коррекции, получившие широкое распространение на практике.

Комбинированный метод. При комбинированном методе автоматизированной коррекции задача разделяется на два этапа. На первом этапе осуществляется поиск

соотношения между изменениями коррекционных параметров (поиск направления движения) Δp, при котором достигается скорейшее убывание оценочной функции вида

$$F(\mathbf{p}) = \sum_{j=1}^{j=k} \frac{1}{\delta\Phi_j^2} (\Phi_j - \tilde{\Phi}_j)^2, \tag{21.3}$$

где Φ_j — текущие значения корригируемых функций; $1/(\delta\Phi_j^2)$ — в данном случае используется как весовой коэффициент, учитывающий масштаб единиц измерения соответствующих функций Φ_j.

Поиск направления движения осуществляется так называемыми основными методами в зависимости от соотношения между количеством коррекционных параметров t и количеством корригируемых функций k. Кроме того, независимо от соотношения между t и k в тех случаях, когда основные методы не обеспечивают достаточную скорость сходимости итерационного процесса, используется дополнительный метод, когда направление движения выбирается противоположным по отношению к градиенту оценочной функции (21.3).

При $k = t$ для поиска направления используется метод Ньютона. Решается система k линейных уравнений с k неизвестными, имеющая в матричной форме следующий вид:

$$A\,\Delta\mathbf{p} = \Delta\Phi. \tag{21.4}$$

Здесь A — матрица первых производных функций Φ_j по коррекционным параметрам оптической системы p_i; $A = \{\partial\Phi/\partial p_i\}$. Элементы матрицы вычисляются методом конечных разностей. Компоненты вектора $\Delta\Phi$ суть $\tilde{\Phi}_j - \Phi_j^{(0)}$.

Решение $\Delta\mathbf{p} = A^{-1}\,\Delta\Phi$ системы уравнений (21.4) трактуется как вектор, определяющий направление поиска минимального значения оценочной функции (21.3) на данном шаге итераций.

При $k > t$ используется метод наименьших квадратов. Система линейных уравнений (21.4) в данном случае переопределена (уравнений больше, чем неизвестных) и не имеет решения. Можно найти такие приращения параметров, при которых убывает оценочная функция $F(p)$. Направление поиска определяется в результате решения нормальной системы уравнений относительно $\Delta\mathbf{p}$

$$B^T B\,\Delta\mathbf{p} = B^T\,\Delta_1\Phi. \tag{21.5}$$

Здесь B — матрица, полученная из матрицы A путем деления элементов любой j-й строки на $\delta\Phi_j$; B^T — транспонированная матрица B; $\Delta_1\Phi$ — компоненты вектора

$$\Delta_1\Phi_j = \left(\tilde{\Phi}_j - \Phi_j^{(0)}\right)/\delta\Phi_j.$$

При $k < t$ применяется метод Лагранжа. Система линейных уравнений (21.4) в данном случае переопределена и имеет бесконечное множество решений. Для дополнения системы уравнений (21.4) вводится требование минимальности взвешенной суммы квадратов приращений параметров p_i

$$P = \sum_{i=1}^{i=t} \sigma_i (\Delta p_i)^2. \tag{21.6}$$

Весовые коэффициенты σ_i принимаются равными сумме абсолютных значений производных

$$\sigma_i = \sum_{j=1}^{j=k} \left| \frac{\partial^2\Phi_j}{\partial p_i^2} \right|.$$

Расчет $\partial^2\Phi_j/\partial p_i^2$ осуществляется одновременно с расчетом первых производных методом конечных разностей.

На втором этапе определяется минимальное значение квадратичной формы (21.6) при выполнении условия (21.4). В результате, имеем систему из $k + t$ линейных

уравнений с $k + t$ неизвестными, из которых первые t — искомые приращения параметров Δp_i, а остальные k — произвольные коэффициенты Лагранжа λ_j. Система уравнений в матричной форме имеет следующий вид:

$$C\mathbf{y} = \boldsymbol{\varphi}. \tag{21.7}$$

Здесь $\mathbf{y}$ — вектор-столбец неизвестных (t-первых компонент — Δp_i, остальные k-компонент — множители Лагранжа λ_j); $\boldsymbol{\varphi}$ — вектор-столбец, t-первых компонент которого совпадают с компонентами вектора $\Delta\Phi$ системы (21.4), а остальные k-компонент — нули; C — матрица следующей структуры:

$$\left|\begin{array}{ccccccc} & & A & & & & 0 \\ \sigma_1 & 0 & 0 & \ldots & & 0 & \\ 0 & \sigma_2 & 0 & \ldots & & 0 & \\ 0 & 0 & \sigma_3 & 0 & \ldots & 0 & \\ \cdot & \cdot & 0 & \ldots & & \cdot & A^T \\ \cdot & \cdot & \cdot & \ldots & & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \ldots & & \cdot & \\ 0 & 0 & 0 & \ldots & & \sigma_t & \end{array}\right|.$$

Решая систему уравнений (21.7), получаем множители Лагранжа и вектор приращений параметров $\Delta\mathbf{p}$.

Дополнительный метод используется в том случае, если после применения основного метода не удается получить достаточной скорости убывания оценочной функции, которая определяется следующим образом:

$$\xi = (F_{s-1} - F_s)/F_s, \tag{21.8}$$

где F_{s-1} — значение функции F перед началом выполнения итерационного шага с порядковым номером s; F_s — значение функции F после выполнения итерационного шага с порядковым номером s. Если

$$\xi \leqslant \varepsilon',$$

где ε' — некоторое заранее выбранное число, то осуществляется переход к дополнительному методу, который, так же как и основной, позволяет определить направление поиска наименьшего значения оценочной функции. В качестве такого направления принимается направление, противоположное градиентному направлению для оценочной функции:

$$\Delta\mathbf{p} = -\operatorname{grad} F(\mathbf{p}); \tag{21.9}$$

$$\Delta p_i = -\sum_{j=1}^{j=k} a_{ij} \frac{\Phi_j - \widetilde{\Phi}_j}{\delta\Phi_j^2}. \tag{21.10}$$

Здесь a_{ij} — компоненты матрицы A.

Получившийся вектор $\Delta\mathbf{p}$ трактуется как определяющий направление поиска минимума оценочной функции (21.3). Затем вводится переменная ψ, характеризующая длину шага в выбранном направлении. Исходной точке соответствует $\psi = 0$. При поиске минимума вектор коррекционных параметров определяется как

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}^{(0)} + \psi\,\Delta\mathbf{p}.$$

Для поиска ψ, соответствующего минимуму оценочной функции F, могут использоваться различные простые алгоритмы, один из которых приведен, в частности, в [3]. После нахождения минимума производится оценка скорости сходимости итерационного процесса по (21.7). Процесс расчета прекращается в двух случаях: либо, когда ни основной, ни дополнительный методы не дают установленной скорости сходимости $\xi < \varepsilon'$; либо, когда все корригируемые функции Φ_j окажутся заключенными внутри заданных интервалов значений $\widetilde{\Phi}_j \pm \delta\Phi_j$. В первом случае, очевидно, искомое решение не найдено, хотя аберрации и сведены к некоторому минимуму. Во втором случае поставленная задача решена.

Сдерживающий метод наименьших квадратов. При использовании этого метода не происходит разделения задачи на поиск направления и выбор шага: эти этапы объединяются и выполняются одновременно. Сущность метода заключается в том, что в оценочную функцию (21.3) включаются также помимо отклонений функций от заданных значений $\Phi_j - \widetilde{\Phi}_j$ и изменения коррекционных параметров Δp_i. Благодаря этому происходит ограничение приращений параметров. Оценочная функция при этом принимает следующий вид:

$$F = \sum_{j=1}^{j=k} a_j (\Phi_j - \widetilde{\Phi}_j)^2 + q \sum_{i=1}^{i=t} (\Delta p_i)^2. \tag{21.11}$$

Здесь a_j — весовые коэффициенты для функций; q — «сдерживающий» параметр.

Для нахождения минимума функции (21.8) решается система нормальных уравнений, которая в матричной форме имеет вид:

$$(A^T A + qE)\,\Delta\mathbf{p} + A^T\,\Delta\Phi = 0,$$

где компоненты вектора $\Delta\Phi$ суть $\Phi_j - \widetilde{\Phi}_j$. Метод применяется при любом соотношении между количеством параметров t и количеством функций k. В некоторых программах [11] используется не один сдерживающий параметр q, а для каждого из коррекционных параметров выбирается свое значение сдерживающего параметра q_i, что равносильно изменению метрики пространства параметров p_i.

21.10. СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ ПРОГРАММЫ ДЛЯ РАСЧЕТА КОНКРЕТНЫХ ТИПОВ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Программа для расчета двухлинзовых склеенных компонентов. Программа основана на методике Г. Г. Слюсарева [46]. Реализована она на ЭВМ типа БЭСМ-4.

Двухлинзовый склеенный компонент является простейшей системой, в которой удается получить заданные, меняющиеся в довольно широких пределах значения основных параметров P^*, W^* и C^*. Для удовлетворения трем условиям необходимо наличие трех коррекционных параметров. В то же время двухлинзовый склеенный компонент при заданном фокусном расстоянии обладает лишь двумя параметрами (углами первого параксиального луча с осью α_2 и α_3). Толщины линз параметрами не являются, поскольку система предполагается тонкой. Кроме того, как показывают исследования, увеличение толщин приводит к росту аберраций высшего порядка. Для выполнения третьего условия в качестве параметров используются константы стекол. Следует отметить, что последние не являются полноценными параметрами, так как диапазоны изменения показателей преломления и дисперсий сравнительно узки и, кроме того, эти величины имеют дискретные значения, предписанные ГОСТ 3514—76. Поэтому, как правило, удается получить точные значения только двух основных параметров, а третий основной параметр имеет значение, несколько отличающееся от заданного. В рассматриваемой программе в качестве такого параметра принято P^*.

Между основными параметрами P^* и W^* существует следующая приближенная зависимость: $P^* = P_{\min} + 0{,}85\,(W^* - 0{,}15)^2$, где $P_{\min}$ — минимальное значение P^* при постоянном значении C^*. Величина $P_{\min}$ представляет собой полином третьей степени относительно параметра C^*.

Перед составлением программы была проделана подготовительная работа по подбору рационального набора стекол. С этой целью из большого количества возможных комбинаций стекол, были отобраны такие пары, для которых, во-первых, графики зависимости $P_{\min} = f(C^*)$ не пересекались, а, во-вторых, эти графики были бы расположены на плоскости по возможности равномерно. На рис. 21.4, кривые *1—4* соответствуют четырем различным комбинациям стекол. Всего были отобраны 35 комбинаций стекол, предусмотренных ГОСТ 3514—76. Эти пары стекол расположены в программе в последовательности убывания значений $P_{\min}$. Кроме этих комбинаций, обеспечивающих получение ахроматической коррекции и названных первым набором, в программе записаны еще два набора: один — для расчета апохроматических систем, содержащих комбинации флюорита со стеклами, имеющими близкие к флюориту

значения частных относительных дисперсий, а второй — для расчета систем с уменьшенным значением вторичного спектра, содержащий комбинации соответствующих стекол.

По заданному C^* машина осуществляет расчет P_{min} сначала для первой комбинации стекол, указанного разработчиком оптической системы набора, затем для второй комбинации и сравнивает полученные значения P_{min} с заданным значением. Перебор комбинаций стекол осуществляется до тех пор, пока заданное значение P_{min} не окажется заключенным между двумя соседними парами стекол набора. Точка A на рис. 21.4 соответствует заданным значениям P_{min} и C^*. Выбранные таким образом две комбинации стекол, используются для дальнейшего расчета. На рисунке этим комбинациям соответствуют пары *К8-Ф1* и *К8-ТФ1*. Затем для найденных двух пар стекол осуществляется расчет конструктивных параметров: углов первого параксиального луча с осью α_2 и α_3 и радиусов кривизны по заданному фокусному расстоянию. Для сокращения последующей работы по выбору толщин линз производится их расчет. При этом для отрицательной линзы толщина принимается заданной, а для положительной линзы она определяется исходя из заданных светового диаметра и толщины линзы по краю $d_{кр}$. Затем производится окончательный расчет радиусов кривизны с учетом найденных значений толщин линз.

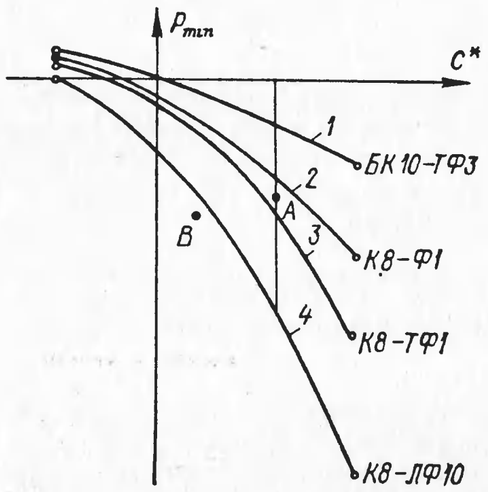


Рис. 21.4. Зависимость $P_{min} = f(C^*)$

Поиск комбинации стекол и дальнейший расчет выполняются дважды: один раз для комбинации стекол «крон впереди», а другой раз — «флинт впереди». Таким образом, в общем случае выдаются четыре варианта решения. Если заданная точка (точка B на рис. 21.4) расположена так, что для всех комбинаций стекол P_{min} либо меньше заданного значения, либо больше его, то выдается решение, соответствующее ближайшей комбинации стекол (*К8-ЛФ10* на рис. 21.4).

При разработке зрительных труб и систем переменного увеличения широко используются элементы, состоящие из двух компонентов малой толщины, разделенных малым промежутком, а также тройные склеенные компоненты. В тех случаях когда эти элементы имеют относительные диаметры, не превышающие 1 : 3, для их расчета применяется методика, основанная на теории аберраций третьего порядка систем с бесконечно тонкими компонентами. Последовательность расположения положительных и отрицательных линз в компонентах может быть произвольной. Теперь имеется два варианта программы, предназначенные для расчета четырех типов двухкомпонентных систем и тройного склеенного компонента и составленные для машин типов БЭСМ-4 и БЭСМ-6.

В программе предусмотрена возможность расчета компонентов при произвольном расположении плоскости предмета. Поэтому в качестве заданных условий используются не основные параметры бесконечно тонких компонентов P^*, W^* и C^*, а параметры P, W и C, вычисленные при нормировке $\alpha'_p = 1$. Комбинация стекол выбирается разработчиком оптической системы. Задается угол первого параксиального луча с осью в пространстве предметов α_1 и высота этого луча на первой поверхности h_1. Тогда для системы *I* (рис. 21.5) мы располагаем тремя свободными параметрами α_2, α_3 и α_4 и, следовательно, можем требовать выполнения трех условий, а именно равенства параметров P, W и C заданным значениям. Приняв толщины линз и воздушный промежуток между ними равными 0 и воспользовавшись зависимостями, связывающими значения основных параметров с углами первого параксиального луча с осью, нетрудно получить систему из одного квадратного и двух линейных уравнений [45].

При расчете систем типов *II* и *III* количество свободных параметров возрастает до четырех. Поэтому один из углов α_i внутри системы должен быть задан. Целесообразно задавать угол между компонентами, т. е. α_3 для системы *II* и α_4 для системы *III*. В программе и предусмотрено, что эти углы задает разработчик оптической системы.

Производя преобразование формул, связывающих значения параметров P, W и C с углами α_i и, приняв во внимание условие равенства радиусов кривизны склеиваемых поверхностей, задачу удается свести к решению одного квадратного и двух линейных уравнений.

При расчете систем типа *IV* количество свободных параметров равно пяти. В этом случае помимо угла между компонентами следует задать еще одну величину. В качестве такой величины принято распределение параметра C между компонентами, т. е. значения C_1 и C_2 — хроматические параметры первого и второго компонентов. При этом $C = C_1 + C_2$. Задача вновь сводится к решению одного квадратного и двух линейных уравнений.

Таким образом, в каждом из четырех рассмотренных случаев необходимо решить одно квадратное уравнение. Если при этом подкоренное выражение отрицательное, то решение отсутствует, и машина выдает соответствующий текст. Если подкоренное выражение положительное, то выдаются оба решения.

При расчете систем типа *V* хотя мы и располагаем всего лишь тремя свободными параметрами, свести задачу к решению квадратного уравнения не удается. Исследование зависимостей между параметрами P, W и C и углами α_i показывает, что в общем случае, когда в системе используются три различные марки стекла, необходимо решить уравнение шестой степени, что само по себе представляет проблему. Поэтому для расчета тройного склеенного компонента в программе применен следующий прием. Система типа *V* рассматривается как частный случай системы *III*, в котором $r_4 = r_3$. Параметром, который может обеспечить выполнение этого условия, является угол α_4. Значения α_4, при которых выполняется условие равенства радиусов r_3 и r_4, вычисляются в программе методом перебора, причем диапазон значений α_4, внутри которого ищется решение, задается разработчиком. Действительно, всегда можно указать заранее предельное абсолютное значение угла $|\alpha_4|_{max}$. При превышении этого значения оптические силы первого и второго компонентов системы *III*, определяемые по формулам

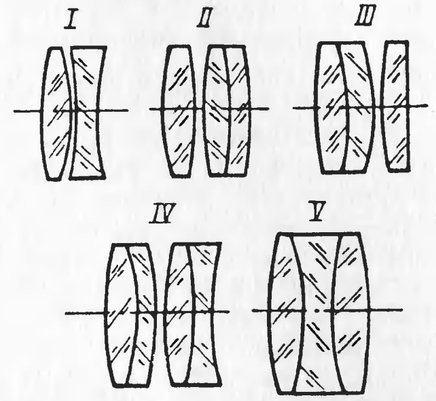


Рис. 21.5. Типы оптических систем, рассчитываемых по программе

$$\varphi_I = \frac{\pm|\alpha_4|_{max} - \alpha_1}{h_1}; \quad \varphi_{II} = \frac{1 \pm |\alpha_4|_{max}}{h_1},$$

примут нереализуемые значения.

Алгоритм поиска решения построен следующим образом. Сначала α_4 принимает значение, равное $-|\alpha_4|_{max}$. При этом осуществляется решение уравнений относительно α_2, α_3 и α_5. Вычисляются радиусы кривизны поверхностей и разность $r_4 - r_3$. Затем α_4 принимает значение, равное $-|\alpha_4|_{max} + 0{,}1$. Вновь осуществляется решение уравнений и вычисляется разность r_4 и r_3. Если знак у этой разности не изменился, то α_4 получает значение $-|\alpha_4|_{max} + 0{,}2$ и так далее, вплоть до изменения знака у разности $r_4 - r_3$. Смена знака означает, что внутри последнего интервала находится искомое решение, при котором $r_4 - r_3 = 0$. Путем интерполяции осуществляется поиск точного решения. После нахождения первого решения изменения α_4 продолжаются с прежним шагом, равным 0,1, до тех пор, пока не будет найдено следующее решение, а затем пока α_4 не станет равно или больше $|\alpha_4|_{max}$. Таким образом обеспечивается поиск всех решений, лежащих внутри заданного интервала значений $\pm|\alpha_4|_{max}$.

Программа обеспечивает также некоторые сервисные возможности. Во-первых, так же как и в программе для расчета двойного склеенного компонента, производится расчет толщин линз по заданным значениям в самом тонком месте: в центре — для отрицательных линз, на краю — для положительных линз. Во-вторых, имеется возможность после выполнения расчета в области аберраций третьего порядка осуществить расчет нескольких лучей для осевой точки предмета, не прибегая к помощи программ для расчета хода лучей, что позволяет оценить как аберрации высших порядков, так и влияние толщин линз на аберрации третьего порядка. В-третьих, можно по

одному заданию произвести расчет нескольких вариантов, например для различных значений углов между линзами. В-четвертых, предусмотрена возможность автоматизированной коррекции аберраций для осевой точки предмета путем изменения с помощью программы значений P, W и C.

Недостатком рассмотренной программы является необходимость задания комбинаций стекол, по выбору которых в большинстве случаев отсутствуют какие-либо обоснованные рекомендации.

Глава 22

ПРИЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ КОРРЕКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

22.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

При использовании программ, предназначенных для автоматизированной коррекции оптических систем, разработчику приходится: 1) выбирать исходную систему; 2) назначать корригируемые функции и установить их требуемые значения, а также допуски для них; 3) определять, какие параметры будут применяться в качестве корректионных, и задавать в случае необходимости ограничения на их значения. В большинстве случаев полная коррекция какой-либо оптической системы на ЭВМ представляет собой процесс, состоящий из ряда этапов, каждый из которых характеризуется различным набором условий, предъявляемых к системе. Такими условиями являются в частности, определенные требования к аберрациям. Выбор конкретных аберраций на каждом этапе этого процесса является творческим элементом деятельности разработчика, активно влияющего на ход коррекции оптической системы.

Поскольку в основе методов автоматизированной коррекции лежат итерационные способы, то нет гарантии нахождения решения даже в тех случаях, когда решения существуют. При неудачном выборе значений параметров исходной оптической системы, при неудачном назначении требуемых значений корригируемых функций или допусков на них, а также при неудачном выборе коррекционных параметров возможны случаи, когда программа обеспечивает нахождение ближайшего локального минимума оценочной функции F, не удовлетворяющего поставленным требованиям, хотя нужное решение и существует.

22.2. ВЫБОР ИСХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Выбор принципиальной схемы оптической системы, подлежащей автоматизированной коррекции, осуществляется исходя из предположения, что данная конструкция может удовлетворить поставленным требованиям. В результате проведения коррекции это предположение проверяется.

Конструктивные параметры исходной оптической системы могут быть: 1) взяты из каталогов, архивов, патентов; 2) получены путем предварительного расчета оптической системы в области аберраций третьего порядка, в частности, с использованием специализированных программ автоматизированной коррекции, описанных выше (см. гл. 21); 3) найдены методами синтеза оптических систем из поверхностей или элементов с известными свойствами (метод М. М. Русинова); 4) образованы путем усложнения какой-либо известной конструкции; 5) определены путем сочетания перечисленных выше методов.

Все программы автоматизированной коррекции построены таким образом, что к исходной оптической системе предъявляется обязательное требование: лучи, с помощью расчета которых определяются корригируемые аберрации, не должны испытывать полное внутреннее отражение и должны иметь точки встречи со всеми поверхностями оптической системы. В противном случае некоторые корригируемые функции (аберрации) Φ_j в исходной системе не будут определены.

Необходимо также, чтобы такие корригируемые функции, как увеличение V или фокусное расстояние f' в исходной оптической системе имели бы знак, совпадающий

со знаком соответствующей заданной величины. Действительно, если фокусное расстояние в исходной оптической системе отрицательное, а требуется получить положительное фокусное расстояние, то в процессе коррекции фокусное расстояние должно пройти либо через 0, либо через бесконечность. Но при уменьшении фокусного расстояния по абсолютному значению начинают резко возрастать аберрации системы, что связано с ростом относительного отверстия, так как диаметр зрачка в процессе коррекции остается постоянным. При возрастании фокусного расстояния по абсолютному значению аберрации в линейной мере также возрастают и становятся бесконечно большими в афокальной системе. Следовательно, перемена знака у фокусного расстояния в процессе непрерывных изменений, осуществляемых в процессе автоматизированной коррекции, невозможна.

22.3. ВЫБОР КОРРИГИРУЕМЫХ ФУНКЦИЙ

При выборе аберраций, подлежащих коррекции, в первую очередь необходимо учитывать назначение оптической системы, а также коррекционные возможности выбранной конструкции. Так, при коррекции обычных объективов микроскопов коррекция дисторсии является нецелесообразной, так как благодаря малому полю такая аберрация заведомо мала. В подавляющем большинстве осветительных систем достаточно ограничиться коррекцией сферической аберрации и комы. При расчете визуальных окуляров зачастую можно не корригировать сферическую аберрацию, которая обычно мала из-за небольших фокусных расстояний окуляров. Коррекция избыточных аберраций является наиболее часто встречающейся ошибкой разработчиков оптических систем, приводящей к отрицательным результатам.

Зная коррекционные возможности оптических систем, представляющих собой тонкие компоненты, нельзя при небольших полях зрения требовать в них одновременного исправления сферической аберрации, комы и астигматизма.

При расчете важно установить необходимое и достаточное количество корригируемых функций — аберраций. Опыт показывает, что это количество целесообразно определять постепенно, начав с минимально необходимого. В случае монотонных зависимостей между аберрациями и координатами точек пересечения лучей с плоскостью предмета y и плоскостью входного зрачка m и M наибольшие аберрации будут соответствовать предельным значениям апертуры и поля. Поэтому на первой стадии расчета следует ограничиться коррекцией аберраций для предельных значений этих величин. Затем требуется установить, не превышают ли аберрации для промежуточных значений y, m и M допустимых значений. Если превышают, то необходимо провести дальнейшую коррекцию, соответственно увеличив количество корригируемых аберраций.

Возможен и другой подход к решению задачи. Уже на первой стадии расчета можно задать количество корригируемых аберраций столь большим, что появление значительных аберраций для промежуточных значений y, m и M станет маловероятным. Однако в этом случае из-за большого количества корригируемых аберраций возрастают затраты машинного времени. Кроме того, при таком подходе невозможно установить, какие именно аберрации не поддаются коррекции.

На начальной стадии расчета, когда аберрационные свойства корригируемой системы, как правило, неизвестны, целесообразно принимать заданные значения аберраций равными 0. На более поздних стадиях коррекции зачастую с целью перебалансировки аберраций для получения оптимального качества изображения эти значения задают отличными от 0.

Допуски для заданных значений аберраций рекомендуется назначать исходя из реальной потребности. Однако следует иметь в виду, что с помощью изменения значений допусков можно влиять на результат автоматизированной коррекции. Если в результате работы программы все корригируемые функции, кроме одной, получили заданные значения то целесообразно повторить коррекцию, задав более жесткий допуск на эту одну функцию. В соответствии с (21.5) и (21.10) при использовании метода наименьших квадратов и градиентного метода от $\delta\Phi_j$ зависит выбор направления движения в пространстве параметров. Выбор шага зависит от $\delta\Phi_j$ во всех случаях при применении любых рассмотренных выше методов коррекции. Таким образом, при $k > t$ четко проявляется зависимость результатов автоматизированного расчета от допусков $\delta\Phi_j$.

22.4. ВЫБОР КОРРЕКЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

В совершенных программах автоматизированной коррекции оптическая система может быть задана как через радиусы оптических поверхностей r_i, так и через углы первого параксиального луча с осью α_i. В соответствии с этим коррекционными параметрами могут быть радиусы оптических поверхностей r_i (точнее обратные величины — кривизна $\rho_i = 1/r_i$) или углы α_i. Непосредственное использование r_i в качестве коррекционных параметров нерационально, так как при $r_i = \infty$ производные от корригируемых функций (аберраций и параксиальных характеристик системы) по r_i обращаются в 0, в результате чего данный радиус перестает изменяться, а следовательно быть коррекционным параметром. Поэтому в качестве коррекционных параметров в программах применяются, как правило, кривизна оптических поверхностей ρ_i. Диапазон абсолютных значений ρ_i ограничен и составляет от 0 до нескольких единиц. Кроме того, использование ρ_i удобно также и потому, что в формулах расчета хода лучей на ЭВМ применяются именно эти величины, а не r_i. Однако на практике использование α_i в качестве коррекционных параметров является предпочтительным и дает лучшие результаты, чем использование ρ_i.

При задании оптической системы через α_i обеспечивается получение требуемого увеличения V_0, если предмет расположен на конечном расстоянии, или требуемого фокусного расстояния f'_0, если предмет бесконечно удален. Для этого достаточно выполнить условия:

$$n_1\alpha_1/(n_{p+1}\alpha_{p+1}) = V_0 \text{ при } s_1 \neq \infty; \tag{22.1}$$

$$h_1/\alpha_{p+1} = f'_0 \text{ при } s_1 = \infty, \tag{22.2}$$

где p — число поверхностей в оптической системе; h_1 — высота первого параксиального луча на первой поверхности; n_1 и n_{p+1} — соответственно показатели преломления сред пространства предметов и изображений. Сохраняя неизменными, т. е. не используя в качестве коррекционных параметров величины, входящие в левые части уравнений (22.1) и (22.2), обеспечиваем постоянство этих оптических характеристик в процессе автоматизированной коррекции системы.

Задание системы через α_i позволяет также сохранить апланатичность заданных поверхностей, обеспечить строгую телескопичность (афокальность) системы в целом или ее частей. Кроме того, в большинстве случаев коррекция одних и тех же исходных систем, заданных через α_i, осуществляется за значительно меньшее количество итераций, чем их коррекция при задании через ρ_i. Это объясняется в первую очередь тем, что при задании системы через α_i количество корригируемых функций меньше, поскольку фокусное расстояние или увеличение поддерживаются автоматически и в число корригируемых функций не входят.

В качестве коррекционных параметров могут быть использованы также толщины линз, воздушные промежутки, показатели преломления для основной длины волны, дисперсии и коэффициенты в уравнениях асферических поверхностей. Однако при этом следует иметь в виду, что значения показателей преломления и дисперсий, во-первых, лежат внутри довольно узкого интервала, установленного ГОСТ 3514—76, а, во-вторых, могут принимать только дискретные значения в соответствии с тем же ГОСТом. Как показывает практика, толщины линз и величины воздушных промежутков далеко не всегда являются активными коррекционными параметрами. Кроме того, их значения всегда ограничены по конструктивным соображениям.

Для того чтобы значения коррекционных параметров не выходили за границы некоторых известных интервалов, в ряде программ автоматизированной коррекции предусмотрено задание так называемых явных ограничений:

$$p_{i\,\min} \leqslant p_i \leqslant p_{i\,\max}, \tag{22.3}$$

где $p_{i\,\min}$ и $p_{i\,\max}$ — соответственно наименьшее и наибольшее допустимые значения параметра; задаются разработчиком оптической системы.

При использовании показателей преломления основного цвета в качестве коррекционных параметров задают обычно $n_{\min} = 1{,}47$ и $n_{\max} = 1{,}806$ по ГОСТ 3514—76.

После выполнения коррекции полученные расчетные значения показателей преломления заменяют на ближайшие, предусмотренные этим стандартом.

При выборе коррекционных параметров в системах, свойства которых неизвестны, целесообразно предварительно произвести расчет и изучение влияния изменения параметров (или производных) на аберрации. При этом нетрудно выделить параметры, изменения которых в допустимых пределах не могут вызвать существенных изменений корригируемых функций. Такие параметры не являются активными и их не следует использовать в качестве коррекционных. Простейшим примером являются толщины линз в двойном склеенном объективе при коррекции аберраций осевой точки: толщины практически не влияют на аберрации. В качестве численного примера рассмотрим (табл. 22.1) производные от поперечной сферической аберрации (Φ_1), отступления от условия изопланатизма (Φ_2) и поперечной хроматической аберрации (Φ_3) для края отверстия в двойном склеенном объективе, конструктивные параметры

Таблица 22.1. **Частные производные от аберраций по конструктивным параметрам**

i	$\frac{\partial\Phi_j}{\partial\alpha_2}$	$\frac{\partial\Phi_j}{\partial\alpha_3}$	$\frac{\partial\Phi_j}{\partial d_1}$	$\frac{\partial\Phi_j}{\partial d_2}$
1	6,806	—6,562	—0,00168	0,00117
2	—0,107	0,046	0,00011	—0,00012
3	2,212	—1,975	—0,00116	0,00100

Таблица 22.2. **Конструктивные параметры двойного склеенного объектива**

α	d	n
0		1
0,62378	5	1,5163
0,40773	3	1,6475
1,0		1

$f' = 100$; $\delta g'_{m=15} = 0{,}003$; $\delta g_{m=10{,}5} = -0{,}011$

которого приведены в табл. 22.2. Из таблицы видно, что, если ограничиться изменениями толщин, не превышающими 10 мм, то изменения сферической аберрации и поперечной хроматической аберрации не превысят 0,02 мм, а отступление от условия изопланатизма изменится не более чем на 0,1 %. В то же время изменения углов даже в пределах 0,1 (что вполне реализуемо) вызывают в сотни раз большие изменения вышеуказанных аберраций.

22.5. АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ КОРРЕКЦИЯ ПАНКРАТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В панкратических системах, т. е. системах с плавным изменением фокусного расстояния, воздушные промежутки между рядом компонентов меняются в некоторых пределах по определенному закону. Поэтому коррекционный расчет таких систем должен производиться для нескольких дискретных положений компонентов. Количество положений зависит от диапазона изменения фокусного расстояния (или увеличения). При диапазонах изменения, не превышающих $2^{\times}$—$3^{\times}$, коррекцию можно производить для трех положений. При 20—40-кратном диапазоне, который имеет место, в частности, у объективов для передающих телевизионных камер, коррекцию производят не менее чем для пяти-шести положений.

Одной из важнейших корригируемых функций в панкратических системах является последний отрезок — расстояние до плоскости изображения от последней поверхности. Обязательным условием работы панкратической системы является сохранение постоянства расстояния между предметом и изображением для систем, работающих с конечного расстояния, и сохранение постоянства плоскости изображения относительно неподвижных компонентов для систем, работающих с бесконечности. Это постоянство обеспечивается габаритным расчетом панкратических систем. Однако при коррекционном расчете фокусные расстояния компонентов могут измениться, что иногда приводит к нарушению условия постоянства плоскости изображения при промежуточных положениях компонентов, при которых коррекционный расчет не производится. Во избежание этого наряду с программами, в которых постоянство фокусных расстояний компонентов в процессе коррекционного расчета не соблюдается, разработана программа для машины типа БЭСМ-6, обеспечивающая со-

хранение как фокусных расстояний компонентов, так и расстояний между их главными плоскостями, т. е. сохранение габаритных характеристик системы в процессе коррекционного расчета. В этой программе фокусные расстояния компонентов и расстояния между их главными плоскостями задаются разработчиком на основе габаритного расчета. Каждый компонент задается не через радиусы кривизны поверхностей, а через углы первого параксиального луча с осью α_i, вычисленные для $s_1 = \infty$ при условии $h_1 = f'$, т. е. при $\alpha'_p = 1$. В качестве коррекционных параметров соответственно используются эти углы, а не кривизна поверхностей.

Поскольку автоматизированная коррекция панкратических систем занимает, как правило, значительно больше машинного времени, чем коррекция систем с постоянными характеристиками, то во избежание напрасной работы машины предусмотрена возможность контроля правильности оформления задания путем сравнения полученных значений фокусных расстояний или увеличений с их значениями, установленными габаритным расчетом. В случае несовпадения этих значений с заданной точностью расчет прекращается.

Следует обратить внимание, что при коррекции панкратических систем для каждого положения компонентов необходимо задавать, как правило, различные значения для диаметра входного зрачка и поля зрения в пространстве предметов, так как для разных положений эти величины различны. Например, в объективах для киносъемки при изменении фокусного расстояния размер изображения, определяемый размером кадра, остается постоянным, а угол поля меняется.

При автоматизированной коррекции панкратических систем используются различные варианты метода наименьших квадратов, поскольку количество коррекционных параметров значительно меньше количества корригируемых функций. Количество корригируемых функций возрастает по сравнению с коррекцией систем с постоянными характеристиками в число раз, равное числу положений компонентов.

22.6. МЕТОД ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИИ АБЕРРАЦИЙ

Наличие нелинейных зависимостей между изменениями аберраций и изменениями коррекционных параметров иногда приводит к появлению локальных минимумов оценочной функции, препятствующих нахождению положительного решения при автоматизированной коррекции оптических систем. Практика эксплуатации программ автоматизированной коррекции показывает, что для «преодоления» локальных минимумов можно рекомендовать метод последовательной коррекции аберраций. Сущность этого метода заключается в том, что коррекция необходимых аберраций осуществляется не одновременно, а постепенно: сначала корригируются аберрации, зависящие от коррекционных параметров более линейно, чем остальные, и требующие для коррекции больших изменений коррекционных параметров. Затем количество корригируемых функций (аберраций) увеличивается. В случае необходимости добавляются все новые и новые аберрации. Этот метод позволяет также определить, какие из новых аберраций не поддаются коррекции, и принять определенные конструктивные меры, например ввести дополнительные коррекционные элементы, позволяющие исправить нужные аберрации. Если же коррекция всех необходимых аберраций осуществляется одновременно, то установить, какие аберрации препятствуют дальнейшей коррекции, зачастую невозможно.

Требуется откорригировать аберрации для малого поля в системе, предназначенной для переноса изображения, даваемого объективом микроскопа, с увеличением $-1{,}6^{\times}$. Аберрации должны быть исправлены в фиолетовой области спектра $\lambda = 420 \div 460$ нм. За среднюю длину волны примем $\lambda = 435$ нм (линия g). В качестве материала линз необходимо использовать кварцевое стекло и флюорит, обеспечивающие минимальную люминесценцию в используемой области спектра. Расстояние предмета от первой поверхности системы должно составлять -120 мм. Корригируемыми функциями являются: поперечная сферическая аберрация для края апертуры $\sin\sigma_1 = -0{,}03$ (Φ_1), отступление от условия изопланатизма для такого же значения апертуры (Φ_2), хроматизм положения (в поперечной мере) для апертуры $\sin\sigma_1 = -0{,}021$ (Φ_3).

Простейшей системой, которая может удовлетворить поставленным требованиям, является объектив, состоящий из двух несклеенных линз. В качестве коррекционных параметров примем углы первого параксиального луча с осью α_i, за исключением α_1 и α_5, которые обеспечивают выполнение габаритных условий: положения предмета от первой поверхности и увеличения. Конструктивные параметры исходной оптической системы, взятые произвольно, приведены в табл. 22.3. Там же даны значения корригируемых функций. Результаты автоматизированной коррекции всех трех аберраций одновременно приведены в столбце для Φ_j оконч.

Таблица 22.3. **Результаты автоматизированной коррекции при использовании трех корригируемых функций**

i	α_i исх	α_i оконч	$\tilde{\Phi}_j$
1	1	1	
2	0,6	0,43411	
3	0,2	−0,15139	
4	−0,2	−0,38106	
5	−0,667	−0,667	$\tilde{\Phi}_1 = 0 \pm 0{,}0001$
j	Φ_j исх	Φ_j оконч	$\tilde{\Phi}_2 = 0 \pm 0{,}0001$
1	−0,0075	−0,011	$\tilde{\Phi}_3 = 0 \pm 0{,}0001$
2	−0,0001	−0,0001	
3	−0,039	−0,036	

$d_1 = 3$; $n_2 = 1{,}43959$; флюорит
$d_2 = 1$; $n_3 = 1$
$d_3 = 3$; $n_4 = 1{,}46681$; кварцевое стекло

Проанализируем причины отсутствия положительного решения. Поскольку

$$\varphi_{\mathrm{I}} \approx (\alpha_3 - \alpha_1)/h \text{ и } \varphi_{\mathrm{II}} \approx (\alpha_5 - \alpha_3)/h,$$

то нетрудно видеть, что в исходной системе и системе, полученной после коррекции, обе линзы являются положительными. Поэтому можно считать, что коррекции препятствует локальный минимум сферической аберрации. Система представляет собой двухлинзовую систему, линзы которой корригированы на минимум сферической аберрации. В исходной системе и системе после коррекции отступление от условия изопланатизма имеет значения, не превышающие допуск. Для коррекции хроматизма положения необходимо, чтобы первая линза, выполненная из флюорита, была бы положительной, а вторая линза, выполненная из кварцевого стекла, была бы отрицательной. Для исправления хроматизма требуется, по-видимому, значительное изменение параметра α_3, который определяет оптические силы линз.

Данное предположение проверяется с помощью коррекции только одной сферической аберрации с использованием всех трех коррекционных параметров. Результаты приведены в табл. 22.4. Из таблицы видно, что сферическая аберрация практически не поддается коррекции.

Таблица 22.4. **Результаты автоматизированной коррекции сферической аберрации**

i	α_i исх	α_i оконч
1	1	1
2	0,6	0,6717
3	0,2	0,18507
4	−0,2	−0,2629
5	−0,667	−0,667
Φ_1	−0,0075	−0,0070
Φ_2	0	0
Φ_3	−0,039	−0,039

Таблица 22.5. **Результаты поэтапной автоматизированной коррекции**

i	Этап		
	1-й		2-й
	α_i исх	α_i оконч	α_i оконч
1	1	1	1
2	0,6	−0,50827	−1,43234
3	0,2	−6,3793	−7,07811
4	−0,2	0,08922	−0,96353
5	−0,667	−0,667	−0,667
Φ_3	−0,039	0,00005	0
Φ_1	−0,007	0,692	0
Φ_2	0	0,0062	0

Ккоррекция выполняется в два этапа. На 1-м этапе осуществляется исправление одной хроматической аберрации, используя в качестве коррекционных все три параметра. На 2-м этапе выполняется корреция трех аберраций. За исходную систему принимается система, полученная на 1-м этапе. Результаты расчета по двум этапам приведены в табл. 22.5. В результате получена система, в которой скорригированы все три рассматриваемые аберрации. Таким образом, последовательная коррекция аберраций позволила как бы «обойти» локальный минимум оценочной функции в исходной системе.

22.7. МЕТОД ЦЕЛЕНАПРАВЛЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Требуется рассчитать двухсклеенный объектив с оптимальным исправлением сферической аберрации. Конструктивные параметры исходной оптической системы, состоящей из выпукло-плоской линзы из крона К8 и плоскопараллельной пластины из тяжелого флинта ТФ1, приведены в табл. 22.6. Очевидно, что $\alpha_3 = 1/n_3 = 0{,}60698$,

Таблица 22.6. **Результаты автоматизированной коррекции двухсклеенного объектива**

$\alpha_{исх}$	d	Марка стекла	$\alpha_{оконч}$	$\tilde{\Phi}_j$
0			0	
0,6595	5	К8	0,49116	$\tilde{\Phi}_1 = 0 \pm 0{,}001$
0,60698	3	ТФ1	0,58771	$\tilde{\Phi}_2 = 0 \pm 0{,}001$
1			1	
Φ_1 —0,391			—0,258	
Φ_2 —0,134			—0,089	

а $\alpha_2 = 1/n_2 = 0{,}6595$. Известно, что минимум сферической аберрации у одиночной линзы имеет место, когда ее форма близка к выпукло-плоской. Тонкая плоскопараллельная пластина, которая в исходной системе играет роль второй линзы, обладает малой сферической аберрацией. Поэтому можно ожидать, что исходная оптическая система близка к системе, обладающей минимальным (в локальной области) значением сферической аберрации. Это предположение проверяется путем автоматизированной коррекции. В качестве коррекционных параметров используются углы α_2 и α_3. Корригируемые функции — поперечная сферическая аберрация на краю отверстия при $m = 15$ (Φ_1) и в зоне при $m = 15\sqrt{0{,}5}$ (Φ_2). Заданные значения $\tilde{\Phi}_1$ и $\tilde{\Phi}_2$, а также допуски на них даны в табл. 22.6.

Таблица 22.7. **Результаты автоматизированной коррекции двухсклеенного объектива**

$\alpha_{исх}$	d	Марка стекла	$\alpha_{оконч}$	$\tilde{\Phi}_j$
0			0	
0,6595	5	К8	0,62399	$\tilde{\Phi} = 0 \pm 0{,}001$
0,381	3	ТФ1	0,40794	$\tilde{\Phi} = 0 \pm 0{,}001$
1			1	
Φ_1 0,626			0,003	
Φ_2 0,165			—0,011	

В результате автоматизированной коррекции получена система, данные которой приведены в столбце табл. 22.6, озаглавленном $\alpha_{оконч}$. Нерудно видеть, что оптимальная коррекция не достигнута. В этом легко убедиться, обратившись к системе, данные которой приведены в табл. 22.2. Первая линза в результате коррекции стала отрицательной, а вторая — положительной, в то время как при оптимальной коррекции распределение оптических сил обратное. Как и предполагалось, достигнут локальный минимум сферической аберрации, перейти от которого к глобальному минимуму путем постепенных изменений конструктивных параметров при непрерывном уменьшении оценочной функции F невозможно. Поэтому любыми методами автоматизированной коррекции нельзя из приведенной исходной системы получить объектив с оптимальной коррекцией сферической аберрации.

Следовательно, необходимо изменить параметры исходной оптической системы. Так как заранее известно, что объектив должен состоять из первой положительной и второй отрицательной линз, то изменим один из углов, например α_3 так, чтобы оптическая сила первой линзы была положительной, больше оптической силы всего объектива. Выполняя элементарные преобразования формул параксиальной оптики, получаем соотношение

$$\alpha_3 = \frac{\alpha_2 n_2 (n_3 - 1) - \tilde{\alpha}_3 n_3 (n_3 - n_2)}{n_3 (n_2 - 1)}, \qquad (22.4)$$

где $\tilde{\alpha}_3$ — угол первого параксиального луча в пространстве между линзами при условии введения бесконечно тонкого воздушного промежутка. Очевидно, что относительная оптическая сила первой линзы $\varphi_1 = \tilde{\alpha}_3$. Примем $\varphi_1 = 1{,}5$, тогда нетрудно получить, что в рассматриваемом примере $\alpha_3 = 0{,}381$. Угол α_2 сохраняет свое первоначальное значение, равное 0,6595. В результате автоматизированной коррекции данной исходной системы получен объектив, данные которого приведены в табл. 22.7. Таким образом, получена система с оптимальным исправлением сферической аберрации, что подтверждает сравнение полученных результатов с данными табл. 22.2.

22.8. МЕТОД ПРОИЗВОЛЬНОГО СЛУЧАЙНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Требуется рассчитать трехлинзовый конденсор на минимум сферической аберрации. Фокусное расстояние конденсора 30 мм, числовая апертура 0,6. Изображение источника света проецируется на бесконечность, поэтому расчет следует вести для обратного хода лучей. В качестве материала линз принимается стекло марки К8. Толщину первой (в обратном ходе) линзы примем равной 4 мм, остальных линз — 3 мм; воздушные промежутки между линзами — $d_2 = d_4 = 0{,}1$ мм. Коррекционными параметрами являются все радиусы кривизны оптических поверхностей (шесть величин). В качестве корригируемых функций используются фокусное расстояние f_0' и значения поперечной сферической аберрации δ_g', вычисленные для четырех значений координат m пересечения лучей с плоскостью входного зрачка, совпадающего с первой поверхностью конденсора. Требуемые значения корригируемых функций примем равными: для фокусного расстояния $30 \pm 0{,}05$ мм, для поперечной сферической аберрации $0 \pm 0{,}01$ мм. Исходную систему построим из двояковыпуклых симметричных линз с равными по абсолютному значению радиусами, т. е. положим $r_1 = r_3 = r_5 = 100$ мм, а $r_2 = r_4 = r_6 = -100$ мм. Результаты автоматизированной коррекции сведены в табл. 22.8, где r_0 — значения радиусов в исходной системе, r — значения радиусов в полученной системе. Анализируя результаты, приведенные в таблице, нетрудно видеть, что конденсор состоит из двояковыпуклой линзы, имеющей минимум сферической аберрации, и двух менисковых линз.

Изменим в исходной системе первый радиус со 100 на 200 мм и повторим расчет. Полученные результаты сведены в табл. 22.9, где сохранены прежние обозначения.

Анализ табл. 22.9 показывает, что при несущественном изменении исходной системы получается неожиданное решение, при котором сферическая аберрация

Таблица 22.8. Результаты автоматизированной коррекции трехлинзового конденсора

r_0	r	$f_0' = 30{,}66$	
		m	$\delta g'$
100	59,76		
—100	—304,1		
100	30,25	18	—0,362
—100	80,10	$18\sqrt{0{,}75}$	—0,225
100	18,89		
—100	31,59	$18\sqrt{0{,}5}$	—0,117
		9	—0,040

Таблица 22.9. Результаты автоматизированной коррекции трехлинзового конденсора

r_0	r	$f_0' = 30{,}26$	
		m	$\delta g'$
200	22,59		
—100	—281,52		
100	—53,55	18	0,007
—100	—472,20	$18\sqrt{0{,}75}$	0,031
100	17,66		
—100	42,62	$18\sqrt{0{,}5}$	—0,156
		9	—0,081

на краю отверстия равна 0. Конденсор состоит при этом из двояковыпуклой линзы, мениска, имеющего отрицательное фокусное расстояние и обращенного выпуклостью к изображению, и положительного мениска, обращенного к изображению вогнутостью.

Глава 23

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

23.1. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Современные оптические приборы представляют собой сложные комплексы, в которых сигнал, несущий информацию об исследуемых свойствах предмета, проходит сложную цепь преобразований, включающую кроме оптической системы, такие устройства, как телевизионные системы, электронно-оптические преобразователи, модуляторы, фотоэлектрические приемники, электронные блоки и т. п. Правильная постановка задачи оценки качества оптического изображения должна базироваться на общей теории сигналов, в которой работа любых преобразователей рассматривается с единых внешних позиций, не затрагивающих физических принципов их устройства [30].

Оптическая система как преобразователь сигнала. В общей теории изображения работа любого преобразователя рассматривается как преобразование входного сигнала $I(\mathbf{x})$ в выходной сигнал $I'(\mathbf{x}')$. Сигналы есть функции от некоторых переменных $\mathbf{x}$ и $\mathbf{x}'$, в общем случае векторных. Физическое содержание сигналов зависит от вида преобразователя. Для оптических систем входной сигнал — «предмет» — и выходной сигнал — «изображение» — являются оптическими пространственными двумерными сигналами, при этом $\mathbf{x}$ и $\mathbf{x}'$ есть двумерные векторы обобщенных координат на поверхностях предмета и изображения. Конкретное содержание координат $\mathbf{x}$, $\mathbf{x}'$ и обобщенных интенсивностей I и I' зависит от типа предмета и изображения.

В оптике рассматривают два типа предмета и изображения. Для предмета или изображения ближнего типа (на конечном расстоянии от оптической системы) $\mathbf{x}$ или $\mathbf{x}'$ есть векторы линейных координат. Для предмета или изображения дальнего типа (бесконечно удаленного) $\mathbf{x}$ или $\mathbf{x}'$ — векторы угловых координат, измеряемых из некоторых полюсов, обычно совпадающих с центрами зрачков. Расстояние до предмета или изображения дальнего типа много больше диаметров зрачков оптической системы и часто принимается равным бесконечности. Изображение дальнего типа

обычно воспринимается глазом, при этом расстояние до него определяется значением аккомодации.

При некогерентном освещении обобщенная интенсивность предмета любого типа есть яркость, обобщенная интенсивность изображения ближнего типа есть освещенность данной точки изображения, дальнего типа — сила света выходного зрачка в данном направлении. При этом I и I' вещественны и неотрицательны. При когерентном освещении $I(\mathbf{x})$ может быть комплексной амплитудой поля на поверхности предмета или комплексным пропусканием предмета, $I'(\mathbf{x}')$ — комплексная амплитуда поля на изображении, при частично когерентном освещении $I(\mathbf{x})$ и $I'(\mathbf{x}')$ — функции взаимной когерентности [6], в последнем случае векторы $\mathbf{x}$ и $\mathbf{x}'$ — четырехмерные.

Изображающий оператор и его свойства. Работу любого преобразователя можно математически представить некоторым изображающим оператором $\mathbf{L}$, связывающим $I(\mathbf{x})$ и $I'(\mathbf{x})$:

$$I'(\mathbf{x}') = \mathbf{L}[I(\mathbf{x})], \text{ или } I(\mathbf{x}) \xrightarrow{\mathbf{L}} I'(\mathbf{x}'). \tag{23.1}$$

Предполагается, что оператор (23.1) удовлетворяет условию линейности:

$$\mathbf{L}\left[\sum_k I_k(\mathbf{x})\right] = \sum_k \mathbf{L}[I_k(\mathbf{x})] \tag{23.2}$$

(оптические системы можно считать вполне линейными). В этом случае оператор (23.1) есть линейный интегральный оператор

$$I'(\mathbf{x}') = \int_{-\infty}^{+\infty}\int I(\mathbf{x})\, h(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\, d\mathbf{x}. \tag{23.3}$$

Ядро оператора $h(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ называется в теории сигналов импульсной реакцией, применительно к спектральным приборам — аппаратной функцией, применительно к оптическим системам и аналогичным преобразователям, имеющим дело с двумерными пространственными сигналами, — функцией рассеяния точки (ФРТ).

В большинстве случаев требуют от оператора (23.3) также соблюдения условия изопланатичности (пространственной инвариантности, инвариантности к сдвигу):

$$I(\mathbf{x} - \mathbf{a}) \xrightarrow{\mathbf{L}} I'(\mathbf{x}' - \mathbf{a}'), \tag{23.4}$$

где $\mathbf{a}$ — произвольный вектор; $\mathbf{a}'$ связан с $\mathbf{a}$ линейным невырожденным преобразованием

$$\mathbf{a}' = V\mathbf{a}. \tag{23.5}$$

Матрица V описывает преобразование координат или масштабов между предметом и изображением и называется матрицей масштабных преобразований или обобщенных увеличений.

Оптические системы не являются строго изопланатическими, поэтому при их анализе поверхности предмета и изображения разбивают на ряд небольших изопланатических зон, в пределах каждой из которых отступлением от условия (23.4), так называемым неизопланатизмом, можно пренебречь. Изопланатический изображающий оператор в пределах каждой зоны имеет вид интеграла Дюамеля или свертки:

$$I'(\mathbf{x}') = \int_{-\infty}^{+\infty}\int I(\mathbf{x})\, h(\mathbf{x}' - V\mathbf{x})\, d\mathbf{x}. \tag{23.6}$$

Здесь ФРТ является изопланатической, т. е. зависит только от разности координат $\mathbf{x}' - V\mathbf{x} = \Delta\mathbf{x}'$, причем для каждой зоны ФРТ $h(\mathbf{x}')$ и матрица обобщенных увеличений V будут своими.

В общем случае линейный изопланатический изображающий оператор (23.6) включает три различных преобразования: масштабное, энергетическое и структурное.

Масштабное преобразование. Изменение масштаба изображения по отношению к предмету (передача масштаба) для данной зоны описывается матрицей обобщенных увеличений V: $\mathbf{x}' = V\mathbf{x}$. Поворотом систем координат на предмете и изображении

x и x матрица V всегда может быть приведена к диагональному виду $V = \begin{pmatrix} v_x & 0 \\ 0 & v_y \end{pmatrix}$, при этом v_x и v_y — обобщенные увеличения в двух взаимно перпендикулярных направлениях, $a = v_y/v_x$ — коэффициент анаморфирования. При оценке качества изображения, для упрощения формул, масштабное преобразование устраняют из оператора (23.6) тем, что координаты **x** и **x′** рассматривают приведенными к одному масштабу, т. е. перенесенными на одну поверхность.

Энергетическое преобразование. Энергия сигналов рассматривается в обобщенном смысле как интеграл по соответствующим координатам. Передача энергии сигнала описывается в пределах данной зоны коэффициентами H — передней обобщенной светосилой и H' — задней обобщенной светосилой, причем H' описывает передачу энергии для случая, когда координаты на предмете и изображении рассматриваются в одном масштабе:

$$H = \frac{\iint I'(\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}'}{\iint I(\mathbf{x})\,d\mathbf{x}}; \quad H' = \frac{\iint I'(\mathbf{x}')\,d(V^{-1}\mathbf{x}')}{\iint I(\mathbf{x})\,d\mathbf{x}} = \frac{\iint I'(\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}'}{\iint I(\mathbf{x})\,d(V\mathbf{x})} = \frac{H}{v_x v_y}. \quad (23.7)$$

Для линейных изопланатических преобразователей обобщенные светосилы H и H' являются собственными характеристиками прибора, т. е. не зависит от входного сигнала.

Для исключения энергетических преобразований ФРТ нормируют к единичной энергии, что достигается делением ненормированной ФРТ на переднюю обобщенную светосилу H. Нормированная ФРТ удовлетворяет условию

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int h(\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}' = 1. \quad (23.8)$$

Преобразование структуры сигнала. Это преобразование, определяющее качество изображения, остается в чистом виде после исключения масштабных преобразований и нормирования ФРТ и описывается в соответствии с (23.6) математической операцией сверткой

$$I'(\mathbf{x}') = \int_{-\infty}^{+\infty}\int (I(\mathbf{x})\,h(\mathbf{x}' - \mathbf{x})\,d\mathbf{x}, \quad (23.9)$$

которая символически записывается в виде

$$I' = I \otimes h,$$

т. е. выходной сигнал есть свертка входного сигнала с функцией рассеяния (импульсной реакцией). При анализе изображения линейчатых, квазиодномерных предметов, интенсивность которых постоянна в каком-либо направлении, например не зависит от y, вместо ФРТ удобно использовать одномерную функцию рассеяния линии (ФРЛ) $s(x')$

$$s(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x', y')\,dy. \quad (23.10)$$

ФРЛ удовлетворяет условию нормирования (23.8). Изображение квазиодномерного предмета также квазиодномерно (при соблюдении условий линейности и изопланатичности) и находится как свертка предмета с ФРЛ:

$$I'(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)\,s(x' - x)\,dx. \quad (23.11)$$

Часто употребляется так называемая пограничная кривая — функция, описывающая изображение предмета в виде полуплоскости (рис. 23.1). Изображение и предмет здесь квазиодномерные, входной сигнал есть единичная функция Хевисайда

$E(x)$, выходной сигнал — пограничная кривая $E'(x')$, причем $E'(x')$ есть первообразная от ФРЛ:

$$E'(x') = \int_{-\infty}^{x'} s(x)\,dx; \quad s(x') = \partial E'(x')/\partial x'. \quad (23.12)$$

Функция концентрации энергии показывает, какая часть общей энергии ФРТ укладывается в круге диаметром D:

$$ФКЭ = E_h(D) = \iint_D h(\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}'. \quad (23.13)$$

Эквивалентная ширина ФРЛ и эквивалентный диаметр ФРТ определяются следующими соотношениями [при соблюдении условий нормирования (23.8)] (рис. 23.2):

$$a_s = 1/s(0); \quad a_h = 2/\sqrt{\pi h(0)}. \quad (23.14)$$

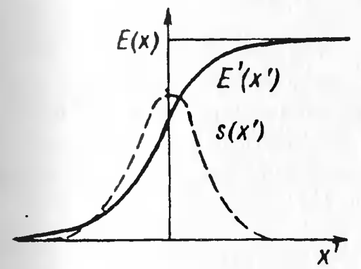


Рис. 23.1. Пограничная кривая

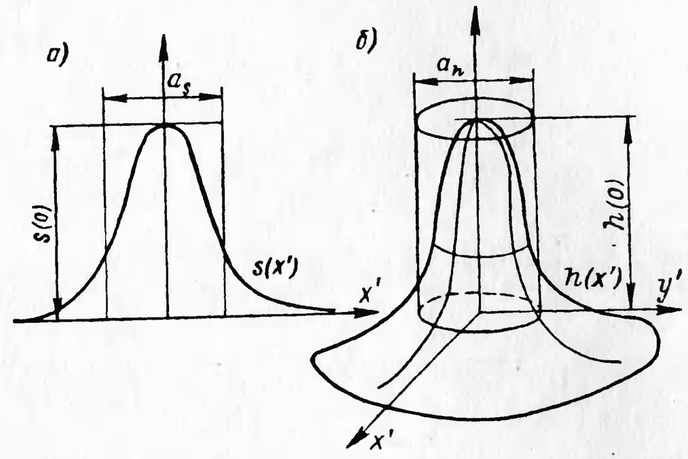


Рис. 23.2. Эквивалентная ширина ФРЛ (*а*) и эквивалентный диаметр ФРТ (*б*)

Изображения предметов (входных сигналов) малой протяженности. Если размер a предмета существенно меньше размеров ФРТ (для точечных предметов) или ФРЛ (для линейных предметов), то выходной сигнал (изображение) пропорционален ФРТ или ФРЛ, причем коэффициент пропорциональности есть энергия предмета:

$$I'(\mathbf{x}') \approx Hh(\mathbf{x}'); \quad I'(x') \approx Hs(x') \text{ при } a \ll a_h; \; a \ll a_s. \quad (23.15)$$

Контраст в изображении предметов малой протяженности определяется следующей формулой:

$$k' = (I'_{max} - I'_{min})/I'_{max}, \quad (23.16)$$

где I'_{max}, I'_{min} — соответственно максимальное и минимальное значения интенсивности изображения. Понятие контраста имеет смысл только для неотрицательных сигналов. Чем больше k', тем лучше видимость изображения. Контраст в изображении точечных предметов зависит от соотношения размеров предмета и функции рассеяния. В частности, для светлой точки или штриха на темном фоне

$$k'_{св} = \alpha/(\alpha + I_ф); \quad (23.17)$$

для темной точки или штриха на светлом фоне

$$k'_т = \alpha. \quad (23.18)$$

Здесь $I_ф$ — относительная интенсивность фона; $\alpha = (a/a_n)^2$ для точки и $\alpha = a/a_s$ для штриха.

Частотное представление преобразования структуры. Анализ преобразования структуры упрощается, если ввести в рассмотрение некоторый «эталон структуры» — периодический гармонический сигнал $I_\sim(\mathbf{x})$, характеризующийся амплитудой a,

начальной фазой φ_0, частотой ν и (для двумерных сигналов) углом ориентации θ (рис. 23.3).

Для двумерных пространственных сигналов ν и θ объединяются в вектор пространственных частот $\boldsymbol{\nu} = \begin{pmatrix} \nu\cos\theta \\ \nu\sin\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_x \\ \nu_y \end{pmatrix}$. Размерность частот обратна размерности координат x.

Удобно применение комплексных обозначений для гармонического сигнала; при этом

$$I_{\sim}(\mathbf{x}) = g \exp[-2\pi i(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{x})], \tag{23.19}$$

где $g = a \exp(-i\psi_0)$ — комплексная амплитуда сигнала; $(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{x})$ — скалярное произведение.

Удобство применения гармонического сигнала объясняется тем, что он является собственной функцией линейного изопланатического преобразования (23.9), т. е. выходной сигнал (изображение) в этом случае также является гармоническим

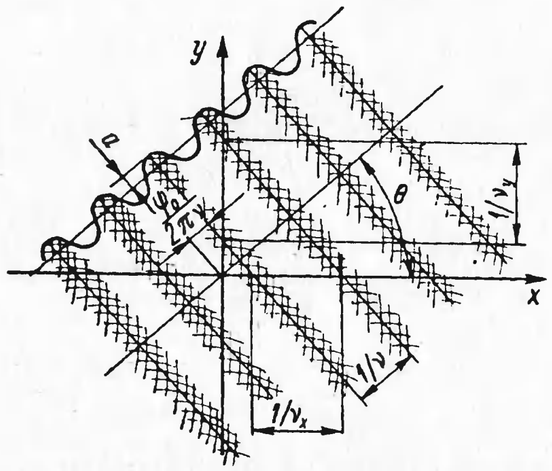


Рис. 23.3. Двумерный пространственный периодический гармонический сигнал

$$g \exp[-2\pi i(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{x})] \xrightarrow{L} g' \times$$
$$\times \exp[-2\pi i(\boldsymbol{\nu}', \mathbf{x}')], \tag{23.20}$$

причем $\boldsymbol{\nu}' = V^{-1}\boldsymbol{\nu}$, а комплексные амплитуды входного и выходного сигналов связаны соотношением

$$g' = D(\boldsymbol{\nu})\, g. \tag{23.21}$$

Комплексная функция $D(\boldsymbol{\nu})$ или $D(\boldsymbol{\nu}')$ есть Фурье-преобразование [37, 30] от ФРТ и для оптических преобразователей называется оптической передаточной функцией (ОПФ):

$$D(\boldsymbol{\nu}') = F[h(\mathbf{x}')] = \int_{-\infty}^{+\infty}\int h(\mathbf{x}') \times$$
$$\times \exp[2\pi i(\boldsymbol{\nu}', \mathbf{x}')]\, d\mathbf{x}'. \tag{23.22}$$

ОПФ выражается двумя вещественными функциями: своим модулем $T(\boldsymbol{\nu})$ — модуляционной передаточной функцией (частотно-контрастной характеристикой) и своим аргументом $\varphi(\boldsymbol{\nu})$ — фазовой передаточной функцией (частотно-фазовой характеристикой)

$$D(\boldsymbol{\nu}) = T(\boldsymbol{\nu}) \exp[i\varphi(\boldsymbol{\nu})]. \tag{23.23}$$

Из условия нормирования (23.8) следует, что $D(0) = 1$. МПФ показывает передачу амплитуды a или коэффициента модуляции, или контраста входного гармонического сигнала (для неотрицательных сигналов), а ФПФ — его фазы (рис. 23.4)

$$k' = kT(\boldsymbol{\nu}); \quad \psi_0' = \psi_0 + \varphi(\boldsymbol{\nu}), \tag{23.24}$$

где k и k' — соответственно модуляция или контраст предмета и изображения, определяемые формулами:

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}; \quad k' = \frac{I'_{\max} - I'_{\min}}{I'_{\max} + I'_{\min}}. \tag{23.25}$$

Соотношение между спектрами пространственных частот предмета и изображения. Предмет и изображение, или входной и выходной сигналы, можно представить в виде суперпозиции гармонических сигналов с различными частотами и амплитудами в соответствии со следующей формулой:

$$I(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int \tilde{I}(\boldsymbol{\nu}) \exp[-2\pi i(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{x})]\, d\boldsymbol{\nu} = F^{-1}[I(\boldsymbol{\nu})], \tag{23.26}$$

аналогично $I'(\mathbf{x}') = F^{-1}[\tilde{I}'(\boldsymbol{\nu}')]$.

Функции $\tilde{I}(\boldsymbol{\nu})$ и $\tilde{I}'(\boldsymbol{\nu}')$, показывающие распределение комплексных амплитуд по гармоникам с различными частотами, называются комплексными спектрами (пространственных) частот или просто спектрами входного и выходного сигналов и находятся как Фурье-преобразования последних по формуле

$$\tilde{I}(\boldsymbol{\nu}) = F[I(\mathbf{x})] = \int_{-\infty}^{+\infty}\int I(\mathbf{x}) \exp[2\pi i(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{x})]\, d\mathbf{x} \tag{23.27}$$

и аналогично $\tilde{I}'(\boldsymbol{\nu}') = F[I'(\mathbf{x}')]$.

Спектры предмета и изображения связаны между собой соотношением фильтрования, которое может быть получено или из (23.21) и (23.26), или из (23.9) применением к обеим частям последнего равенства преобразования Фурье:

$$\tilde{I}'(\boldsymbol{\nu}') = \tilde{I}(\boldsymbol{\nu})\, D(\boldsymbol{\nu}). \tag{23.28}$$

Соотношение фильтрования показывает, что линейный изопланатический преобразователь работает как линейный фильтр (пространственных) частот. В предыдущей формуле частоты ν и ν' должны быть приведены к одному масштабу.

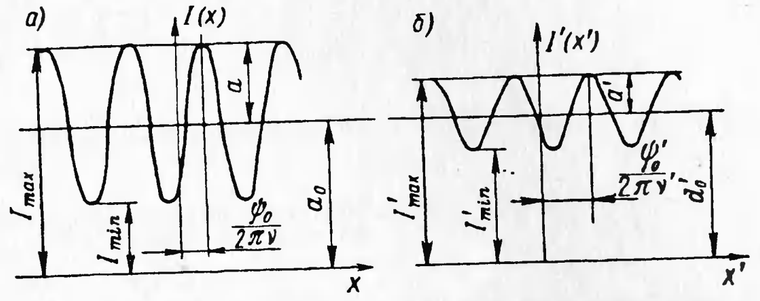


Рис. 23.4. Передача неотрицательного гармонического сигнала: *а* — входной сигнал (предмет); *б* — выходной сигнал (изображение)

Эквивалентная ОПФ каскада последовательно соединенных преобразователей находится как произведение ОПФ отдельных звенье в

$$D_{\text{экв}}(\boldsymbol{\nu}) = \prod_k D_k(\boldsymbol{\nu}). \tag{23.29}$$

ФРТ (ФРЛ), ОПФ, полностью описывающие передачу преобразователем структуры сигнала, называются структурными передаточными характеристиками.

23.2. КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

Знание описанных выше передаточных характеристик позволяет полностью промоделировать работу какого-либо преобразователя, но не позволяет непосредственно оценить качество изображения, т. е. ответить на вопрос, насколько один преобразователь лучше или хуже другого. Эту задачу решают некоторые функционалы от передаточных характеристик (ФРТ, ФРЛ, ОПФ), называемые критериями качества изображения. Мы будем рассматривать зональные критерии, оценивающие качество изображения в пределах одной изопланатической зоны. Глобальные критерии получаются как совокупность зональных для различных зон. Правильно разработанный критерий обязательно должен учитывать задачу, для решения которой формируется изображение.

Разрешение по Рэлею [21, 56]. Этот критерий определяет способность прибора изображать раздельно два близко расположенных точечных предмета и равен минимальному расстоянию σ_R между ними, при котором изображение двух точек отличимо от изображения одной точки. В зависимости от принятого правила, по которому устанавливается указанное отличие, разрешение по Рэлею может иметь различное значение. Обычно решающее правило связывают с относительной величиной ε провала в распределении интенсивности в изображении двух точек (рис. 23.5). При $\varepsilon = 0$ получаем абсолютный критерий разрешения σ_0. Правило Рэлея требует, чтобы центральный максимум в изображении одной точки приходился бы на первый минимум в изображении другой, для безаберрационных оптических систем (см. с. 279) это соответствует $\varepsilon = 0{,}225$, следовательно, $\sigma_R = \sigma_{22,5}$. Для оптических систем разрешение по Рэлею определяется аберрациями, а также размерами и формой зрачка. Для исключения последних удобно выражать σ_R в канонических координатах

(см. с. 277) при этом для круглого зрачка при отсутствии аберраций имеем: $\sigma_0 = 0{,}5$; $\sigma_{22,5} = 0{,}61$ канонических единиц.

Разрешение по Рэлею удовлетворительно характеризует качество изображения астрономических телескопов, спектральных приборов, для которых предметами являются близко расположенные точки или линии.

Разрешающая способность по Фуко [4, 11, 30, 56]. Этот критерий применяется для оценки качества изображения фото-, теле- и кинообъективов, передающих объекты сложной структуры. Разрешающая способность R определяется как максимальная пространственная частота периодического тест-объекта, состоящего из

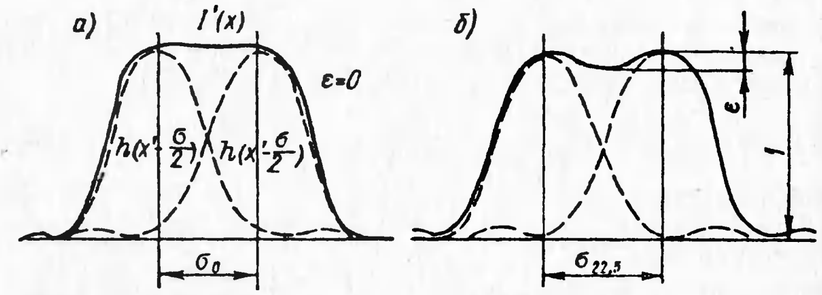


Рис. 23.5. Разрешение по Рэлею: *а* — абсолютный критерий разрешения; *б* — критерий Рэлея

черно-белых штрихов (миры Фуко) [21, 22, 30], в изображении которого еще различимы штрихи, и выражается в линиях на миллиметр или угловую минуту, в зависимости от типа предмета и изображения. Разрешающая способность определяется свойствами МПФ прибора, кривой контрастной чувствительности приемника изображения и контрастом объекта — миры. Обычно ее определяют для миры единичного (абсолютного) контраста. Если приемником является глаз (через вспомогательный микроскоп или телескопическую трубку), то имеют в виду визуальную разрешающую способность $R_в$, если фотографическая пленка — фотографическую разрешающую способность $R_ф$. Обычно $R_в > R_ф$ (рис. 23.6). Если приемником является гипотетический идеальный приемник, способный различить в изображении сколь угодно малый, отличный от нуля контраст, то имеют в виду предельную разрешающую способность R_0, которая зависит только от МПФ прибора. Для оптических систем R_0 определяется размерами зрачка, длиной волны и аберрациями; при отсутствии аберраций для некогерентного освещения $R_0 = 2A/\lambda$ [см. формулу (23.50)]. Недостатком разрешающей способности является ее малая корректность, т. е. слабая устойчивость к воздействию небольших изменений влияющих факторов и невысокая корреляция с истинным качеством изображения, определяемым по той задаче, для которой строится изображение.

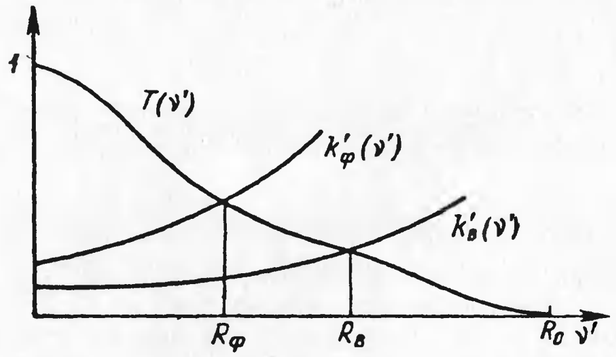


Рис. 23.6. Разрешающая способность по Фуко: $T(\nu')$ — МПФ прибора, $k'_в(\nu')$, $k'_ф(\nu')$ — функции контрастной чувствительности глаза и фотоматериала

Информационный критерий. Если прибор используется как канал связи, то можно применять для оценки качества изображения удельную информационную пропускную способность [30], показывающую максимальное количество информации в битах, которое может содержаться в единице площади изображения. Эта величина определяется по формуле

$$H_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int \log_2 \left[1 + \frac{T(\nu')}{\Delta k'(\nu')}\right] d\nu', \qquad (23.30)$$

где $\Delta k'(\nu')$ — порог различия контраста приемником изображения. H_0 измеряется в битах на 1 мм² или в битах на 1 ср в зависимости от типа предмета или изображения.

Эмпирические критерии. Существует множество эмпирических критериев в виде функционалов от ОПФ или МПФ. Эти критерии связаны с такими качественными субъективными оценками, как четкость, резкость и т. п. [21].

Определительная яркость или четкость по Штрелю или число Штреля S есть отношение значений ФРТ в ее максимуме для данного и идеального приборов; в случае оптической системы под последним понимается система, не имеющая аберраций:

$$S = \frac{h(0)}{h_0(0)} = \frac{\int\int D(\nu')\, d\nu'}{\int\int D_0(\nu')\, d\nu'}. \qquad (23.31)$$

Эквивалентная полоса частот по Шаде определяется формулой

$$\nu'_e = \int\limits_0^\infty |D(\nu')|^2\, d\nu'. \qquad (23.32)$$

Среднее значение МПФ в сюжетно важном интервале $(0, \nu'_0)$ частот [21]

$$\overline{T} = \frac{1}{\nu'} \int\limits_0^{\nu'_0} |D(\nu')|\, d\nu'. \qquad (23.33)$$

Некоторым обобщением числа Штреля можно считать критерий Саянаги [21], учитывающий МПФ $|D_R(\nu')|$ приемника изображения,

$$S = \frac{\int\int |D(\nu')\, D_R(\nu')|\, d\nu'}{\int\int |D_R(\nu')\, d\nu'}. \qquad (23.34)$$

Линфутовские критерии. Линфут предложил оценивать качество изображения с учетом статистических свойств предмета тремя критериями: относительным структурным содержанием T, степенью корреляции Q и верностью F, причем:

$$T = \frac{\overline{I'^2(\mathbf{x}')}}{\overline{I^2(\mathbf{x})}} = \frac{\int\int |D(\boldsymbol{\nu})|^2 \Phi(\boldsymbol{\nu})\, d\boldsymbol{\nu}}{\int\int \Phi(\boldsymbol{\nu})\, d\boldsymbol{\nu}}; \quad Q = \frac{\overline{I'(\mathbf{x}')\, I(\mathbf{x})}}{\overline{I^2(\mathbf{x})}} = \frac{\int\int D(\boldsymbol{\nu})\, \Phi(\boldsymbol{\nu})\, d\boldsymbol{\nu}}{\int\int \Phi(\boldsymbol{\nu})\, d\boldsymbol{\nu}};$$

$$F = 2Q - I, \qquad (23.35)$$

где черта сверху обозначает усреднение по площади предмета или по ансамблю предметов (что эквивалентно при эргодичности предмета), $\Phi(\boldsymbol{\nu})$ — спектр Винера [33, 58] предмета. Линфут предложил также относительные критерии $t = T/T_0$; $q = Q/Q_0$; $f = F/F_0$, где T_0, Q_0, F_0 соответствуют некоторому «эталонному» прибору. При различном выборе эталонного прибора и спектра Винера предмета из критериев (23.35) можно получить критерии (23.30)—(23.34).

Статистические критерии. Эти критерии получены на основе исследования качества решения задачи, для которой формируется изображение, с учетом погрешностей анализа изображения, вызванных шумами, например шумами приемника. В статистической теории шум считают аддитивным, гауссовым и белым. Таким образом, наблюдаемое изображение представляется в виде

$$I'(\mathbf{x}') = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int I(\mathbf{x})\, h(\mathbf{x}' - \mathbf{x})\, d\mathbf{x} + n(\mathbf{x}'),$$

где $n(\mathbf{x}')$ — случайная функция, описывающая шум. Предполагается, что известны характеристики прибора, ФРТ $h(\mathbf{x}')$ или ОПФ $D(\mathbf{v})$, а также некоторые априорные сведения об объекте. В так называемых параметрических задачах или задачах измерительных приборов считают, что входной сигнал известен с точностью до одного или нескольких параметров $I = I(\mathbf{x}, a)$, где a — неизвестный параметр. В этом случае качество изображения оценивается по дисперсии оценки $\hat{a}$ измеряемого параметра, полученной из анализа зашумленного изображения. В задачах различения гипотез (обнаружения, распознавания) предполагается, что входной сигнал (предмет) известен с точностью до выбора из двух альтернативных функций $I_0(\mathbf{x})$ и $I_1(\mathbf{x})$. Качество изображения оценивается по вероятности ошибки в различении этих сигналов по зашумленному изображению. В обоих случаях качество изображения оценивается следующим функционалом — статистической разрешающей способностью

$$R_s = \int_{-\infty}^{+\infty}\int \Phi(\mathbf{v}) \, |D(\mathbf{v})|^2 \, d\mathbf{v}, \tag{23.36}$$

где $\Phi(\mathbf{v})$ функция задачи;

$$\Phi(\mathbf{v}) = \begin{cases} S^{-1}(\mathbf{v}) \left| \dfrac{\partial I(\mathbf{v})}{\partial a} \right|^2 & \text{для параметрических задач,} \\ S^{-1}(\mathbf{v}) \, |I_0(\mathbf{v}) - I_1(\mathbf{v})|^2 & \text{для задач различения гипотез;} \end{cases} \tag{23.37}$$

$S(\mathbf{v})$ — спектр Винера шума. Чем больше R_s, тем лучше качество изображения; дисперсия оценки параметра или вероятность ошибки различения обратно пропорциональны R_s.

23.3. СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В предыдущих разделах оценка качества изображения рассматривалась с внешних позиций, на основе общей теории сигналов. Полученные критерии были внешними, применимыми не только к оптическим системам, но и к любым преобразователям, входящим в оптический прибор. В настоящем разделе рассматриваются основные положения дифракционной теории оптического изображения, описывающей физические принципы, определяющие свойства изображения в оптических системах.

Факторы, определяющие структуру оптического изображения. Оптические системы формируют изображение, перераспределяя в пространстве электромагнитное поле, исходящее от каждой точки предмета. При этом можно рассматривать либо преобразование пучка лучей, выходящего из точки предмета, либо соответствующего ему сферического волнового фронта. На структуру формируемого изображения оказывают влияние следующие факторы: ограничение размеров проходящего пучка лучей или фронта; неравномерное ослабление интенсивности пучка или фронта; нарушение гомоцентричности вышедшего пучка лучей или сферичности вышедшего волнового фронта. Все эти три фактора описываются некоторыми функциями, зависящими от координат, показывающих положение луча в пучке или точки на волновом фронте — зрачковых координат.

Зрачковые координаты. В теории изображения зрачковые координаты зависят от типа предмета и изображения и различаются на входные или передние (в пространстве предметов) и выходные или задние (в пространстве изображений).

Для предметов ближнего типа передние зрачковые координаты определяются следующим образом:

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = n \begin{pmatrix} \cos\alpha_x \\ \cos\alpha_y \end{pmatrix}, \tag{23.38}$$

где $\mathbf{p}$ — вектор зрачковых координат; n — показатель преломления в пространстве предметов; α_x и α_y — углы, образуемые ортом $\mathbf{q}$ луча с осями x и y, лежащими в плоскости S_A предмета, как показано на рис. 23.7, *а*.

Для предмета дальнего типа

$$\mathbf{p} = n \begin{pmatrix} x_P \\ y_P \end{pmatrix}, \tag{23.39}$$

где x_P, y_P — соответствующие координаты точки P пересечения луча с входной сферой S_P, проходящей через полюс O и концентричной центру A_0 зоны предмета; ось z системы координат проходит через центр зоны A_0, как показано на рис. 23.7, *б*. Аналогичным образом определяются и выходные зрачковые координаты. При изопланатизме справедливо соотношение

$$\mathbf{p}' = \mathbf{V}^{-1}\mathbf{p}, \tag{23.40}$$

где $\mathbf{V}$ — матрица обобщенных увеличений (см. с. 269).

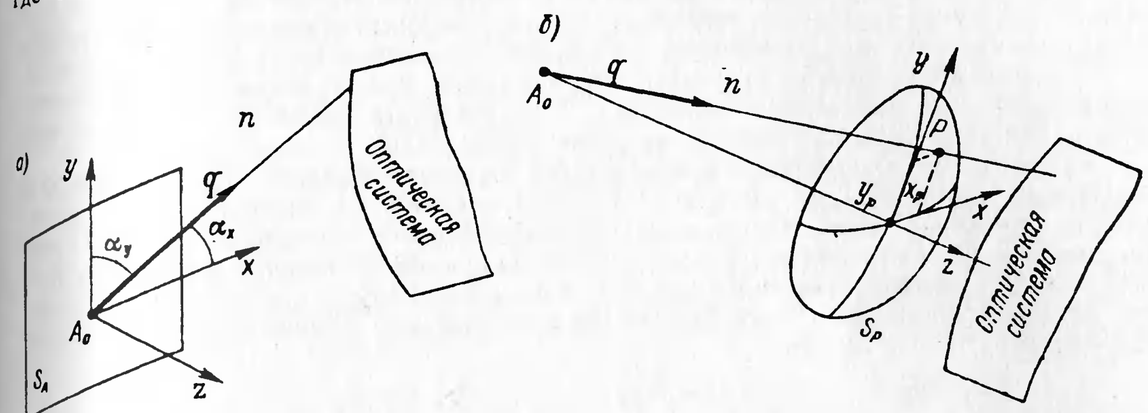


Рис. 23.7. Входные зрачковые координаты для предметов ближнего и удаленного типов

Обобщенные апертуры и ограничение зрачков. Ограничение размеров проходящего пучка лучей описывается обобщенными апертурами, т. е. размерами областей зрачков Ω и Ω' в обобщенных зрачковых координатах (рис. 23.8) A_x и A_y — передние, а A'_x и A'_y — задние обобщенные апертуры. В соответствии с формулой (23.40) между передними и задними апертурами существует соотношение:

$$A_x = A'_x v_x; \quad A_y = A'_y v_y. \tag{23.41}$$

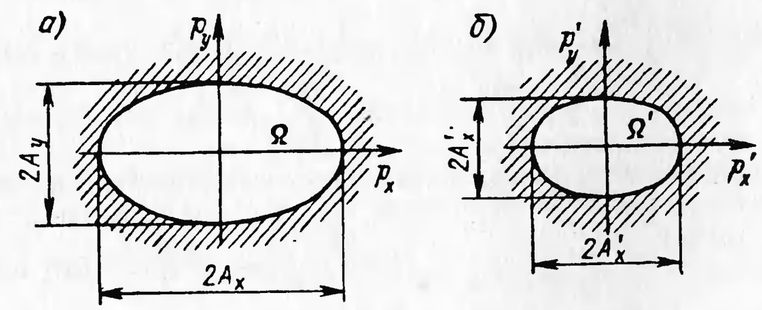


Рис. 23.8. Области зрачков в обобщенных зрачковых координатах и обобщенные апертуры для входного (*а*) и выходного (*б*) зрачков

Для осевой зоны центрированных оптических систем области Ω и Ω' — круги, для внеосевых точек они искажены геометрическим и аберрационным виньетированием, но в большинстве случаев их можно с достаточной точностью аппроксимировать эллипсами.

Канонические координаты. Для того чтобы исключить из анализа структуры изображения реальные размеры оптической системы, необходимо ввести канонические координаты [62].

Канонические или относительные зрачковые координаты определяются следующими соотношениями:

$$\boldsymbol{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_x \\ \rho_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_x/A_x \\ p_y/A_y \end{pmatrix}; \quad \boldsymbol{\rho}' = \begin{pmatrix} \rho'_x \\ \rho'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p'_x/A'_x \\ p'_y/A'_y \end{pmatrix}. \tag{23.42}$$

Канонические или приведенные координаты на предмете и изображении определяются формулами:

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} xA_x \\ yA_y \end{pmatrix}; \quad \eta' = \begin{pmatrix} \eta'_x \\ \eta'_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} x'A'_x \\ y'A'_y \end{pmatrix}, \tag{23.43}$$

где λ — длина волны света.

Аналогично определяются канонические или приведенные пространственные частоты

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} \nu_x/A_x \\ \nu_y/A_y \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} \nu'_x/A'_x \\ \nu'_y/A'_y \end{pmatrix}.$$

Из (23.40) следует что $\eta' = \eta$ и $\rho' = \rho$; кроме того, очевидно, что $|\rho_x| \leqslant 1$; $|\rho_y| \leqslant 1$. Таким образом, в канонических координатах любая оптическая система имеет единичный зрачок и единичное увеличение. Для центрированных оптических систем эллиптический зрачок в канонических координатах преобразуется в единичный круг.

В дальнейшем анализ структуры изображения будет описан в канонических координатах, для перехода к реальным, т. е. для учета размеров зрачка и длины волны, необходимо пользоваться соотношениями (23.43).

Коэффициент пропускания и аберрации. Зрачковая функция. Неравномерность ослабления интенсивности проходящих лучей описывается неотрицательной функцией пропускания $\tau(\rho)$. Нарушение гомоцентричности выходящего пучка лучей описывается двумя функциями поперечных аберраций (в канонических координатах), показывающих отклонение точки A' пересечения луча с плоскостью изображения от точки идеального изображения A'_0 или вектором канонических поперечных аберраций

$$\Delta\eta(\rho) = \begin{pmatrix} \Delta\eta_x(\rho) \\ \Delta\eta_y(\rho) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} \delta G'(\rho)/A'_x \\ \delta g'(\rho)/A'_y \end{pmatrix},$$

где $\delta G'$, $\delta g'$ — реальные поперечные аберрации, мм или рад. Нарушение сферичности выходящего волнового фронта описывается функцией волновой аберрации в канонических координатах (рис. 23.9):

$$w(\rho) = n' \Delta l(\rho)/\lambda.$$

Между этими функциями существуют следующие соотношения:

$$\frac{\partial w}{\partial \rho_x} = \Delta\eta_x; \quad \frac{\partial w}{\partial \rho_y} = \Delta\eta_y \text{ или } \nabla_p w(\rho) = \Delta\eta(\rho). \tag{23.44}$$

Функции $\tau(\rho)$ и $w(\rho)$ объединяются в зрачковую функцию [6, 61, 62], показывающую полное влияние оптической системы на проходящее электромагнитное поле:

$$f(\rho) = \begin{cases} \tau^{1/2}(\rho) \exp[-2\pi i w(\rho)] \text{ внутри } \Omega_0; \\ 0 \text{ вне } \Omega_0, \end{cases} \tag{23.45}$$

где Ω_0 — область зрачка в канонических зрачковых координатах. Зрачковая функция совместно с апертурами A_x, A_y, A'_x, A'_y и длиной волны λ полностью определяет структуру изображения для данной зоны и является математической моделью оптической системы.

Схема прохождения поля через оптическую систему. ФРТ и ОПФ. Преобразование поля в оптической системе в канонических координатах может быть наглядно представлено так называемой схемой с двумя дифракциями [6]:

$$u(\eta) \xrightarrow{F} u(\rho) f(\rho) = u'(\rho) \xrightarrow{F^{-1}} u'(\eta), \tag{23.46}$$

где $u(\eta)$ — поле на предмете (комплексная амплитуда); $u(\rho)$ — поле на входном зрачке; $u'(\rho)$ — поле на выходном зрачке; $u'(\eta)$ — поле на изображении; F — оператор Фурье-преобразования. При некогерентном освещении ФРТ оптических

систем находится как квадрат модуля обратного Фурье-преобразования зрачковой функции [6, 30]:

$$h(\eta) = |F^{-1}[f(\rho)]|^2 = \left| \iint\limits_{\Omega_0} \tau^{1/2}(\rho) \exp\{-2\pi i [w(\rho) + (\eta, \rho)]\} d\rho \right|^2. \tag{23.47}$$

ОПФ находится как автокорреляция зрачковой функции [6, 30, 61]:

$$D(\mathbf{s}) = F[h(\eta)] = \frac{1}{\Omega_0} f(\rho) * f^*(\rho) =$$

$$= \frac{1}{\Omega_0} \iint\limits_{\Omega(s)} \tau^{1/2}(\rho) \tau^{1/2}(\rho - \mathbf{s}) \exp[2\pi i s V(\rho, \mathbf{s})] d\rho; \tag{23.48}$$

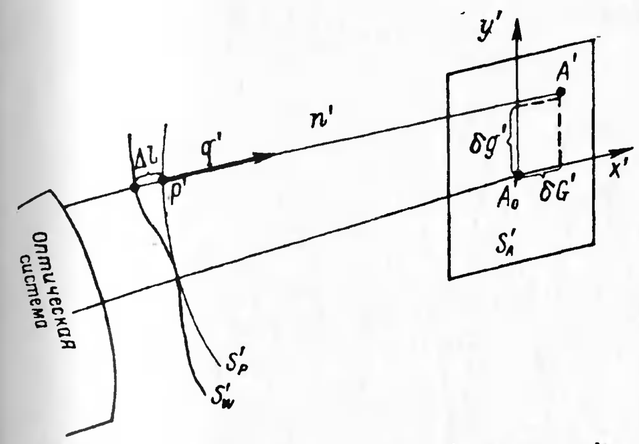


Рис. 23.9. Поперечные и волновые аберрации: $\mathbf{q}'$ — орт выходящего из оптической системы (OC) луча; S'_p — выходная сфера сравнения; S'_ω — выходящий волновой фронт; S'_A — плоскость изображения

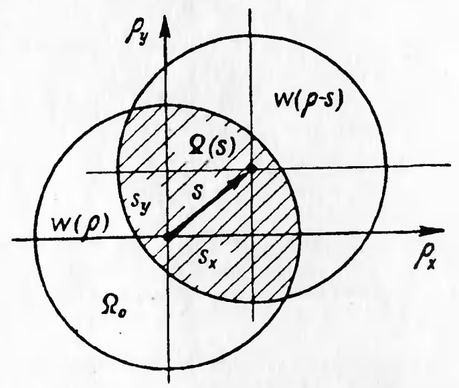


Рис. 23.10. Область интегрирования при нахождении ОПФ как автокорреляции зрачковой функции

где $sV(\rho, \mathbf{s}) = w(\rho) - w(\rho - \mathbf{s})$ — функция разностной волновой аберрации; $\mathbf{s}$ — вектор канонических (приведенных) пространственных частот; $\Omega(\mathbf{s})$ — общая область двух смещенных зрачков (рис. 23.10).

Безаберрационные ФРТ и ОПФ. При отсутствии аберраций ($w(\rho) = 0$) и равномерном пропускании ($\tau(\rho) = 1$) ФРТ и ОПФ определяются только формой зрачка, причем $D_0 = \Omega(\mathbf{s})/\Omega_0$. Для круглого зрачка

$$f_0(\rho) = \operatorname{circ}(\rho) = \begin{cases} 1 \text{ при } |\rho| \leqslant 1; \\ 0 \text{ при } |\rho| > 1; \end{cases} \tag{23.49}$$

$$h_0(\eta) = \left[\frac{2J_1(2\pi\eta)}{2\pi\eta}\right]^2; \quad D_0(\mathbf{s}) = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi}(2\alpha - \sin 2\alpha) \text{ при } |s| \leqslant 2; \\ 0 \text{ при } |s| > 2, \end{cases} \tag{23.50}$$

где $\alpha = \arccos(s/2)$; J_1 — функция Бесселя 1-го порядка.

Картина ФРТ, определяемая (23.50), показана на рис. 23.11 и состоит из центрального максимума, называемого *диском Эри*, диаметром 1,22 канонические единицы и побочных максимумов — колец с шагом 0,5 канонических единиц. Центральный максимум содержит 83,8 % всей энергии, первое кольцо — 7,2 %, второе — 2,8 %, третье — 1,4 %, четвертое — 0,9 %.

Безаберрационная ФКЭ для круглого зрачка определяется формулой:

$$E_{h_0}(D) = 1 - J_0^2(\pi D) - J_1^2(\pi D),$$

где J_0 — функция Бесселя 0-го порядка,

Из рис. 23.12 видно, что ограниченность размеров зрачка приводит к наличию граничной частоты s_0, выше которой $D(s) = 0$. Эта граничная частота — теоретическая разрешающая способность равная 2 в канонических частотах или $2A'/\lambda$ в реальных частотах, где A' — апертура.

Влияние центрального экранирования. Наличие центрального экранирования несколько уменьшает размер центрального максимума, но сильно уменьшает содержащуюся в нем энергию и увеличивает интенсивность колец. ФРТ в этом случае

$$h_0(\eta) = \frac{1}{(1-\varepsilon^2)^2}\left[\frac{2J_1(2\pi\eta)}{2\pi\eta} - \varepsilon^2\frac{2J_1(2\pi\eta\varepsilon)}{2\pi\eta\varepsilon}\right]^2. \qquad (23.51)$$

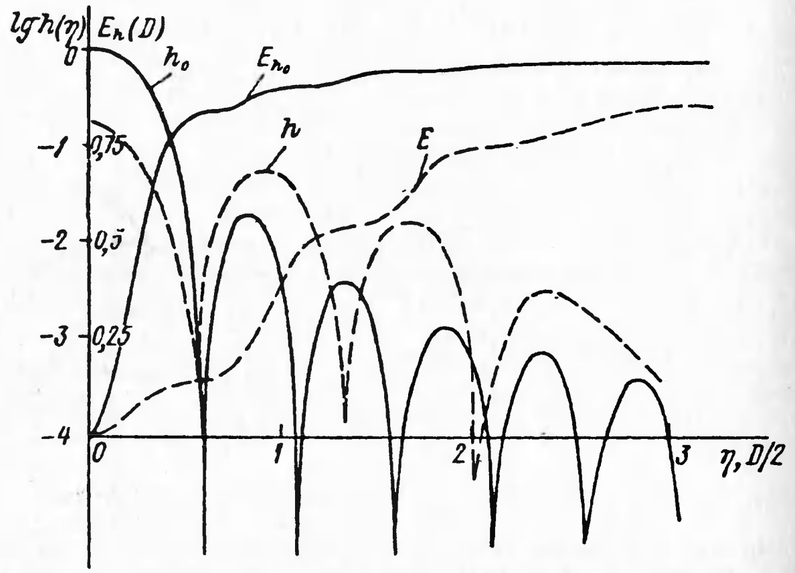


Рис. 23.11. ФРТ (в логарифмическом масштабе) и ФКЭ для оптических систем с круглым каноническим зрачком:
——— — при отсутствии аберраций; — — — — при наличии малых аберраций $w_{скв} = 0{,}2$

Здесь ε — отиосительное центральное экранирование. Значения МПФ уменьшаются на средних частотах (рис. 23.13) [30].

Влияние коэффициента пропускания. Увеличивающийся от центра к периферии коэффициент пропускания действует подобно центральному экранированию (рис. 23.14). Напротив, коэффициент пропускания, уменьшающийся от центра к периферии, снижает интенсивность колец, увеличивает энергию, содержащуюся в центральном максимуме, несколько увеличивает его размеры и значение МПФ на низких частотах [30].

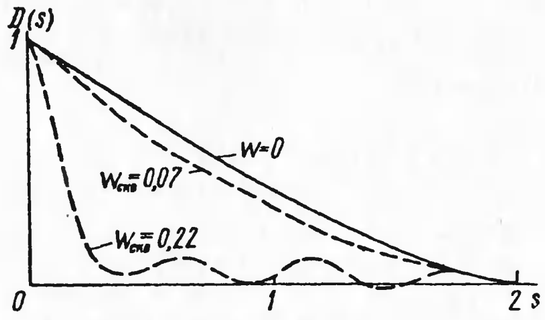


Рис. 23.12. ОПФ для оптических систем с круглым каноническим зрачком:
——— — при отсутствии аберраций;
— — — — при наличии малых аберраций

Влияние аберраций. Из неравенства Буняковского — Шварца следует, что наличие любых аберраций не может повысить МПФ по сравнению с безаберрационной, т. е. $|D(s)| \leqslant |D_0(s)|$. Кроме того, аберрации практически не влияют на поведение МПФ вблизи нулевой и предельной частот.

Влияние малых аберраций на ФРТ проявляется в том, что энергия переходит из центрального максимума в кольца, при этом сначала размеры центрального максимума сохраняются, а интенсивность в центре умеиьшается (см. рис. 23.12). Степень влияния аберраций в этом случае хорошо описывается числом Штреля, определенным формулой (23.31). Причем при малых аберрациях S не зависит от

вида аберраций, а определяется только среднеквадратической волновой аберрацией (формула Марешаля) [30]

$$S \approx 1 - (2\pi w_{скв})^2 = 1 - 4\pi^2 E. \qquad (23.51а)$$

Здесь $w_{скв}$ — среднеквадратическая волновая аберрация; $E = w_{скв}^2 = \bar{w}^2 - (\bar{w})^2$ — дисперсия волновой аберрации, где $\bar{w} = \frac{1}{\Omega_0}\iint\limits_{\Omega_0} w(\rho)\,d\rho$; $\bar{w}^2 = \frac{1}{\Omega_0}\iint\limits_{\Omega_0} w^2(\rho)\,d\rho$.

Принято считать, что при $S > 0{,}8$ влияние аберраций незаметно на глаз, отсюда следует марешалевский допуск на остаточную аберрацию:

$$E \leqslant 1/196 \text{ или } w_{скв} \leqslant 1/14. \qquad (23.52)$$

Марешалевский допуск является уточнением рэлеевского допуска или критерия Рэлея по отношению к остаточным аберрациям, который выражается формулой $|w(\rho)| \leqslant 0{,}25$ [30, 56].

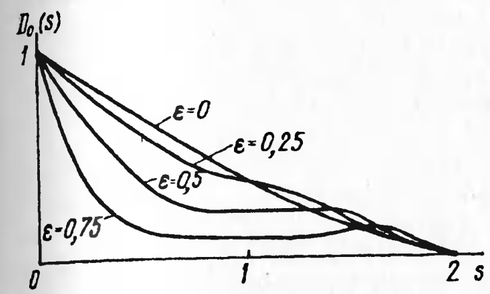


Рис. 23.13. Влияние центрального экранирования на МПФ в отсутствии аберраций

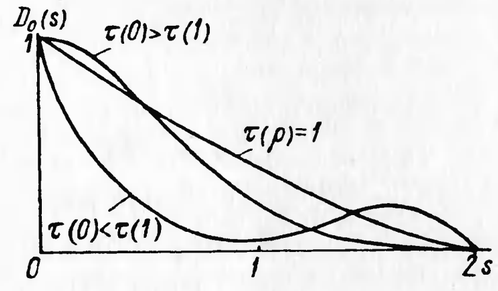


Рис. 23.14. Влияние коэффициента пропускания на МПФ в отсутствии аберраций

Влияние малых аберраций на МПФ проявляется прежде всего на средних частотах, $|s| \approx 1$. Уменьшение МПФ по сравнению с безаберрационной выражается приближенной формулой, аналогичной (23.51)

$$T(s) = T_0(s)\,[1 - 2\pi^2 (sV_{скв})^2], \qquad (23.53)$$

где $(sV_{скв})^2 = \frac{1}{\Omega(s)}\iint\limits_{\Omega(s)} sV^2(\rho, s)\,d\rho - \left[\frac{1}{\Omega(s)}\iint sV(\rho, s)\,d\rho\right]^2$ — дисперсия разностной волновой аберрации.

При увеличении аберраций сходство ФРТ с безаберрационной теряется и ее форма определяется картиной поперечных аберраций, однако при любых значениях аберраций сохраняется дифракционный узор с частотой, равной примерно 2 в канонических координатах. Если пренебречь им, то при больших аберрациях ФРТ может быть определена в геометрическом приближении, не учитывающем дифракцию:

$$h_g(\eta) = \det{}^{-1}[\partial\,\Delta\eta(\rho)/\partial\rho]. \qquad (23.54)$$

Формула для геометрической ОПФ имеет вид [64]

$$D_g(s) = \frac{1}{\Omega_0}\iint\limits_{\Omega_0} \tau(\rho)\exp[2\pi i(\Delta\eta(\rho), s)]\,d\rho, \qquad (23.55)$$

где $\Delta\eta(\rho)$ — вектор поперечных аберраций в канонических координатах. Геометрическое приближение справедливо на низких пространственных частотах, для $s < 0{,}4$. Еще более приближенная формула выражает МПФ через среднеквадратические значения поперечных аберраций:

$$T_g(\nu') \approx 1 - 2\pi^2[(\delta G'_{скв}\nu'_x)^2 + (\delta g'_{скв}\nu'_y)^2]. \qquad (23.56)$$

Эта формула справедлива при $|\delta G'_{скв}\nu'_x| \ll 1$; $|\delta g'_{скв}\nu'_y| \ll 1$.

Дифракционно- и геометрически ограниченные оптические системы. В зависимости от рабочего интервала пространственных частот, определяемого приемником изображения, оптические системы разделяются на два класса. Дифракционно ограниченные оптические системы имеют рабочий интервал частот, превышающий половину от предельной, $|s| > 1$ в канонических частотах. Качество изображения в таких системах определяется в основном явлениями дифракции и непосредственно зависит от отношения апертуры к длине волны (A'/λ); остаточные аберрации должны оцениваться по формулам (23.51), (23.53) и критерию Марешаля (23.52). К дифракционно ограниченным, в частности, относятся все визуальные системы.

К геометрически ограниченным относятся оптические системы, рабочий интервал частот для которых не превосходит 0,5 в канонических частотах (или $0{,}5A'/\lambda$ в реальных). Качество изображения таких систем определяется картиной поперечных аберраций и непосредственно не зависит от длины волны и апертуры. Последняя выбирается из требований обеспечения светосилы. ФРТ и ОПФ могут рассчитываться по формулам (23.54), (23.55), степень коррекции оценивается поперечными аберрациями. К таким системам относятся, в частности, светосильные кино-, фото- и телевизионные объективы.

Глава 24
ОТКЛОНЕНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОТ НОМИНАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА АБЕРРАЦИИ

24.1. РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НА АБЕРРАЦИИ

При изготовлении оптических систем значения конструктивных параметров (радиусов кривизны поверхностей, коэффициентов уравнений асферических поверхностей, показателей преломления, расстояний между вершинами поверхностей) вследствие неизбежных погрешностей отличаются от номинальных расчетных значений. При проектировании оптической системы необходимо знать влияние малых изменений конструктивных параметров на аберрации и параксиальные характеристики системы (фокусное расстояние, увеличение, положение изображения и т. п.). С этой целью в оптическую систему с номинальными значениями конструктивных параметров последовательно вносятся малые изменения этих параметров и осуществляется расчет хода лучей. Таблицы с результатами расчета, содержащие приращения параметров и соответствующие им приращения аберраций и параксиальных характеристик, входят в перечень обязательной технической документации на оптическую систему. Эти таблицы используются не только для расчета допусков на конструктивные параметры, но и для определения активных параметров при автоматизированной коррекции оптических систем, для оценки в производственных условиях допустимости отклонений параметров, превышающих допуски, для определения возможности компенсации влияния погрешностей изготовления путем изменения, например, воздушных промежутков между линзами при сборке и т. п.

Каждый конструктивный параметр принято изменять симметрично относительно номинального значения на $\pm\delta p_i$. Это позволяет оценить степень нелинейности зависимости изменения аберрации (или параксиальной характеристики) $\delta\Phi_j$ от изменения параметра δp_i. Предположим, что приращение функции $\delta\Phi_j$ может быть с достаточной для практики точностью выражено в виде двучленного ряда

$$\delta\Phi_j = (\partial\Phi_j/\partial p_i)\,\delta p_i + 0{,}5\partial^2\Phi_j/\partial p_i^2\,[(\delta p_i)^2]. \qquad (24.1)$$

Подставляя в это выражение последовательно приращения δp_i и $-\delta p_i$ и обозначая соответствующие приращения функции Φ_j через $\delta\Phi_j^+$ и $\delta\Phi_j^-$, нетрудно найти, что:

$$\partial\Phi_j/\partial p_i = (\delta\Phi_j^+ - \delta\Phi_j^-)/2\delta p_i; \qquad (24.2)$$

$$\partial^2\Phi_j/\partial p_i^2 = (\delta\Phi_j^+ + \delta\Phi_j^-)/(\delta p_i)^2. \qquad (24.3)$$

Например, $\delta p_i = 0{,}1$, $\delta\Phi_j^+ = 0{,}015$, $\delta\Phi_j^- = -0{,}01$. Тогда $\partial\Phi_j/\partial p_i = 0{,}125$, а $\partial^2\Phi/\partial p_i^2 = 0{,}5$. Если данный параметр получит приращение $\delta p_i = 0{,}2$, то приращение функции составит $\delta\Phi_j = 0{,}125\cdot 0{,}2 + 0{,}5\cdot 0{,}5\cdot 0{,}2 = 0{,}035$.

Программы для расчета влияния изменения параметров на ЭВМ строятся обычно следующим образом. Разработчик оптической системы задает номинальные значения конструктивных параметров, а также их изменения δp_i. Задаются также начальные данные для расчета хода лучей. Первоначально осуществляется расчет хода лучей в системе с номинальными значениями конструктивных параметров. Результаты расчета печатаются, а некоторые из них запоминаются для последующего вычисления приращений аберраций и параксиальных характеристик. В этих программах целесообразно выдавать минимум информации о системе с номинальными значениями конструктивных параметров. Вполне достаточна выдача значений аберраций и параксиальных характеристик. Данные, характеризующие положения и направления лучей в пространстве изображений, координаты точек пересечения лучей с поверхностями системы, выдавать нецелесообразно, так как эти величины определяются с помощью программ для расчета хода лучей. Значения аберраций и параксиальных характеристик для системы с номинальными значениями конструктивных параметров используются разработчиком оптической системы главным образом для контроля правильности задания.

Изменения конструктивных параметров наиболее целесообразно осуществлять по группам (группа радиусов кривизны, группа расстояний между вершинами поверхностей и т. д.) в порядке естественной последовательности (сначала первый радиус, затем второй и т. д.). В программах обычно предусматривается, что изменения радиусов кривизны, расстояний между вершинами поверхностей и коэффициентов уравнений асферических поверхностей задаются для каждого отдельного параметра самостоятельно, поскольку реальные изменения этих конструктивных параметров колеблются в довольно широких пределах. Кроме того, влияние перечисленных групп параметров на аберрации неравномерно. Так, в объективе, состоящем из двух несклеенных линз, воздушный промежуток между линзами влияет на сферическую аберрацию значительно сильнее, чем толщины линз. Поэтому в таком объективе необходимо задавать малые изменения воздушного промежутка и значительно большие изменения толщин линз.

Изменения показателей преломления и дисперсий могут быть одинаковыми для всех линз. Поэтому в программах достаточно предусмотреть запись одного числа для изменения показателя преломления основной длины волны δn_{λ_0} и одного числа для изменения дисперсии $\delta(n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1})$.

При расчете влияния изменения дисперсии на хроматические аберрации в программах предусматривается изменение лишь одного из двух показателей преломления: либо n_{λ_1}, либо n_{λ_2} (в зависимости от того, как это реализовано в программе). В действительности при плавках стекол происходит одновременное изменение обоих показателей преломления таким образом, что частная относительная дисперсия $(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_0})/(n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1})$ сохраняет свое номинальное значение. Однако это обстоятельство практически не сказывается на изменениях хроматических аберраций и, следовательно, допущение, принятое в программах для ЭВМ, не искажает результатов расчета.

При задании расчета влияния параметров на аберрации разработчик оптической системы должен решить следующие задачи: 1) определить изменения параметров; 2) определить, изменения каких именно аберраций необходимо получить. Иными словами, расчет каких лучей следует произвести.

Рекомендуемые изменения конструктивных параметров. Изменения конструктивных параметров, для которых определяются приращения аберраций и параксиаль-

ных характеристик системы, не должны быть ни слишком малыми, ни слишком большими. Слишком малые изменения параметров приводят соответственно к малым изменениям аберраций, что вызывает опасность потери точности. Действительно, изменения аберраций могут оказаться соизмеримыми с погрешностями вычислений на ЭВМ. Кроме того, если заданные изменения параметров будут существенно меньше тех, какие могут появиться при изготовлении системы, то на результатах может сказаться нелинейная составляющая приращения, которая при малых изменениях параметров пренебрежимо мала.

Пусть $\delta p_i = \pm 0{,}0001$, а $\delta\Phi_j^+ = 0{,}00106$ и $\delta\Phi_j^- = -0{,}001$. На первый взгляд зависимость между изменениями параметра и функцией кажется практически линейной. Вычислим первую и вторую производные, пользуясь формулами (24.2) и (24.3): $\partial\Phi_j/\partial p_i = 10{,}3$; $\partial^2\Phi_j/\partial p_i^2 = 6\cdot 10^3$. Пусть изменение параметра p_i составит $\delta = 0{,}002$. Если зависимость между изменениями функции и изменением параметра принять линейной, как это обычно и делает разработчик оптической системы, то приращение функции составит $\delta\Phi_j = 10{,}3\cdot 0{,}002 = 0{,}0206$. На самом же деле приращение функции составит $\delta\Phi_j = 0{,}0206 + 0{,}5\cdot 6\cdot 10^3 = 0{,}0326$. При слишком больших изменениях параметров, существенно превышающих изменения, которые могут встретиться на практике, доля нелинейной (выше второй степени) части приращения может оказаться большой. Тогда двучленная формула для вычисления приращения функций (24.1) не обеспечит получения достаточной точности.

Следовательно, задаваемые изменения параметров должны быть близки к изменениям, которые могут возникнуть при изготовлении системы, т. е. не должны существенно превышать допуски на отклонения конструктивных параметров. Однако на этом этапе работы допуски еще неизвестны. Расчет влияния изменения параметров и выполняется отчасти для того, чтобы установить допуски. Задача облегчается тем, что допуски на конструктивные параметры оптических систем изменяются в довольно узких границах. Так, допуск на радиус сферической поверхности суммируется из допуска на радиус пробного стекла, который в соответствии с ГОСТ 2786—76 для радиусов, меньших 1000 мм, изменяется в диапазоне от 0,3 до 0,01 %, и из допуска на подгонку под пробное стекло, выражаемого в числе колец Ньютона и изменяющегося, как правило, в пределах от 10 колец до 1 кольца. Допуск на толщину линзы или воздушный промежуток заключен в интервале от 0,01 до 0,3 мм. Допуск на показатель преломления стекла определяется по ГОСТ 3514—76 и лежит в интервале 0,0002—0,002, а допуск на дисперсию, определяемый тем же стандартом, в интервале 0,00002—0,0002.

Таким образом, можно рекомендовать определенные изменения конструктивных параметров оптической системы.

1. Для изменения радиусов кривизны $\Delta r/r = 0{,}001 \div 0{,}01$. Для $r = \infty$ задается не приращение, а само значение радиуса. В этом случае целесообразно исходить из числа колец Ньютона при наложении пробного плоского стекла. Значение радиуса кривизны, соответствующего N кольцам Ньютона на световом диаметре D, вычисляется по следующей приближенной формуле:

$$r \approx 450D^2/N. \tag{24.4}$$

2. Для изменения расстояний между вершинами поверхностей $\Delta d = 0{,}01 \div 1$ мм.

3. Для показателей преломления в пределах, предусмотренных ГОСТ 3514—76, $\Delta n_e = 0{,}0002 \div 0{,}002$.

4. Для дисперсий $n_{F'} - n_{C'}$ в пределах, предусмотренных ГОСТ 3514—76, $\Delta(n_{F'} - n_{C'}) = 0{,}00002 \div 0{,}0002$. Если оптическая система работает в другой области спектра от λ_1 до λ_2, то рекомендуемые изменения дисперсии

$$\Delta(n_{\lambda 2} - n_{\lambda 1}) = \Delta(n'_F - n'_C)\,[(n_{\lambda 2} - n_{\lambda 1})/(n_{F'} - n_{C'})]. \tag{24.5}$$

5. Изменения коэффициентов асферических поверхностей целесообразно находить по заданным изменениям «стрелок», т. е. Δz. Дифференцируя уравнение асферической поверхности (21.1), нетрудно получить

$$\Delta a_i = -\Delta z \sum_{j=1}^{j=n} j a_j z^{j-i-1}. \tag{24.6}$$

Для уравнения (21.2) находим

$$\Delta a_i = \Delta z/[(y^2 + x^2)^i]. \tag{24.7}$$

Рекомендуемые изменения $\Delta z = 0{,}001 \div 0{,}01$ мм.

После выполнения расчета влияния параметров на аберрации может оказаться, что некоторые изменения δp_i были выбраны неудачно. Например, малыми, когда соответствующие изменения аберраций столь невелики, что старшие разряды значащих цифр чисел, выражающих эти изменения, находятся за пределами печатаемой машиной разрядной сетки, т. е. выдаются машиной в виде нулей. Для удобства работы с таблицами, в которых содержатся результаты расчета влияния изменения параметров на аберрации, а также для сокращения размеров этих таблиц принято выдавать изменения аберраций и параксиальных характеристик в виде обычных, а не нормализованных (в виде мантиссы и порядка) чисел. В то же время таблица с результатами расчетов имеет определенный формат, установленный программой, т. е. для каждого числа отводится заранее установленное количество разрядов. В некоторых программах принято отводить на целую часть числа два разряда и один разряд для знака числа, а после запятой выдавать три разряда. Таким образом, числа, меньшие по абсолютному значению чем 0,0005, выдаются в виде 0,000 (учитывая округление). Если число превышает по абсолютному значению 99,9999, то печатается условный признак, свидетельствующий о переполнении разрядной сетки. Следовательно, неприемлемы как большие, так и малые изменения аберраций и параксиальных характеристик. Поэтому в некоторых случаях после первой попытки приходится повторять расчет влияния параметров с измененными значениями части величин δp_i.

Рекомендации по выбору рассчитываемых лучей. При выборе лучей, расчет которых следует произвести, необходимо, чтобы число лучей было минимальным, так как слишком большой объем полученных результатов затрудняет их использование; кроме того, пропорционально количеству лучей возрастает и машинное время; наибольшие изменения аберраций, как правило, имеют место для лучей, идущих на край зрачка и на край поля изображения. Поэтому для подавляющего большинства оптических систем достаточно ограничиться расчетом следующих лучей: для точки на оси — одного луча, идущего на край зрачка; для края поля изображения — главного луча, двух меридиональных лучей, идущих на верхний и нижний края зрачка (с учетом виньетирования), и одного внемеридионального луча, идущего в точку зрачка с координатами $m = 0$, $M = m_{max}$, где m_{max} — радиус зрачка.

Для систем, работающих с большой числовой апертурой (с большим относительным отверстием), целесообразно выполнить также расчеты лучей осевого и крайнего (идущего на край поля изображения) внеосевого пучков для зоны входного зрачка с координатой $m = \sqrt{0{,}5}m_{max}$.

Для оптических систем со средними и большими полями изображения дополнительно рассчитываются лучи пучка, идущего из точки предмета с ординатой $y = \sqrt{0{,}5}y_{max}$ (или при $s_1 = \infty$ для $\mu = \sqrt{0{,}5}\mu_{max}$), где y_{max} — размер предмета, μ_{max} — синус угла поля.

Расчет влияния изменения параметров в системах с большими увеличениями. Для систем, работающих при больших увеличениях, например для объективов проекторов, нецелесообразно выполнять расчет влияния изменения параметров в прямом ходе лучей, поскольку даже малые изменения параметров могут вызвать большие изменения увеличения и последнего отрезка. Не исключена возможность появления даже разрывов функций (аберраций, параксиальных характеристик), так как последний отрезок может сменить знак, пройдя через значение, равное бесконечности. Расчет лучей в прямом ходе, таким образом, принципиально неверен, так как не отражает условий, в которых будет работать система: при постоянном расстоянии изображения от последней поверхности. Поэтому в таких системах принято выполнять расчет влияния изменения параметров на аберрации в обратном ходе лучей.

Особый случай представляют собой объективы для микроскопа. В объективах с длиной тубуса 160 и 190 мм в процессе работы с большой точностью сохраняется расстояние между предметом и изображением. Следовательно, и расчет влияния изменения параметров на аберрации должен выполняться при этом условии. Нетрудно реализовать алгоритм, позволяющий выдерживать постоянным расстояние между

предметом и изображением при изменении конструктивных параметров. Для этого достаточно в системе с измененным значением какого-либо параметра осуществить расчет параксиальных лучей в прямом и обратном ходе из бесконечности, найти положение фокусов и фокусное расстояние. Затем по элементарной формуле из геометрической оптики найти расстояние от плоскости предмета до переднего фокуса, при котором расстояние между плоскостью предмета и плоскостью изображения будет равно заданному. Однако в силу традиции расчет влияния параметров для объективов микроскопа выполняется при постоянном последнем отрезке. С этой целью в системе с измененным значением какого-либо параметра сначала выполняется расчет первого параксиального луча в обратном ходе с заданного расстояния от последней поверхности до изображения s'. Определяется положение предмета относительно первой поверхности s_1. Далее осуществляются расчеты лучей в прямом ходе.

В объективах микроскопа с длиной тубуса «бесконечность» расчет влияния параметров выполняется для системы, содержащей объектив и дополнительную линзу. В этом случае поддерживается постоянным расстояние от последней поверхности дополнительной линзы до плоскости изображения.

Для объективов микроскопа можно вести расчет влияния параметров и в обратном ходе лучей. Однако пользование такими таблицами весьма неудобно из-за малых изменений аберраций. Кроме того, эти таблицы непривычны для лиц, занимающихся сборкой и контролем качества изображения данных объективов.

Следует отметить, что поддержание постоянным последнего отрезка вместо расстояния между предметом и изображением при средних и больших увеличениях объективов практически равноценно, так как передний отрезок — расстояние между плоскостью предмета и первой поверхностью объектива микроскопа меняется при наличии малых изменений конструктивных параметров, имеющих место в этих объективах, не более чем на десятые доли миллиметра. Очевидно, что таков же порядок изменения расстояния между предметом и изображением.

Расчет влияния изменения параметров в телескопических системах. В телескопической системе при изменении каждого параметра необходимо сохранять ее афокальность. В противном случае возникшая расфокусировка исказит картину изменения аберраций. Кроме того, поддержание постоянной афокальности отражает условия работы телескопической системы, которая юстируется на афокальность.

Поддержание афокальности при изменении конструктивных параметров системы при расчете осуществляется путем изменения одного из воздушных промежутков системы: расстояния между объективом и окуляром, расстояния между коллективом и окуляром и т. п. Какой конкретно промежуток подлежит изменению, указывается в задании, предназначенном для решения на ЭВМ. Машина рассчитывает первый параксиальный луч через часть системы, предшествующей этому воздушному промежутку, в прямом ходе и через часть системы, расположенной после воздушного промежутка, в обратном ходе с бесконечности. Воздушный промежуток, при котором обеспечивается афокальность системы, определяется как сумма последних отрезков, полученных для прямого и обратного хода лучей.

24.2. ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ К ПОГРЕШНОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Для оценки отклонений аберраций и параксиальных характеристик в реальной оптической системе от расчетных номинальных значений необходимо уметь определять суммарный эффект одновременного изменения всех конструктивных параметров системы. Необходимость решения такой задачи возникает как при проверке правильности назначения допусков на конструктивные параметры, так и в процессе разработки оптической системы с целью определения возможности ее реализации при существующем технологическом уровне. Известны случаи, когда оптические системы, обладающие требуемым качеством изображения, оказываются невыполнимыми из-за чрезмерно жестких допусков, обусловленных сильным влиянием на аберрации отклонений параметров от номинальных значений. Если высокая чувствительность системы к погрешностям изготовления обнаружена слишком поздно (например, при расчете влияния параметров на аберрации, который выполняется

обычно по завершению всех этапов разработки оптической системы), то это приводит к большим непроизводительным потерям времени, так как некоторые этапы разработки (переход к радиусам пробных стекол, предписанным по ГОСТу, частичное оформление технической документации и т. п.) оказываются выполненными впустую. Во избежание этого программа для оценки чувствительности оптических систем к погрешностям изготовления должна быть составной частью программы автоматизированной коррекции оптических систем (см. гл. 21), что позволяет без проведения какой-либо дополнительной работы оценить возможные изменения аберраций на ранних стадиях разработки и отказаться от использования схем, не обеспечивающих достаточную устойчивость системы.

Для решения первой задачи — определение влияния допусков на изменения аберраций и параксиальных характеристик — в программе должна быть предусмотрена возможность задания отклонений конструктивных параметров от номинальных значений. Во избежание ошибок и для уменьшения вычислительной работы целесообразно, чтобы перерасчет допусков на подгонку под пробное стекло, выраженных в кольцах Ньютона, в отклонение радиуса кривизны Δr выполнялся бы в этой же программе.

Для решения второй задачи — определение чувствительности системы к погрешностям изготовления — в программе должны храниться некоторые фиксированные отклонения конструктивных параметров от номинальных значений, близкие или равные предельно возможным. Это, во-первых, избавляет разработчика от необходимости записи каких-то допусков на ранней стадии разработки, когда допуски еще неизвестны; во-вторых, позволяет расценивать полученные отклонения аберраций как минимально достижимые. Если отклонения аберраций оказываются недопустимыми, то это является свидетельством нетехнологичности системы.

В программе для оценки чувствительности системы к погрешностям изготовления предварительно вычисляются отклонения функций $\Delta\Phi_{ji}$ (заданных аберраций и параксиальных характеристик), вызванные заданными отклонениями конструктивных параметров. Эти отклонения функций определяются методом центральной разности, которая учитывает возможность нелинейного изменения Φ_j. Так, отклонение функции $\Delta\Phi_{ji}$ при изменении параметра p_i определяется по формуле

$$\Delta\Phi_{ji} = 0{,}5\left(\Phi_{ji}^{+} - \Phi_{ji}^{-}\right), \tag{24.8}$$

где Φ_{ji}^{+} — соответствует изменению $+\Delta p_i$; Φ_{ji}^{-} — изменению $-\Delta p_i$.

Предполагается, что отклонение любого параметра p_i равновероятно в обе стороны от номинала. Тогда средние значения отклонений функций $\Delta\Phi_{ji\,\text{ср}} = 0$ и среднее суммарное отклонение любой функции $\Delta\Phi_{j\,\text{ср}} = 0$. Предполагается также, что отклонения $\Delta\Phi_{ji}$ подчиняются нормальному закону распределения. Тогда и суммарное отклонение подчиняется нормальному закону. Поэтому для вычисления доверительного интервала отклонения $\Delta\Phi_{j\,\text{дов}}$ используется формула теории вероятностей

$$\Delta\Phi_{j\,\text{дов}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=t} (\Delta\Phi_{ji})^2}. \tag{24.9}$$

Суммарное отклонение $\Delta\Phi_j$ находится внутри интервала $\pm\Delta\Phi_{j\,\text{дов}}$ с вероятностью 99,75 %.

При малом количестве конструктивных параметров формула (24.9) дает заниженное значение $\Delta\Phi_j$. В этих случаях рекомендуется использовать максимальные изменения каждой функции, вычисляемые в программе по формуле

$$\Delta\Phi_{j\,\max} = \sum_{i=1}^{i=t} |\Delta\Phi_{ji}|, \tag{24.10}$$

принимая, однако, во внимание, что эта формула дает завышенный результат.

Доверительные интервалы для каждой функции целесообразно выдавать не только для всех параметров сразу, но и по группам: $\Delta r/r$, N, Δd, Δn_{λ_0} и $\Delta\left(n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}\right)$.

Это позволяет выявить причины значительных отклонений функций и оценить возможности их уменьшения не за счет ужесточения допусков, а путем проведения таких организационно-технических мероприятий, как перерасчет на плавки стекол, на радиусы имеющихся (или изготовленных специально) пробных стекол, комплектация по толщинам линз.

Таблица 24.1. **Конструктивные параметры двухлинзового объектива**

r	d	Марка стекла
89,2948	3,5	ТФ4
54,3858	13,772	
63,8513	9,5	К2
—187,492		
$f' = 168{,}8$; $m_{max} = 20$		

В табл. 24.1 даны конструктивные элементы объектива.

В табл. 24.2 приведены результаты расчета чувствительности к погрешностям изготовления для аберраций осевой точки в этом объективе, состоящем из двух линз, разделенных значительным воздушным промежутком.

Из табл. 24.2 видно, что наибольшую долю погрешности сферической аберрации вносят отклонения радиусов пробных стекол от номинальных значений, а отклонения хроматической аберрации — отклонения дисперсий. Номинальные значения аберраций в этом объективе составляют $\delta g'_{кр} = -0{,}002$; $\delta g'_з = -0{,}0007$; $(\delta g'_F - \delta g'_C) = 0{,}0002$; $(\delta g'_F - \delta g'_C)_з = 0{,}0012$.

Таблица 24.2. **Результаты расчета чувствительности к погрешностям изготовления двухлинзового объектива**

m	Абберация	$\frac{\Delta r}{r} = 0{,}03\%$	$N = 1$	$\Delta d = 0{,}01$	$\Delta n_D = 0{,}0003$	$\Delta (n_F - n_C) = \frac{1}{3} 0{,}00003$	Доверительный интервал
20	$\delta g'$	0,0033	0,0009	0,0006	0,0017	—	0,0039
	$\delta g'_F - \delta g'_C$	0,0006	0,0002	0,0001	0,0001	0,0026	0,0027
$20\sqrt{0{,}5}$	$\delta g'$	0,0011	0,0005	0,0002	0,0007	—	0,0014
	$\delta g'_F - \delta g'_C$	0,0004	0,0001	0,0001	0	0,0018	0,0019

24.3. РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ АСТИГМАТИЧНОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА АСТИГМАТИЗМ ОСЕВОЙ ТОЧКИ

Астигматичность у оптических поверхностей, проявляющаяся при контроле пробным стеклом в эллиптичности колец Ньютона и обозначаемая ΔN, вызывает появление астигматизма как для осевой точки изображения, так и по полю. Поскольку у внеосевых точек поля изображения всегда имеется некоторый расчетный астигматизм и требования к качеству изображения для этих точек, как правило, занижены, то принято оценивать влияние астигматичности поверхностей только на астигматизм осевой точки.

В первом приближении с достаточной для практических целей точностью поверхность, обладающая астигматической ошибкой ΔN, может считаться торической. Максимальная разность радиусов кривизны имеет место у торической поверхности в двух взаимно перпендикулярных сечениях, называемых главными. Наличие этой

разности приводит к тому, что для главных сечений плоскости гауссовых изображений не совпадают, а располагаются на некотором расстоянии $s'_{0m} - s'_{0s}$ относительно друг друга, что и свидетельствует о появлении астигматизма в центре поля изображения. Проведенные исследования показали, что из-за малости ΔN (реальные допуски, заключены в интервале $\Delta N = 0{,}1 \div 1$) аберрации оптических систем для главных сечений остаются практически неизменными. Поэтому исследование влияния астигматичности поверхностей можно ограничить лишь параксиальной областью, а именно установить, как зависит астигматическая разность $s'_{0m} - s'_{0s}$ от ΔN. Следует отметить, что вместо расчета зависимости $s'_{0m} - s'_{0s}$ от ΔN можно рассчитать зависимость заднего отрезка s'_0 от числа колец Ньютона N. Действительно, если последняя зависимость линейна, т. е. $\delta s'_0 = kN$, то и $s'_{0m} - s'_{0s} = k\Delta N$. Но зависимость последнего отрезка от N может быть получена с помощью программы для оценки чувствительности системы к погрешностям изготовления.

Доказано, что доверительный интервал астигматизма для осевой точки изображения при распределении ΔN по нормальному закону может быть с вероятностью 99,75 % рассчитан по формуле

$$s'_{0m} - s'_{0s} = 1{,}15 \sqrt{\sum_{i=1}^{i=p} \left(\frac{\partial s'_0}{\partial N_i} \Delta N_i \right)^2}, \qquad (24.11)$$

где $\partial s'_0 / \partial N_i$ — частные производные от параксиального отрезка s'_0 по числу колец Ньютона N. С достаточной для практики точностью эти производные могут быть приняты равными отношениям конечных приращений величин s'_0 и N, т. е. $\partial s'_0 / \partial N_i = \Delta s'_0 / N_i$.

24.4. РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТЕЙ МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ АБЕРРАЦИЙ

Знание доверительных интервалов изменения аберраций и параксиальных характеристик в некоторых случаях оказывается недостаточным для оценки вероятного ухудшения качества изображения. Иногда необходимо знать, являются ли изменения аберраций при малых изменениях конструктивных параметров независимыми друг от друга или между ними существует определенная линейная связь. Покажем это на примере. На рис. 24.1 представлен график волновой аберрации. Для края зрачка доверительный интервал изменения волновой аберрации составляет $\Delta w_{1\,дов}$, а для зоны зрачка — $\Delta w_{2\,дов}$. Предположим, что изменения волновой аберрации Δw_1 и Δw_2 независимы. Тогда вероятно, что в результате влияния погрешностей изготовления график волновой аберрации в реальной системе будет иметь вид, показанный штриховой линией. Предположим теперь, что изменения волновой аберрации Δw_1 и Δw_2 связаны линейной зависимостью так, что $\Delta w_1 / \Delta w_2 = \Delta w_{1дов} / \Delta w_{2дов}$. Тогда в худшем случае график волновой аберрации может иметь вид, показанный штрихпунктирной линией. Введя во втором случае плоскость наилучшей установки, можно получить качество изображения, мало отличающееся от такового в системе с номинальными значениями конструктивных параметров (за критерий качества принимается среднеквадратическое значение волновой аберрации). В первом случае качество изображения существенно ухудшилось по сравнению с исходной системой.

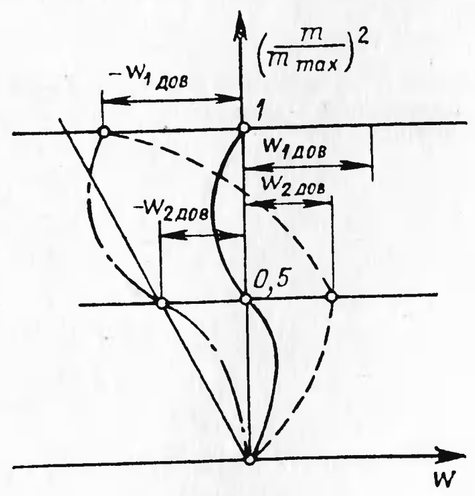


Рис. 24.1. Различный ход волновой аберрации при одинаковых доверительных интервалах изменения отдельных аберраций

Знание связей между изменениями функций может быть полезным и при оценке возможностей компенсации аберраций при сборке путем регулирования воздушных промежутков между линзами, что, в частности, широко используется при изготовлении объективов микроскопов. Пусть доверительный интервал изменения одной из функций Φ_1 превышает допустимое значение. Выберем воздушный промежуток, изменения которого в допустимых пределах позволяют скомпенсировать доверительный интервал изменения этой функции. Если между изменениями функций Φ_1 и Φ_2 имеется линейная связь, то при достижении расчетного значения Φ_1 путем изменения воздушного промежутка функция Φ_2 также достигнет расчетного значения.

Математически задача сводится к выяснению существования линейной зависимости между приращениями функций Φ_j и Φ_l вида

$$k_{jl} = \Delta\Phi_j/\Delta\Phi_l. \tag{24.12}$$

При этом диапазон изменения конструктивных параметров δp_i предполагается столь небольшим, что изменения функций линейно зависят от изменения параметров, т. е. выполняется равенство

$$\Delta\Phi_j = \sum_{i=1}^{i=t} \frac{\partial\Phi_j}{\partial p_i}\,\Delta p_i. \tag{24.13}$$

Матрица частных производных $\{\partial\Phi_j/\partial p_i\}$ вычисляется приближенно методом центральных разностей.

Для вычисления коэффициентов k_{jl} целесообразно использовать метод линейной регрессии [63]

$$k_{jl} = \rho_{jl}\sigma_j/\sigma_l, \tag{24.14}$$

где ρ_{jl} — коэффициент корреляции между $\Delta\Phi_j$ и $\Delta\Phi_l$; σ_j и σ_l — дисперсии нормальных законов распределения приращений функций соответственно Φ_j и Φ_l.

При ограничении (24.13) матрица ошибок (в нашем случае матрица приращений функций) может быть представлена в виде

$$D = AD_1A^T. \tag{24.15}$$

Здесь A — матрица производных $\{\partial\Phi_j/\partial p_i\}$; D_1 — матрица приращений параметров; принимая во внимание, что приращения параметров предполагаются взаимно независимыми, получаем диагональную матрицу

$$D_1 = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0\,\dots & 0 \\ \cdot & 0 & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \sigma_t^2 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_t^2 \end{pmatrix}; \tag{24.16}$$

A^T — транспонированная матрица производных. Поскольку производные вычисляются методом конечных разностей, то

$$\partial\Phi_j/\partial p_i = \delta\Phi_{ji}/\delta p_i = \delta\Phi_{ji}/c\sigma_i, \tag{24.17}$$

где $\delta\Phi_{ji}$ — приращение функции, вызванное приращением i-го параметра, равным δp_i. Здесь c — постоянный коэффициент (например, $\delta p_i = 3\sigma_i$ для всех i).

Матрица D представляет собой произведение трех матриц

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\delta\Phi_{11}}{c\sigma_1} & \frac{\delta\Phi_{12}}{c\sigma_2} & \dots & \frac{\delta\Phi_{1t}}{c\sigma_t} \\ \frac{\delta\Phi_{21}}{c\sigma_1} & \frac{\delta\Phi_{22}}{c\sigma_2} & \dots & \frac{\delta\Phi_{2t}}{c\sigma_t} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \frac{\delta\Phi_{k1}}{c\sigma_1} & \frac{\delta\Phi_{k2}}{c\sigma_2} & \dots & \frac{\delta\Phi_{kt}}{c\sigma_t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_t^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\delta\Phi_{11}}{c\sigma_1} & \frac{\delta\Phi_{21}}{c\sigma_1} & \dots & \frac{\delta\Phi_{k1}}{c\sigma_1} \\ \frac{\delta\Phi_{12}}{c\sigma_2} & \frac{\delta\Phi_{22}}{c\sigma_2} & \dots & \frac{\delta\Phi_{k2}}{c\sigma_2} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \frac{\delta\Phi_{1t}}{c\sigma_t} & \frac{\delta\Phi_{2t}}{c\sigma_t} & \dots & \frac{\delta\Phi_{kt}}{c\sigma_t} \end{pmatrix}.$$

Выполнив умножение, получим

$$D = \frac{1}{c^2}BB^T, \tag{24.18}$$

где B — матрица приращений функций, вызванных заданными приращениями параметров, равными δp_i. Обозначим $BB^T = \tilde{D}$. Коэффициенты регрессии и корреляции определяются следующим образом:

$$k_{jl} = \tilde{D}_{jl}/\tilde{D}_{ll}; \tag{24.19}$$

$$\rho_{il} = \frac{\tilde{D}_{jl}}{\sqrt{\tilde{D}_{jj}\tilde{D}_{ll}}}. \tag{24.20}$$

Относительная погрешность определения k_{jl} характеризуется величиной $\sqrt{1-\rho_{jl}^2}$. Следует отметить, что коэффициент c сокращается и в формулы для вычисления k_{jl} и ρ_{jl} не входит. Итак, окончательно

$$\Delta\Phi_j/\Delta\Phi_l = k_{jl}\left(1 \pm \sqrt{1-\rho_{jl}^2}\right). \tag{24.21}$$

Если перейти от матричной формы записи к обычной алгебраической, то формулы (24.19) и (24.20) примут вид:

$$k_{jl} = \frac{\sum_{i=1}^{i=t} \delta\Phi_{ji}\delta\Phi_{li}}{\sum_{i=1}^{i=t} \delta\Phi_{li}^2}; \tag{24.22}$$

$$\rho_{jl} = \frac{\sum_{i=1}^{i=t} \delta\Phi_{ji}\delta\Phi_{li}}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^{i=t} \delta\Phi_{ji}^2\right)\left(\sum_{i=1}^{i=t} \delta\Phi_{li}^2\right)}}. \tag{24.23}$$

Степень связи между функциями характеризуется относительной погрешностью коэффициента k_{jl}, т. е.

$$\Delta k_{jl}/k_{jl} = \sqrt{1-\rho_{jl}^2}. \tag{24.24}$$

Чем больше $\Delta k_{jl}/k_{jl}$, тем менее зависимы функции. В программе, предназначенной для расчета коэффициентов связи и реализованной на машине БЭСМ-6, условно принято печатать только те k_{jl}, для которых $\Delta k_{jl}/k_{jl} \leqslant 0{,}5$.

Рассмотрим численный пример, на котором покажем, как можно использовать на практике знание наличия линейных связей между изменениями функций.

В объективе микроскопа $f' = 6{,}3$, $A = 0{,}65$ (ОЭ-1) (рис. 24.2) волновая сферическая аберрация, вычисленная в обратном ходе лучей для предмета, бесконечно уда-

ленного (длина тубуса «бесконечность»), имеет значения w (табл. 24.3). Доверительные интервалы изменения волновой аберрации $\Delta w_{\text{дов}}$ рассчитаны при $\Delta r/r=0{,}001$, $\Delta d = 0{,}01$ мм, $\Delta n_D = 0{,}0003$ и $N = 1$. Если предположить, что изменения волновой аберрации независимы, то вероятно получение значений волновой аберрации w'. Введя плоскость установки так, чтобы волновая аберрация для края отверстия равнялась 0, получим значения волновой аберрации $w'_{\text{ус}}$.

Анализ имеющихся зависимостей между изменениями волновой аберрации, выполненный с помощью упомянутой выше программы для ЭВМ БЭСМ-6, показал существование довольно сильных связей, а именно:

$$\Delta w_2 = (0{,}49 \pm 0{,}022)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_3 = (0{,}195 \pm 0{,}015)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_4 = (0{,}044 \pm 0{,}005)\,\Delta w_1.$$

Если одновременно с изменением волновой аберрации на краю отверстия Δw_1 ввести

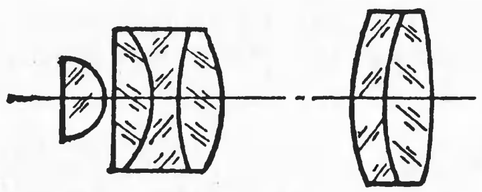


Рис. 24.2. Объектив для микроскопа

Таблица 24.3. **Значения волновой аберрации и ее изменений в объективе микроскопа**

$(A/A_{\max})^2$	w	$\Delta w_{\text{дов}}$	w'	$w'_{\text{ус}}$
1	0	±0,387	0,387	0
0,75	—0,092	±0,189	—0,281	—0,571
0,5	—0,017	±0,075	—0,092	—0,286
0,25	0,070	±0,017	0,053	—0,044

плоскость установки так, чтобы суммарное изменение равнялось $\Delta w_1 = 0$, то получим:

$$\Delta w_2 = (0{,}49 - 0{,}75 \pm 0{,}022)\,\Delta w_1 = (-0{,}26 \pm 0{,}022)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_3 = (0{,}195 - 0{,}5 \pm 0{,}015)\,\Delta w_1 = (-0{,}305 \pm 0{,}015)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_4 = (0{,}044 - 0{,}25 \pm 0{,}005)\,\Delta w_1 = (-0{,}206 \pm 0{,}005)\,\Delta w_1.$$

Полагая $\Delta w_1 = \Delta w_{1\,\text{дов}} = \pm 0{,}387$, окончательно получим:

$$\Delta w_2 = \pm 0{,}101 \pm 0{,}009; \quad \Delta w_3 = \pm 0{,}118 \pm 0{,}006; \quad \Delta w_4 = \pm 0{,}080 \pm 0{,}002.$$

Следует отметить, что благодаря наличию связей знаки у всех приращений Δw одинаковы. Примем приращения волновых аберраций положительными. Тогда, учитывая волновые аберрации в системе с номинальными значениями конструктивных параметров (w — в табл. 24.3), получим значения волновой аберрации в системе с отклонениями конструктивных параметров от расчетных значений, обозначенные Δw (табл. 24.4). Принимая во внимание разброс приращений, получим наихудшие вероятные значения волновой аберрации $w_{\max 1}$. Принимая приращения волновых аберраций Δw_2, Δw_3 и Δw_4 отрицательными и проделав аналогичные вычисления, получим наихудшие вероятные отрицательные значения волновой аберрации $w_{\max 2}$.

На рис. 24.3 представлены графики волновой аберрации объектива микроскопа: сплошной линией — в системе с номинальными значениями конструктивных параметров; штрихпунктирной линией — вероятное значение без учета связей; штриховыми линиями — вероятные значения при учете наличия связей между изменениями волновой аберрации. Нетрудно видеть, что при введении плоскостей наилучшей установки, соответствующих минимуму среднеквадратичного значения волновой аберрации, вероятные значения волновой аберрации, рассчитанные с учетом связей, существенно меньше таковых значений, полученных без учета связей. Следовательно, учет связей позволяет назначить более широкие допуски на отклонения конструктивных параметров от номинальных значений.

Таблица 24.4. **Вероятные значения волновой аберрации в объективе микроскопа**

$(A/A_{\max})^2$	Δw	$w_{\max 1}$	Δw	$w_{\max 2}$
1	0	0	0	0
0,75	0,019±0,009	0,028	—0,193±0,009	—0,202
0.5	0,101±0,006	0,107	—0,135±0,006	—0,141
0,25	0,150±0,002	0,152	—0,010±0,002	—0,012

Рассмотрим на этом же примере возможность компенсации изменения волновой аберрации, вызванной погрешностями изготовления, при сборке путем подгонки одного из двух воздушных промежутков. Из таблицы влияния этих воздушных промежутков на волновую аберрацию находим, что для d_3 (второй воздушный промежуток в прямом ходе лучей) соотношения между изменениями волновой аберрации составляют: $\Delta w_2 = 0{,}498\Delta w_1$; $\Delta w_3 = 0{,}203\Delta w_1$; $\Delta w_4 = 0{,}048\Delta w_1$. Для d_7 (первый воздушный промежуток в прямом ходе лучей) $\Delta w_2 = 0{,}488\Delta w_1$; $\Delta w_3 = 0{,}193\Delta w_1$; $\Delta w_4 = 0{,}044\Delta w_1$. Сравнивая эти соотношения с коэффициентами связи, приведенными выше и равными $k_{21} = 0{,}49$; $k_{31} = 0{,}195$; $k_{41} = 0{,}044$, находим, что первый воздушный промежуток обеспечивает лучшую компенсацию изменения волновых аберраций. Из таблицы влияния параметров следует, что при изменении этого промежутка на 0,01 мм волновая аберрация на краю отверстия изменяется на 0,03. Следовательно, для компенсации доверительного интервала изменения волновой аберрации, равного 0,387, необходимо изменение этого промежутка в пределах ±0,13 мм, что вполне осуществимо, так как номинальное значение промежутка составляет 0,31 мм.

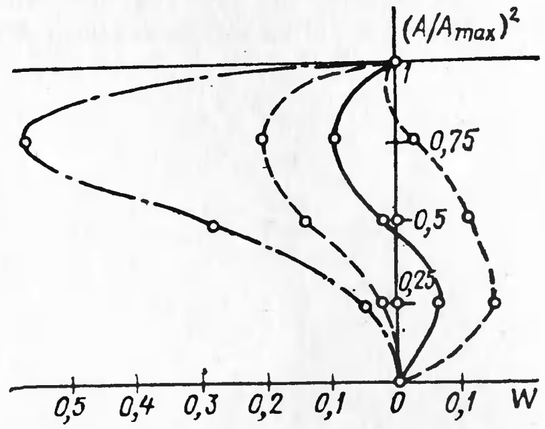


Рис. 24.3. Волновая аберрация объектива микроскопа с учетом связей между изменениями отдельных аберраций

Определим максимальные вероятные отклонения волновой аберрации при наличии компенсации. Воздушный промежуток меняем таким образом, чтобы $w_1 = 0$. Тогда изменения волновых аберраций составят:

$$\Delta w_2 = (0{,}49 \pm 0{,}022)\,\Delta w_1 - 0{,}488\Delta w_1 = (0{,}002 \pm 0{,}022)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_3 = (0{,}195 \pm 0{,}015)\,\Delta w_1 - 0{,}193\Delta w_1 = (0{,}002 \pm 0{,}015)\,\Delta w_1;$$
$$\Delta w_4 = (0{,}044 \pm 0{,}005)\,\Delta w_1 - 0{,}044\Delta w_1 = \pm 0{,}005\Delta w_1.$$

Следовательно, если положить $\Delta w_1 = \Delta w_{1\text{дов}} = \pm 0{,}387$, то после компенсации:

$$\Delta w_2 = \pm 0{,}0008 \pm 0{,}009 = \pm 0{,}01; \quad \Delta w_3 = \pm 0{,}0008 \pm 0{,}006 = \pm 0{,}007;$$
$$\Delta w_4 = \pm 0{,}002.$$

Поэтому при наличии компенсации допуски на отклонения конструктивных параметров от номинальных значений могут быть существенно расширены.

Глава 25
ВЛИЯНИЕ ДЕЦЕНТРИРОВКИ НА АБЕРРАЦИИ

25.1. ДЕЦЕНТРИРОВКА КАК ДЕФЕКТ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Центрированная оптическая система, у которой центры кривизны сферических поверхностей лежат на одной прямой, являющейся оптической осью, а оси симметрии асферических поверхностей совпадают с ней, является идеализированной практи-

чески недостижимой моделью. В оптических системах вследствие погрешностей изготовления оптических деталей и сборки оптическая ось отсутствует.

Децентрировка вызывает появление специфических аберраций, ухудшающих качество изображения. Для определения допустимых величин децентрировки необходимо рассчитывать ход лучей через оптическую систему, в которой поверхности поочередно децентрируются, и выявлять аберрации, вызванные децентрировкой.

Виды децентрировок. Существует несколько видов децентрировок.

1. Смещение центра i-й сферической поверхности с оптической оси на расстояние c_i, что при $c_i/r_i \ll 1$ эквивалентно повороту поверхности вокруг ее вершины на угол $\theta_i = -c_i/r_i$. Поэтому, как правило, в программах для исследования влияния децентрировки на аберрации предусматривается лишь смещение центра кривизны сферической поверхности с оптической оси.

2. Децентрировка плоской поверхности $r_i = \infty$ проявляется как поворот поверхности вокруг точки пересечения ее с осью на угол θ_i.

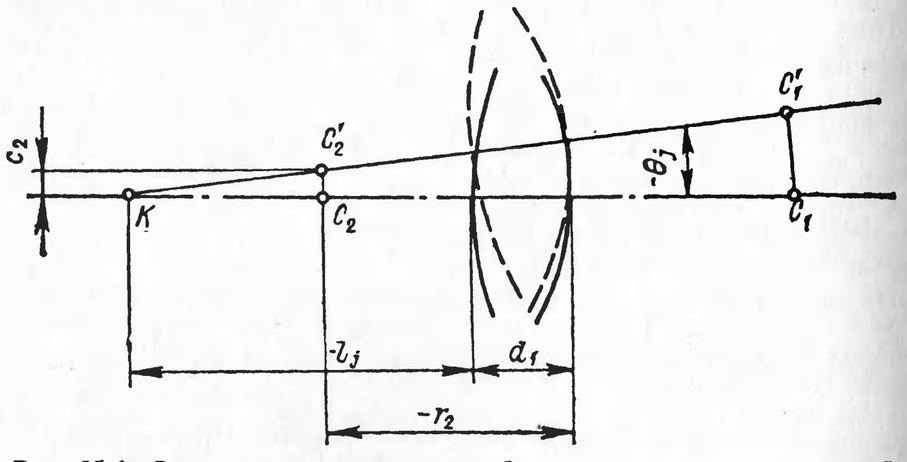


Рис. 25.1. Связь между децентрировкой компонента и децентрировкой отдельных поверхностей

3. Децентрировка асферической поверхности распадается на две составляющие: на смещение оси симметрии поверхности параллельно оптической оси системы на c_i и на поворот оси симметрии вокруг вершины поверхности на угол θ_i. В общем случае эти виды децентрировок дают различный, иногда даже противоположный, эффект. Поэтому при исследовании влияния децентрировки асферических поверхностей на аберрации необходимо исследовать как поворот, так и смещение.

4. Смещение j-го компонента оптической системы, объединяющего несколько поверхностей, в направлении, перпендикулярном к оптической оси, на расстояние c_j. В некоторых программах для расчета влияния децентрировки на аберрации такой вид децентрировки предусмотрен, однако при малых смещениях аберрации децентрировки оказываются взаимно независимыми и поэтому эффект, вызванный смещением компонента, с высокой степенью точности равен сумме эффектов, вызванных децентрировкой отдельных поверхностей.

5. Поворот j-го компонента вокруг некоторой точки K, расположенной на расстоянии l_j от первой поверхности компонента, на угол θ_j (рис. 25.1). Из этого рисунка видно, что, если компонент состоит из сферических и плоских поверхностей, а угол θ_j мал, то эффект от поворота эквивалентен сумме эффектов, вызванных смещением центра каждой сферической поверхности на $c_i = \theta_j (l_j - d_{i-1} - r_i)$ и поворота плоских поверхностей на угол θ_j.

Если компонент содержит асферические поверхности, то влияние его поворота на аберрации необходимо исследовать независимо от исследования смещения центров сферических поверхностей и осей асферических поверхностей.

Аберрации, вызываемые децентрировкой. Аберрации, вызываемые децентрировкой одной поверхности оптической системы, можно рассматривать как дифференциалы аберраций центрированной системы при изменении размера предмета для этой поверхности на $dy_i = -c_i$, а для последующих поверхностей — на $dy_{i+1} = c_i (1 - V_i)$, где V_i — линейное увеличение i-й поверхности.

Рассмотрим монохроматические аберрации третьего порядка и хроматические аберрации первого порядка. Между размером предмета y и монохроматическими аберрациями третьего и хроматическими аберрациями первого порядка существуют следующие зависимости:

$$k = a_k y_i;\quad Z_m' = a_m y_i^2;\quad Z_s' = a_s y_i^2;\quad \Delta y' = a_g y_i^2;\quad y'_{\lambda 2} - y'_{\lambda 1} = a_{xp} y_i,$$

где k — кома; Z_m' — меридиональная составляющая астигматизма; Z_s' — сагиттальная составляющая астигматизма; $\Delta y'$ — дисторсия; $y'_{\lambda_2} - y'_{\lambda_1}$ — хроматизм увеличения; a_k, a_m, a_s, a_g и a_{xp} — коэффициенты пропорциональности.

Дифференцируя эти формулы и заменяя dy_i на c_i, найдем аберрации, вызванные децентрировкой:

$$dk = a_k c_i;\quad dZ_m' = 2a_m y_i c_i;\quad dZ_s' = 2a_s y_i c_i;\quad d(\Delta y') = 3a_g y_i^2 c_i;$$

$$d\left(y'_{\lambda 2} - y'_{\lambda 1}\right) = a_{xp} c_i.$$

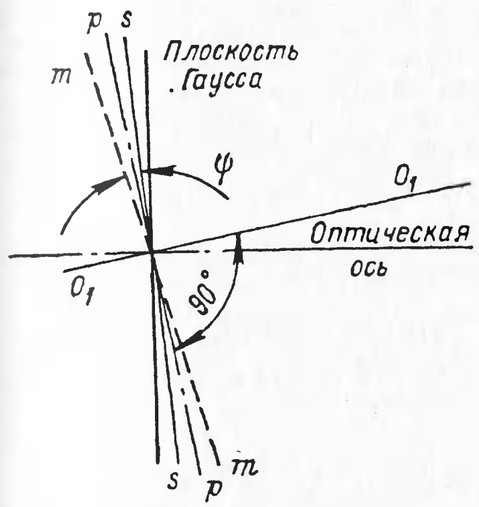


Рис. 25.2. Влияние децентрировки на астигматизм

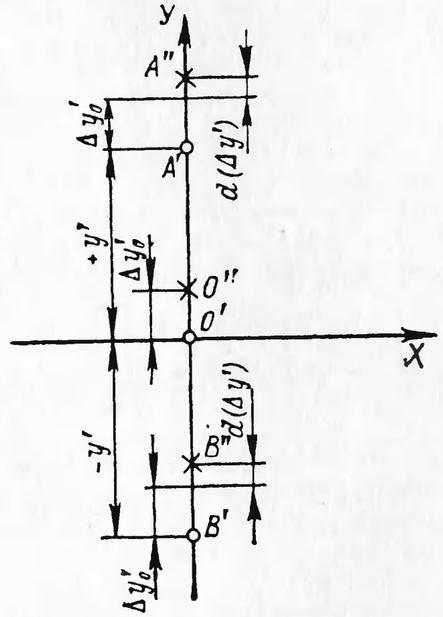


Рис. 25.3. Влияние децентрировки на дисторсию

Из полученных соотношений видно, что наличие монохроматических аберраций третьего порядка у отдельных поверхностей оптической системы вызывает при их децентрировке появление аберраций второго порядка. Кома децентрировки dk не зависит от y_1, т. е. постоянна в пределах поля. Поскольку для осевой точки предмета в центрированной системе кома отсутствует, то кома, вызванная децентрировкой, представляет собой кому для этой точки поля в системе с одной децентрированной поверхностью. Изменения составляющих астигматизма dZ_m' и dZ_s', вызванные децентрировкой, линейно зависят от размера предмета y_1. Если в центрированной системе астигматизм и кривизна изображени я отсутствуют, то при децентрировке в общем случае возникает астигматизм, причем геометрическими местами точек астигматических фокусов являются две полости конической поверхности. Одна из этих полостей образована вращением отрезка m—m (рис. 25.2), а другая — вращением отрезка s—s на угол $\pm 90°$ вокруг оси O_1O_1.

На рис. 25.2 представлена плоскость симметрии оптической системы. В этой плоскости меридиональные фокусы лежат на отрезке m—m, сагиттальные — на s—s. Ось O_1O_1 перпендикулярна к прямой p—p, являющейся биссектрисой угла ψ между отрезками m—m и s—s.

Дисторсия $d(\Delta y')$, вызванная децентрировкой, отличается от дисторсии центрированной системы тем, что при изменении знака y_1 на обратный дисторсия децентрировки не изменяется ни по величине, ни по знаку. На рис. 25.3 точки A' и B' представляют собой изображения симметрично расположенных относительно оптической

оси в центрированной системе точек A и B. При децентрировке одной из поверхностей системы в направлении оси координат OY изображение центральной точки предмета сместится из точки O' в точку O'' на расстояние $\Delta y'_0$, изображения точек A' и B' сместятся соответственно в точки A'' и B'' на расстояние $\Delta y'_0 + d\,(\Delta y')$, где $d\,(\Delta y')$ — дисторсия, вызванная децентрировкой. В результате появления этой дисторсии нарушается симметрия в расположении точек A'' и B'' относительно изображения центральной точки O''.

Наличие хроматизма увеличения у отдельных поверхностей оптической системы вызывает при их децентрировке появление хроматизма нулевого порядка, постоянного в пределах всего поля изображения. Этот хроматизм равен хроматизму главных лучей для осевой точки предмета, т. е. поперечному хроматизму лучей, идущих из центральной точки предмета перпендикулярно к его плоскости.

Определение аберраций, вызванных децентрировкой, на основе расчета хода лучей. Для определения влияния децентрировки отдельных поверхностей и компонентов оптической системы на аберрации выполняется расчет хода лучей с помощью специальных программ для ЭВМ. В этих программах условно принято осуществлять децентрировку в плоскости OYZ, т. е. смещение центров поверхностей, осей симметрии асферических поверхностей и параллельное смещение осей компонентов производится в направлении OY, а поворот осей симметрии асферических поверхностей и поворот компонентов — вокруг осей, параллельных координатной оси OX. Для расчета используются формулы Федера (см. гл. 21). При переходе от центрированной части оптической системы к первой децентрированной поверхности производится преобразование координат в формулах Федера следующим образом.

При смещении центра поверхности с номером k на c_k с оптической оси начальными данными для расчета луча в новой системе координат являются:

$$\bar{x}_{k-1} = x_{k-1};\quad \bar{y}_{k-1} = y_{k-1} - c_k;\quad \bar{z}_{k-1} = z_k;\quad \bar{\lambda}_k = \lambda_k;\quad \bar{\mu}_k = \mu_k;\quad \bar{\nu}_k = \nu_k.$$

После расчета хода луча через k-ю поверхность по формулам Федера осуществляется возврат к первоначальному положению оси OZ:

$$x_k = \bar{x}_k;\quad y_k = \bar{y}_k + c_k;\quad z_k = \bar{z}_k;\quad \lambda_{k+1} = \bar{\lambda}_{k+1};\quad \mu_{k+1} = \bar{\mu}_{k+1};\quad \nu_{k+1} = \bar{\nu}_{k+1}.$$

При повороте плоской поверхности с номером k на угол θ_k вокруг точки пересечения плоскости с осью OZ начальные данные для расчета луча в новой системе координат будут следующими:

$$\left.\begin{aligned} &\bar{x}_{k-1} = x_{k-1};\quad \bar{y}_{k-1} = y_{k-1}\cos\theta_k - (z_{k-1} - d_{k-1})\sin\theta_k;\\ &\bar{z}_{k-1} = (z_{k-1} - d_{k-1})\cos\theta_k + y_{k-1}\sin\theta_k + d_{k-1};\quad \bar{\lambda}_k = \lambda_k;\\ &\bar{\mu}_k = \mu_k\cos\theta_k - \nu_k\sin\theta_k;\quad \bar{\nu}_k = \nu_k\cos\theta_k + \mu_k\sin\theta_k. \end{aligned}\right\} \qquad (25.1)$$

Возврат к первоначальному направлению координатных осей осуществляется по формулам:

$$\left.\begin{aligned} &x_k = \bar{x}_k;\quad y_k = \bar{y}_k\cos\theta_k + \bar{z}_k\sin\theta_k;\quad z_k = \bar{z}_k\cos\theta_k - \bar{y}_k\sin\theta_k;\quad \lambda_{k+1} = \bar{\lambda}_{k+1};\\ &\mu_{k+1} = \bar{\mu}_{k+1}\cos\theta_k + \bar{\nu}_{k+1}\sin\theta_k;\quad \nu_{k+1} = \bar{\nu}_{k+1}\cos\theta_k - \bar{\mu}_{k+1}\sin\theta_k. \end{aligned}\right\} \qquad (25.2)$$

При смещении оси компонента, содержащего поверхности, начиная с k-й по $(k+t)$-ю, на c_k параллельно оси системы для k-й поверхности производится преобразование координат, как сказано выше, а обратное преобразование осуществляется после $(k+t)$-й поверхности.

При повороте компонента, содержащего поверхности, начиная с k-й по $(k+t)$-ю, вокруг точки, расположенной на расстоянии l_k от первой поверхности компонента, на угол θ_k в меридиональной плоскости (плоскость OYZ) начальные данные для расчета луча через компонент будут следующими:

$$\left.\begin{aligned} &\bar{x}_{k-1} = x_{k-1};\quad \bar{y}_{k-1} = y_{k-1}\cos\theta_k - (z_{k-1} - d_{k-1} - l_k)\sin\theta_k;\\ &\bar{z}_{k-1} = (z_{k-1} - d_{k-1} - l_k)\cos\theta_k + y_{k-1}\sin\theta_k + l_k + d_{k-1};\\ &\bar{\lambda}_k = \lambda_k;\quad \bar{\mu}_k = \mu_k\cos\theta_k - \nu_k\sin\theta_k;\quad \bar{\nu}_k = \nu_k\cos\theta_k + \mu_k\sin\theta_k. \end{aligned}\right\} \qquad (25.3)$$

Переход к последующей за децентрированным компонентом части системы осуществляется по формулам:

$$\left.\begin{aligned} &x_{k+t} = \bar{x}_{k+t};\quad y_{k+t} = \bar{y}_{k+t}\cos\theta_k + \bar{z}_{k+1}\sin\theta_k;\\ &z_{k+t} = \left(\bar{z}_{k+t} - l_k + \sum_{i=k}^{i=k+t-1} d_i\right)\cos\theta_k - \bar{y}_{k+t}\sin\theta_k + \\ &+ l_k - \sum_{i=k}^{i=k+t-1} d_i;\quad \lambda_{k+t+1} = \bar{\lambda}_{k+t+1};\quad \mu_{k+t+1} = \bar{\mu}_{k+t+1}\cos\theta_k + \\ &+ \bar{\nu}_{k+t+1}\sin\theta_k;\quad \nu_{k+t+1} = \bar{\nu}_{k+t+1}\cos\theta_k - \bar{\mu}_{k+t+1}\sin\theta_k. \end{aligned}\right\} \qquad (25.4)$$

Для определения комы, вызванной децентрировкой в центральной точке поля изображения, необходимо произвести расчет хода трех лучей: луча, идущего вдоль оптической оси в пространстве предметов; луча, идущего из осевой точки предмета на верхний край входного зрачка; луча, идущего из осевой точки предмета на нижний край входного зрачка.

Кома $k = 0{,}5\,(y'_2 + y'_3 - y'_1)$, где y' с индексами суть ординаты точек пересечения указанных выше лучей с плоскостью Гаусса, положение которой относительно последней поверхности определяется в центрированной системе. В случае необходимости определения зависимости комы, вызванной децентрировкой, от числовой апертуры выполняют расчет еще двух лучей, идущих из осевой точки предмета в точки зрачка, имеющие координаты $m = \sqrt{0{,}5}m_{\max}$ и $m = -\sqrt{0{,}5}m_{\max}$, где $m_{\max}$ радиус входного зрачка. Если кома, вызванная децентрировкой, изменяется по закону вторых порядков, то имеет место зависимость вида $k_з = 0{,}5k_{кр}$, где $k_{кр}$ — кома, вычисленная для края зрачка, а $k_з$ — кома при $m = \pm\sqrt{0{,}5}m_{\max}$. Следует отметить, что в системах со средними и большими значениями выходной числовой апертуры кома, вызванная децентрировкой изменяется по закону вторых и четвертых порядков, т. е. зависит от координаты на входном зрачке m по формуле $k = am^2 + am^4$. В табл. 25.1 приведены значения комы, вызванной децентрировкой на 0,05 мм отдельных поверхностей в объективе «Гелиос-44». Отношение $k_з : k_{кр}$ для большинства поверхностей близко к 0,5, следовательно, децентрировка этих поверхностей вызывает появление комы второго порядка.

В оптических системах с небольшими полями изображения, например в объективах микроскопа, кома децентрировки остается практически постоянной в пределах поля. В широкоугольных системах на краю поля кома, вызванная децентрировкой, может существенно отличаться от таковой в центре поля. При определении изменения комы для внеосевой точки поля в децентрированной системе вычисляется разность $k_{дец} - k_{центр}$, где $k_{дец}$, $k_{центр}$ — соответственно комы в децентрированной и центрированной системах.

Для определения хроматизма, вносимого децентрировкой, в большинстве случаев достаточно выполнить расчет хода двух лучей, идущих из осевой точки предмета вдоль оптической оси, для длин волн λ_1 и λ_2. В широкоугольных оптических системах

Таблица 25.1. **Кома, вызванная децентрировкой, в объективе «Гелиос-44»**

№ поверхности	$k_{кр}$	$k_з$	$k_з : k_{кр}$	№ поверхности	$k_{кр}$	$k_з$	$k_з : k_{кр}$
1	0,0068	0,00338	0,498	6	0,0493	0,0201	0,408
2	—0,00082	—0,00042	0,513	7	0,00059	0,00021	0,357
3	0,00305	0,00211	0,690	8	0,00338	0,00145	0,429
4	0,00037	0,00016	0,427	9	0,00100	0,00045	0,457
5	—0,0075	—0,0047	0,625	10	0,0100	0,00445	0,448

хроматизм, вызванный децентрировкой, может изменяться в пределах поля изображения. В таких случаях необходимо найти изменение хроматизма увеличения для внеосевой точки поля как разность $(y'_{\lambda_2} - y'_{\lambda_1})_{\text{дец}} - (y'_{\lambda_2} - y'_{\lambda_1})_{\text{центр}}$.

Непосредственное вычисление астигматизма, вызванного децентрировкой, в большинстве программ не предусмотрено. Поэтому для определения влияния децентрировки на качество изображения внеосевых точек производят расчет хода лучей, принадлежащих к широким меридиональному и сагиттальному пучкам.

Изменение аберрации широкого меридионального пучка лучей, вызванное децентрировкой, определяется по формуле

$$\Delta D = (y'_{\text{верх}} - y'_{\text{нижн}})_{\text{дец}} - (y'_{\text{верх}} - y'_{\text{нижн}})_{\text{центр}}, \tag{25.5}$$

где индексы «верх» и «нижн» относятся соответственно к координатам пересечения лучей, идущих на верхний и нижний края входного зрачка, с плоскостью Гаусса.

Изменение меридиональной составляющей астигматизма $\Delta Z'_m$ связано с изменением ΔD следующим приближенным соотношением:

$$\Delta Z'_m \approx \Delta D/(\operatorname{tg} \sigma'_{\text{верх}} - \operatorname{tg} \sigma'_{\text{нижн}}). \tag{25.6}$$

Аналогично изменение аберрации сагиттального пучка лучей, вызванное децентрировкой, вычисляется по формуле

$$\Delta (\delta G') = \delta G'_{\text{дец}} - \delta G'_{\text{центр}}, \tag{25.7}$$

где $\delta G'$ — сагиттальная составляющая поперечной аберрации для луча, пересекающего входной зрачок в точке с координатами $m = 0$, $M = m_{\max}$. Изменение сагиттальной составляющей астигматизма $\Delta Z'_s$ связано с $\Delta (\delta G')$

$$\Delta Z'_s = \Delta (\delta G')/\operatorname{tg} \delta'. \tag{25.8}$$

Для оценки аберраций, вносимых децентрировкой, в волновой мере используются формулы:

$$w_k = A'k/3\lambda; \tag{25.9}$$

$$\Delta w_m = \Delta D A'/4\lambda, \tag{25.10}$$

$$\Delta w_s = \Delta (\delta G')\, A'/2\lambda, \tag{25.11}$$

где w_k — кома децентрировки в волновой мере; Δw_m — изменение меридиональной аберрации в волновой мере; Δw_s — изменение сагиттальной аберрации в волновой мере; A' — выходная числовая апертура (синус апертурного угла); λ — длина волны света. Эти формулы справедливы лишь в том случае, когда аберрации, вносимые децентрировкой, изменяются по закону вторых порядков.

Для определения влияния децентрировки на дисторсию необходимо выполнить расчет трех лучей: главного луча, идущего из верхней крайней точки поля; главного луча, идущего из нижней крайней точки поля; луча, идущего из осевой точки поля вдоль оптической оси в пространстве предметов.

Дисторсия, вызванная децентрировкой

$$\Delta y'_{\text{дец}} = 0{,}5\,[(y'_1 - y'_3) + (y'_2 - y'_3)], \tag{25.12}$$

где y' с индексами суть ординаты точек пересечения указанных трех лучей с плоскостью Гаусса.

Необходимо обратить внимание на то, что распространенное среди разработчиков оптических систем представление о коме, как наиболее опасной аберрации, вызываемой децентрировкой, является ошибочным и может привести к недопустимому завышению допусков на децентрировку. Покажем это на примере объектива для фотоповторителя, оптическая схема которого представлена на рис. 25.4. Объектив имеет следующие характеристики: увеличение $V = -0{,}25$; диаметр поля изображения $2y' = 35$ мм; числовая апертура в пространстве изображений $A' = 0{,}16$; спектральный диапазон 436 ± 10 нм; волновые аберрации в пределах всего поля изображения для основной длины волны не превосходят $0{,}5\lambda$. В табл. 25.2 c — децентрировка, w_k — кома в волновой мере в центре поля, Δw_m и Δw_s — соответственно изменения волновой аберрации в меридиональном и сагиттальном сечениях для края поля.

Из табл. 25.2 видно, что децентрировка поверхностей 3, 6, 8, 13, 16, 17, 18, 19 и 20 значительно сильнее влияет на изменение аберраций на краю поля, чем в центре. Поскольку в объективах рассматриваемого типа предъявляются одинаковые требования к качеству изображения во всех точках поля, допуски на децентрировку указанных поверхностей следует определять из допустимого ухудшения качества изображения на краю поля.

Однако в ряде типов оптических систем, например в обычных фотообъективах, объективах микроскопа с неплоским изображением и т. п., на краю поля допускается существенное снижение качества изображения. Для таких систем допуски на центрировку рассчитываются исходя из допустимого значения комы в центре поля.

В оптических системах, качество изображения у которых определяется дифракцией, например в объективах для микроскопа, допустимое значение комы децентрировки второго порядка в волновой мере исходя из критерия Марешаля [30], составляет $0{,}6\lambda$. При этом допустимое значение ее в линейной мере

$$k = 1{,}8\lambda/A'. \tag{25.13}$$

При наличии такой комы появляется разрыв первого дифракционного кольца, равный 120°, т. е. 1/3 кольца. Этот разрыв служит критерием децентрировки в объективах микроскопа.

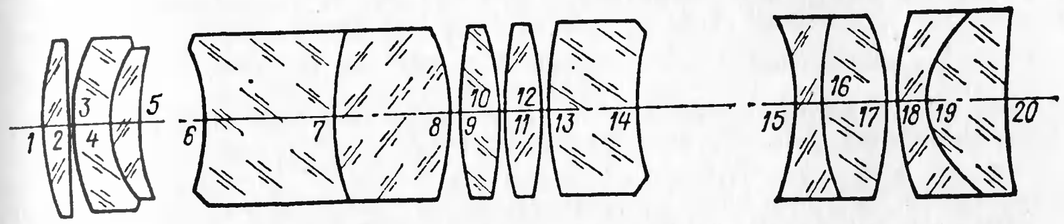


Рис. 25.4. Объектив для фотоповторителя

Определение суммарных аберраций, вызванных одновременной децентрировкой всех поверхностей системы. При суммировании аберраций децентрировки необходимо принимать во внимание, что последняя представляет собой вектор, имеющий длину c_i и направление, определяемое, например, углом φ_i, образованным этим вектором с осью OY. С учетом векторного характера децентрировки доказано, что монохроматические аберрации второго порядка и хроматическая аберрация нулевого порядка, вызванные децентрировкой нескольких поверхностей, образуют такие же фигуры рассеяния, как и аберрации децентрировки отдельных поверхно-

Таблица 25.2. **Волновые аберрации, вызываемые децентрировкой, в объективе фотоповторителя**

№ поверхности	c	w_k	Δw_m	Δw_s	№ поверхности	c	w_k	Δw_m	Δw_s
1	0,01	0,020	—0,043	—0,008	11	0,01	0,019	0,037	0,019
2	0,05	0,003	—0,018	—0,001	12	0,05	0,047	—0,044	0,003
3	0,01	0,012	0,064	0,053	13	0,005	—0,012	0,038	0,042
4	0,05	0,000	0,000	0,000	14	0,005	0,010	—0,103	—0,072
5	0,01	—0,051	—0,069	—0,056	15	0,01	—0,014	—0,015	—0,009
6	0,005	—0,010	0,115	0,049	16	0,01	0,002	0,039	0,009
7	0,01	—0,035	0,002	0,006	17	0,01	0,013	0,050	0,022
8	0,01	0,007	—0,072	—0,067	18	0,01	0,006	—0,030	0,010
9	0,01	0,013	0,007	—0,003	19	0,05	0,000	0,014	—0,003
10	0,01	0,021	—0,047	—0,019	20	0,05	—0,011	—0,048	—0,063

стей. Суммарные значения поперечных аберраций, вызванных децентрировкой вычисляются по формуле

$$\Delta l' = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{i=p} \Delta l'_i \cos \varphi_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{i=p} \Delta l'_i \sin \varphi_i\right)^2}, \qquad (25.14)$$

где $\Delta l'_i$ — поперечная аберрация, вызванная децентрировкой i-й поверхности; p — количество децентрированных поверхностей. Учитывая, что децентрировка распределена по закону Рэлея, нетрудно получить формулу, с помощью которой вычисляется доверительный интервал изменения поперечной аберрации децентрировки с вероятностью 99,73 %.

$$\Delta l'_{\text{дов}} = 1{,}15 \sqrt{\sum_{i=1}^{i=p} (\Delta l'_i)^2}. \qquad (25.15)$$

Аберрации децентрировки более высоких порядков приводят при одновременной децентрировке ряда поверхностей к появлению сложных фигур рассеяния.

Определение допусков на децентрировку по заданному доверительному интервалу изменения поперечной аберрации. Обратная задача по расчету допусков на децентрировку c_i по заданному доверительному интервалу некоторой поперечной аберрации $\Delta l'_{\text{дов}}$ (например, комы) имеет бесчисленное множество решений. Для выделения единственного решения на практике используют два приема.

Доверительный интервал допустимой поперечной аберрации $\Delta l'_{\text{дов}}$ делят поровну между всеми поверхностями оптической системы. Принимая во внимание формулу (25.12), допустимая поперечная аберрация децентрировки $\Delta l'_{\text{доп}}$ для каждой поверхности составит тогда одно и то же значение, равное

$$\Delta l'_{\text{доп}} = \Delta l'_{\text{дов}} / 1{,}15 \sqrt{p}. \qquad (25.16)$$

Рассчитав предварительно влияние децентрировки каждой поверхности $\bar{c}_i$ на изменение поперечной аберрации $\Delta l'_i$, нетрудно найти допуски на децентрировку отдельных поверхностей

$$c_i = \Delta l'_{\text{доп}} \bar{c}_i / \Delta l'_i. \qquad (25.17)$$

В качестве примера выполним расчет допусков на децентрировку поверхностей в объективе «Гелиос-44» исходя из допустимого значения комы в центре поля, определяемого по (25.13). Полагая $\lambda = 0{,}0006$ мм, $A' = 0{,}25$ (относительное отверстие объектива составляет 1 : 2), находим, что $k_{\text{дов}} = 0{,}0043$ мм; количество поверхностей $p = 10$, по (25.16) определяем допустимую кому децентрировки для каждой поверхности $\Delta l'_{\text{доп}} = 0{,}0012$ мм. Воспользовавшись данными $k_{\text{кр}}$ (см. табл. 25.1) и учитывая, что эти значения получены при децентрировке каждой поверхности, равной $\bar{c}_i = 0{,}05$ мм, легко по (25.17) определить допустимые децентрировки отдельных поверхностей:

№ поверхности	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
c_i	0,009	0,073	0,020	0,162	0,008	0,001	0,102	0,018	0,060	0,006

Полученные допуски имеют большой разброс: отношение максимального допуска к минимальному составляет примерно 160. Нерационально назначать для поверхности 4 столь большой допуск, как 0,16 мм, в то время как для поверхности 6 допуск, равный 0,001 мм, находится за пределами возможностей серийного производства. Рассмотренный пример наглядно демонстрирует главный недостаток разделения доверительного интервала изменения поперечной аберрации поровну между поверхностями объектива.

Доверительный интервал допустимой поперечной аберрации можно разделить между поверхностями системы, учитывая влияние децентрировки каждой поверхности на эту аберрацию. Один из возможных приемов такого разделения заключается в следующем. Введем функцию вида

$$t = \sum_{i=1}^{i=p} \frac{1}{c_i}, \qquad (25.18)$$

которую можно назвать функцией «нетехнологичности». Действительно, при уменьшении одного или нескольких допусков на децентрировку эта функция возрастает. Будем полагать, что получение минимального значения функции t соответствует оптимальным допускам на децентрировку. Этот минимум должен быть получен при соблюдении дополнительного условия (25.15). Таким образом, задача сводится к нахождению относительного минимума функции, что легко выполняется с помощью метода Лагранжа. Окончательная формула для расчета допусков на децентрировку c_i имеет вид

$$c_i = \frac{\Delta l'_{\text{дов}}}{1{,}15 \left(\frac{\Delta l'_i}{\bar{c}_i}\right)^{2/3} \sqrt{\sum_{i=1}^{i=p} \left(\frac{\Delta l'_i}{\bar{c}_i}\right)^{2/3}}}, \qquad (25.19)$$

где $\bar{c}_i$ — децентрировка, при которой путем расчета хода лучей были вычислены изменения поперечной аберрации $\Delta l'_i$.

В качестве примера выполним расчет допусков на децентрировку в том же объективе «Гелиос-44» по (25.19), используя те же исходные данные, что и в предыдущем примере:

№ поверхности	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
c_i	0,009	0,037	0,015	0,063	0,009	0,002	0,046	0,015	0,032	0,007
k_i	0,0012	0,0006	0,0009	0,0005	0,0014	0,0024	0,0006	0,0010	0,0006	0,0014

Эти допуски имеют значительно меньший разброс, чем в предыдущем примере, составляющий всего лишь около 30. Допустимые значения комы, вызываемой децентрировкой отдельных поверхностей, колеблются в диапазоне от 0,0006 до 0,0024 мм. Полученные допуски на дентрировку могут в некоторых случаях оказаться жестче, чем предельный допуск, определяемый технологическим уровнем производства. В этом случае необходимо сделать попытку перераспределения допусков на децентрировку следующим образом. Пусть для поверхностей с порядковыми номерами n и m $c_n < c_{\text{пр}}$, $c_m < c_{\text{пр}}$, где $c_{\text{пр}}$ — предельный допуск. Примем $c_n = c_m = c_{\text{пр}}$. Найдем значения изменений поперечной аберрации $\Delta l'$, соответствующие этим децентрировкам, $\Delta l'_m$ и $\Delta l'_n$. Если выполняется неравенство

$$1{,}15 \sqrt{\Delta l'^2_m + \Delta l'^2_n} \geqslant \Delta l'_{\text{дов}}, \qquad (25.20)$$

то перераспределение допусков, очевидно, невозможно, так как предельные допуски вызывают появление недопустимых аберраций. В этом случае либо оптическая система признается нетехнологичной и нереализуемой на практике, либо разрабатываются мероприятия, позволяющие компенсировать влияние децентрировки одних поверхностей децентрировкой других поверхностей при сборке. Такой прием применяется при изготовлении, в частности, некоторых типов объективов для микроскопа.

Если неравенство (25.20) не выполняется, то необходимо сделать попытку перераспределения допусков. Для этого следует исключить поверхности с номерами m и n из (25.19). Обратим внимание на то, что значение $\Delta l'_{\text{дов}}$, входящее в эту формулу, также следует изменить, поскольку некоторую часть доверительного интервала $\Delta l'_{\text{дов}}$ мы как бы израсходовали на поверхности с номерами m и n. Воспользовавшись формулой (25.20), нетрудно получить, что

$$\Delta l'_{\text{дов}} = \sqrt{\Delta l'^{2}_{\text{дов}} - 1{,}15^2\left(\Delta l'^{2}_{m} + \Delta l'^{2}_{n}\right)}, \qquad (25.21)$$

где $\Delta l'_{\text{дов}}$ — новое значение доверительного интервала, которое следует при расчете допусков на децентрировку подставить в (25.19). Кроме того, в этой формуле суммирование должно распространяться только на те поверхности, для которых рассчитываются допуски. Таким образом, формула расчета допусков на децентрировку в случае, когда для поверхностей с номерами m и n децентрировка задана заранее, имеет вид

$$c_i = \frac{\sqrt{\Delta l'^{2}_{\text{дов}} - 1{,}32\left(l'^{2}_{m} + l'^{2}_{n}\right)}}{1{,}15\left(\Delta l'_i/\bar{c}_i\right)^{2/3}\sqrt{\left(\Delta l'_i/\bar{c}_i\right)^{2/3} - \left(\Delta l'_m/\bar{c}_m\right)^{2/3} - \left(\Delta l'_n/\bar{c}_n\right)^{2/3}}}. \qquad (25.22)$$

Поясним порядок перерасчета допусков на примере. Пусть допуск на децентрировку поверхности 6, равный 0,0024 мм, является неприемлемым. Пусть предельное значение допуска составит 0,003 мм. Тогда кома, вносимая децентрировкой этой поверхности, будет равна 0,003 мм. Воспользовавшись формулой (25.22) и принимая во внимание, что в примере имеется только одна поверхность, допуск на центрировку которой мы задаем сами, находим новые значения допусков на центрировку:

№ поверхности	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
c_i	0,007	0,029	0,012	0,050	0,007	0,003	0,037	0,012	0,026	0,006
k_i	0,00095	0,00048	0,00073	0,00037	0,0011	0,003	0,00044	0,0008	0,0005	0,0012

Естественно, что допуски на децентрировку остальных, кроме поверхности 6, несколько ужесточились.

Определение суммарных аберраций, вызванных децентрировкой, путем расчета хода лучей. Формула (25.14) для определения приблизительных значений суммарных аберраций, вызванных децентрировкой ряда поверхностей оптической системы, получена в предположении, что аберрации являются взаимно независимыми и аберрации высших порядков отсутствуют. Для вычисления точных значений аберраций, а также для расчета распределения освещенности в изображении точки оптической системой, не обладающей оптической осью, используются специальные программы. Общие принципы построения таких программ и их особенности сводятся к следующему.

Оптическая система с произвольным расположением преломляющих и отражающих поверхностей в пространстве не имеет оптической оси и, следовательно, параксиальной области. В общем случае к таким системам не применимы понятия гауссовой оптики. Поэтому положение и форма поверхности, на которой фиксируется изображение, должны быть заданы. Для удобства записи в программах принимается, что изображение фиксируется на последней заданной поверхности. Выдаются координаты точек пересечения лучей с последней поверхностью, а также величины, характеризующие направление лучей в пространстве изображений (направляющие косинусы и тангенсы $\operatorname{tg}\sigma'$ и $\operatorname{tg}\delta'$).

Каждая поверхность оптической системы задается в системе координат, связанной с данной поверхностью: начало координат располагается на вершине поверхности, а ось OX совпадает с одной из осей симметрии поверхности.

Взаимное расположение поверхностей по желанию пользователя может быть задано двумя различными способами: либо в общей системе координат, началом которой и направление осей произвольны, либо в местной системе. В последнем случае положение первой поверхности системы задается относительно системы координат, связанной с плоскостью входного зрачка, если предмет бесконечно удален, или

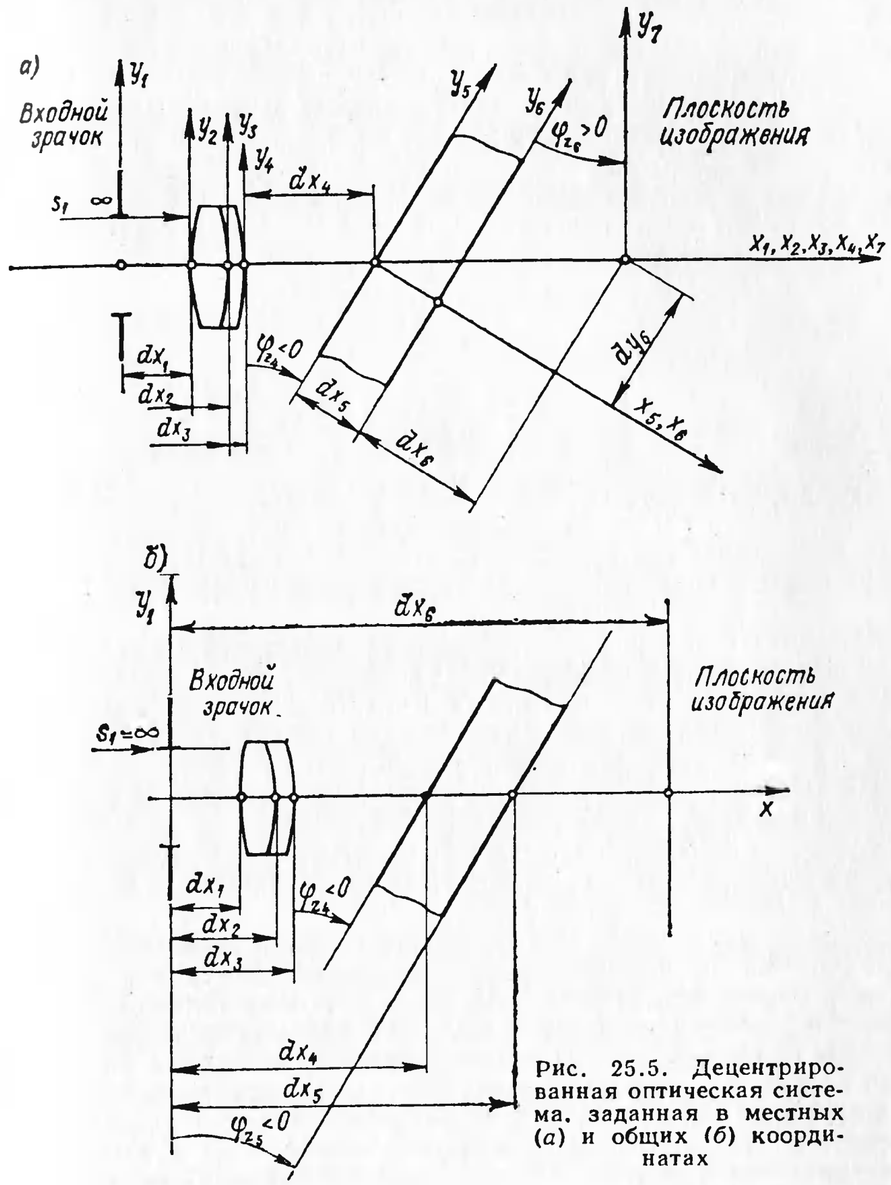


Рис. 25.5. Децентрированная оптическая система, заданная в местных (*а*) и общих (*б*) координатах

с плоскостью предмета, если предмет расположен на конечном расстоянии. При этом OX перпендикулярно к плоскости предмета или к плоскости входного зрачка, а плоскость OZY совпадает с одной из них.

Расположение системы координат, связанной с данной поверхностью, задается ординатой, абсциссой и аппликатой dx, dy, dz ее начала относительно общей (в первом случае) или предыдущей (во втором случае) системы координат и тремя углами φ_x, φ_y, φ_z поворотов вокруг осей OX, OY и OZ. Поскольку от последовательности поворотов зависит расположение очередной поверхности, то для удобства пользователей эта последовательность может быть произвольной, для чего в программах предусматривается информация, определяющая очередность поворотов.

На рис. 25.5, *а* представлена оптическая система, заданная в местной системе координат, на рис. 25.5, *б* — та же система, заданная в общей системе координат.

Заранее нельзя отдать предпочтение какому-либо из двух способов задания взаимного расположения поверхностей. В каждом конкретном случае оптик-конструктор выбирает наиболее удобный способ.

25.2. ДЕЦЕНТРИРОВКА КАК КОНСТРУКТИВНОЕ СРЕДСТВО

В некоторых оптических системах децентрировка отдельных компонентов вводится специально для достижения новых свойств, которые в центрированных системах не могут быть получены. Часто такая децентрировка осуществляется в одной плоскости. В этом случае для расчета хода лучей целесообразно использовать программы, предназначенные для исследования влияния децентрировки на аберрации, а не программы, предназначенные для расчета хода лучей через оптические системы с произвольным расположением поверхностей в пространстве, поскольку первые значительно проще, т. к. объем задаваемой информации в них минимален. Децентрированная часть оптической системы в этих программах рассматривается как децентрированный компонент.

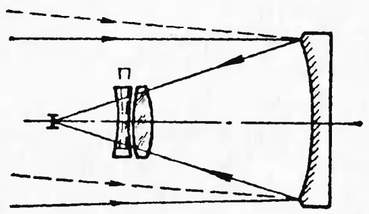


Рис. 25.6. Децентрированный компенсатор комы

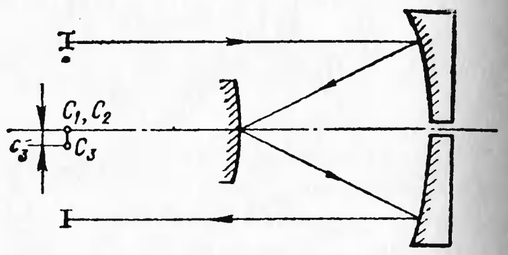


Рис. 25.7. Трехзеркальная система с децентрированным зеркалом

Примерами оптических систем с плоскостной симметрией могут служить: 1) стереоскопический микроскоп по Аббе, в котором благодаря параллельному смещению осей оптических систем, расположенных за основным объективом, достигается получение стереоскопического эффекта; 2) оптический микрометр, в котором смещение изображения в направлении, перпендикулярном оптической оси, достигается путем перемещения в том же направлении одной из линз; 3) оптический микрометр, выполненный в виде наклонной плоскопараллельной пластинки, расположенной в сходящемся пучке лучей. В последнем микрометре смещение изображения в направлении, перпендикулярном оптической оси, достигается изменением угла наклона пластины по отношению к оптической оси объектива.

Реже для получения новых свойств осуществляется децентрировка некоторых компонентов оптической системы в различных направлениях или различных плоскостях. В этом случае для расчета хода лучей пригодны только программы, предназначенные для оптических систем с произвольным расположением поверхностей в пространстве. Примером такой системы может служить пара клиньев, установленных один за другим, имеющих одинаковые углы и вращающихся с одинаковой скоростью в противоположных направлениях (иногда такую пару клиньев называют клиньями Рислея). Такие клинья используют, в частности, в оптических дальномерах и системах сканирования. При вращении клиньев происходит отклонение падающих на клинья лучей в направлении плоскости симметрии. Клинья Рислея в незначительной степени отклоняют лучи и в плоскости, перпендикулярной к плоскости симметрии.

25.3. ДЕЦЕНТРИРОВКА КАК СРЕДСТВО ИСПРАВЛЕНИЯ АБЕРРАЦИЙ

Иногда децентрировка вводится в оптическую систему для исправления аберраций. Рассмотрим ряд примеров использования децентрировки с этой целью.

Н. Н. Губелем [14] предложен афокальный компенсатор комы параболоидального зеркала (рис. 25.6), состоящий из неподвижной линзы и из линзы, которая перемещается в направлении, перпендикулярном к оптической оси зеркала. При перемещении линзы осуществляется сканирование и одновременная компенсация

комы параболоидального зеркала за счет комы, вызванной децентрировкой. Приемник излучения малых размеров располагается неподвижно на оптической оси зеркала. К сожалению, такое решение применимо только в системах со сканированием, когда мгновенное поле невелико. Действительно, поскольку кома, вносимая децентрировкой линзы компенсатора, постоянна по полю, а кома параболоидального зеркала зависит от угла поля почти линейно, то одновременная в пределах всего поля компенсация комы принципиально невозможна.

А. А. Багдасаровым предложена трехзеркальная репродукционная система (рис. 25.7), в которой одно из вогнутых зеркал децентрировано на смещение c_3 с целью улучшения исправления астигматизма. Система предназначена для переноса в однократном масштабе изображения малой площадки, расположенной вне центральной зоны поля. Нетрудно видеть, что передача изображения центральной зоны поля в такой системе принципиально невозможна из-за срезания пучков лучей выпуклым зеркалом. В этой системе достигается оптимальное сочетание остаточного астигматизма, присущего центрированной системе с астигматизмом, вносимым децентрировкой, благодаря чему полезную числовую апертуру, а следовательно, и разрешающую способность системы удается повысить более, чем на 20 %.

Глава 26

РАСЧЕТ ДОПУСКОВ НА КОНСТРУКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

26.1. ВЫБОР ДОПУСКОВ НА ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В визуальных системах допуск на волновые аберрации $\Delta_{в.\,доп}$, возникающие за счет ошибок изготовления и сборки оптических деталей, рекомендуется считать равным 0,1 мкм [37, 48]. Общий допуск на прибор разделяют на допуски для отдельных деталей и их элементов исходя из того, что первичные ошибки суммируются как случайные величины по квадратичному закону, разделяя при этом ошибки на скалярные и векторные. Для скалярных ошибок волновой допуск на каждый источник ошибок

$$\Delta_{в.\,ск} = \Delta_{в.\,доп} / \sqrt{m_{ск}},$$

для векторных ошибок

$$\Delta_{в.\,вк} = \sqrt{2}\Delta_{в.\,доп} / \sqrt{m_{вк}},$$

где $m_{ск}$ и $m_{вк}$ — соответственно числа первичных скалярных и векторных ошибок. Погрешность оптической высоты микронеровностей Δ и вызываемая ею деформация волны $\Delta_в$ связаны зависимостью, используемой для расчета допусков на ошибки оптических поверхностей,

$$\Delta = g\Delta_в,$$

где g — коэффициент, связывающий допуск на дефекты поверхности детали с волновым допуском на нее. Для поверхностей, перпендикулярных к оси пучка лучей, коэффициенты g равны: преломляющая оптическая поверхность, разделяющая среды с показателями n_1 и n_2, $g = -1/(n_1 - n_2)$; преломляющая поверхность, граничащая с воздухом $n_1 = 1$, $n_2 = n$, $g = -1/(1 - n)$; внутренняя отражающая поверхность $n_1 = n$, $g = -1/2n$.

Допуск $\Delta N_р$ на дефекты оптической поверхности в пределах ее рабочей зоны определяется по формуле

$$\Delta N_р = g\,\Delta N_в = \frac{g\,\Delta h_в}{\lambda/2}.$$

Здесь $\Delta h_в$ — наибольшая допустимая разность стрелок выходящего волнового фронта в пределах рабочего сечения пучка лучей; $\Delta N_в$ — волновой допуск на астигматизм и местные деформации выходящего волнового фронта в пределах рабочего пучка лучей, заданный величиной наибольшей допустимой разности числа интерференционных полос, которая наблюдается при контроле формы оптической поверхности под пробным стеклом (ГОСТ 2786—76); $\lambda = 0{,}55$ мкм при контроле по полосам красного цвета.

Предельное значение допустимого волнового допуска $\Delta N_{в.\,доп}$ для визуальных систем не должно превышать величины

$$\Delta N_{в.\,доп} = \frac{\Delta h_{в.\,доп}}{\lambda/2} \leqslant \frac{0{,}1}{0{,}28} \approx 0{,}35.$$

Допуск на несферичность (астигматичность) поверхностей в пределах светового диаметра

$$\Delta N = \Delta N_р \left(\frac{C_в \varnothing}{D}\right)^2.$$

Допуск на сферичность наклонных плоских поверхностей [37], определяемый числом полос $N_р$ вдоль малой оси рабочего участка, равен

$$N_{р.\,доп} = \frac{g_\varepsilon}{k^2 - 1}\,\Delta N_{в.\,доп},$$

где $\Delta N_{в.\,доп}$ — допуск на астигматизм выходящего волнового фронта для визуальных оптических систем, принимаемый равным 0,35 интерференционной полосы; g_ε — коэффициент, учитывающий влияние угла наклона ε поверхности и сред, разделяемых ее, на допуск $N_{р.\,доп}$; k — отношение полуосей рабочего участка, равное

$$k = l_{max}/l_{min} = 1/\cos\varepsilon.$$

Коэффициент g_ε определяется по формуле

$$g_\varepsilon = \frac{-1}{n_1 \cos\varepsilon - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\varepsilon}}.$$

Здесь ε — угол падения осевого луча на наклонную плоскость, разделяющую среды с показателями n_1 и n_2. Для частных случаев эта формула принимает вид:

при $n_1 = 1$, $n_2 = n$

$$g_\varepsilon = 1/(\cos\varepsilon - \sqrt{n^2 - \cos^2\varepsilon});$$

при $n_1 = -n_2 = n$ (внутренняя отражающая поверхность)

$$g_\varepsilon = -1/(2n\cos\varepsilon);$$

при $n_1 = -n_2 = 1$ (наружная отражающая поверхность)

$$g_\varepsilon = -1/(2\cos\varepsilon).$$

Если перед поверхностью, для которой рассчитывается допуск, расположена наклонная преломляющая плоскость, то учитывается коэффициент аноморфозы пучка, вызываемый поверхностью, $k_а = \cos\varepsilon'_н/\cos\varepsilon_н$; тогда

$$k = k_а/\cos\varepsilon = \cos\varepsilon'_н/(\cos\varepsilon_н \cos\varepsilon),$$

где $\varepsilon_н$ и $\varepsilon'_н$ — соответственно углы падения и преломления осевого луча на наклонную поверхность.

Для сферической поверхности допуск на отклонение радиуса кривизны r от его номинального значения может быть определен из допустимого волнового хроматизма за окуляром (для визуальных приборов)

$$\Delta r = \frac{8\,(\Delta h_{F'-C'})_{доп}\,r^2}{(n_{F'} - n_{C'})\,D^2},$$

где h — стрелка кривизны сферической поверхности; D — световой диаметр; $\Delta h_{F'-C'} = (n_{F'} - n_{C'})\,\Delta h$.

26.2. РАСЧЕТ ДОПУСКОВ НА ОТКЛОНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ТОЛЩИНЫ ЛИНЗЫ

Изменение показателя преломления линз оптической системы и изменение толщины линз являются причинами возникновения силовых деформирующих элементов.

В оптических системах часто задается отклонение фокусного расстояния $\Delta f'$, исходя из которого можно рассчитать допуск Δn_μ.

Из формулы силы сложной оптической системы, состоящей из тонких линз, получаем [29]

$$\Delta n_\mu = \frac{\Delta f'_{доп}}{m f'^2}\,\frac{h_1}{h_\mu}\,(n_\mu - 1)\,f'_\mu,$$

где $\mu = m$ — число линз; h — высота луча на поверхности.

В частности, для двухлинзовых склеенных объективов выполняется условие ахроматизации, исходя из которого определяется влияние Δn на $\Delta f'$:

$$\Delta f' = -f'^2 \Phi_1 \left(\frac{\Delta n_1}{n_1 - 1} - \frac{\Delta n_2}{n_2 - 1}\,\frac{\nu_2}{\nu_1}\right).$$

В системах с небольшими угловыми полями изменение Δn заметно сказывается на сферической аберрации в области аберраций третьего порядка. Для системы, расположенной в воздухе в случае бесконечно удаленного предмета, сферическая аберрация третьего порядка выражается формулой [45]

$$\delta s'_k = -\frac{1}{2}\,h_1^2 f'^2 \sum_{\nu=1}^{\nu=k} (h_\mu/h_1)^4\,Q_{s_\nu}^2\,\Delta\,(1/ns)_\nu = -\frac{1}{2}\,h_1^2 f'^2\,S_1,$$

где $S_1 = \sum_{\mu=1}^{\mu=m} (h_\mu/h_1)^4\,A_\mu$.

Здесь

$$A_\mu = \left\{\left(\frac{n}{n-1}\right)^2 \Phi'^3 + \frac{3n+1}{n-1}\,\Phi'^2\sigma + \frac{3n+2}{n}\,\Phi'\sigma^2 - \left[\frac{2n+1}{n-1}\,\Phi'^2 + \frac{4\,(n+1)}{n}\,\Phi'\sigma\right]\rho + \frac{n+2}{n}\,\Phi'\rho^2\right\}_\mu. \qquad (26.1)$$

Заменяя Φ' на Φ'_μ и выражая $\Phi'_\mu = (n_\mu - 1)\,(\rho_1 - \rho_2)$ и $\rho = \rho_1$ в (26.1), дифференцируя по n и заменяя далее $(\rho_1 - \rho_2)_\mu$ на $\Phi'_\mu/(n_\mu - 1)$, получим значение изменения линзовых коэффициентов для каждой оптической системы [29]

$$dA_\mu = \left\{\frac{3n^2 - 2n}{(n-1)^3}\,\Phi'^3 + [(6n-2)\,\sigma - (4n-1)\,\rho_1]\,\frac{\Phi'^2}{(n-1)^2} + \left[\left(1 + \frac{2}{n^2}\right)\rho_1^2 + \left(4 + \frac{4}{n^2}\right)\sigma\rho_1 + \left(3 + \frac{2}{n^2}\right)\sigma^2\right]\frac{\Phi'}{n-1}\right\} dn_\mu.$$

Здесь ν — коэффициент дисперсии; ρ — кривизна поверхности; k — число поверхностей в системе; σ — сходимость в пространстве предметов.

По известным отклонениям показателя преломления Δn определяются изменения сферической аберрации $\delta s'_k$ [29]:

$$\Delta\delta s'_k = -0{,}5h_1^2 f'^2 \sum_{\mu=1}^{\mu=m} (h_\mu/h_1)^4 \, dA_\mu.$$

Задаваясь допустимым значением сферической аберрации, можно рассчитать допустимое значение изменения показателя преломления

$$\Delta n_{\mu\,\text{доп}} \leqslant \frac{\Delta\delta_{s'_k\text{доп}} \left(h_1/h_\mu\right)^4}{0{,}5\sqrt{m}\, h_1^2 f'^2 \left(dA_\mu/dn_\mu\right)},$$

где m — число линз в системе.

Для пластинок и призм изменение сферической аберрации от показателя преломления выражается зависимостью [29]

$$\Delta\delta_{s'_k} = 0{,}5\sigma_{A1}^2 \sum_{\mu=1}^{\mu=m} d_\mu \frac{3-n_\mu^2}{n_\mu^4} \Delta n_\mu.$$

Здесь σ_A — апертурный угол; d_μ — толщина компонента.

Для системы из тонких линз в воздухе для случая, когда предмет бесконечно удален, допуск на дисперсию при заданном допуске хроматической аберрации положения определится из формулы

$$\Delta\, ds'_{\text{хр.}\,k} = -f'^2 \sum_{\mu=1}^{\mu=m} (h_\mu/h_1)^2 \frac{\Delta\,(n_{F'}-n_{C'})_\mu}{(n_e-1)_\mu} \Phi'_\mu. \qquad (26.2)$$

Из (26.2) определяется допуск на дисперсию

$$\Delta\,(n_{F'}-n_{C'})_\mu = -\Delta\, ds'_{\text{хр.}\,k}/f'^2\,(h_1/h_\mu)^2\,(n_e-1)_\mu\, f'_\mu.$$

Требования к типовым оптическим показателям качества стекла выбираются по ГОСТ 23136—78, исходя из полученных значений Δn_μ и $\Delta\,(n_{F'}-n_{C'})_\mu$ в зависимости от назначения оптических компонентов. Светопоглощение и пропускание рассчитываются на основе РТМ 3-523—74, шероховатость поверхностей оптических деталей определяется по ОСТ 3-2439—74, класс чистоты полированных поверхностей — по ГОСТ 11141—76. Изменение толщины линзы будет вызывать возникновение деформирующего элемента в виде линзы с равными радиусами и толщиной, равной изменению толщины основной линзы. Сила такого деформирующего элемента $\Delta\Phi = \Delta d\,(n-1)^2\, nr^2$.

Допуск на отклонение толщины оптического компонента может быть рассчитан из допуска на фокусное расстояние $\Delta f'$.

26.3. ДОПУСКИ НА АСФЕРИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ

Допустимое отклонение нормали $\Delta\alpha''_{\text{доп}}$ в различных точках асферической поверхности определяют по найденному $N_{\text{доп}}$ [29]:

$$\Delta\alpha''_{\text{доп}} = 55N_{\text{доп}}/D,$$

где D — диаметр, на котором наблюдается $N_{\text{доп}}$; $N_{\text{доп}}$ — предельное отклонение стрелки прогиба поверхности детали, выраженное числом интерференционных полос или колец.

Однако допуск $\Delta\alpha''$ можно рассчитать, исходя из разрешающей способности данного компонента системы:

$$\Delta\alpha''_{\text{доп}} = \Delta\varphi''_{\text{доп}}/(n'-n),$$

где $\Delta\varphi'' = (1/3 \div 1/5)\,\varphi''$; n' и n — соответственно показатели преломления стекла и среды; φ'' — предел разрешения для систем данного типа.

26.4. ДОПУСКИ НА ПОПЕРЕЧНЫЙ И ПРОДОЛЬНЫЙ ХРОМАТИЗМ

Эти допуски могут быть заданы в волновой мере. Для ответственных случаев в пределах рабочего пучка наибольшее взаимное смещение волновых фронтов для линий F' и C' не должно превышать $(\Delta_{F'C'})_{\text{доп}} = 0{,}1$ мкм [27]. При расчете допусков можно выражать хроматизм и в угловой мере. Допустимый угловой хроматизм за окуляром прибора при диаметре выходного значка D' равен [37]

$$(\Delta\delta_{F'C'})_{\text{доп}} = (\Delta_{F'C'})_{\text{доп}}/D'.$$

Таким образом, допустимый угловой хроматизм будет равен

$$(\Delta\delta_{F'C'})_{\text{доп}} = 20''/D'.$$

26.5. ДОПУСКИ НА КЛИНОВИДНОСТЬ ПЛАСТИН

Клиновидность характеризует непараллельность рабочих поверхностей, измеряемую углом θ. Клиновидность вызывает отклонение выходящего пучка и поперечный астигматизм [37]. Допуск на клиновидность преломляющих деталей определяется по формуле

$$\theta_{\text{доп}} = \Delta\delta_{F'C'}/(n_{F'}-n_{C'}) = \nu_e\Delta\delta_{F'C'}/(n_e-1),$$

где $\Delta\delta_{F'C'}$ — допустимый угловой хроматизм, вызванный клиновидностью пластины или разверткой призмы, нормальной к оси пучка лучей; ν_e — коэффициент дисперсии.

На практике используют формулу

$$\theta_{\text{доп}} = \frac{(\Delta\delta_{F'C'})_{\text{доп}}\,\nu}{n_e-1}\frac{1}{W} = \frac{\Delta\delta_{F'C'}}{n_e-1}\frac{D'\nu}{D},$$

где $(\Delta\delta_{F'C'})_{\text{доп}}$ — допустимый угловой хроматизм детали за окуляром прибора; W — угловое увеличение оптической системы, стоящей за деталью, для которой определяется допуск на клиновидность, $W = D/D'$; D и D' — соответственно диаметры рабочего пучка лучей в месте расположения детали и выходного зрачка прибора.

26.6. ДОПУСКИ НА ДЕЦЕНТРИРОВКУ ЛИНЗ

Допуск на децентрировку, исходя из допустимого волнового хроматизма, вычисляется по формуле [37]:

$$c \leqslant \Delta_{F'C'}\nu_e f'/D,$$

где $\Delta_{F'C'}$ — допустимый волновой хроматизм за окуляром прибора, вызываемый децентрировкой линзы; ν_e — коэффициент дисперсии; f' — фокусное расстояние линзы; D — диаметр рабочего отверстия поверхности линзы.

Для большинства оптических систем имеет значение, вследствие влияния децентрировок, появление комы для осевой точки [45]. При расчетах составляются таблицы влияния децентрировки отдельных поверхностей и целых компонентов на аберрации системы.

26.7. ДОПУСКИ НА ИЗГОТОВЛЕНИЕ УГЛОВ ПРИЗМ И ПИРАМИДАЛЬНОСТЬ

Допуски на углы призм рассчитываются исходя из клиновидности развертки. Клиновидность развертки выражается двумя составляющими: клиновидностью θ_ι, возникающей в плоскости главного сечения призмы из-за ошибок ее углов, и клиновидностью θ_π, возникающей в плоскости, перпендикулярной к главному сечению из-за пирамидальности призмы π.

В силу взаимной перпендикулярности обеих составляющих клиновидности развертки призмы ее суммарная величина

$$\theta = \sqrt{\theta_c^2 + \theta_\pi^2}.$$

Призмы с клиновидной разверткой вызывают такие дефекты как [45]: сдвиг изображения осевой точки предмета с центра поля и разворот изображения; хроматизм увеличения; кому; двоение изображения (в призмах с раздельным ходом луча).

Ниже приведены приближенные формулы для расчета допусков на клиновидность разверток призм.

1. Для угла отклонения луча клином:

при ходе луча в главном сечении

$$\delta_\varepsilon \approx \theta\,(n-1) + [\theta\,(n^2-1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon]/(2n); \qquad (26.3)$$

при ходе луча в сечении, перпендикулярном к главному сечению,

$$\delta'_\varepsilon = \delta_\varepsilon \cos\varepsilon = \theta\cos\varepsilon\sqrt{n^2 + [(n^2-1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon} - 1]; \qquad (26.4)$$

при нормальном ходе луча на клин

$$\delta_0 = \theta\,(n-1).$$

2. Для приращения угла отклонения луча клином при повороте от нормального положения ($\varepsilon = 0$) на угол ε:

вокруг оси, параллельной ребру клина,

$$\Delta\delta_\varepsilon = \delta_\varepsilon - \delta_0 = [\theta\,(n^2-1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon]/(2n); \qquad (26.5)$$

вокруг оси, перпендикулярной к ребру клина и параллельной главному сечению,

$$\Delta\delta'_\varepsilon = \delta'_\varepsilon - \delta_0 = [\theta\,(n^2-1)\,\mathrm{tg}\,\varepsilon\sin\varepsilon]/(2n) - 2\theta\,(n-1)\sin^2\frac{\varepsilon}{2}. \qquad (26.6)$$

3. Для хроматизма, измеряемого в случае визуальных систем углом между преломленными лучами для линий F' и C' и вызываемого:

наклонным клином при ходе луча в главном сечении

$$\Delta\delta_{F'C'} \approx \delta_\varepsilon/\nu = (\theta/\nu)\,(\sqrt{n^2 + [(n^2+1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon} - 1]; \qquad (26.7)$$

наклонным клином при ходе луча в сечении, перпендикулярном к главному,

$$\Delta\delta'_{F'C'} \approx \delta_\varepsilon/\nu = (\theta/\nu)\,(\cos\varepsilon\sqrt{n^2 + (n^2-1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon} - 1)]; \qquad (26.8)$$

клином, нормальным к оси пучка лучей,

$$\Delta\delta_{F'C'} = \theta\,(n-1)/\nu. \qquad (26.9)$$

Для комы в линейной мере, вызываемой клином в плоскости изображения,

$$\Delta l_к = -3/2\,[\theta\,(n^2-1)\,a\sigma^2/n]. \qquad (26.10)$$

4. Для комы в угловой мере, пересчитанной через оптическую систему, которая расположена за клином и имеет угловое увеличение W для точки пересечения осевого луча с выходной гранью клина

$$\Delta\delta_к = -3/2\,[\theta\,(n^2-1)\,\sigma^2 W/n]. \qquad (26.11)$$

5. Для величины двоения изображения ω, вызываемого ошибкой прямого угла крыши $\Delta_{крш}$ призмы, за оптической системой, расположенной между призмой и наблюдателем,

$$\omega = \Delta_{крш} 4n W\cos\varepsilon. \qquad (26.12)$$

В формулах (26.3)—(26.12) n — показатель преломления материала призмы; ν_e — коэффициент дисперсии; θ — преломляющий угол клина; ε — угол падения луча на входную грань призмы или ребро крыши; W — угловое увеличение системы для точки пересечения осевого луча с ребром крыши; a — расстояние по осевому лучу от клина до плоскости изображения; σ — апертурный угол пучка лучей.

Глава 27

ПАРАЗИТНАЯ ЗАСВЕТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ

27.1. ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗАСВЕТКИ

Паразитная засветка изображения является одним из факторов, снижающих контраст изображения. Ниже приведены основные причины возникновения паразитной засветки.

1. Дополнительные изображения — рефлексы, возникающие вследствие френелевского отражения света от рабочих поверхностей оптических деталей. Эти изображения фокусируются, как правило, не в плоскости основного изображения и создают более или менее равномерную засветку всего или части поля. На рис. 27.1 показано в качестве примера возникновение рефлекса в окуляре 5 микропроектора при отражении лучей от третьей и второй поверхностей. Изображение полевой диафрагмы 7 образовано «рефлексной системой», т. е. системой, состоящей из объектива 2, первой и второй преломляющих поверхностей окуляра, третьей и второй поверхностей окуляра, работающих как зеркала, и последних преломляющих поверхностей окуляра. Плоскость основного изображения 8 — плоскость экрана микропроектора, а изображение апертурной диафрагмы 9 образовано рефлексной системой.

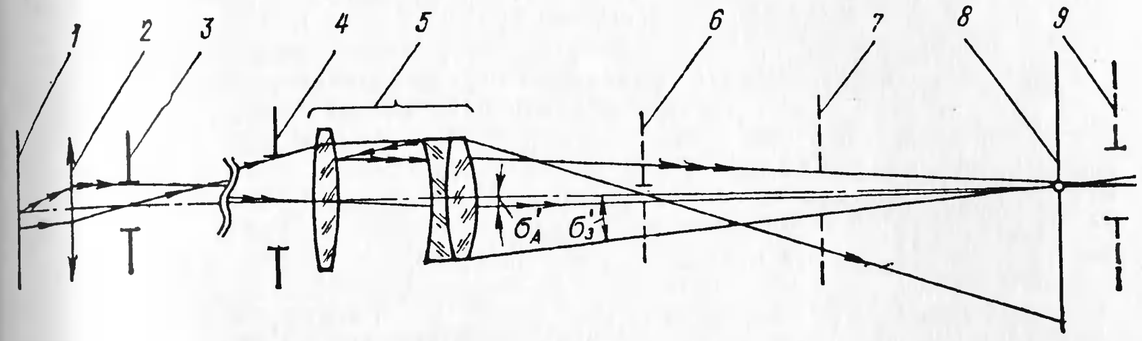


Рис. 27.1. Возникновение рефлекса в окуляре микропроектора:
1 — плоскость предмета; *2* — объектив; *3* — апертурная диафрагма объектива; *4* — полевая диафрагма окуляра; *5* — окуляр микропроектора; *6* — выходной зрачок проектора; *7* — изображение полевой диафрагмы; *8* — плоскость основного изображения; *9* — изображение апертурной диафрагмы

2. Дополнительные изображения, сфокусированные там же, где и основное изображение, возникающее при неправильном использовании призм. На рис. 27.2 показано появление дополнительных изображений в прямоугольной призме с покрытой зеркальным слоем гипотенузной гранью, расположенной перед входным зрачком зрительной трубы. Дополнительные изображения, зеркально повернутые относительно основного возникают за счет лучей, претерпевающих полные внутренние отражения от катетных граней призмы.

3. Рассеяние света на нерабочих участках поверхностей и на нерабочих поверхностях оптических деталей, внутренних частях оправ и корпусов, в которые крепятся оптические детали. На рис. 27.3 показано возникновение паразитной засветки изображения в зрительной трубе Кеплера, состоящей из объектива O и окуляра $O_к$, в том случае, когда внутренняя стенка корпуса (на рисунке показана толстыми линиями) построена в виде двух усеченных конусов, имеющих общим основание полевую диафрагму $П$, а другими основаниями — световые диаметры объектива и окуляра. Если зрачок глаза наблюдателя $D_{гл}$ превышает по диаметру выходной зрачок зрительной трубы D, то в глаз попадут лучи, рассеянные при отражении от внутренней стенки корпуса, в частности от точки M.

4. Рассеяние света оптическими покрытиями: просветляющими, отражающими, светоделительными, защитными.

5. Рассеяние света дефектами на оптических поверхностях: царапинами, точками.

6. Рассеяние света в толще оптических материалов (в частности, в стекле).

7. Рассеяние света, вызванное совместным действием перечисленных причин. Так, лучи, претерпевшие френелевское отражение могут попасть на внутреннюю поверхность оправы, рассеяться ею и попасть в плоскость основного изображения.

Первые три причины наиболее существенно влияют на засветку изображения. Совместное действие четвертой и пятой причин характеризуется коэффициентом яркости оптической поверхности, который для обычных просветленных поверхностей составляет $\rho \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Как показал А. И. Колядин, соотношение между световыми потоками, рассеянными внутри стекла и на поверхности одиночной непросветленной линзы, равно приблизительно 1 : (50÷10), т. е. микронеоднородности в оптическом стекле, хотя и являются источниками рассеянного света, но доля его сравнительно мала.

Сведение к минимуму паразитных засветок, вызванных первыми двумя причинами, достигается на стадии разработки оптической системы путем подбора конструктивных параметров, установки диафрагм, учетом возможности возникновения дополнительных изображений при определении габаритных размеров призм.

Засветка изображения, вызванная третьей причиной, возникает, как правило, вследствие неправильного конструирования оправ оптических деталей и внутренних стенок корпусов. Иногда

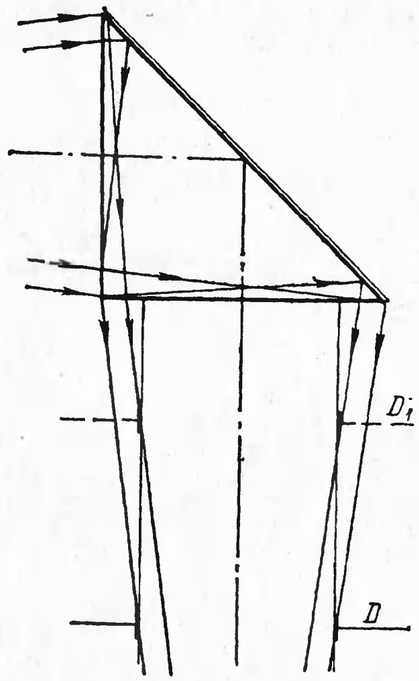


Рис. 27.2. Возникновение дополнительных изображений в прямоугольной призме

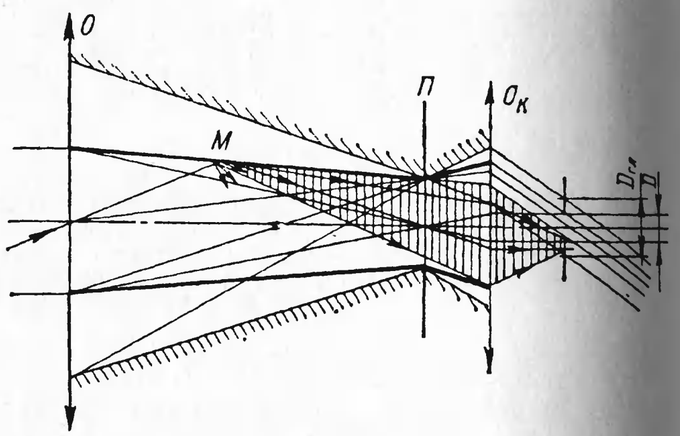


Рис. 27.3. Засветка изображения, вызванная рассеянием света на стенках корпуса

разработчики механических деталей оптических приборов мало осведомлены о возможности возникновения рассеянного света на оправах и ошибочно полагают, что чернение и рифление могут свести рассеяние света до приемлемого уровня. К сожалению, разработчики также мало уделяют внимания борьбе с рассеянным светом, в особенности на стадии конструирования прибора.

Уменьшение светорассеяния, вызванного четвертой и шестой причинами, достигается только технологическими средствами.

Прогнозирование паразитной засветки, вызванной совместным действием различных причин, на стадии проектирования крайне затруднено. Засветка такого типа выявляется обычно при испытании опытного образца.

27.2. СПОСОБЫ БОРЬБЫ С ЗАСВЕТКОЙ

При разработке мер борьбы с паразитной засветкой необходимо принимать во внимание два типа условий работы оптических систем.

1. В оптической системе используется собственный источник света с осветительной системой. Посторонний свет в оптическую систему не попадает. Характерными примерами таких систем являются микроскопы, кино- и диапроекторы и т. п. Наличие осветительной системы позволяет ограничивать или исключать полностью попадание в основную оптическую систему лучей света, расположенных вне рабочих пучков, что в значительной степени способствует уменьшению рассеянного света главным образом за счет рассеяния на нерабочих участках оптических деталей и оправ.

2. Оптическая система находится в условиях естественной освещенности (или освещенности, приближенной к естественной, например при фотографировании объектов, подсвечиваемых лампами). В этом случае почти неизбежно попадание в оптическую систему света, идущего из участков пространства предметов, расположенных вне поля, а также света, идущего за пределами входного зрачка (если только апертурная диафрагма не совпадает с входным зрачком). Большую опасность для появления рассеянного света в этом случае представляют яркие источники света, например солнце, расположенное вне поля системы. Общеизвестно возникновение ярких паразитных изображений апертурной диафрагмы в плоскости кадра при съемках, когда солнце расположено вблизи от границы кадра. Эти изображения возникают за счет двукратного френелевского отражения лучей от поверхностей линз объектива.

Неблагоприятные условия создаются в оптических системах, когда на сравнительно темном фоне имеются участки с существенно большей яркостью. Характерным примером является наблюдение в бинокль освещенной фонарями улицы, когда сами фонари располагаются в поле. В таком случае неизбежно появление значительной паразитной засветки, сконцентрированной главным образом в ярких пятнах.

Количественная оценка освещенности, создаваемой рефлексами, не представляет принципиальных трудностей, хотя и требует большой вычислительной работы. В любой оптической системе, конструктивные параметры которой известны, можно рассчитать ход лучей, полагая по очереди все ее поверхности попарно отражающим. В пространстве предметов нужно построить световую трубку, параметры которой зависят от условий работы оптической системы. Если система работает с собственной осветительной системой, то световая трубка должна опираться на края освещенного поля и на световой диаметр первой поверхности. Если система работает в условиях естественной освещенности, то световая трубка должна опираться на световой диаметр первой поверхности, образуя телесный угол 180°.

При расчете хода лучей, образующих световую трубку, необходимо учитывать срезание лучей оправами оптических деталей. Расчет хода достаточно большого количества лучей, заполняющих световую трубку, позволяет точно определить в плоскости изображения оптической системы распределение паразитной освещенности. Как показывают исследования, для упрощения работы в большинстве случаев допустимо ограничиться расчетом хода лишь параксиальных лучей и определять параметры световых трубок с помощью формул параксиальной оптики. Для определения освещенности, создаваемой рефлексами, используются специальные программы для ЭВМ.

Освещенность, создаваемая рефлексами, в большинстве случаев зависит от конструктивных параметров оптической системы, в частности от формы линз, изменением которой иногда удается существенно изменить освещенность засветки.

Эффективным способом борьбы с паразитной засветкой, вызванной рефлексами, является просветление оптических поверхностей. В большинстве оптических систем, за исключением объективов микроскопа, работающих в отраженном свете, и подобных им систем, где освещение объекта осуществляется через объектив или часть оптической системы, рефлексы возникают лишь вследствие двукратных френелевских отражений. В этих случаях даже двухслойное просветление уже дает ощутимый эффект — примерно 15—20-кратное ослабление освещенности засветки. Следует отметить, что основной эффект, достигаемый просветлением, не снижение потерь света (хотя это и немаловажно), а повышение контраста изображения за счет уменьшения паразитной засветки.

Методы точной количественной оценки светового потока, рассеянного на нерабочих поверхностях оптических деталей, внутренних частях оправ и корпусов в настоящее время еще не разработаны. Оценочный расчет освещенности, вызванной многократным отражением света от стенок корпуса объектива, можно найти в работе [12]. Для уменьшения паразитной засветки, вызванной рассеянным светом, следует руководствоваться нижеприведенными рекомендациями.

1. Внутренние границы корпуса прибора должны лежать вне пределов пучков лучей, которые заполняют поле и круг заданного диаметра в плоскости входного

зрачка. Так, для устранения засветки изображения в зрительной трубе на рис. 27.3 внутренние границы корпуса должны быть увеличены до размеров, ограниченных штриховкой.

2. В плоскостях промежуточных изображений предмета и зрачка (если таковые имеются) необходимо устанавливать дополнительные диафрагмы. Например, введение диафрагмы в плоскости выходного зрачка *6* окуляра проектора на рис. 27.1 позволяет существенно ослабить паразитную освещенность, созданную рефлексом, за счет уменьшения апертурного угла засветки с $\sigma'_з$ до σ'_A, т. е. в $(\sigma'_з/\sigma'_A)^2$ раз.

3. В большинстве оптических систем целесообразно введение диафрагм, не являющихся ни полевыми, ни апертурными. Диаметры этих диафрагм определяются габаритами полезных пучков лучей. Места их установки могут выбираться по конструктивным соображениям. Так, установка диафрагмы D_1 между призмой и апертурной диафрагмой D (рис. 27.2) позволяет полностью избавиться от паразитных дополнительных изображений. Другим примером установки таких диафрагм являются противосолнечные бленды (рис. 27.4), содержащие ряд перегородок и предназначенные для ограждения попадания в оптическую систему лучей солнца, расположенного вне поля.

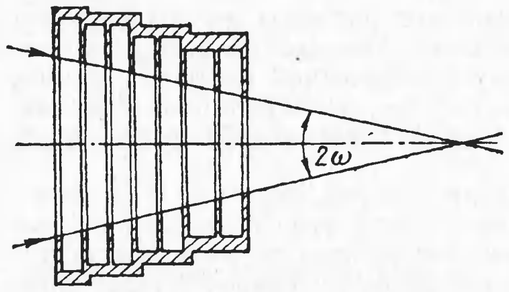


Рис. 27.4. Противосолнечная бленда

Паразитная засветка снижает контраст изображения. Если освещенность паразитной засветки составляет $E_з$, то нетрудно найти потерю контраста. Действительно, контраст при отсутствии засветки составляет

$$k = (E_{max} - E_{min})/(E_{max} + E_{min}),$$

где E_{max}, E_{min} — соответственно максимальная и минимальная освещенности в изображении. При наличии засветки

$$k_1 = (E_{max} - E_{min})/(E_{max} + E_{min} + 2E_з).$$

В случае, представляющем наибольший практический интерес, при $2E_з/(E_{max} + E_{min}) \ll 1$ относительная потеря контраста

$$\Delta k/k = (k_1 - k)/k = -\frac{2E_з/E_{max}}{1 + (1-k)/(1+k)}.$$

Для слабоконтрастных объектов ($k \ll 1$) $\Delta k/k \approx -(E_з/E_{max})$, а для высококонтрастных объектов ($k \approx 1$) $\Delta k/k \approx -(2E_з/E_{max})$.

Глава 28
ГЛАЗ И ЕГО СВОЙСТВА

28.1. УСТРОЙСТВО ГЛАЗА

Схематически устройство глаза представлено на рис. 28.1. Передняя часть глаза ограничена снаружи прозрачной твердой оболочкой, известной под названием роговицы. За роговицей располагается передняя глазная камера, ограниченная сзади хрусталиком, непосредственно перед которым расположена непрозрачная оболочка — радужная оболочка с отверстием, диаметр которого может изменяться в зависимости от количества световой энергии, поступающей в глаз.

Передняя глазная камера заполнена водянистой жидкостью с показателем преломления, близким к показателю преломления воды. Хрусталик, состоящий из прозрачного слоистого хрящевидного вещества, может под воздействием окружающей его мышцы сжиматься, изменяя свою оптическую силу. Показатель преломления хрусталика несколько больше, чем показатель преломления водянистой жидкости и стекловидного тела, расположенного позади хрусталика. Камера глаза, заполненная стекловидным телом, ограничена сзади светочувствительной оболочкой, называемой ретиной, или сетчаткой. Сетчатка глаза выстлана множеством светочувствительных клеток — палочек и колбочек, — способных реагировать на световое раздражение.

Число палочек составляет около $13 \cdot 10^7$; число колбочек — около $7 \cdot 10^6$. Палочки более светочувствительны, но не обладают способностью реагировать на цвета. Большая часть колбочек сосредоточена на участке площади диаметром около 1 мм; диаметр самих колбочек около 0,005 мм. Участок, заполненный колбочками, носит название желтого пятна, на котором глаз обладает наибольшей разрешающей способностью и возможностью цветового восприятия.

В зоне выхода глазного нерва из глазного яблока располагается слепое пятно, неспособное к восприятию изображения.

Положение предмета, при котором создается резкое изображение на сетчатке для ненапряженного глаза, называют дальней точкой; равным образом такое же положение предмета при наибольшем возможном напряжении глаза называют ближней точкой глаза. Разность обратных величин этих расстояний называют диапазоном аккомодации глаза.

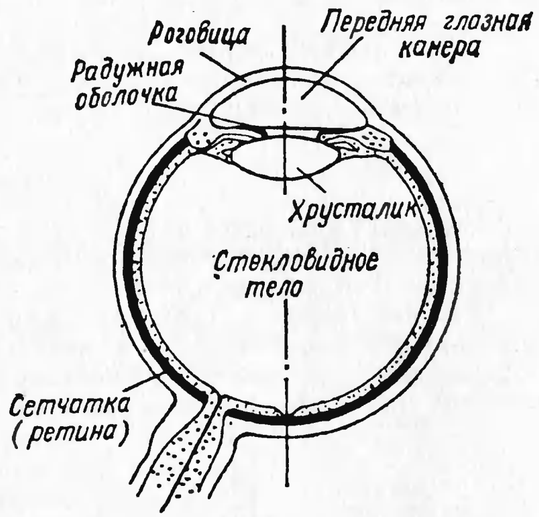


Рис. 28.1. Устройство глаза

Если передняя или дальняя точка глаза бесконечно удалена, то такой глаз называют нормальным или эмметропическим глазом; несовпадение дальней точки с бесконечно удаленной называют аметропией глаза. Если дальняя точка располагается перед глазом, то такой глаз называют миопическим, или близоруким; если же дальняя точка будет расположена позади глаза, то глаз называют гиперметропическим, или дальнозорким.

Используя статистический материал, А. Гульстранд приводит данные для усредненного эмметропического глаза (табл. 28.1).

Положение дальней точки и диапазон аккомодации меняются с возрастом человека; эти изменения приведены в табл. 28.2.

Состояние глаза после 50—60 лет называют старческой дальнозоркостью или пресбиопией.

Таблица 28.1. **Данные для усредненного эмметропического глаза**

В состоянии					
покоя			наибольшей аккомодации		
r	d	n_D	r	d	n_D
7,7	0,5	1,376	7,7	0,5	1,376
6,8	3,1	1,336	6,8	2,7	1,336
10,0	3,6	1,386	5,33	4,0	1,386
−6,0			−5,33		
$f' = -17{,}055$; $s'_F = 22{,}785$			$f' = -14{,}169$; $s'_F = 18{,}930$		

Таблица 28.2. **Изменение диапазона аккомодации**

Возраст, годы	Положение точки		аккомодация	Возраст, годы	Положение точки		аккомодация
	ближней	дальней			ближней	дальней	
	дптр				дптр		
10	—14	0	14	50	—2,5	0	2,5
15	—12	0	12	55	—1,5	0,25	1,75
20	—10	0	10	60	—0,5	0,50	1,00
25	—8,5	0	8,5	65	+0,25	0,75	0,50
30	—7,0	0	7,0	70	+1,00	1,25	0,25
35	—5,5	0	5,5	75	—1,75	1,75	0
40	—4,5	0	4,5	80	+2,50	2,50	0
45	—3,5	0	3,5				

После хирургического удаления помутневшего хрусталика (снятие катаракты) глаз теряет способность к аккомодации и часть своей оптической силы, приобретая значительную дальнозоркость порядка 10 дптр. Такой глаз называют афакическим

28.2. КОРРЕКЦИЯ ГЛАЗА

Смещение диапазона аккомодации у миопического и гиперметропического глаза может быть скомпенсировано посредством использования очковых линз — отрицательных для миопического глаза и положительных для гиперметропического.

Так как вращение глаза происходит в широком диапазоне — в горизонтальной плоскости до 150° и в вертикальной плоскости до 125°, — возникает необходимость устранения астигматизма у очковых линз в целях сохранения достаточно хорошего качества изображения.

Для этого очковым линзам придают менискообразную форму. При расчете таких анастигматических (или пунктальных) очковых линз принимают удаление выходного зрачка линзы равным 25 мм, что обеспечивает возможность его совмещения с центром вращения глаза.

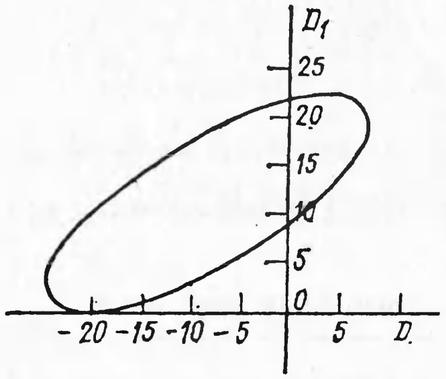


Рис. 28.2. Эллипс М. Чернинга

Тогда определение оптических сил Φ_1 и Φ_2 обеих поверхностей линзы может быть сделано по приближенной формуле

$$3{,}52\Phi_1^2 - (3{,}52\Phi + 104{,}83)\,\Phi_1 + (1{,}52\Phi^2 + 63{,}23\Phi + 658) = 0, \qquad (28.1)$$

где Φ — оптическая сила всей линзы, равная

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2. \qquad (28.2)$$

Формула (28.1) выражает собой так называемый эллипс М. Чернинга, представленный на рис. 28.2; его верхняя часть носит название ветви Волластона, нижняя — ветви Оствальда, дающей формы очковых линз с более пологими радиусами.

Ветвь Волластона дает формы линз с более крутыми радиусами. При этом имеет место достаточно ощутимое изменение силы линзы на различных участках, что может быть использовано для создания полифокальных очковых линз, позволяющих компенсировать уменьшение диапазона аккомодации при старческой пресбиопии.

28.3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЛАЗА

Значение светового раздражения, при котором зрительное восприятие становится возможным, называют абсолютным порогом зрительного ощущения. Величина, обратная абсолютному порогу, определяет абсолютную световую чувствительность глаза.

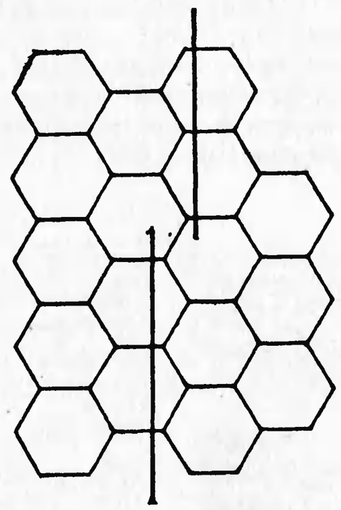
Значение абсолютного порога раздражения может быть определено по способности нормального глаза видеть звезды 6-й величины, что дает освещенность на зрачке около $9 \cdot 10^{-9}$ лк.

Для возможности наблюдения слабосветящихся объектов глаз предварительно должен быть адаптирован в темноте; потребное время адаптации, в зависимости от яркости предварительно наблюдавшегося объекта, может изменяться от нескольких секунд при малых яркостях до нескольких десятков минут при высоких яркостях. Высокие яркости наблюдаемого поля могут создавать эффект ослепления; безусловно слепящая яркость поля составляет около 16 кд/см^2.

28.4. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ГЛАЗА

Разрешающая способность глаза характеризуется углом, при котором глаз еще раздельно наблюдает две светящиеся точки. Угол определяется отношением диаметра светочувствительного элемента — колбочки — к переднему фокусному расстоянию глаза и составляет около 1′, что близко к дифракционной разрешающей способности для зрачка диаметром около 2 мм.

В некоторых, особо благоприятных условиях разрешающая способность глаза заметно повышается; так, глаз способен обнаружить смещение двух участков линии, наблюдаемых под углом около 10″. Этот угол называют нониальной остротой зрения; явление нониальной остроты зрения объясняется тем, что смещение изображений двух участков линии попадает на различно расположенные клетки сетчатки, как это показано на рис. 28.3.


Рис. 28.3. Поверхность сетчатки

28.5. СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ЗРЕНИЕ

Бинокулярное, или стереоскопическое зрение позволяет получать объемное восприятие пространства, построенное на разности монокулярных изображений, наблюдаемых правым и левым глазами наблюдателя. Проецируя на некоторую предметную плоскость два изображения какой-либо точки, не лежащей в предметной плоскости, с обеих точек зрения, получаем предметный стереоскопический параллакс — расстояние между этими двумя изображениями.

Предметный параллакс связан с расстоянием h до рассматриваемой точки и базисом $в$ — расстоянием между глазами наблюдателя (центрами зрачков) формулой

$$p = hв/(s - h), \qquad (28.3)$$

где s — расстояние до предметной плоскости. Отношение предметного параллакса к расстоянию до предметной плоскости представляет собой угловой стереоскопический параллакс

$$\alpha = p/s = вh/[s\,(s - h)]. \qquad (28.4)$$

Наименьший угловой стереоскопический параллакс, еще ощущаемый глазом, равен около 10″.

В случае возникновения очень больших угловых параллаксов утрачивается возможность ощущения слитного объемного изображения — возникает двоение изображения. Предельный угловой стереоскопический параллакс ограничен углом около 30—40′.

Передача с помощью какой-либо оптической системы изображения, воспринимаемого с правой точки зрения в левый глаз, и, наоборот, передача левого изображения в правый глаз приводит к возникновению обратного стереоскопического эффекта, когда точки, расположенные перед предметной плоскостью, будут восприниматься наблюдателем как расположенные позади предметной плоскости. Аналогичный эффект будет иметь место и тогда, когда и правое и левое изображения будут повернуты в своей плоскости на 180°, но будут попадать в правый и левый глаз соответственно. Обратный стереоэффект нередко называют псевдостереоэффектом.

Глава 29

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

29.1. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ТЕЛЕСКОПЫ

Астрономические телескопы делятся на три вида: рефлекторы, рефракторы, зеркально-линзовые системы. Основными характеристиками телескопов являются диаметр входного зрачка, фокусное расстояние и угловое поле. Угловое поле телескопов, как правило, не превышает 2° [27].

Объективы рефракторов включают положительную и отрицательную линзы, разделенные воздушным промежутком. Относительное отверстие $D \div f'$ находится в пределах 1/14—1/20. Технологические трудности, значительный вторичный спектр ограничивают создание объективов большого диаметра.

Применение зеркальных систем позволяет увеличить диаметр входного зрачка, фокусное расстояние и уменьшить хроматические аберрации. Оптические схемы рефлекторов изображены на рис. 29.1 [55]. В таких системах большое зеркало называется главным зеркалом. В плоскости первичного фокуса перпендикулярно к оси располагают фотопластинки.

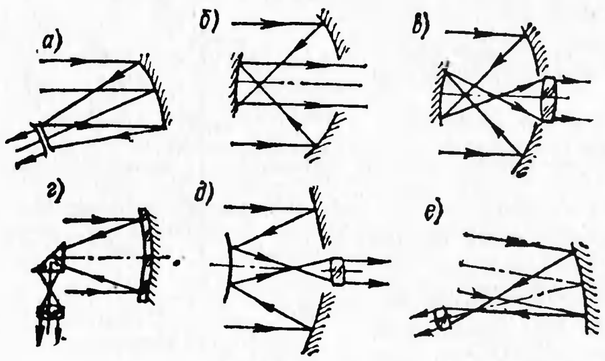


Рис. 29.1. Оптические схемы рефлекторов

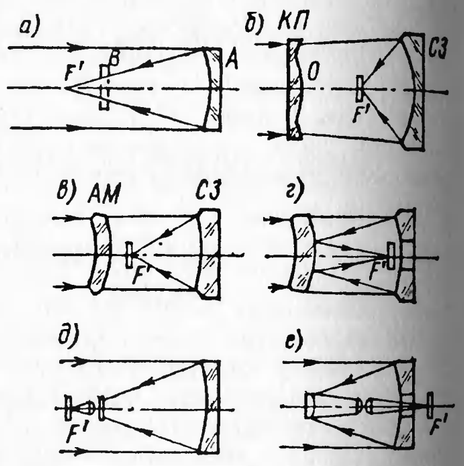


Рис. 29.2. Зеркально-линзовые системы

На рис. 29.1, *а* представлен зеркальный объектив Зукхиуса (1616 г.): вогнутое зеркало в качестве объектива и отрицательная линза в качестве окуляра, причем окуляр децентрирован с целью избежания экранирования. Объектив пропускает лишь внеосевые наклонные пучки, вогнутое зеркало обладает большой комой. На рис. 29.1, *б* приведен двухзеркальный телескоп Мерсенна (1634 г.), содержащий выпуклое и вогнутое параболические зеркала, расположенные конфокально; в нем наблюдается центральное экранирование, вызываемое малым зеркалом. На рис. 29.1, *в* — двухзеркальный объектив Грегори (1663 г.), содержащий два вогнутых зеркала — параболическое и эллиптическое; в нем хорошо решается задача устранения паразитных засветок. На рис. 29.1, *г* изображен объектив Ньютона, состоящий из параболического зеркала и малого плоского зеркала, расположенного под углом 45° к оптической оси; центральное экранирование невелико, паразитные засветки отсутствуют. Наибольшее распространение получила двухзеркальная система Кассергрена, главное зеркало которой — параболическое, малое — гиперболическое (рис. 29.1, *д*). На рис. 29.1, *е* дан зеркальный телескоп Ломоносова (1748 г.), в котором окуляр является положительным компонентом; с целью избежания экранирования использован наклонный ход лучей по отношению к оси параболического зеркала. По аналогичной схеме построен телескоп Гершеля.

Зеркально-линзовые системы представлены на рис. 29.2. Система Росса (рис. 29.2, *а*) включает параболическое зеркало, свободное от хроматизма и сферической аберрации, но имеющее кому, линзовую систему, стоящую в сходящемся пучке, которая служит для исправления комы [27]. Линзовая система близка к афокальной системе (например, положительная и отрицательная линзы, выполненные

из одной марки стекла, достаточно тонкие, промежуток между которыми должен быть весьма мал. Система Росса позволяет преобразовать телескоп с параболическим зеркалом в апланатическую систему.

Система Шмидта (рис. 29.2, *б*) представляет собой зеркало сферической формы (СЗ) и коррекционную пластинку (КП), у которой одна из поверхностей деформирована. Деформация рассчитывается с целью устранения сферической аберрации зеркала. При совпадении вершины поверхности с центром кривизны зеркала устраняется кома системы. Система Шмидта практически свободна от всех аберраций, кроме кривизны изображения.

Система, включающая ахроматический мениск Максутова, приведена на рис. 29.2, *в*. Ахроматический мениск (АМ) является коррекционным элементом, не содержит асферических поверхностей, может компенсировать кому и сферическую аберрацию зеркала, обеспечивает отличное качество изображения.

Интересна система Кассегрена—Максутова (рис. 29.2, *г*). Центральная часть поверхности мениска с отражающим покрытием служит малым зеркалом.

На рис. 29.2, *д*, *е* представлена схема сферического зеркала и объектива Кассегрена с линзовым компенсатором, предложенным В. Н. Чуриловским. Двухлинзовая система компенсатора помещается около фокуса зеркальной системы, используется стекло одной марки, силы линз равны по значению и противоположны по знаку, система является полным апохроматом, т. е. $d\Phi = (1/\nu)(\Phi_1 + \Phi_2)$. Компенсация сферической аберрации и комы происходит за счет прогиба линз.

29.2. ОБЪЕКТИВЫ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В большинстве телескопических систем в качестве объектива применяются склеенные объективы. В данном случае предмет бесконечно удален. Для многих систем угловое поле 2ω не превышает 10—5° при видимых увеличениях $\Gamma = 6 \div 10^{\times}$. Для телескопических систем с обычными оптическими характеристиками задачи по исправлению аберраций можно свести к коррекции сферической аберрации, ахроматизации объектива, коррекции комы и астигматизма [51].

При малых полевых углах такие аберрации, как кривизна поля и астигматизм, малы. С ростом фокусных расстояний появляется вторичный спектр, что усложняет задачу ахроматизации объектива. Угловое поле объектива $2\omega_{об} \leqslant 2\omega_{ок}/\Gamma$.

Стремление получить повышенные оптические характеристики объектива приводит к усложнению схемы объектива и повышает требование к коррекции аберраций. Для практического применения представляют интерес склеенные линзы с исправленной сферической аберрацией, хроматизмом и астигматизмом, устраненном при определенном выносе входного зрачка.

В работе [39] приведен набор склеенных объективов. Он состоит из четырех пар стекол и во всех случаях размещается флинтовая отрицательная линза со стороны предмета, бесконечно удаленного (вариант «флинт вперед»), зрачок входа вынесен вперед. В случае необходимости расчета двухлинзового склеенного объектива по методу Слюсарева задача сводится к определению системы из двух бесконечно тонких компонентов с заданными значениями P, C, W. В табл. 1.3—1.5 [46] даны комбинации различных марок стекол для вариантов «крон вперед», «флинт вперед» и значения P_0, φ_k, Q_0. В настоящее время разработаны программы расчета на ЭВМ для двухлинзовых склеенных объективов. При повышенных требованиях к характеристикам объектива используют более сложные оптические схемы.

Трехлинзовые склеенные объективы (рис. 29.3, *а*) по сравнению с двухлинзовыми имеют лишний параметр для исправления аберраций при любой комбинации стекол, что позволяет производить двойную коррекцию сферической аберрации. Целесообразно применять двухлинзовую склеенную систему, подбирая стекла таким образом, чтобы лучше производить коррекцию комы. Конструктивные данные объектива приведены в табл. 29.1. Для расчета трехлинзовых склеенных объективов в ГОИ разработана программа для ЭВМ.

Двухлинзовые несклеенные объективы обладают дополнительным параметром для более полной коррекции аберраций по сравнению с двухлинзовыми склеенными. Наличие дополнительного параметра (воздушного промежутка) позволяет при сборке добиться установки фокусного расстояния с большей точностью. Такие объективы используются в точных оптических приборах (коллиматорах, астрономических и геодезических трубах) с небольшими относительными отверстиями, обычно 1 : 7 [4].

Таблица 29.1. **Конструктивные данные объектива, $2\omega = 7°$, $D/f' = 1/3$**

r	d	n_D
67,188	12,0	1,6126
—36,141	3,0	1,5891
—49,967	4,0	1,728
—800,0		
$f' = 125{,}0$; $s'_F = 112{,}145$		

Таблица 29.2. **Конструктивные данные объектива зрительной трубы теодолита Т1**

r	d	n_D
159,22	5,8	1,5724
—931,1	1,22	1
93,54	8,1	1,5724
—228,0	4,946	1
—189,83	4,7	1,6475
103,23		
$f' = 231{,}653$; $s'_F = 194{,}51$		

Трехлинзовые несклеенные объективы позволяют увеличить апертуру до 1/3—1/2,5. Примером такого объектива является объектив зрительной трубы теодолита Т1 [3] (рис. 29.3, *б*), состоящий из трех отдельных линз. Конструктивные элементы представлены в табл. 29.2.

Для получения больших относительных отверстий применяются более сложные типы объективов. Удовлетворительные результаты для увеличения относительного отверстия дают системы из двух одинаковых склеенных объективов, поставленных вплотную друг к другу. В таких объективах значительно уменьшены аберрации высших порядков. Объектив используется при повышенной светосиле и небольших угловых полях.

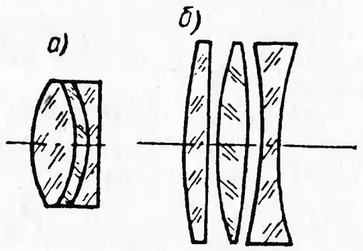


Рис. 29.3. Трехлинзовый склеенный (*а*) и несклеенный (*б*) объективы

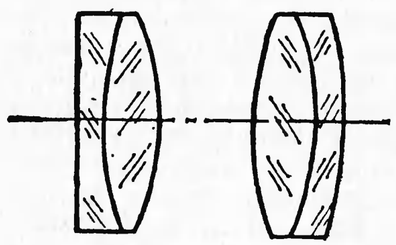


Рис. 29.4. Двухсклеенный объектив с конечным воздушным промежутком

Таблица 29.3. **Конструктивные данные объектива зрительной трубы теодолита Т05**

r	d	n_D
342,8	5,6	1,755
76,21	14,0	1,5524
—253,5	41,2	1
78,34	13,8	1,7849
—89,5	5,5	1,755
88,72	98,5	1
102,57	3,0	1,4874
40,36		
$f'_{т.\,о} = 527{,}93$; $s'_{F\,т.\,о} = 187{,}61$; $f'_{1-4} = 225{,}34$; $s'_F = 181{,}39$		

Система из двух объективов с конечным воздушным промежутком позволяет уменьшить астигматизм, особенно в случаях, когда входной зрачок расположен перед объективом. Примером является объектив апохромат врительной трубы теодолита Т05 [3] (рис. 29.4). Конструктивные элементы объектива приведены в табл. 29.3. Первые четыре линзы образуют объектив. Присоединение пятой линзы преобразует систему в телеобъектив.

Объектив (рис. 29.5), состоящий из склейки и простой положительной линзы, расположенной непосредственно за первым компонентом, используется при средних значениях фокусного расстояния и значительной светосиле 1/2—1/4. Конструктивные данные объектива приведены в табл. 29.4.

Для астрономических объективов требуется высокое качество изображения, для них необходима хорошая коррекция вторичного спектра и сферохроматической аберрации. Объективы представляют собой двойные и тройные ахроматы и полуахроматы с большими фокусными расстояниями — более 1000 мм [46].

Таблица 29.4. **Конструктивные данные объектива сложной зрительной трубы**

r	d	n_D
—605,3	6,2	1,5724
—46,24	2,8	1,6474
—194,09	0,5	1
87,1	6,0	1,5724
—1380,4		
$f' = 127{,}95$; $s'_F = 125{,}31$		

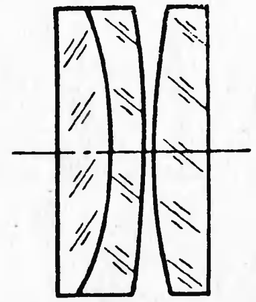


Рис. 29.5. Объектив телескопической системы, состоящей из склейки и положительной линзы

29.3. ОКУЛЯРЫ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Требования, предъявляемые к окулярам зрительных труб, отличаются от требований, предъявляемых к объективам. Окуляры являются последним звеном оптической системы, передающей изображение непосредственно в глаз наблюдателя; используют их совместно с объективом.

Рассматривая окуляры в обратном ходе лучей, первым специфичным требованием к ним является удаление входного зрачка, необходимое для совмещения его со зрачком глаза. Вторым требованием является сравнительная близость к телецентричности хода главных лучей в пространстве изображений. Диапазон фокусных расстояний окуляров невелик: окуляры имеют, как правило, фокусные расстояния $10\,\text{мм} < f'_{ок} < 50\,\text{мм}$. Таким образом, относительные отверстия окуляров порядка 1/4. Удаление выходного зрачка должно быть не менее 7 мм. Окулярное поле находится в пределах $2\omega = 30 \div 80°$ (а иногда и более).

К числу конструктивных особенностей окуляра относится возможность размещения сетки для измерений и возможность обеспечения перефокусировки окуляра для компенсации аметропии глаза.

При коррекции аберраций окуляра необходимо учитывать следующие факторы: компенсацию аберраций окуляра соответственным изменением аберраций системы, работающей совместно с ним; возможность рассмотрения изображения в центре поля и частичной компенсации углового поля за счет аккомодации глаза. При значительных угловых полях окуляра исправление полевых аберраций в сочетании с выносом выходного зрачка является затруднительным. При исправлении осевых аберраций окуляра — хроматизма положения и сферической аберрации — возможны трудности вследствие необходимости выноса зрачка.

В настоящее время окуляры сведены в наборы различных типов [39], а именно наборы окуляров Кельнера, Эрфле, симметричные окуляры.

Простейшими схемами окуляров являются окуляры типа Рамсдена [52] и Фраунгофера (рис. 29.6, *а*, *б*). Окуляр (рис. 29.6, *а*) состоит из двух плосковыпуклых положительных компонентов, расположенных так, что передний фокус окуляра находится впереди окуляра (в прямом ходе лучей), линзы окуляра обращены навстречу друг другу выпуклыми сторонами. Сферическая аберрация окуляров Рамсдена всегда большая и отрицательная, неисправима. Дисторсия и кривизна поля для окуляров этого типа довольно большие. Считается, что угловое поле для

окуляров Рамсдена $2\omega \approx 40°$, $S'_{p'} \approx (0{,}25 \div 0{,}3)f'$. В табл. 29.5 и 29.6 приведены конструктивные данные окуляров Рамсдена и Фраунгофера.

Окуляр типа Гюйгенса (рис. 29.6, *в*) состоит из двух плосковыпуклых линз, обращенных плоскостями к глазу. Передний фокус мнимый и находится между линзами окуляра. Применение сеток в окуляре Гюйгенса возможно, но сетка должна находиться между линзами окуляра; $s'_{p'} \approx f'/3$. Сферическая и хроматическая аберрации окуляра Гюйгенса больше, чем для окуляров Рамсдена, кома в окулярах Гюйгенса может быть полностью исправлена, дисторсия и кривизна поля уступают

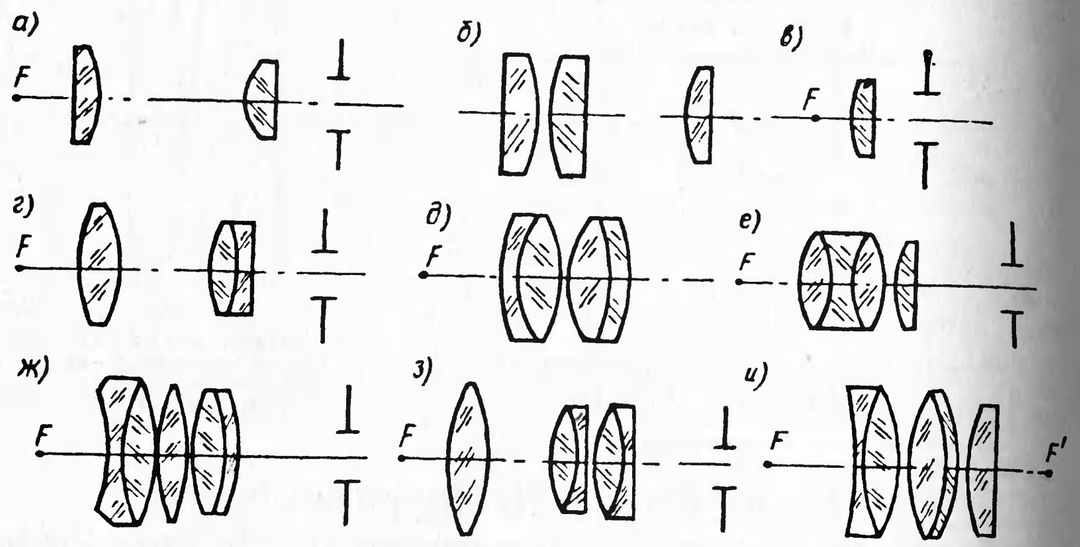


Рис. 29.6. Типы окуляров

дисторсии и кривизне поля окуляра Рамсдена, но хроматическая разность увеличений имеет меньшее значение. Поле окуляров Гюйгенса доходит до 45°. В табл. 29.7 приведены конструктивные данные окуляра типа Гюйгенса [52].

Увеличение поля приводит к усложнению конструкции окуляров. Наибольшее распространение получили окуляры Кельнера (рис. 29.6, *г*), состоящие из коллектива — простой линзы (плосковыпуклой, двояковыпуклой или менискообразной) и склеенной из двух линз глазной линзы; линза, обращенная к глазу, обычно из флинта, к коллективу — из крона. Применение склеенной линзы уменьшает сферическую и хроматическую аберрации и увеличивает угловое поле до 50°, $s'_{p'} \approx \approx f'/2$, $-s_F \approx f'/3$ (табл. 29.8).

Таблица 29.5. **Конструктивные данные окуляра Рамсдена**

r	d	n_D
		1
∞	3,5	1,5163
—17,2	21,7	1
17,2	2,3	1,5163
∞		
$f' = 25{,}0$; $s'_F = 7{,}1$		

Таблица 29.6. **Конструктивные данные окуляра Фраунгофера**

r	d	n_D
∞	5,0	1,5163
—25,815	0,1	1
25,815	5,0	1,5163
∞		
$f' = 25{,}025$; $s'_F = 21{,}677$		

Таблица 29.7. **Конструктивные данные окуляра типа Гюйгенса, $2\omega = 31°$**

r	d	n_D
24,1	3,0	1,62
∞	25,9	1
10,2	2,5	1,52
∞		
$f' = 24{,}8$; $s'_F = 5{,}6$		

Таблица 29.8. **Конструктивные данные окуляра [52]**

r	d	n_D
66,2	6,0	1,5163
—31,1	18,0	1
18,1	5,5	1,5399
—13,5	1,5	1,6199
—95,5		
$f' = 25{,}01$; $s'_{F'} = 7{,}5$		

Таблица 29.9. **Конструктивные данные симметричного окуляра [52]**

r	d	n_D
68,66	1,5	1,6164
21,01	7,5	1,5163
—30,58	0,1	1
30,58	7,5	1,5163
—21,01	1,5	1,6164
—68,66		
$f' = 25{,}0$; $s'_F = 18{,}9$		

Симметричный окуляр состоит из двух одинаковых двухлинзовых склеенных компонентов, расположенных симметрично и находящихся очень близко друг к другу (рис. 29.6, *д*). Угловое поле окуляра не превышает 40—42° при хорошем исправлении хроматической и сферической аберраций. Симметричный окуляр имеет большой вынос зрачка и большой передний фокальный отрезок: $-s_F = s'_{p'} = 0{,}75f'$ (табл. 29.9).

Ортоскопический окуляр (рис. 29.6, *е*) состоит из плосковыпуклой глазной линзы и коллектива, склеенного из трех линз, средняя линза коллектива обычно симметрична. Аберрации окуляра исправлены хорошо: $-s_F \approx -f'/2$, $2\omega = 40°$, $-s'_{p'} \approx \approx 0{,}75f'/2$ (табл. 29.10).

Окуляры, состоящие из трех компонентов, позволяют развить угловое поле до 65°. Большинство трехкомпонентных окуляров состоят из двух склеенных линз и простой линзы, носят название окуляров Эрфле (рис. 29.6, *ж*, *з*, *и*). Окуляры Эрфле имеют аберрации высших порядков, меньше, чем аберрации в окулярах Рамсдена и Кельнера, что позволяет развивать поле. Изображение на краю поля низкого качества вследствие астигматизма и дисторсии. Хорошо исправлены сферическая и хроматическая аберрации на оси [46]. Окуляр Эрфле (рис. 29.6, *ж*) используется, когда необходим вынос зрачка. В табл. 29.11 приведен окуляр с угловым полем $2\omega = 60°$.

Таблица 29.10. **Конструктивные данные ортоскопического окуляра [52]**

r	d	n_D
32,3	6,5	1,5163
—16,0	3,0	1,6259
16,0	6,5	1,5163
—32,3	1,0	1
22,2	3,5	1,5891
∞		
$f' = 25{,}0$; $s'_F = 19{,}2$		

Таблица 29.11. **Конструктивные данные окуляра с угловым полем $2\omega = 60°$**

r	d	n_D
—55,85	1,99	1,6199
33,16	9,95	1,5163
—33,16	0,25	1
61,82	5,97	1,5163
—61,82	0,25	1
29,26	8,45	1,5163
34,21	1,99	1,6199
—169,29		
$f' = 25{,}0$; $s'_F = 19{,}664$		

Вариант (рис. 29.6, *з*) пригоден для длиннофокусных окуляров. Качество изображения, даваемое им, выше, чем в варианте на рис. 29.6, *ж*. Окуляр Эрфле (рис. 29.6, *и*) имеет большое расстояние до сетки и может использоваться в случаях необходимости перемещения окуляра.

Широкоугольные окуляры с угловыми полями 80—100° — это многолинзовые системы. Для таких окуляров возникают трудности исправления дисторсии и комы. Количество линз способствует устранению хроматических аберраций.

На рис. 29.7 приведен широкоугольный окуляр со следующими параметрами:

$$f' = 25{,}54,\ s_F = -4{,}28,\ s'_{F'} = 18,\ 2\omega = 90°,\ D/f = 1/4{,}1.$$

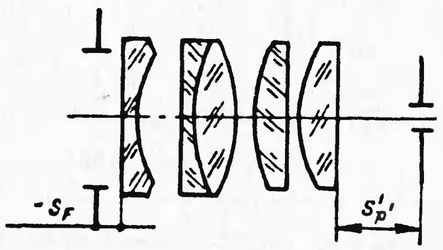


Рис. 29.7. Широкоугольный окуляр

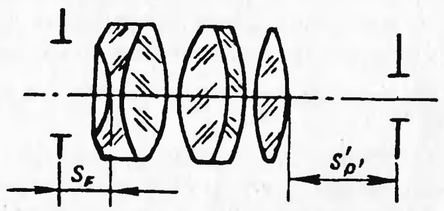


Рис. 29.8. Окуляр с удаленным зрачком

Таблица 29.12. **Конструктивные данные окуляра с поверхностью параболоида**

r	d	n_D
—236,6	7,0	1,6126
—35,0	2,0	1,6128
39,99	13,0	1,6126
—41,12	0,2	1
15,19 *	16,0	1,5467
—32,06	2,0	1,5480
∞		

$f' = 20{,}01;\quad s'_F = 9{,}02$

* Звездочкой обозначено значение радиуса при вершине параболы $r_0 = 15{,}19$.

Окуляры с удаленным зрачком (рис. 29.8) по своим аберрационным свойствам близки к широкоугольным.

Окуляры с полем более 80° содержат несферические поверхности с целью устранения и дисторсии и аберрации в зрачках. Но применение таких поверхностей имеет трудности технологического характера. В табл. 29.12 приведен окуляр с поверхностью параболоида. Уравнение параболы имеет вид: $y^2 = 30{,}38z$, $2\omega = 87°$.

Подробный расчет окуляра для зрительной трубы разобран в работе [52] на примере окуляра Кельнера для трубы типа Кеплера.

29.4. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

При расчете телескопических систем можно использовать: алгебраический метод, основанный на составлении уравнений третьих порядков, метод, основанный на применении готовых элементов телескопических систем, метод базовых элементов, когда для создания составных частей телескопических систем используются поверхности с наперед заданными свойствами.

Основные уравнения алгебраического метода. Алгебраический метод построен на основе формул для коэффициента аберраций третьего порядка. Этот метод применим при расчете простых линз, двухлинзовых несклеенных и трехлинзовых склеенных объективов и бесконечно тонких компонентов. Алгебраический метод распространяется и на тот случай, когда оптическая система состоит из нескольких компонентов (например, объектива и окуляра или объектива, оборачивающей системы линз и окуляра) или представляет собой зеркальную, или зеркально-линзовую систему из нескольких зеркал и линз.

Все поперечные аберрации третьего порядка для монохроматических лучей и обе хроматические аберрации параксиальных лучей (хроматические аберрации положения и увеличения) центрированной оптической системы могут быть представлены как суммы произведений вида [45]:

$$\left.\begin{aligned}\delta g' &= \sum m_i P_i + \sum n_i W_i + \sum P_i \pi_i + \sum q_i;\\ \delta G' &= \sum m'_i P_i + \sum n'_i W_i + \sum P'_i \pi_i + \sum q_i\end{aligned}\right\} \qquad (29.1)$$

для аберрации монохроматических лучей;

$$s'_F - s'_C = \sum r_i C_i;\quad (l'_F - l_C)/l'_P = \sum r'_i C_i \qquad (29.2)$$

для хроматических аберраций. Величины m_i, m'_i, ..., n_i, n'_i, r_i, r'_i зависят только от оптических сил компонентов, расстояний между ними, числовой апертурой системы и расстояния точки объекта от оси, а P_i, W_i, π_i, q_i, C_i связаны с конструкцией элемента i, т. е. с его радиусами кривизны, показателями преломления и коэффициентами дисперсии (для C_i), а также с положением объекта относительно компонента i. Параметры P_i и W_i, зависящие от положения предмета, можно заменить теми же параметрами, связанными только с конструктивными элементами, при этом зависимость P_i и W_i от $\boldsymbol{P}_i$ и $\boldsymbol{W}_i$ линейная, уравнения (29.1) и (29.2) остаются без изменения, но переход от старых P_i и W_i к новым $\boldsymbol{P}_i$ и $\boldsymbol{W}_i$ позволяет осуществить полностью разделение параметров на две группы. В первую группу входят внешние величины, связанные с габаритными характеристиками системы, силы отдельных компонентов, расстояния между ними, диаметры, зависящие от апертурных и полевых углов. Эти величины считаются известными. Параметры второй группы P, W, π и C находят из решения системы уравнений (29.1) и (29.2), если правые части этих уравнений известны.

Формулы аберраций третьего порядка оптических систем с осевой симметрией для бесконечно удаленного предмета [45]:

$$\left.\begin{aligned}
-2n'_p\delta g'_{\mathrm{I}} &= \frac{m_1\left(m_1^2+M_1^2\right)}{F'^2}S_{\mathrm{I}};\quad -2n'_p\delta g_{\mathrm{II}} = -\frac{3m_1^2+M_1^2}{F'_1}\omega_1 S_{\mathrm{II}};\\
-2n'_p\delta g_{\mathrm{III+IV}} &= m_1\omega_1^2(3S_{\mathrm{III}}+S_{\mathrm{IV}});\quad -2n'_p\delta g'_{\mathrm{V}} = F'_1\omega^3 S_{\mathrm{V}};\\
-2n'_p\delta G'_{\mathrm{I}} &= \frac{M_1\left(m_1^2+M_1^2\right)}{F'^2_1}S_{\mathrm{I}};\quad -2n'_p\delta G'_{\mathrm{II}} = \frac{2m_1M_1}{F'_1}\omega_1 S_{\mathrm{II}};\\
-2n'_p\delta G'_{\mathrm{III+IV}} &= M_1\omega_1^2(S_{\mathrm{III}}+S_{\mathrm{IV}});\quad -2n'_p\delta G'_{\mathrm{V}} = 0.
\end{aligned}\right\} \qquad (29.3)$$

Если система телескопическая и $\alpha'_p = 0$, то поперечные аберрации не могут быть вычислены; вместо них вводят угловые аберрации $[\delta g'_p]$ и $[\delta G'_p]$, равные пределу

$$-\delta g'_p/S'_p \text{ и } \delta G'_p/S'_p \text{ при } S'_p \to 0.$$

Обозначая увеличение телескопической системы буквой Г, имеем:

$$-\frac{2}{\Gamma}[\delta g'_{\mathrm{I}}] = \frac{m_1\left(m_1^2+M_1^2\right)}{F'^3_1}S_{\mathrm{I}};\quad -\frac{2}{\Gamma}[\delta G'_{\mathrm{I}}] = \frac{M_1\left(m_1^2+M_1^2\right)}{F'^3_1}S_{\mathrm{I}} \qquad (29.4)$$

и т. д. Эти формулы отличаются от (29.3) тем, что справа все множители сумм содержат лишнюю степень F'_1 в знаменателе; F'_1 — фокусное расстояние той части системы, которая остается по исключении окуляра.

При определении P, W и π за единицу углов α берется угол α_q в среде, отделяющей окуляр от остальной части телескопической системы.

Хроматическая аберрация положения для телескопических систем

$$[\delta g']_{\mathrm{I}} = -m'_p\sum (h_i/h_p)^2\Phi_i C_i,$$

где m'_p — высота пересечения луча с плоскостью выходного зрачка.

Хроматическая аберрация увеличений для телескопических систем

$$(L'_F - L_C)/L' = -\sum y_i h_i \Phi_i C_i.$$

Метод, основанный на использовании готовых элементов телескопических систем. При расчете новых телескопических систем можно использовать отдельные элементы (объектив, окуляр), рассчитанные ранее, которые выбираются из каталогов после выполнения габаритного расчета с учетом аберраций и требований к качеству изображения системы. Окончательная доводка системы осуществляется на ЭВМ по программам автоматизированного расчета оптических систем.

Метод расчета с использованием базовых и коррекционных элементов. При расчете телескопических систем новых конструкций и с повышенными оптическими и конструктивными характеристиками можно использовать метод построения отдельных элементов телескопических систем (объективов, окуляров, оборачивающих линзовых систем) из поверхностей с известными свойствами.

Рассматривая работу базовых линз, можно поставить условие наиболее полного использования их коррекционных возможностей для устранения важнейших полевых аберраций — астигматизма, комы, кривизны поверхности изображения. Строя оптическую систему из элементов, свободных от аберраций того или иного вида, можно получить всю систему, также свободную от этих же аберраций.

Классификация базовых элементов разработана М. М. Русиновым [40]. Там же приведены два примера построения репродукционных телескопических систем: линзовой и зеркально-линзовой.

Глава 30

МИКРОСКОПЫ И ЛУПЫ

30.1. ЛУПЫ

Для расширения возможностей глаза при наблюдении более мелких близко расположенных структур используются лупы (рис. 30.1). Особенностью луп является отсутствие промежуточного изображения; лупа дает прямое изображение.

Конструктивно лупы выполняются в виде одной или нескольких линз. Основными характеристиками лупы являются видимое увеличение $\overline{\Gamma}$, линейное поле $2y$ в пространстве предметов и диаметр выходного зрачка D'.

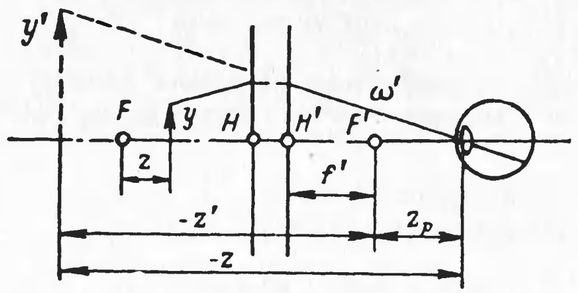


Рис. 30.1. Оптическая схема системы лупа—глаз

Видимое увеличение лупы — это отношение тангенса угла, под которым виден предмет через лупу, к тангенсу угла, под которым наблюдается предмет невооруженным глазом, с расстояния наилучшего видения:

$$\overline{\Gamma} = \operatorname{tg}\omega'/\operatorname{tg}\omega.$$

Если предмет расположен в передней фокальной плоскости, то видимое увеличение лупы

$$\overline{\Gamma} = 250/f', \qquad (30.1)$$

где f' — фокусное расстояние лупы.

В общем случае при расположении предмета на некотором расстоянии от фокальной плоскости с учетом аккомодации глаза видимое увеличение лупы

$$\overline{\Gamma} = (250/f')\,[1 + z'_p/(z' - z'_p)].$$

Апертурной диафрагмой и одновременно выходным зрачком системы лупа—глаз является зрачок глаза. Полевая диафрагма, расположенная в передней фокальной плоскости лупы, в большинстве случаев отсутствует. Поэтому поле лупы резко не ограничивается.

Оправа лупы является виньетирующей диафрагмой и выходным окном. Угловое поле лупы $2\omega'$ в пространстве изображений при отсутствии виньетирования определяется лучом, идущим через верхний край выходного зрачка:

$$\operatorname{tg}\omega' = (D_л - D_{гл})/2z',$$

а соответствующее ему линейное поле в пространстве предметов

$$2y = 2f' \operatorname{tg}\omega' = f'(D_л - D_{гл})/z'.$$

Глубина резкого изображения, даваемого лупой, складывается из двух величин: аккомодационной и волновой

$$T = T_{ак} + T_в = 250/\overline{\Gamma}^2 + \lambda/2A^2,$$

где $A = D_{гл}/(2f')$.

Лупы малого увеличения (до $7^\times$) обычно состоят из одной линзы (рис. 30.2, *а*). У таких луп диаметр поля составляет примерно 1/5 фокусного расстояния. Ограничением поля является астигматизм и кривизна поверхности. Лупы среднего и сильного увеличения требуют устранения также и осевых аберраций: сферической и хроматической. У дуплетной лупы, состоящей из двух простых линз (рис. 30.2, *б*), достаточно хорошо исправлены все аберрации; кроме хроматических. Верантная лупа (рис. 30.2, *в*) имеет угловое поле до 60°. Астигматизм, дисторсия и кривизна поверхности исправлены. Апланатическая лупа по Штейнгелю (рис. 30.2, *г*) имеет увеличение $6—15^\times$. У такой лупы хорошо исправлена сферическая аберрация, хроматизм увеличения и аберрации широких наклонных пучков. Угловое поле составляет около 20°. Четырехлинзовые анастигматические лупы (рис. 30.2, *д*) являются наиболее совершенными лупами с увеличениями до $40^\times$. Эти лупы по качеству изображения приближаются к объективам микроскопов. Бинокулярные лупы обычно состоят из двух одиночных линз или линз, с помещенными между ними призмами, расположенными так, что наблюдение через них ведется одновременно двумя глазами (рис. 30.2, *е*). Эти лупы дают объемные изображения предмета.

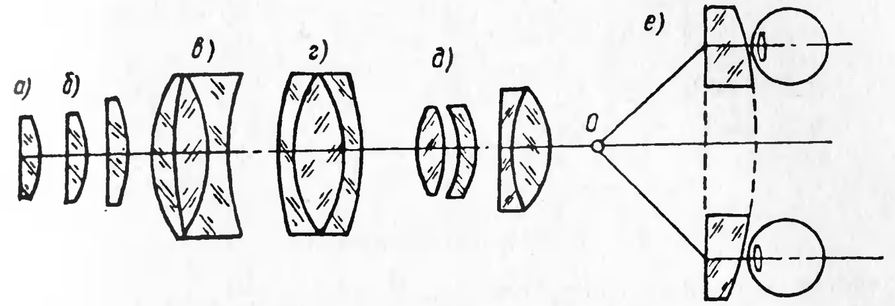


Рис. 30.2. Оптические схемы луп

Телескопическая лупа и лупа с отрицательным окуляром применяются в тех случаях, когда требуется значительное расстояние между лупой и предметом. Телескопическая лупа представляет собой зрительную трубу, перед объективом которой расположена дополнительная линза. Увеличение такой системы $\overline{\Gamma} = \Gamma_л\Gamma_т$.

Лупа с отрицательным окуляром представляет собой расфокусированную систему Галилея. В такой системе имеется возможность плавно менять увеличение, меняя расстояние между положительной и отрицательной линзами.

30.2. МИКРОСКОПЫ

Микроскоп (рис. 30.3 и 30.4) имеет оптическую схему с двумя ступенями увеличения, первая осуществляется объективом, а вторая — окуляром. Фокусное расстояние микроскопа

$$f' = -(f'_{об}f'_{ок})/\Delta,$$

где Δ — расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра и называется оптической длиной тубуса. Величина Δ для каждого объектива

в зависимости от его фокусного расстояния различна и лежит в пределах 150—200 мм. Чтобы выдержать эту величину, положение объективов при их установке на приборе фиксируется нижним срезом тубуса микроскопа. Оправа окуляра опирается на верхний срез тубуса. Расстояние от нижнего до верхнего среза тубуса называется механической длиной тубуса (рис. 30.4).

В тех случаях, когда у окуляров используется сетка, для четкого ее рассмотрения необходимо некоторое перемещение окуляра, в зависимости от зрения наблюдателя. Перемещение окуляра на 1 дптр

$$x = f'^{2}_{ок}/1000.$$

Под увеличением микроскопа принято понимать отношение размера изображения предмета на сетчатке глаза при наблюдении через микроскоп к размеру изображения того же предмета, полученного невооруженным глазом. Тогда

$$\bar{\Gamma} = D/f' = 250/f', \qquad (30.2)$$

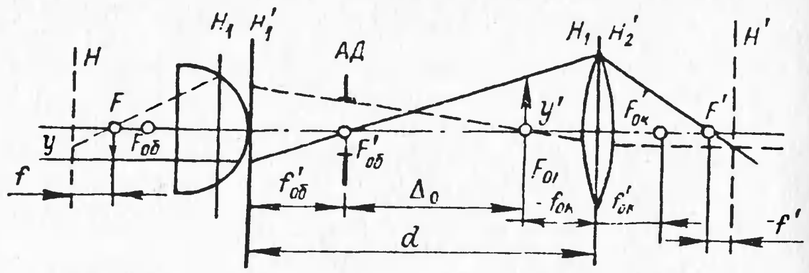


Рис. 30.3. Оптическая схема микроскопа

где f' — фокусное расстояние микроскопа. Если в (30.2) f' заменить его выражением по (30.1), то $\Gamma = -(\Delta/f'_{об})(D/f'_{ок})$. Но $\beta_{об} = -\Delta/f'_{об}$, а $\bar{\Gamma}_{ок} = D/f'_{ок}$ и, следовательно, $\Gamma = \beta_{об}\Gamma_{ок}$. В тех случаях, когда длина тубуса равна бесконечности, общее увеличение микроскопа

$$\Gamma = -(f'_{т.л}/f'_{об})(D/f'_{ок}).$$

Входной зрачок в микроскопах обычно удален бесконечно. Выходной зрачок объектива находится в задней фокальной плоскости. Роль апертурной диафрагмы выполняет одна из оправ объектива. Величина $A = n \sin \sigma_A$ называется числовой апертурой.

Диаметр выходного зрачка микроскопа

$$D' = 500A/\bar{\Gamma}.$$

Линейное поле микроскопа $d = D_п/\beta_{об}$, где $D_п$ — диаметр полевой диафрагмы окуляра.

Глубина изображения в микроскопе без перефокусировки

$$T = T_в + T_а = n\lambda/(2A^2) + 250/\bar{\Gamma}^2.$$

В случае проецирования изображения на экран или матовое стекло $T_а = 0$. Предел разрешения

$$d = \lambda/(A_{об} + A_к) \approx \lambda/(2A_{об}),$$

где $A_{об}$, $A_к$ — соответственно числовые апертуры объективов и конденсора.

Полезное увеличение микроскопа находится из условия полного использования разрешающей способности объектива.

Полагая разрешающую способность глаза ε в пределах от 2 до 4′, для видимой области спектра ($\lambda = 0{,}000589$ мм) имеем

$$500\ A < \bar{\Gamma} < 1000\ A. \qquad (30.3)$$

Увеличение, определяемое по (30.3), называется полезным. Применение увеличения меньшего, чем нижний предел, не дает возможности различать все детали, которые разрешает объектив. Увеличение больше полезного не только не дает ни-

какой дополнительной информации об объекте, а, наоборот, является вредным. Кроме того, выходной зрачок становится меньше 0,5 мм, что приводит к заметности дифракционной картины. Иногда увеличение больше полезного используется в измерительных микроскопах.

Классификация объективов микроскопа. Принципиальная оптическая схема микроскопа состоит из трех основных оптических узлов: осветительной системы, объектива и окулярной части (монокулярной, бинокулярной или тринокулярной). Объектив является наиболее ответственным узлом микроскопа, так как от его числовой апертуры и коррекции аберраций зависят разрешающая способность и качество изображения в целом.

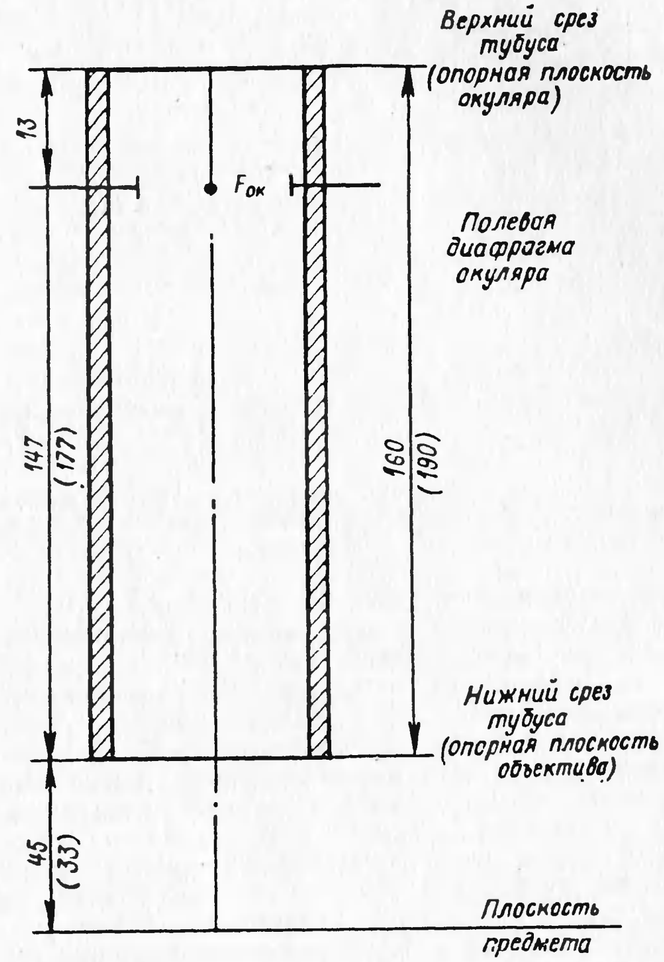


Рис. 30.4. Схема тубуса упрощенного микроскопа

Объективы микроскопа классифицируются по спектральной области, для которой они рассчитаны и применяются; способу освещения наблюдаемого объекта; длине тубуса, на которую они рассчитаны; наличию покровного стекла и иммерсионной жидкости; конструктивным особенностям (линзовые, зеркально-линзовые и зеркальные).

Большое распространение получили линзовые объективы. Это вызвано прежде всего большими технологическими возможностями их изготовления по сравнению с зеркально-линзовыми. Для линзовых объективов допуски задаются значительно шире, чем для зеркально-линзовых. Кроме того, у линзовых объективов отсутствует центральное экранирование, снижающее контраст в изображении.

По степени коррекции различают следующие типы объективов: монохроматы, ахроматы, апохроматы, суперапохроматы, планобъективы. Монохроматы — это объективы, у которых аберрации исправлены для узкой спектральной области. Объективы, у которых ахроматизация выполнена для двух длин волн, называются ахроматами. У апохроматов спектральная область расширена и ахроматизация вы-

полняется для трех длин волн. У суперапохроматов ахроматизация выполнена для видимой и ультрафиолетовой областей спектра. У объективов с плоской поверхностью изображения существенно увеличено поле.

У монохроматов в первую очередь исправляются сферическая аберрация, кома и астигматизм. У ахроматов исправлению подлежат: сферическая аберрация, кома, астигматизм, хроматизм положения и отчасти сферохроматическая аберрация. У апохроматов и суперапохроматов кроме аберраций, исправляемых у ахроматов, значительно лучше корректируются вторичный спектр и сферохроматическая аберрация.

Планобъективы по степени коррекции делятся на планмонохроматы, планахроматы и планапохроматы. Требования к коррекции аберраций для точки на оси планобъективов такие же, как и для соответствующих монохроматов, ахроматов и апохроматов. Но в отличие от последних у планобъективов существенно лучше исправлены кривизна поверхности и астигматизм. На рис. 30.5 приведены оптические схемы некоторых объективов.

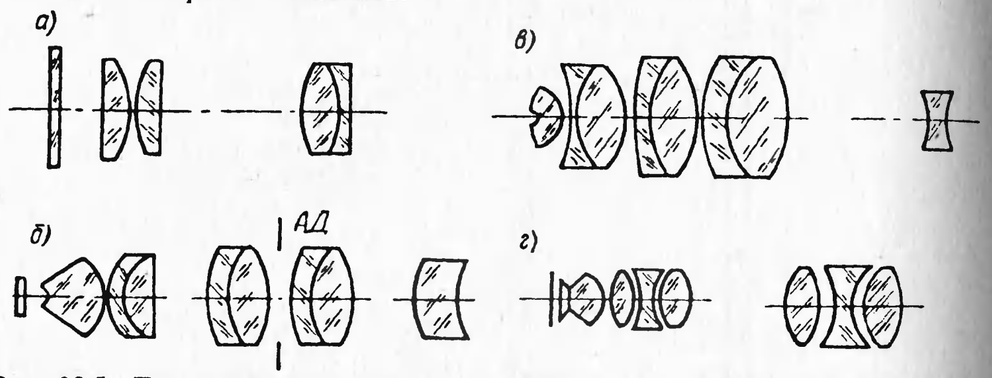


Рис. 30.5. Принципиальные оптические схемы линзовых объективов различных типов: *а* — ахромат 6,3×0,17 (ОХ-22); *б* — планахромат 25×0,50 (ОПХ-25); *в* — планахромат 60×0,90 (ОПА-60); *г* — суперапохромат 25×0,35

Оценка качества изображения объективов микроскопа производится в волновой мере. Для основной длины волны для точки на оси у всех объективов выполняется критерий Рэлея, т. е. волновая аберрация менее 0,25λ. У ахроматов для всей спектральной области, на которую они рассчитаны, аберрации не более 0,5λ. Для линии G' волновая аберрация порядка $(1 \div 2)\lambda$. У апохроматов для спектральной области от C до G' волновые аберрации не превосходят 0,25λ. Исключение составляют некоторые высокоапертурные объективы, у которых на краях отверстия эти величины достигают больших значений, вызванных трудноустранимыми аберрациями высшего порядка. У планобъективов волновые аберрации для внеосевых точек предмета в пределах всего поля не превышают 0,5λ. Остаточный хроматизм увеличения у сильных объективов достигает 1,5—2,0 %, компенсируется применением специально рассчитанных компенсационных окуляров.

Приведенная классификация и количественные критерии оценки коррекции аберраций являются до некоторой степени условными и приближенными. Нельзя провести резкой границы, например, между ахроматом и апохроматом, ахроматом и планахроматом и т. п.

К основным оптическим и механическим характеристикам объективов относятся следующие: увеличение или фокусное расстояние, числовая апертура, длина тубуса (механическая), высота объектива, рабочее расстояние, линейное поле (обычно в пространстве изображения), наличие покровного стекла и иммерсии.

Методы расчета объективов микроскопа. Широкое распространение при расчете объективов микроскопа получил метод проб, сущность которого заключается в том, что вначале выбирается аналог с возможно близкими оптическими характеристиками к рассчитываемому объективу. Далее изучается влияние изменения конструктивных элементов на аберрации и оптические характеристики. Затем путем интерполяции или экстраполяции находят новые значения конструктивных элементов и производят контрольные расчеты хода лучей, в результате которого выясняется действительное состояние коррекции. И так повторяется несколько раз до получения удовлетворительного решения. Этот метод достаточно эффективен, когда исходная оптическая система близка к рассчитываемой, при пересчете на плавки

и радиусы пробных стекол, замене марок стекол отдельных линз и в некоторых других случаях.

При расчете объективов небольшой числовой апертуры и увеличения часто используется алгебраический метод. Оптическая схема этих объективов обычно состоит из двух компонентов. Для расчета таких объективов весьма эффективна методика, основанная на применении теории аберрации третьего порядка для систем, состоящих из тонких компонентов, предложенная проф. Г. Г. Слюсаревым.

Следующий метод расчета — комбинированный — является рациональным сочетанием алгебраического метода и метода проб. Вначале используется алгебраический метод и, когда наступает состояние коррекции, при котором аберрации третьего порядка исправлены удовлетворительно, но в системе присутствуют остаточные аберрации высшего порядка, применяют метод проб.

В последнюю четверть века при расчете объективов микроскопа широко применяются ЭВМ. Разработан целый комплекс программ, начиная от программ для расчета хода лучей и кончая программами для автоматизированной коррекции аберраций и оценки качества изображения. Общим для всех программ, предназначенных для автоматизированной коррекции аберраций, является использование классического метода проб с применением различных математических приемов для оптимизации оптических систем.

Наиболее ответственным моментом во всех перечисленных способах расчета является правильный выбор исходной системы, от которого в большой степени зависят и результат и время расчета.

Сущность метода расчета по частям. Методика расчета объективов микроскопа по частям была разработана в СССР в начале 60-х годов [36]. Суть метода заключается в следующем: объектив микроскопа условно разделяется на две части, рассчитываемые в начальной стадии самостоятельно, но так, чтобы, во-первых, при соединении обеих частей у объектива были получены заданные оптические характеристики (увеличение, фокусное расстояние, числовая апертура, поле, длина тубуса, рабочее расстояние) и, во-вторых, обеспечена необходимая для данного типа коррекция аберраций. Первая часть — фронтальная, вторая — последующая. Оптические схемы обеих частей в зависимости от оптических характеристик и типов объективов разнообразны. Различны и способы их расчета.

При расчете фронтальной части, через которую проходят пучки лучей со значительной числовой апертурой, используются свойства апланатических точек поверхностей. Благодаря этому апертурный угол для последующей части существенно снижается, при этом фронтальная часть не вносит значительных аберраций.

Последующая часть, так как числовая апертура у нее сравнительно невелика, в первом приближении может быть рассчитана алгебраическим методом с применением теории аберрации третьего порядка, которая позволяет определить необходимое число компонентов в оптической схеме и выбрать их тип.

Окончательная коррекция аберраций производится на ЭВМ по программам для автоматизированной коррекции аберраций. Приведем некоторые соотношения, которые должны выполняться при габаритном и аберрационном расчетах по этой методике.

Фронтальная часть в виде «толстого» мениска часто используется при расчете объективов с плоским полем. Конструктивные элементы могут быть вычислены:

$$r_1 = \frac{s_1 \beta (n-1)}{n^2 - \beta}; \quad r_2 = \frac{1-n}{nS_{IV} + \dfrac{1-n}{r_1}}; \quad d = \frac{s_1\beta - r_2(n+1)}{n},$$

где r_1 и r_2 — соответственно радиусы преломления поверхностей мениска; d — толщина мениска; n — показатель преломления; s_1 — рабочее расстояние; s_{IV} — сумма Петцваля.

Линейное увеличение β и задний отрезок определяются по формулам:

$$\beta = \frac{n^2}{[(n-1)k + 1]}; \quad s_2' = r_2(1+n).$$

Здесь $k = s_1/r_1$.

Коррекционной особенностью такого мениска является то, что изображение предмета, даваемое первой поверхностью, совпадает с апланатической точкой второй поверхности.

При расчете высокоапертурных объективов, за толстым мениском располагается дополнительно один или несколько апланатических менисков.

Особенностью склеенного фронтального мениска для иммерсионных объективов является то, что показатели преломления иммерсии, покровного стекла и первой линзы одинаковы. Осевая точка предмета находится в центре кривизны второй поверхности, а ее изображение совпадает с апланатической точкой третьего типа третьей поверхности. Конструктивные элементы могут быть вычислены по формулам:

$$r_1 = \infty; \quad r_2 = s_1 - d_1; \quad r_3 = \frac{r_2 - d_2}{1 + 1/n_2}; \quad d_2 = r_2 + \frac{1 + 1/n_2^2}{S_{IV} + (1/n_2 - 1/n_1)/r_2};$$

$$\beta = n_1 n_2; \quad s'_3 = r_3 (1 + n_2),$$

где d_1 и d_2 — толщины линз; n_1 и n_2 — показатели преломления оптических сред линз. Последующая часть в виде двух компонентов, разделенная конечным воздушным промежутком, удовлетворяет всем требованиям габаритного и аберрационного расчетов.

При условии нормирования $h_1 = f' = 1$; $\alpha_1 = 0$; $\alpha_3 = 1$ (длина тубуса «бесконечность») имеем $\Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 = 1$; $1 - d\Phi_1 = s'_п$. Здесь Φ_1, Φ_2 — оптические силы компонентов; d — расстояние между компонентами; $s'_п$ — задний отрезок последующей части. Практически удобно выразить оптические силы компонентов Φ_1 и Φ_2 через α_2, тогда имеем одно уравнение $1 - d\alpha_2 = s'_п$. Для его решения одной из величин следует придавать некоторые численные значения.

Реальные фокусные расстояния компонентов находятся из формул:

$$f'_1 = f'_п/\alpha_2; \quad f'_2 = f'_п (1 - d\alpha_2)/(1 - \alpha_2).$$

Численные значения $f'_п = f'_o\beta_ф$; $s'_п = -s'_ф + \delta$, где f'_o — фокусное расстояние объектива; $s'_ф$ — задний отрезок фронтальной части; δ — расстояние между последней поверхностью фронтальной части и вторым компонентом последующей части.

В случае, когда предмет расположен на конечном расстоянии:

$$\alpha_1 = \beta_п; \quad \alpha_3 = 1; \quad h_1 = s_1\alpha_1; \quad s'_п = s_1\beta_п - d\alpha_2.$$

Увеличение последующей части $\beta_п$ находится из условия компоновки фронтальной и последующей частей

$$\beta_п = \beta_ф/\beta_o,$$

где β_o, $\beta_ф$ — соответственно увеличение всего объектива и фронтальной части.

Фокусные расстояния для этого случая определяются из выражений:

$$f'_1 = s_1\beta_п/(\alpha_2 - \beta_п); \quad f'_2 = (s_1 - d\alpha_2)(1 - \alpha_2).$$

Коэффициент Петцваля вычисляется

$$S_{IV\,(п)} = \sum_1^2 Фп \approx п (\Phi_1 + \Phi_2).$$

Относительные диаметры компонентов

$$D_1/f'_1 = 2A_0 (\alpha_2 - \alpha_1)/\beta_ф; \quad D_2/f'_2 = 2A_o (1 - \alpha_2)/\beta_ф,$$

где A_o — числовая апертура объектива; α_1 и α_2 — параксиальные углы.

Предварительный аберрационный расчет последующей части. Аберрации последующей части рассчитываются так, чтобы они в первом приближении были равны по абсолютному значению соответствующим аберрациям фронтальной части, но противоположны по знаку (для продольных аберраций). Условиями исправления аберрации объектива являются:

$$\Delta s'_п = -\Delta s'_ф; \quad \eta_п = \eta_ф; \quad (z'_s - z'_m)_п = -(z'_s - z'_m)_ф; \quad S_{IV\,(п)} = -S_{IV\,(ф)};$$

$$\Delta s'_{F,\,C\,(п)} = -\Delta s'_{F,\,C\,(ф)}; \quad \Delta s'_{F,\,D\,(п)} = -\Delta s'_{F,\,D\,(ф)}; \quad \Delta y'_{F,\,C\,(п)} = \Delta y'_{F,\,C\,(ф)},$$

где $\Delta s'$ — продольная сферическая аберрация; η — величина, характеризующая отступление от условия изопланатизма и определяющая кому; $z'_s - z'_m$ — астигматическая разность; $\Delta s'_{F,\,C}$ и $\Delta s'_{F,\,D}$ — хроматическая разность положения; $\Delta y'_{F,\,C}$ — хроматическая разность увеличения.

Дисторсия в объективах микроскопа (за исключением объективов специального назначения), как правило, не подлежит исправлению вследствие сравнительно малого поля.

30.3. ЗЕРКАЛЬНЫЕ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

В связи с развитием инфракрасной техники, высокотемпературной металлографии, микроанализаторов возросла роль зеркальных и зеркально-линзовых объективов. Эти объективы (рис. 30.6) имеют ряд преимуществ перед линзовыми системами.

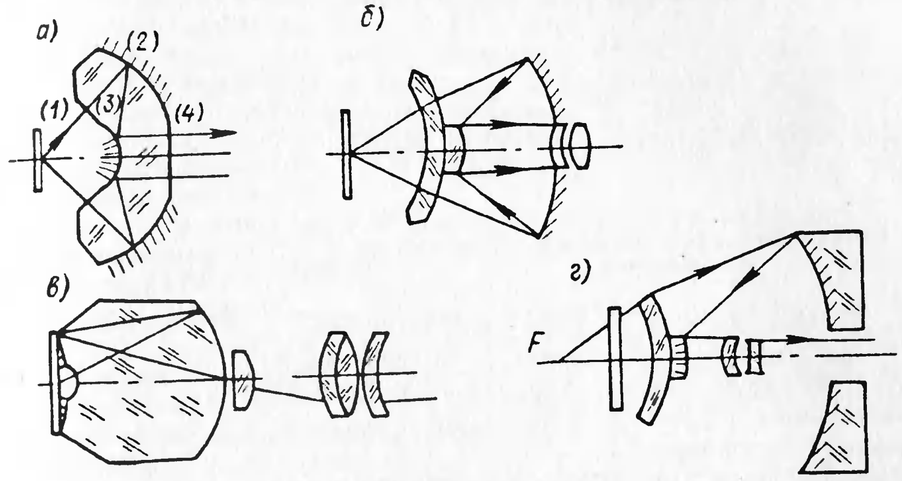


Рис. 30.6. Принципиальные оптические схемы некоторых зеркальных и зеркально-линзовых объективов: *а* — объектив Максутова 60×0,85; *б* — объектив Волосова 40×0,50; *в* — объектив Русинова 20×0,65; *г* — объектив Попова, $f' = 6{,}1$; $A = 0{,}65$

1. Рабочее расстояние этих объективов может в несколько раз превышать фокусное расстояние.

2. Широкая область ахроматизации, возможность наблюдения объектов в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра без перефокусировки микроскопа.

3. Возможность создания высокоапертурных объективов для видимой и инфракрасной областей спектра с апохроматической коррекцией и уменьшенной кривизной поверхности изображения.

Особый интерес представляют высокоапертурные зеркальные системы — апланаты, содержащие несферические поверхности, применяемые для любой области спектра.

Однако изготовление указанных объективов сопровождается значительными технологическими трудностями, вызываемыми высокими требованиями к качеству отражательных поверхностей, центрировке, а также сложностью механических узлов. Во избежание паразитной засветки эти объективы требуют специальных оправ и экранов. Наличие центрального экранирования снижает контраст в изображении. Светопропускание зеркально-линзовых объективов ниже, чем линзовых с такими же оптическими характеристиками. Поэтому выбор зеркально-линзовых систем должен быть тщательно обоснован. Теория и методы расчета зеркальных и зеркально-линзовых объективов даны в работе [36].

30.4. ОКУЛЯРЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В МИКРОСКОПАХ

Применяемые в микроскопах окуляры можно разделить на две основные группы: визуальные окуляры, служащие для наблюдения изображения глазом; окуляры, используемые в микрофотографии и микропроекционных устройствах.

Так как через окуляры проходят узкие пучки лучей, поэтому их сферическая и сферохроматическая аберрации малы по сравнению с остаточными аберрациями объектива. В некоторых окулярах исправляются хроматизм увеличения и дисторсия. Применение окуляра определяется типом объектива и характером исправления аберраций.

Визуальные окуляры должны давать неискаженное изображение по всему полю. При этом допускается некоторая кривизна поля благодаря аккомодационной способности глаза. Кроме того, при визуальном наблюдении всегда имеется возможность установить микроскоп на центр или край поля. Фотографические и проекционные окуляры, а также окуляры, применяемые с планобъективами, должны давать плоскую поверхность изображения. Иногда это достигается за счет увеличения астигматизма [36].

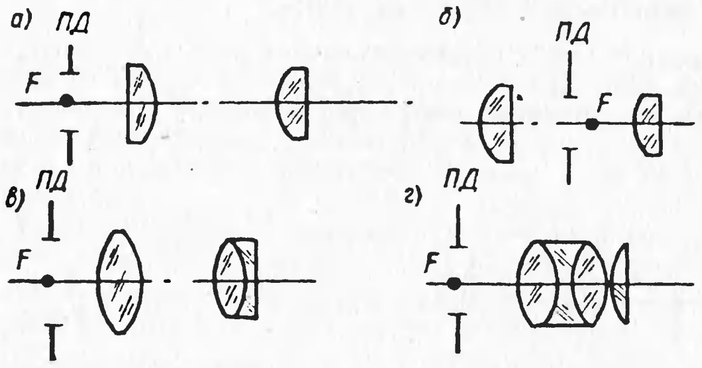


Рис. 30.7. Оптические схемы окуляров, применяемых в микроскопах

Наиболее распространенными в микроскопах являются следующие типы окуляров: Гюйгенса, Кельнера, компенсационные, ортоскопические, симметричные, панкратические, специальные и отрицательные (гомалы).

Окуляры Гюйгенса применяются с ахроматами (рис. 30.7, *б*). Они состоят из двух плосковыпуклых линз. Линейное поле окуляра $2y = D_{пD}/\beta_k$, где $D_{пD}$ — диаметр полевой диафрагмы; β_k — линейное увеличение коллективной линзы. Угловое поле окуляров Гюйгенса порядка 30°; а увеличение не более $7 \div 10^{\times}$ из-за небольшого удаления выходного зрачка. Хроматизм увеличения исправлен.

Окуляры Кельнера (рис. 30.7, *б*) состоят из простой коллективной линзы и двухсклеенной глазной. Угловое поле колеблется в пределах 40÷50°. В этих пределах

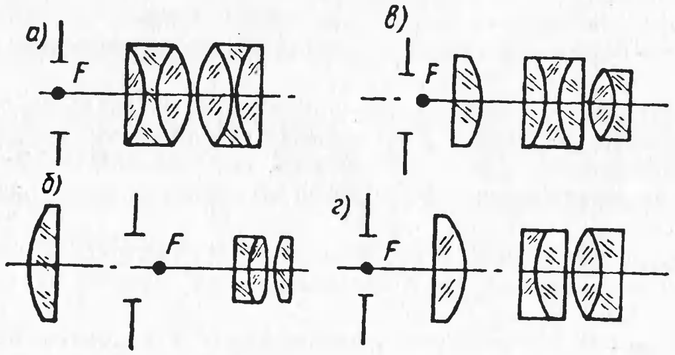


Рис. 30.8. Оптические схемы новых компенсационных окуляров с улучшенной коррекцией аберраций

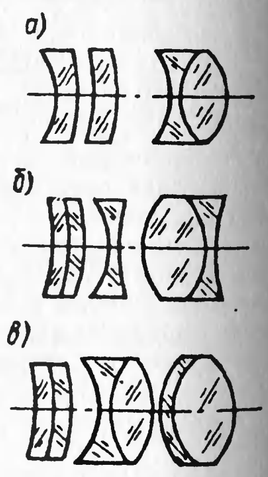


Рис. 30.9. Оптические схемы некоторых гомалов

аберрация исправлена достаточно хорошо. Полевая диафрагма находится в передней фокальной плоскости.

Компенсационные окуляры применяются с апохроматами, планобъективами и ахроматами больших увеличений. Они компенсируют хроматизм увеличения объективов. Наибольшее распространение получили компенсационные окуляры, выполненные по схеме Гюйгенса и Аббе (рис. 30.7, *в*, *г*). Эти окуляры имеют удовлетворительную коррекцию аберраций, но хроматизм увеличения не постоянен по полю, например, если в центре поля он равен 1 %, то на краю поля — порядка 2 %. При использовании таких окуляров с планапохроматами появляется окраска, снижающая качество изображения.

В СССР разработаны несколько типов компенсационных окуляров с постоянным по полю хроматизмом увеличения (рис. 30.8). На рис. 30.8, *а* представлен компенсационный окуляр симметричного типа. По такой схеме рассчитан комплект окуляров, используемых в микроскопе МИМ-9. Окуляр имеет большое удаление выходного зрачка, постоянный по полю хроматизм увеличения. Однако дисторсия для угла поля 40° составляет 5—7 %. С целью устранения этого недостатка были рассчитаны компенсационные окуляры, являющиеся развитием оптических схем Гюйгенса и Кельнера (рис. 30.8, *б*, *в*, *г*). Для получения хроматизма нужного увеличения в оптические схемы окуляров между глазной и коллективной линзами введена плоскопараллельная пластинка с одной или двумя хроматическими поверхностями склейки.

Применение новых компенсационных окуляров совместно с объективами, хроматическая разность увеличения которых составляет 1,5—2,0 %, обеспечивает практически бесцветное изображение в микроскопе. Компенсационные окуляры малых увеличений разрабатывались на основе развития схемы Гюйгенса, средних увеличений — схемы Кельнера, а для окуляров больших увеличений предпочтительнее схема симметричного вида.

Гомалы — отрицательные оптические системы — используются в микроскопах вместо окуляров с целью компенсации кривизны изображения и хроматизма увеличения, даваемых апохроматическими объективами. Выходной зрачок гомалов расположен внутри, поэтому они применяются главным образом для фотографирования (рис. 30.9, *а*, *б*, *в*).

30.5. УНИФИКАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ УЗЛОВ МИКРОСКОПОВ

При разработке новых моделей микроскопов большое внимание уделяется унификации, агрегатизации и стандартизации оптических узлов микроскопов. Ряд увеличений объективов и окуляров строится на основе геометрической прогрессии предпочтительных чисел (ГОСТ 6636—69), что позволяет сократить номенклатуру изделий, не ущемляя интересов потребителей.

Объективы микроскопов. В настоящее время применяются объективы, рассчитанные на три длины тубуса: 160, 190 мм и ∞ (табл. 30.1). Объективы для длины тубуса 160 мм используются в биологических микроскопах для исследования в проходящем свете биологических объектов, находящихся под покровным стеклом. Объективы для длины тубуса 190 мм применяются в рудных и других микроскопах, работающих в отраженном свете для исследования непрозрачных объектов. Объективы для длины тубуса «бесконечность» предназначаются в основном для работы в отраженном свете.

В настоящее время все ведущие фирмы выпускают объективы высотой 45 мм.

Увеличение объективов (для проходящего света) и фокусные расстояния (для отраженного света) изменяются в геометрической прогрессии со знаменателем 1,6. Это соответствует ряду *Ra* 5 (ГОСТ 6636—69 «Нормальные линейные размеры»). Номинальные значения тубусного коэффициента должны выбираться из ряда *Ra* 10 (ГОСТ 3032—56) и соответствовать кратности 0,4; 0,63; 1,6.

Окуляры микроскопов. Опорный торец окуляра должен быть расположен выше переднего фокуса на 13 мм. Номинальные значения видимых увеличений окуляров рекомендуется выбирать из ряда *Ra*10 и соответствовать кратности 4; 6,3; 10; 12,5; 16; 20; 25.

Хроматизм увеличения у всего комплекта окуляров, входящих в прибор, должен быть одинаковым и постоянным по полю. В СССР имеются комплекты окуляров с хроматизмом увеличения 0, 1 и 2 %.

Коэффициент камеры микроскопа (отношение фокусного расстояния объектива камеры к расстоянию наилучшего видения 250 мм). Номинальные значения коэффициента камеры микроскопа рекомендуется выбирать из следующего ряда *Ra*10: 0,4; 0,5; 0,63; 0,7; 1; 1,25; 1,6; 2; 2,5; 3,2; 4,0. У камеры без объектива под коэффициентом камеры следует понимать отношение оптической длины камеры к расстоянию наилучшего видения 250 мм. При использовании проекционного окуляра за оптическую длину камеры принимается расстояние между задней фокальной плоскостью проекционного окуляра и плоскостью изображения.

Некоторые типы микроскопов. Биологические микроскопы составляют наиболее распространенную группу приборов как по количеству разнообразных моделей,

Таблица 30.1. **Объективы микроскопов**

Марка объектива	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние, мм	Высота объектива, мм
I. Объективы для работы в проходящем свете, тубус 160 мм, толщина покровного стекла 0,17 мм						
1. Ахроматические						
Для биологических, бактериологических и других исследований						
ОМ-12	3,8	0,11	33,10	Сухая	27,20	50
М-42	8	0,20	18,10	»	8,60	33
ОМ-5	10	0,30	15,15	»	7,20	33
ОМ-27	20	0,40	8,40	»	1,70	33
МШ	40	0,65	4,30	»	0,55	33
ОХ-1	40	0,65	4,25	»	0,70	33
ОМ-23	40	0,75	4,30	Водная иммерсия	1,80	32,7
0,40	40	0,60	4,4	Сухая	0,70	33
02-60	60	0,85	3,0	»	0,14	33
ОМ-43	85	1,00	2,1	Водная иммерсия	0,06—0,16	32,7
ОМ-43-1	85	1,00	2,1	То же	0,09	32,7
ОМ-41	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7
О6М-90	90	1,25—0,60	2,0	То же	0,10	32,7
ОХ-26	4	0,12	31,4	Сухая	6,20	45
ОХ-27	6,3	0,17	24,1	»	10	45
ОХ-28	10	0,25	16,7	»	5,07	45
ОХ-29	16	0,40	12,0	»	1,75	45
ОХ-30	40	0,65	4,66	»	0,58	45
ОХ-31	60	0,85	3,01	»	0,19	45
ОХ-32	100	1,25	1,89	Масляная иммерсия	0,11	45
Для исследования методом фазового контраста						
ФОМ-27-2	20	0,40	8,4	Сухая	1,70	33
ФМШ-2	40	0,65	4,3	»	0,55	33
ФОМ-41-2	90	1,25	2,0	»	0,10	32,7
Для исследования желатиновых пленок						
ОМ-32	90	1,25	2—1,9	Масляная иммерсия	0,30—0,12	32,7
2. Планахроматические						
Для биологических, бактериологических и других исследований						
ОМ-3	3,5	0,10	29,9	Сухая	23,40	33
ОМ-2	9	0,20	15,5	»	13,50	33
ОМ-31	20	0,40	8,5	»	0,16	33
ОМ-29	40	0,65	4,2	»	0,85	33
ОПХ-10	10	0,20	16,5	»	8,2	45

Продолжение табл. 30.1

Марка объектива	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние, мм	Высота объектива, мм
Для исследования в поляризованном свете						
ОПХ-2; 5П	2,5	0,05	62,5	Сухая	9,0	45
ОПХ-25П	25	0,50	6,5	»	0,55	45
ОПХ-40П	40	0,65	4,0	»	0,44	45
ОПХ-60П	60	0,85	2,7	»	0,22	45
3. Апохроматические						
Для биологических, бактериологических и других исследований						
ОМ-18	10	0,30	15,1	Сухая	4,80	33
ОМ-21	20	0,65	8,4	»	0,67	33
ОМ-16	40	0,95	4,4	»	0,12—0,22	33
О6АМ-60	60	1,0—0,7	3,0	Масляная иммерсия	0,22	32,7
ОМ-25	70	1,23	2,5	Водная иммерсия	0,14—0,04	32,7
О2АМ-90	90	1,30	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7
ОАВ-60	60,9	1,0	2,9	Водная иммерсия	0,76	32,7
ОАВ-65	65	1,1	2,7	То же	0,19	32,7
Для исследования желатиновых пленок						
ОС-20	20	0,80	8,4	Масляная иммерсия	1,10	32,7
ОС-22	60	1,25	3—2,9	То же	0,40	32,7
4. Планапохроматические						
Для биологических, бактериологических и других исследований						
ОПА-1	10	0,30	15,8	Сухая	5,2	45
ОПА-2	16	0,40	9,6	»	0,64	45
ОПА-3	40	0,65	3,9	»	0,31	45
ОПА-4	60	0,85	2,6	»	0.23	45
ОПА-5	100	1,25	1,5	Масляная иммерсия	0,15	45
ОПА-6	25	0,50	6,5	Сухая	0,61	45
ОПА-40	40	0,65	4	»	0,72	45
ОПА-60	60	0,90	2,7	»	0,22	45
5. Зеркально-линзовые						
Для исследований в ультрафиолетовой области спектра						
ОК-40	40,8	0,50	4,3	Сухая	2,0	33
ОНЗ-75А	75	0,65	2,3	»	0,23	33
ОНЗ-115	113	0,70	1,5	»	0,19	36
ОК-75	73,5	1,00	2,2	Глицериновая иммерсия	0,25	32,7
ОНЗ-125	125	1,10	1,4		0,25	32,7

Марка объектива	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние, мм	Высота объектива, мм
6. Линзовые кварцфлюоритовые ахроматические						
ОК-5	5	0,08	24,9	Сухая	17,00	33
ОК-10-3	10	0,20	15,3	»	6,61	33,2
ОК-120	20	0,40	8,3	»	0,22	33
ОК-50	48,5	0,65	3,6	»	0,10	33,4
ОК-58	58	0,80	3,1	Водная иммерсия	0,11	30
7. Линзовые и зеркально-линзовые						
Для исследований в инфракрасной области спектра						
ОЗ-10МК	10	0,30	18,4	Сухая	3,8—2,49	37,2
ОНЗ-40	40	0,50	4,2	»	5,0	33
ОР-75ИК	75	0,65	2,4	»	0,20	33,5
ОР-40МК	40	0,70	4,6	»	1,6	67
ОРМ-75ИК	75	1,00	2,1	Масляная иммерсия	0,28	32,7
II. Объективы для работы в отраженном свете						
1. Ахроматические, тубус 190 мм						
ОМ-10	95	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,06	12,2
Для исследований в поляризованном свете						
ОМ-13П	9	0,20	18,1	Сухая	8,14	25
ОМ-38П	11	0,25	16,0	Масляная иммерсия	0,50	27,6
ОМ-44П	30	0,65	6,2	То же	0,50	20,75
Для исследований в свете люминесценции (контактные)						
ОД-10ЛК	10	0,40	20,6	—	—	43
ОД-25ЛК	24,2	0,75	11,2	—	—	39
ОД-40ЛК	40,0	1,00	4,84	Желатиновая иммерсия	0,11	38,7
ОЭ-10ЛК	10,0	0,30	10,7	То же	0,10	41,1
ОЭ-20ЛК	20	0,60	11,2	»	0,02	30,7
О-60ЛК	60	1,25	3,2	»	0,02	31
Для исследований в светлом и темном полях (эпиобъективы)						
ОЭ-9	9	0,20	18,4	Сухая	5,40	25
ОЭ-21	21	0,40	8,4	»	1,80	14,4
ОЭ-40	40	0,65	4,6	»	0,61	12,35
ОЭ-95	95	1,00	2,0	Масляная иммерсия	0,41	13,50
2. Ахроматические, тубус «бесконечность»						
Для исследований в светлом поле						
ОХ-23	—	0,17	23,2	Сухая	6,20	33
ОХ-14	—	0,30	13,9	»	5,71	33

Марка объектива	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние, мм	Высота объектива, мм
ОХ-6	—	0,65	6,2	Сухая	0,82	33
ОХ-3	—	1,25	2,8	Масляная иммерсия	0,40	25
ОС-39	—	0,12	25,0	Сухая	10,00	29
ОС-40	—	0,30	13,9	»	5,71	29
ОС-41	—	0,37	8,2	»	2,68	29
ОС-42	—	0,50	4,3	»	0,74	29
Для исследований в светлом и темном полях (эпиобъективы)						
ОЭ-23	—	0,17	23,2	Сухая	5,40	31,5
ОЭ-14	—	0,30	13,9	»	5,40	31,5
ОЭ-8	—	0,37	8,2	»	2,60	31,5
ОЭ-6	—	0,55	6,2	»	0,60	31,5
ОЭ-4	—	0,17	25	»	5,40	33
ОЭ-4	—	0,17	25	»	5,40	33
ОЭ-2	—	0,40	10	»	2,60	33
ОЭ-1	—	0,65	0,63	»	0,65	33
ОЭ-3	—	1,00	2,8	Масляная иммерсия	0,60	31,5
3. Планахроматические, тубус «бесконечность»						
Для исследований в светлом поле						
ОБП-40	—	0,10	40,6	Сухая	23,0	45
ОПХ-3	—	0,65	6,3	»	0,6	45
Для исследований светлого и темного полей						
ОЭ-5	—	0,65	6,3	Сухая	0,69	45
4. Апохроматические, тубус «бесконечность»						
ОС-16	—	0,30	15,7	Сухая	4,90	33
ОС-8	—	0,65	8,4	»	0,82	33
ОС-4	—	0,95	4,3	»	0,18	33
ОС-3	—	1,30	2,8	Масляная иммерсия	0,18	25
ОС-3Т	—	1,00	2,8	То же	0,53	25
5. Планапохроматические, тубус «бесконечность»						
ОПА-11	—	0,85	4,0	Сухая	0,29	45
ОПА-12	—	1,25	2,5	Масляная иммерсия	0,25	45
ОПА-9	—	0,5	10,0	Сухая	0,80	45
Для исследования в светлом и темном полях (эпиобъективы)						
МИМ-9	—	0,25	25,4	Сухая	4,4	45
МИМ-9	—	0,30	16,0	»	4,4	45
МИМ-9	—	0,65	6,3	»	4,4	45

Марка объектива	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние, мм	Высота объектива, мм
6. Монохроматические для узкой области спектра, тубус «бесконечность»						
ОБМЖ-1,6	—	1,30	1,65	Масляная иммерсия	0,40	64

Примечание. Объективы для исследования методом фазового контраста маркированы буквой Ф. Объективы для исследований методом фазового темнопольного контраста маркированы буквой А. Объективы для исследований в поляризованном свете маркированы буквой П. Объективы для исследований в свете люминесценции методом фазового контраста маркированы буквами Т и Л. Объективы для исследований в свете люминесценции методом темнопольного контраста маркированы буквами А и Л. При исследовании объектов без сегмента объективы работают с предметами без покровного стекла. Объективы характеризуются большим линейным полем в пространстве изображений (25 мм), применяются с широкоугольными компенсационными окулярами. В эпиобъективах в отличие от других объективов имеется осветительная система в виде параболического зеркала.

так и по массовости промышленного выпуска. Ниже приводим шифры некоторых биологических микроскопов, отличающихся комплектами насадок, объективов и окуляров: Биолам-Р-1; Биолам-Р-5; Биолам-Р-6; Биолам-С-1; Биолам-С-3; Биолам-С-4; Биолам-Д-1; Биолам-Д-2; Биолам-Д-3; Биолам-Л-211; Биолам-Л-212; Биолам-Л-213; МББ-1; МББ-А; МБИ-11; МБИ-15; МБИ-17.

Мокроскопы поляризационные серии ПОЛАМ являются более совершенными моделями по сравнению с ранее выпускаемыми. Выпускаются рабочие модели ПОЛАМ-Р; студенческие ПОЛАМ-С; ПОЛАМ-Л; ПОЛАМ-И — лабораторные и исследовательские.

Микроскопы люминесцентные агрегатные серии ЛЮМАМ. Принцип действия микроскопов ЛЮМАМ основан на использовании люминесценции биологических объектов, возникающей под действием лучей определенного спектрального состава. Промышленность выпускает следующие модели: ЛЮМАМ-Р, ЛЮМАМ-И.

Металлографические микроскопы предназначены для контроля качества металлов и сплавов и исследования их структуры. Выпускаются серийно следующие типы микроскопов: ММУ-3; ММР-2; МИМ-9; ММР-3; ОРИМ.

Кроме перечисленных микроскопов выпускаются ультрафиолетовые и инфракрасные микроскопы; стереоскопические микроскопы; фазовоконтрастные и интерференционные микроскопы и принадлежности; микроскопы для исследования в области ядерной физики; высокотемпературные микроскопы; микроскопы сравнения, микроскопы контактные для прижизненных исследований и др. [36].

Глава 31

ПРОЕКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

31.1. ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ОСВЕТИТЕЛЕЙ ПРОЕКЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ДИАПРОЕКЦИИ

Проекция прозрачных предметов в проходящем свете называется диапроекцией. Проекционная система для диапроекции включает в себя следующие элементы: источник света, осветительную систему, кадровое окно, проекционный объектив.

Назначение осветительной системы — передача максимально возможного светового потока на экран через объектив, который, в свою очередь, создает изображение диапозитива на экране. Применяются две основные оптические схемы построения осветительных систем [10]. Осветительная система может изображать источник света в плоскость: 1) входного зрачка объектива (рис. 31.1, *а*); 2) кадрового окна, т. е. на диапозитиве (рис. 31.1, *б*), где на экране одновременно видны изображения диапозитива и структура источника света; в такой схеме необходимо применять в качестве источника сплошной равномерный излучатель.

По схеме, изображенной на рис. 31.1, *а*, источник света проецируется во входной зрачок объектива; его изображение, образованное объективом, совпадает с плоскостью выходного зрачка.

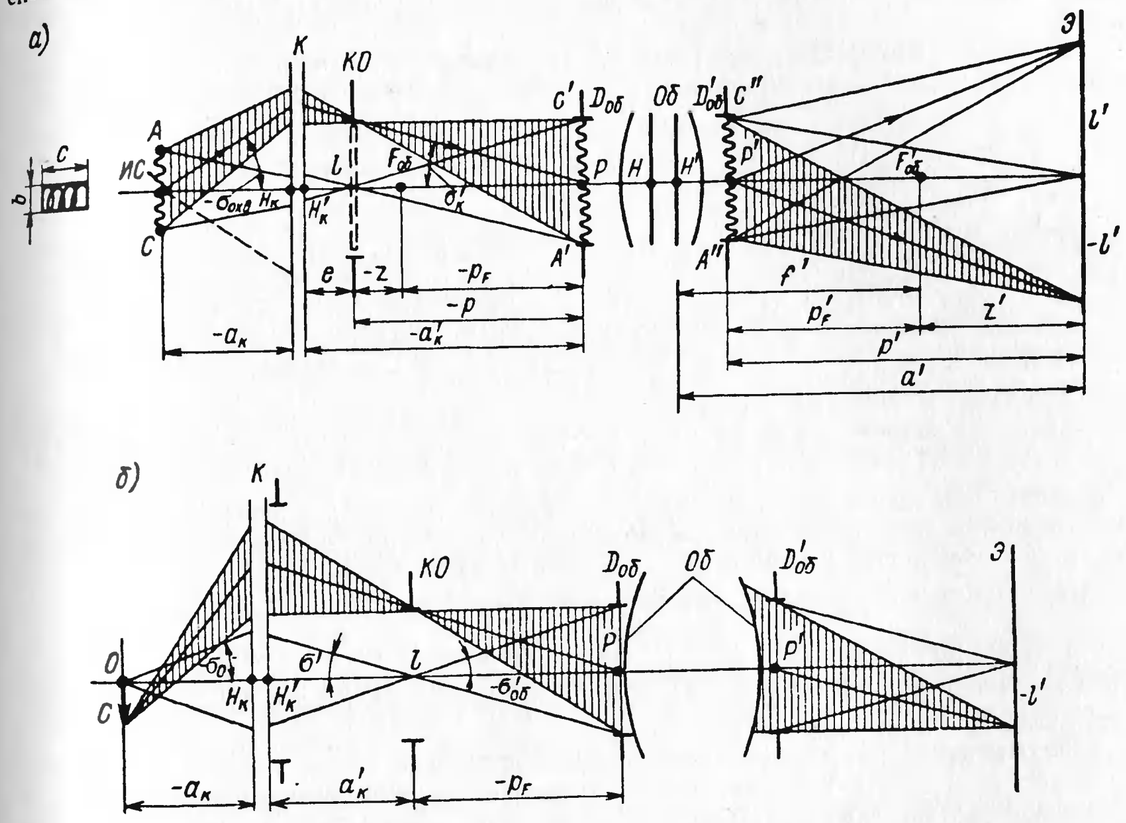


Рис. 31.1. Осветительная система, изображающая источник света в плоскость входного зрачка объектива (*а*) и в плоскость кадрового окна (*б*):
ИС — источник света; К — осветительная система; КО — кадровое окно; Об — объектив; Э — экран

Если $V_к$ — линейное увеличение осветительной системы, $V_{об}$ — линейное увеличение в зрачках проецирующего объектива, то существует зависимость

$$A'C' = V_к V_{об} AC.$$

Для 1-й схемы возможны два варианта заполнения входного зрачка:

а) изображение источника света вписано во входной зрачок объектива, т. е. имеет место неполное заполнение входного зрачка объектива и используемый световой поток меньше максимально возможного. Линейное увеличение осветительной системы равно

$$V_к = \frac{D_{об}}{\sqrt{c^2 + b^2}} < 0, \qquad (31.1)$$

где c, b — размеры тела накала;

б) окружность входного зрачка вписана в наименьший размер изображения источника; при этом световой поток, падающий на экран, имеет наибольшее зна-

чение, но часть источника света не используется системой. Линейное увеличение определяется по формуле

$$V_к = D_{об}/b < 0. \qquad (31.2)$$

На практике применяются более сложные осветительные системы [10], требующие введения дополнительных линз с целью устранения виньетирования наклонных пучков без дополнительного увеличения при этом диаметров линз осветителя или проекционного объектива; получения больших угловых полей проекторов; использования светосильных проекционных объективов.

Реализация этих систем показана на рис. 31.2, *а* и 31.2, *б* (обозначения см. на рис. 31.1, *а*, *б*). В схеме осветителя (рис. 31.2, *а*) плоскость кадрового окна должна быть совмещена с плоскостью выходного зрачка осветителя, что достигается или непосредственно, или введением дополнительной линзы *Л*, сопрягающей эти плоскости.

В схеме осветителя (рис. 31.2, *б*) плоскость выходного зрачка конденсора должна быть оптически сопряжена с плоскостью входного зрачка проекционного

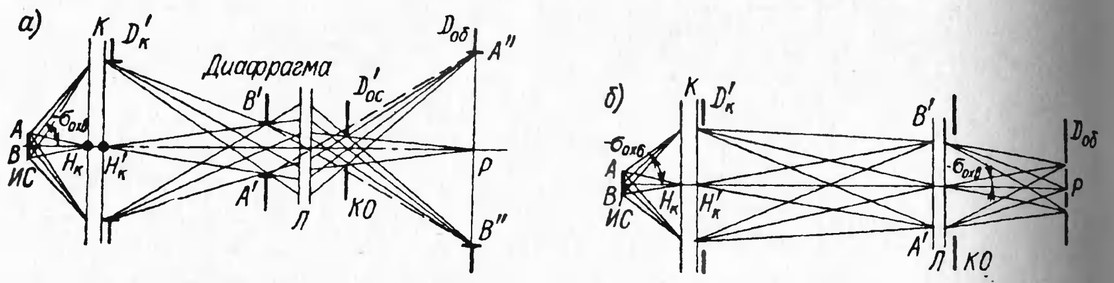


Рис. 31.2. Оптическая схема осветителя, изображающего источник света во входной зрачок объектива при сопряжении входного зрачка конденсора с плоскостью кадрового окна (*а*) и в плоскости кадрового окна при сопряжении зрачков конденсора и объектива (*б*)

объектива. Это достигается введением прикадровой линзы — коллектива. Так как эта линза располагается вблизи кадрового окна, то она практически не влияет на ход лучей. Фокусное расстояние такой линзы будет равно

$$f'_{колл} = \frac{a'_к V_{колл}}{(1 - V_{колл})},$$

где $a'_к$ — расстояние от задней главной плоскости осветительной системы до кадрового окна.

Фотометрические и оптические соотношения для осветительных систем диапроекции [52]. Для 1-й схемы построения осветительной системы (см. рис. 31.1, *а*) справедливы следующие соотношения:

яркость источника света в выходном зрачке объектива

$$L' = \tau L,$$

где τ — коэффициент пропускания оптической системы с учетом аберрационных потерь светового потока; L — яркость источника света;

сила света вдоль оси системы

$$I' = L' S''_{ист},$$

где $S''_{ист}$ — действительная площадка на выходном зрачке объектива, определяемая изображением источника света;

освещенность в центре экрана на расстоянии p' от входного зрачка объектива

$$E = I'/p'^2 = \tau h S''_{ист}/p'^2;$$

если $V_к$ соответствует формуле 31.1, то диаметр входного зрачка объектива $D'_{об}$

$$D'_{об} = \sqrt{k^2 + 1/kS''_{ист}} = \sqrt{(k^2 + 1E)/kEp'/\tau L},$$

где $k = c/b$ (c и b — размеры источника света);

диаметр входного зрачка

$$D_{об} = D'_{об}/V_0.$$

Если увеличение $V_к$ соответствует формуле (31.2), то:

$$S'' = \pi D^2_{об}/4; \quad D'_{об} = \sqrt{4S''/\pi} \approx 1{,}13p' \sqrt{E/\tau L}; \quad D_{об} \approx 1{,}13p'/V_{об}\sqrt{E/\tau L};$$

угловое поле объектива со стороны экрана измеряется углом $2\omega'$ (при полном его использовании экран должен быть круглым и иметь размер $2l'$) $2l' = -2p' \operatorname{tg} \omega'$, откуда для кадрового окна найдем $2l = 2l'/V_{об}$.

При прямоугольной форме экрана соблюдается условие

$$x^2 + y^2 = 2l^2;$$

высота экрана $x' = Vx$;

угол $2\sigma_0$ — угол охвата источника света $\sin \sigma_0 = V_0 V_к \sin \omega'$ (рис. 31.1, *а*). Для схемы, увеличение $V_к$ которой определяется по формуле (31.2), $\sin \sigma_0 \approx \approx 2l'/b \sqrt{E/\pi L\tau}$ (чем больше угол охвата, тем сложнее конструкции осветительной системы);

фокусное расстояние проекционного объектива f' (рис. 31.1, *а*)

$$f \approx p'/(1 - V),$$

если зрачки объектива лежат вблизи главных плоскостей;

положение диапозитива относительно объектива

$$z = -f'/(1 - V);$$

отрезки, определяющие положение источника, и фокусное расстояние осветителя

$$a'_к = e - z - p_F; \quad a_к = a'_к/V_к; \quad f'_к = a'_к/(1 - V_к),$$

где p_F — расстояние от входного зрачка до переднего фокуса объектива.

Для осветительной системы, представленной на рис. 31.1, *б*, будут справедливы следующие соотношения (считая объектив и осветительную систему апланатическими):

$$\sin \sigma_0 = \frac{VV_к (D/f')_{об}}{2(1 - V)}; \quad V_к = \frac{2(1 - V)\sin \sigma_0}{V (D/f')_{об}}.$$

Для источника света рекомендуются следующие соотношения: $c > x/V_к$; $b > y/V_к$, где c и b — размеры прямоугольной светящейся площадки.

31.2. ПРОЕКЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ЭПИПРОЕКЦИИ

Проекция непрозрачных предметов в отраженном свете называется эпипроекцией. Принципиальная схема такой системы изображена на рис. 31.3 [52]. Лампы с силой света I освещают проецируемый предмет. Лучи света, отраженные предметом, направляются на зеркало *З* с наружным отражающим слоем и, пройдя объектив, образуют изображение на экране. Взаимосвязь фотометрических и оптических параметров представлена нижеследующими зависимостями:

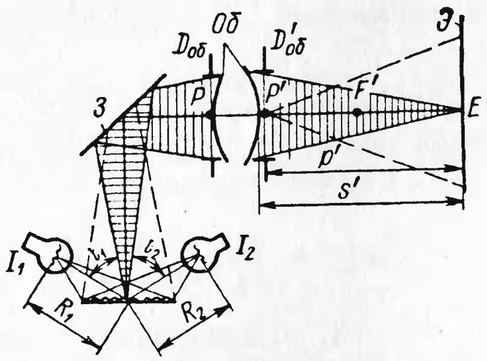


Рис. 31.3. Схема проекционной системы для эпипроекции

суммарная освещенность в центре предмета

$$E_{пр} = \sum_{k=1}^{k=p} I_к \cos i_к / R^2_к,$$

где $I_к$ — сила света данной лампы (в канделах); $i_к$, $R_к$ — угол и расстояние (м), определяющие положение данной лампы соответственно; $k = 1, 2, \ldots, f$ — число ламп;

яркость при равномерно рассеивающей поверхности предмета $B_{пр}$ может быть выражена в виде

$$L_{пр} = \rho E_{пр}/\pi,$$

где $L_{пр}$ — яркость предмета, кд/м²; ρ — коэффициент отражения поверхности;

освещенность на экране (при увеличении в зрачках $V_0 = 1$) определяется одним из следующих соотношений:

$$E = \pi L_{пр} \tau \sin^2 \tau'_{об} = \tau \rho E_{пр} \sin^2 \sigma'_{об} = \frac{\tau \rho E_{пр}}{4} \left(\frac{D'_{об}}{\rho'}\right)^2 \approx \tau \rho E_{пр} \frac{(D/f')^2_{об}}{4(1 - V)^2},$$

где $\tau = \rho_{зер}\,\tau_{об}$ — коэффициент пропускания системы; $\sigma'_{об}$ — задний апертурный угол; $D'_{об}$ — диаметр выходного зрачка объектива; $(D/f')_{об}$ — относительное отверстие объектива; V — линейное увеличение объектива.

Фокусное расстояние объектива определяется по формуле

$$f' = a'/(1 - V) \approx p'/(1 - V) \approx s'/(1 - V),$$

где $p' \approx a'$ — расстояние от выходного зрачка объектива до экрана; s' — расстояние от объектива до экрана.

Угловое поле объектива определяется из заданных размеров кадрового окна

$$\operatorname{tg}\omega = \sqrt{z^2 + y^2}/2p',$$

где z, y — размеры кадрового окна.

31.3. ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ПРОЕКЦИОННО-ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Осветительные системы по оптическим схемам можно разделить на три основных типа: диоптрические (линзовые); катоптрические (зеркальные); катодиоптрические (зеркально-линзовые) [10].

Диоптрические системы (линзовые). Сложность конденсора (т. е. количество линз и профиль поверхности линз) зависит от угла охвата конденсора $2\sigma_{охв}$. Размер угла охвата конденсора ограничен возрастанием аберраций широкого осевого пучка (сферическая аберрация, кома, хроматизм).

В линзовых системах для увеличения яркости источника и повышения равномерности распределения яркости используют добавочное сферическое зеркало, в центре которого расположен источник света; примером является конденсор, изображенный на рис. 31.4. Конденсор имеет следующие характеристики: $f' = 128{,}613$ мм; $V = -1{,}773^{\times}$; угол охвата $2\sigma_{охв} = 153°$. На расстоянии 50 см от колбы лампы стоит зеркальный отражатель, радиус кривизны которого 62,55 мм.

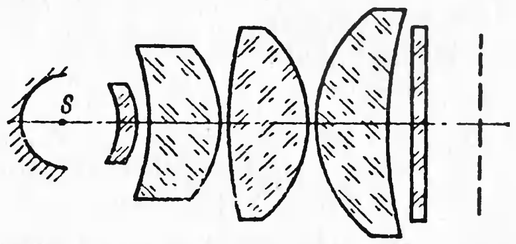


Рис. 31.4. Конденсор с добавочным сферическим зеркалом

Таблица 31.1. **Конструктивные данные конденсора с углом охвата $2\sigma = 153°$**

r	d	n_D
—69,5	3,5	1,4398
—59,7	16,58	1
—368,1	110	1,5163
—179,47	0,01	1
1127,2	120	1,5163
—199,53 *	0,01	1
217,8	120	1,5163
668,3	30	1
∞	20	1,512
∞		

$f' = 128{,}613$; $s'_F = -27{,}798$

* Радиус при вершине поверхности, заданной уравнением $y^2 + x^2 + 399{,}06z - 0{,}5121281z^2 = 0$.

Уравнение шестой поверхности имеет вид: $y^2 + x^2 + 399{,}06z - 0{,}5121281z^2 = 0$. Конструктивные данные конденсора приведены в табл. 31.1.

Схемы оптики линзовых конденсоров в зависимости от апертуры и увеличения приведены в работе [48]. В работе [10] показаны конкретные оптические схемы приборов с применением линзовых конденсоров.

Катоптрические системы (зеркальные). Простейшей зеркальной системой является сферическое зеркало (рис. 31.5), угол охвата которого равен 110°, $V_к = -5^{\times}$. Сфероэллиптический отражатель дает угол охвата, равный 140°, $V_к \approx -6^{\times}$. Эллиптические отражатели имеют угол охвата $2\sigma \approx 140°$, $V_к = -(6 \div 8)^{\times}$.

Зеркала сложного профиля используются для уменьшения аберраций, например ступенчатое сферическое зеркало (рис. 31.6), комбинированная система из двух концентрических зеркальных отражателей. Эта система обеспечивает угол, равный 140°.

Катодиоптрические системы (зеркально-линзовые). Возможны три варианта построения оптических схем. Линзовая часть осветительной системы может быть расположена:

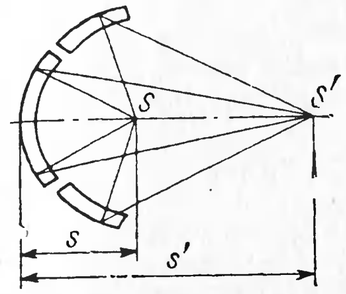


Рис. 31.5. Простейшая зеркальная осветительная система, содержащая сферическое зеркало

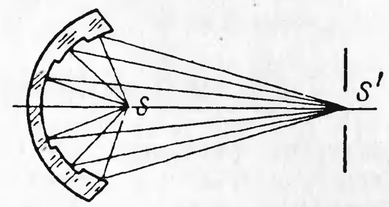


Рис. 31.6. Зеркало сложной формы — ступенчатое сферическое зеркало

1) в строго параллельном пучке лучей, отраженных от зеркала (изображение источника в плоскости кадрового окна);

2) в сходящемся пучке лучей, отраженных от зеркала (изображение источника в плоскости кадрового окна);

3) в сходящемся пучке лучей, отраженных от зеркала (изображение источника в плоскости входного зрачка объектива).

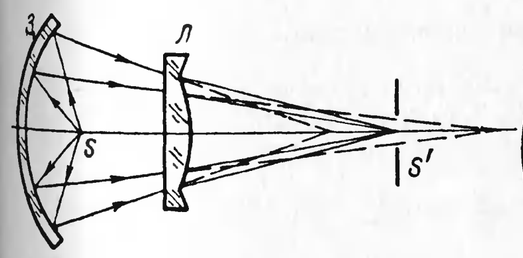


Рис. 31.7. Схема катодиоптрического осветителя с асферической линзой, расположенной в сходящемся пучке лучей

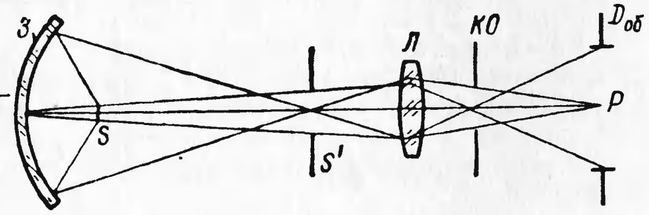


Рис. 31.8. Схема катодиоптрического осветителя с промежуточным изображением источника света

Для каждого варианта рассмотрим наиболее рациональные схемы.

Для 1-го варианта:

система, состоящая из параболического зеркала, в фокусе которого расположен источник света, и асферической или сферической линзы, стоящей в параллельном пучке лучей, отраженных от зеркала;

система, состоящая из сферического зеркала, в фокусе которого расположен источник света, и асферической линзы, стоящей в параллельном пучке лучей.

Угол охвата — от 135° до 140°.

Для 2-го варианта:

система, состоящая из сферического зеркала $З$ и асферической линзы $Л$ или линзы Френеля, расположенной в сходящемся пучке лучей, отраженных от зеркала (рис. 31.7);

система, состоящая из эллиптического зеркала и сфероцилиндрической линзы, расположенной в сходящемся пучке лучей. Относительное расположение элементов аналогично схеме на рис. 31.7;

система, состоящая из эллиптического зеркала, изображающего источник света в плоскость кадрового окна, и коллектива, сопрягающего зрачки осветителя и проекционного объектива.

Для 3-го варианта:

система, состоящая из эллиптического зеркала $З$ и положительной линзы $Л$ (рис. 31.8), изображающей промежуточное изображение источника света S' в плоскость входного зрачка объектива и сопрягающей поверхность отражателя с плоскостью кадрового окна $КО$;

система, состоящая из отражателя и конденсора, образованного двумя растровыми пластинами, установленными последовательно друг за другом. Схема дает равномерную освещенность картины;

система, состоящая из параболического или сферического отражателя и простой линзы (применяется в эпидиаскопе).

В качестве источников света применяют специальные проекционные лампы накаливания, газоразрядные источники света, электрические пламенные дуги. Полный перечень выпускаемых типов ламп и их характеристики даны в гл. 3.

31.4. ПРОЕКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

К проекционным объективам предъявляются следующие требования:

сохранение геометрического подобия проецируемой картины и ее изображения на экране; отсутствие виньетирования в объективе (или минимальное значение виньетирования); обеспечение сохранения контраста изображений и разрешаемости всех элементов предмета.

Требования, перечисленные выше, выполняются при следующих условиях:

тщательной коррекции всех аберраций объектива в пределах всего поля;

достаточной коррекции широких наклонных пучков в меридиональном и сагиттальном сечениях;

использовании явления аберрационного виньетирования;

исправлении дисторсии объективов;

наличии просветленных поверхностей;

соответствии диаметра входного зрачка объектива размерам изображения источника.

Объективы для обычной и широкоэкранной кинопроекции и телекинопроекции приведены в работе [10].

Объективы для эпи- и диапроекции. Для проекции на экран прозрачных и непрозрачных плоских объектов в увеличенном масштабе используют объективы, разработанные как проекционные, и объективы других приборов, пригодные к использованию в репродукционных установках.

Наиболее распространенные типы используемых объективов приведены в табл. 31.2.

[31.5. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЛИНЗОВЫХ КОНДЕНСОРОВ

К конденсорам предъявляются следующие требования:

исправление сферической аберрации (наличие сферической аберрации приводит к неполному заполнению зрачка светом и потере освещенности);

соблюдение условия ортоскопии;

соблюдение условия синусов.

При расчетах строгое выполнение перечисленных условий довольно затруднительно. Так, исправление сферической аберрации возможно для определенных показателей преломления линзы и при определенном числе линз конденсора.

Расчет выполняется в такой последовательности: определение угла охвата конденсора; определение необходимого числа линз; вычисление «стеклянных» и воздушных углов $\alpha_{стекл}$ и $\alpha_{возд}$; вычисление конструктивных элементов конденсора для первого приближения (для тонких компонентов); графическое определение толщин; вычисление конструктивных элементов конденсора (второе приближение); оконча-

Таблица 31.2. Объективы для эпи- и диапроекции

Тип	Расчетное фокусное расстояние f', мм	Относительное отверстие D/f'	Угловое поле 2ω или размер проецируемого кадра $a \times b$, см²	Общая длина объектива, Σd, мм	Положение главных плоскостей s_H	Положение фокусов s_F	Положение фокусов $s'_{F'}$	Положение зрачков s_p	Положение зрачков s'_p	Световые диаметры линз, мм: первой	Световые диаметры линз, мм: последней
Триплет	365,0	1 : 3,7	15×15	121,5	95,9	—269,1	315,0	—	—	100,0	90,0
Индустар-51	210,2	1 : 4,5	9×12	48,1	19,2	—191,0	183,5	15,7	—6,8	46,7	41,6
Уран-12	496,0	1 : 2,5	20×20	293,0	152,5	—343,4	302,2	173,1	—180,4	196,0	141,0
Уран-9	255,0	1 : 2,5	9×12	169,5	108,6	—146,9	165,6	107,0	—102,8	133,6	121,4
Триплет	494,0	1 : 3,5	20×20	169,4	133,8	—360,1	422,4	94,0	—119,6	141,1	133,1
Сатурн-2	501,0	1 : 3,5	18×18	268,1	267,1	—234,0	367,8	160,1	—297,5	143,0	160,5
РО-116	149,4	1 : 3,5	9×12	72,5	30,1	—119,3	104,1	38,0	—38,5	57,6	55,5
РО-117	199,6	1 : 3,5	9×12	96,9	40,3	—159,4	140,2	51,1	—50,0	65,4	61,1
Ж-26	180,0	1 : 2,5	1,52×2,09	132,4	100,0	—80,5	106,8	—120,8	—84,6	83,5	70,0
Орион-18	100,0	1 : 6,3	8×8	46,0	29,4	—70,2	73,4	28,1	—28,5	31,2	32,0

тельная проверка толщин d и корректировка радиусов r; оформление оптического выпуска со сводкой аберраций.

Расчет ведется на основе вычисления аберраций III порядков.

Таблица 31.3. Конструктивные данные четырехлинзового конденсора

r	d	n_D
∞		
	4,5	1,5163
—45,71		
	0,3	1
∞		
	4,5	1,5163
—45,71		
	0,3	1
45,71		
	4,5	1,5163
∞		
	4,9	1
45,71		
	4,5	1,5163
∞		
$f' = 24{,}48$; $s'_F = 14{,}09$		

Используются формулы для расчета углов α первого параксиального луча для одной, двух, трех и т. д. тонких линз при минимуме сферической аберрации, одинаковых сортах стекол и линейном увеличении системы $V \neq 0$.

В системе, состоящей из k линз, для угла с порядковым номером i имеют место следующие зависимости:

для четных углов α

$$\alpha_i = (\mu + 2)/\{(2\mu + 1)\,[2k - (i-1)]\,\alpha_1 + (i-1)\,\alpha_{2k+1}\}/2k,$$

где $i = 2, 4, \ldots, 2k$;

для нечетных углов α

$$\alpha_i = \{[2k - (i-1)]\,\alpha_1 + (i-1)\,\alpha_{2k+1}\}/2k,$$

где $i = 1, 3, 5, \ldots, (2k-1)$, $\mu = 1/n$.

Примером такого конденсора с линзами равной толщины является четырехлинзовый конденсор с характеристиками: расстояние от первой поверхности до предмета — 25,02 мм, расстояние от последней поверхности до изображения — 85,56 мм, увеличение $\beta = -2{,}92^{\times}$, угол охвата — 70°. Конструктивные элементы конденсора приведены в табл. 31.3.

Глава 32

ОТСЧЕТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА

32.1. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МАРКИ

Задачей отсчетных оптических устройств является сопоставление измеряемого объекта с эталоном, определение различия между этим объектом и эталоном. Во всех отсчетных устройствах происходит совмещение изображения с измерительной маркой или совмещение двух изображений друг с другом.

Простейшей измерительной маркой является одиночный штрих, расположенный в плоскости изображения измеряемого объекта; более совершенной измерительной маркой является перекрестие двух штрихов или два параллельных штриха с небольшим расстоянием между ними — биссектор. В тех случаях, когда наблюдаемым объектом является изображение штрихов какой-либо шкалы, целесообразно использовать биссектор.

Картины поля зрения с различными видами измерительных марок представлены на рис. 32.1, *а*, *б*, *в*. Ошибка совмещения одиночного штриха ограничивается разрешающей способностью глаза и составляет около 1′; ошибка совмещения при использовании биссектора существенно меньше — порядка 10″ и определяется нониальной остротой зрения.

При стереоскопическом наблюдении в качестве измерительной марки используют баллончик, острие которого подводят к измеряемой точке изображения (рис. 32.1, *г*).

Определение расхождения между размерами измеряемого объекта и эталона осуществляется путем перемещения измерительной марки относительно изображения измеряемого объекта или, наоборот, путем перемещения изображения объекта относительно марки.

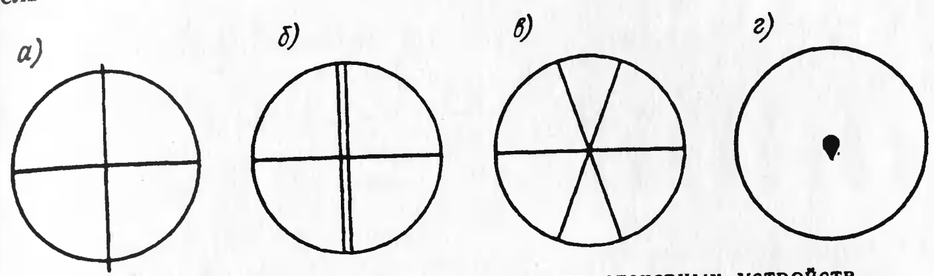


Рис. 32.1. Картины поля зрения оптических отсчетных устройств

32.2. ШКАЛОВЫЕ ОТСЧЕТНЫЕ УСТРОЙСТВА

Нониус и верньер. Эти устройства предназначены для отсчетов по линейным или круговым шкалам. Эталонные шкалы, линейные и угловые (круговые), имеют значительное расстояние между штрихами. Цена деления нониусной шкалы, стыкующейся с эталонной, меньше цены деления основной шкалы и выбирается таким образом, чтобы N делений нониуса соответствовали бы $N - 1$ делениям эталонной шкалы. Тогда, если начальный и конечный штрихи не будут совмещены со штрихами основной шкалы, то совмещение k-го штриха нониуса с соответствующим штрихом основной шкалы определит расстояние до начального штриха нониусной шкалы от ближайшего штриха эталонной шкалы, равное

$$x = (k/N)\,a, \tag{32.1}$$

где a — цена деления эталонной шкалы.

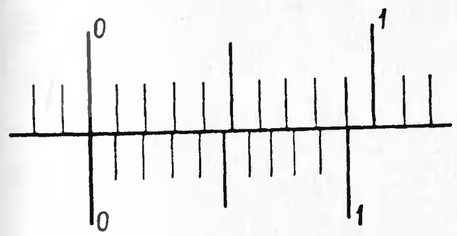


Рис. 32.2. Схема нониального устройства

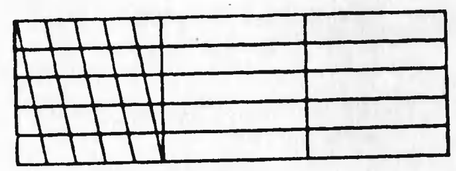


Рис. 32.3. Схема трансверсального масштаба

Таким образом, нониальное отсчетное устройство позволяет осуществлять разделение интервала эталонной шкалы соответственно числу делений нониуса. Схема нониального устройства представлена на рис. 32.2. Модификацией нониального устройства является отсчетное устройство с несколькими параллельными отсчетными шкалами, сдвинутыми относительно друг друга на доли деления основной шкалы, с ценой деления, равной цене деления основной шкалы.

Трансверсальный масштаб. Вместо сдвига параллельных отсчетных шкал иногда используют широкую наклонную шкалу, угол наклона штрихов которой определяется отношением расстояния между делениями основной шкалы к расстоянию между делениями отсчетной шкалы. Такое устройство носит название трансверсального масштаба. Схема трансверсального масштаба представлена на рис. 32.3.

Муар-микрометр. Он состоит из двух перекрывающих друг друга шкал с одинаковыми по ширине прозрачными и непрозрачными полосами, но с различным шагом, как это показано на рис. 32.4.

Если $N - 1$ делениям основной шкалы соответствует N делений нониальной шкалы, то в зоне перекрытия этих шкал произойдет некоторое изменение ширины

светлого промежутка, начиная от наибольшей возможной ширины до полного перекрытия светлых промежутков шкал темными. Смещение одной из этих шкал относительно другой на $1/N$ интервала будет вызывать смещение самой широкой (или самой темной) полосы на целый интервал.

Делая у таких шкал темные полосы более широкими, чем светлые, можно уменьшать число наблюдаемых светлых полос.

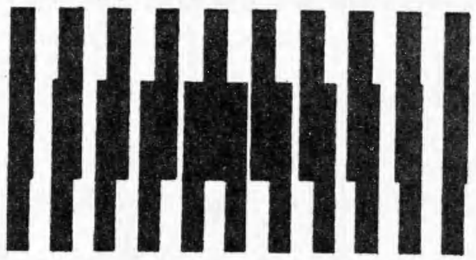


Рис. 32.4. Схема муар-микрометра

32.3. ОКУЛЯРНЫЕ МИКРОМЕТРЫ

Винтовой окулярный микрометр. Для измерения малых интервалов, определяемых долями деления эталонной шкалы, кроме нониусных устройств, используют винтовые окулярные микрометры. Принципиальная схема винтового окулярного микрометра представлена на рис. 32.5. Он состоит из подвижной каретки *1*, несущей сетку — стеклянную пластинку со штрихом или бессектором, неподвижной сетки *2* и окуляра *3*. Движение этой каретки осуществляется с помощью микрометренного винта и позволяет совмещать штрих сетки с изображением одного из делений эталонной шкалы, создаваемым с помощью микрообъектива (на рисунке не показан), работающего с заданным увеличением.

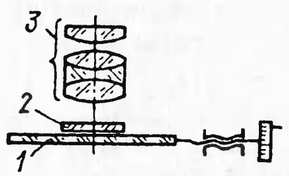


Рис. 32.5. Схема винтового окулярного микрометра

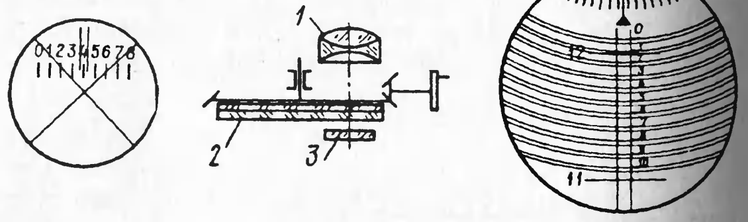


Рис. 32.6. Схема спирального окулярного микрометра:
1 — окуляр; *2* — вращающаяся сетка; *3* — неподвижная сетка

Величина перемещения сетки определяется шагом микрометренного винта и углом поворота винта, который может быть определен по круговой шкале барабанчика, закрепленного на микрометренном винте. Шкала барабанчика обычно делится на 50 делений. Таким образом, поворот микрометренного винта на одно деление соответствует перемещению сетки на 1/50 шага винта. В частном случае, задавая шаг винта равным 0,5 мм, поворот на одно деление будет вызывать перемещение сетки на 0,01 мм. Перемещения сетки на единицы миллиметра, требующие поворота барабанчика на два и более оборота, можно отсчитывать по неподвижной сетке *2*.

Спиральный окулярный микрометр. Основным конструктивным элементом спирального окулярного микрометра является вращающаяся сетка с нанесенной на ней архимедовой спиралью. Схема спирального окулярного микрометра представлена на рис. 32.6. За один оборот сетки все витки спирали из-за постоянства шага архимедовой спирали переместятся на одну и ту же величину — шаг спирали. Поэтому, нанося на периферии сетки круговую шкалу, можно по такой шкале отсчитывать доли шага спирали. Круговая шкала обычно разделяется на 100 частей. Это позволяет осуществлять отсчет перемещения витков спирали в сотых долях ее шага.

Достоинствами спирального окулярного микрометра являются возможность неограниченного вращения сетки (у обычного винтового микрометра перемещение сетки ограничивается длиной микрометренного винта), а также возможность одновременного наблюдения момента совмещения спирали с измеряемым изображением объекта и отсчета долей шага спирали.

32.4. УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

В винтовом и спиральном окулярных микрометрах отсчеты дробной части делений основной шкалы достигаются за счет перемещения биссектора в поле зрения окуляра при неподвижном положении изображения делений основной шкалы. Очевидно, что вместо этого можно сохранить положение биссектора неподвижным и подводить к нему изображение делений основной шкалы; такое перемещение изображения может осуществляться либо за счет изменения угла наклона плоскопараллельной пластинки, расположенной в сходящемся ходе лучей перед плоскостью изображения (рис. 32.7, *а*), либо за счет продольного перемещения преломляющего клина вдоль оси оптической системы (рис. 32.7, *б*).

В первом случае смещение изображения определяется произведением синуса угла поворота пластинки и удлинения — плеча, создаваемого пластинкой

$$\Delta y = (1 - 1/n)\, d \sin \alpha. \qquad (32.2)$$

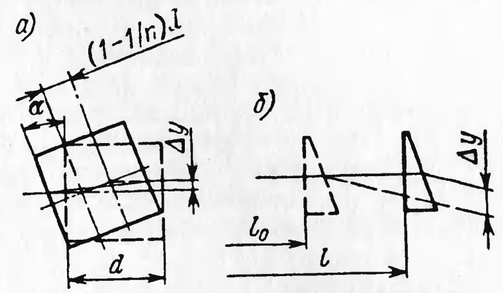


Рис. 32.7. Устройства для перемещения изображения с помощью плоскопараллельной пластинки (*а*) и преломляющего клина (*б*)

Нелинейность перемещения изображения от угла поворота пластинки в этом случае легко может быть скомпенсирована при помощи соответствующего синусного механизма — винта, толкающего рычаг поворота пластинки, или улитки с архимедовой спиралью, также толкающей рычаг поворота пластинки.

В случае продольного перемещения клина вдоль оптической оси смещение изображения определится произведением тангенса угла отклонения луча клином и его продольного перемещения

$$\Delta y = (l - l_0) \operatorname{tg} \alpha. \qquad (32.3)$$

В этом случае использование неахроматизированного клина может привести к возникновению хроматизма увеличения.

32.5. ОТСЧЕТНЫЕ УСТРОЙСТВА СО СТЕКЛЯННЫХ ЛИМБОВ

Для устранения влияния эксцентриситета круговых лимбов широко используется снятие отсчетов с двух диаметрально противоположных сторон лимба. Это может быть осуществлено путем совмещения отсчетов, снимаемых с обеих сторон лимба. Такое совмещение требует переноса изображения штрихов лимба и совмещения этих изображений друг с другом. При совмещении изображений для обеспечения высокой (нониальной) точности совмещения необходимо иметь достаточно тонкую границу раздела между обоими изображениями. Кроме того, совмещение штрихов, принадлежащих обеим сторонам лимба, требует обеспечения микрометренного перемещения обоих изображений. Для этого обычно используют пару плоскопараллельных пластинок, качающихся в противоположных направлениях. Работа таких пластинок была рассмотрена в гл. 10. Однако конструктивное введение качающихся пластинок не позволяет получать тонкую линию раздела двух полей, поэтому приходится прибегать к использованию специальных устройств. К таким устройствам относится пара склеенных наклонных пластинок (рис. 32.8).

Другим устройством, позволяющим получать тонкую линию раздела двух полей, является пентапризма со сдвинутой частью (см. рис. 10.40). Тонкая линия раздела может быть получена также на ребре бипризмы, размещенной в плоскости изображения (см. рис. 10.41).

Следует отметить, что в первых двух устройствах имеет место потеря некоторой части изображения, обусловленная возникновением перекрытия обоих изображений, которое устраняется при их стыковке.

В устройстве с бипризмой, размещаемой в плоскости изображения, потери части полей не происходит. Однако в этом устройстве имеет место смещение выходных

зрачков. При этом необходимо устранять их неперекрытые части. Заметим, что бипризма не создает смещения стыкуемых изображений. При создании устройств совмещения отсчетов необходимо обеспечение одинакового масштаба обоих совмещаемых изображений. Для этого в теодолитах фирмы «Вильд» изображения штрихов с обеих сторон лимба *1* (рис. 32.9) создаются единым коллиматорным объективом *5*, предметная плоскость которого разделяется двумя прямоугольными призмами *2* с двумя отражениями и переносится на обе стороны лимба. Штрихи наносятся на зеркальной стороне лимба. Одинаковая освещенность обеих сторон лимба достигается освещением их от одного источника света при помощи двух дополнительных призм *3*, подклеенных к прямоугольным призмам, и общего канала *4*, подводящего свет к этим призмам. После коллиматорного объектива *5*, создающего изображения от обеих сторон лимба в бесконечности, располагается объектив *6* последующей оптической системы, в фокальной плоскости которого и совмещаются изображения от обеих сторон лимба. Между этим объективом и его фокальной плоскостью размещается устройство из качающихся плоскопараллельных пластинок *7*, которое служит для микрометренного отсчета. Поворот качающихся пластинок связан с дополнительным лимбом *8*, расположенным в плоскости обоих совмещенных изображений, что позволяет одновременно наблюдать момент совпадения изображений штрихов основного лимба и производить отсчет по дополнительному микрометренному лимбу.

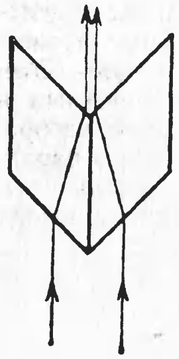


Рис. 32.8. Склеенные наклонные пластинки

Другая схема отсчетного устройства, обеспечивающего совмещение изображений с обеих сторон лимба, построена

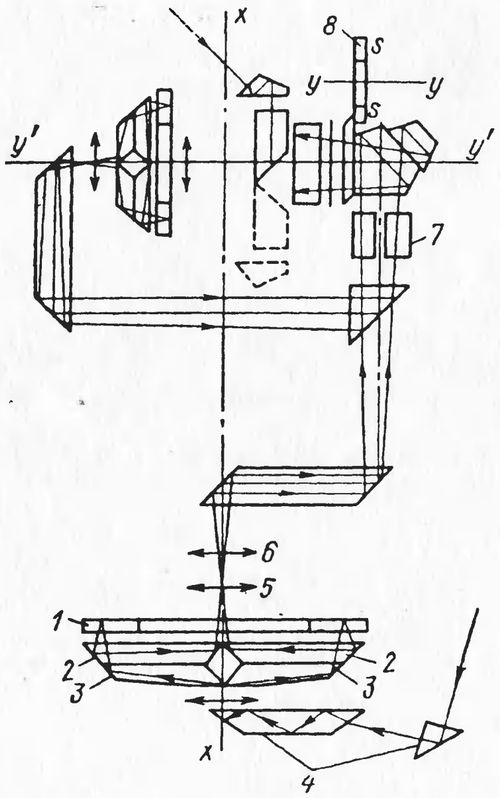


Рис. 32.9. Схема совмещения штрихов с диаметрально противоположных сторон лимба в теодолитах фирмы «Вильд»

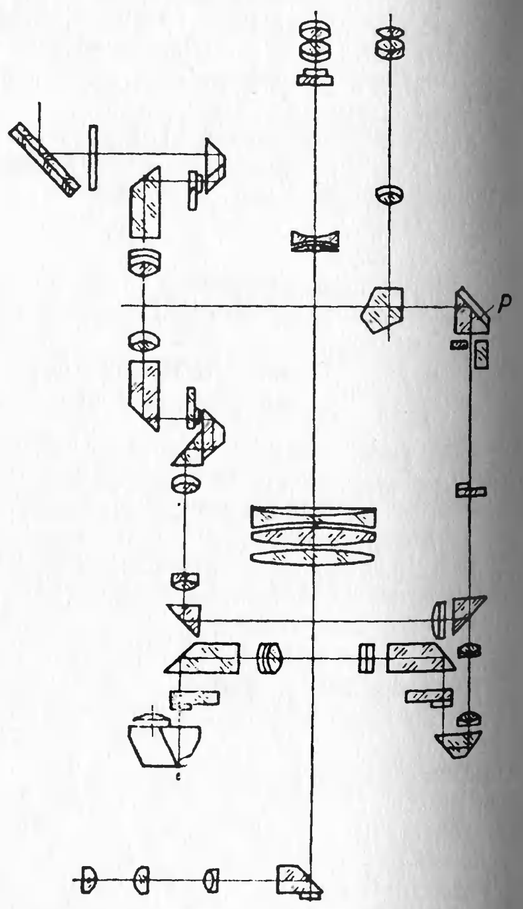


Рис. 32.10. Оптическая схема теодолита с просветным лимбом

на переносе изображения шкалы с одной стороны лимба и наложения этого изображения на шкалу на другой стороне лимба при помощи системы призм и линзовой оборачивающей системы с увеличением, равным единице (рис. 32.10). Особенностью этой схемы является возможность обхода вертикальной оси инструмента.

Работа системы переноса изображения с одной стороны лимба на другую складывается из работы линзовой оборачивающей системы, создающей полное оборачивание изображения, и системы призм, которая не должна создавать оборачивания изображения. При этом лимб, выполненный прозрачным, рассматривается то с одной стороны, то с другой, что само по себе создает зеркальность изображения. Поэтому система призм, используемая в подобном устройстве, должна быть аналогичной системе трипельшпигель-призмы. Для этого в одну из ветвей вводится крышеобразная призма.

Оборачивающая система линз при ее изготовлении может давать увеличение, отличное от единицы, что равнозначно возникновению ошибки рена. Чтобы избежать этого, в линзовую оборачивающую систему вводится дополнительная линза, позволяющая в нешироких пределах изменять увеличение оборачивающей системы и тем самым приводить общее увеличение к единице.

Так как в этой схеме обе стороны лимба просвечиваются одним и тем же световым пучком, то освещенность изображений от обеих сторон лимба будет различаться лишь на величину, обусловленную потерями света в системе переноса изображения.

В качестве устройства для совмещения изображений с тонкой линией раздела используется призма *P* (рис. 32.10) с клиновидной наклейкой. Возникающая в этом устройстве некоторая разность хода в обоих совмещаемых каналах компенсируется соответствующей фокусировкой микрообъективов, снимающих отсчеты с обеих сторон лимба.

Глава 33
ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

33.1. ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ МИКРОСКОПОВ

Исследуемый под микроскопом объект должен быть освещен достаточно интенсивно и равномерно по полю. Из всех известных методов освещения наиболее рациональным является метод Кёлера, который находит широкое применение и в других оптических приборах. Принципиальная оптическая схема освещения по Кёлеру представлена на рис. 33.1. Осветитель состоит из коллектора (H_1H_1') и конденсора (H_2H_2'). Вблизи коллектора располагается ирисовая полевая диафрагма *ПД*, которая конденсором проектируется в плоскость объекта. Источник излучения проектируется коллектором в плоскость апертурной диафрагмы *АД*, расположенной в передней фокальной плоскости конденсора. Конденсором источник света проецируется на бесконечность. Достоинствами осветительной системы по Кёлеру являются равномерное освещение объекта, возможность регулировки освещенности (числовой апертуры конденсора) и освещаемого поля объекта, обеспечение телецентрического хода лучей. В качестве коллекторов в зависимости от оптических характеристик используются одно-, двух- или трехлинзовые системы. Иногда для упрощения конструкций применяют асферические поверхности, обычно параболоидальные. В качестве конденсоров используются системы такие же, как и в других осветительных системах.

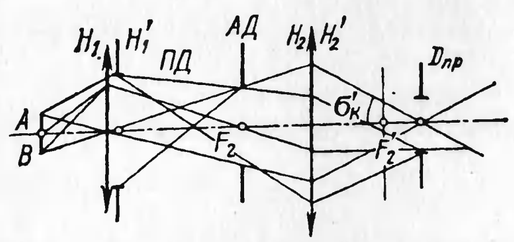


Рис. 33.1. Принципиальная схема осветительной системы по Кёлеру

При аберрационном расчете коллекторов и конденсоров основное внимание уделяется исправлению сферической аберрации и в ряде случаев хроматизма поло-

жения и комы. Однолинзовые конденсоры со сферическими поверхностями применяют с объективами микроскопов с числовой апертурой до 0,3.

Для освещения объектов, исследуемых под большим увеличением, используют высокоапертурные иммерсионные конденсоры, например двухлинзовый конденсор с $A = 1{,}2$. Однако принцип Кёлера здесь осуществляется приближенно из-за большой сферической аберрации. Трехлинзовый иммерсионный конденсор с $A = 1{,}4$ отличается от двухлинзового наличием апланатического мениска. Двухлинзовые безыммерсионные конденсоры, неахроматизованные, с одной параболоидальной поверхностью часто применяются в поляризационных микроскопах.

Ахроматические апланатические иммерсионные конденсоры по коррекции и оптической схеме приближаются к ахроматическим объективам. Для столика Федорова применяют конденсоры с большим рабочим расстоянием. Панкратический конденсор позволяет плавно изменять и устанавливать апертуру конденсора в точном соответствии с апертурой объектива. Для темного поля используются кардиоид-конденсоры. Иногда с целью упрощения кардиоидную поверхность заменяют сферической. Метод темного поля в отраженном свете осуществляется путем освещения объектива сверху с помощью кольцевого зеркала, расположенного над объективом, и эпиконденсора с параболоидальной отражающей поверхностью [20, 21].

33.2. ПРОЖЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ

Прожекторы являются самостоятельными осветительными системами, предназначенными для освещения удаленных поверхностей и для оптической сигнализации. Прожектор состоит из источника света, лучи от которого с помощью оптической системы собираются и направляются в пределах сравнительно небольшого телесного угла [26, 27, 28].

Основными оптическими характеристиками прожекторов являются сила света, коэффициент усиления, угол рассеяния, дистанция оформления пучка и угол охвата.

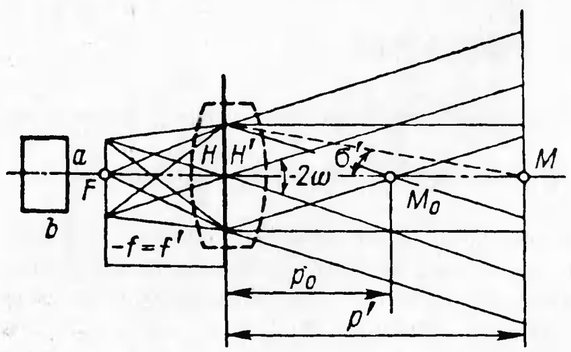


Рис. 33.2. Принципиальная оптическая схема прожектора

Принципиальная оптическая схема прожектора представлена на рис. 33.2. Источник света располагается в фокальной плоскости.

Угол расходимости определяется из выражения

$$2\omega = D_и/f',$$

где $D_и$ — диаметр источника света;

угол рассеяния для точечного источника

$$\omega = \lambda/D;$$

дистанция оформления пучка

$$p_0 = D/(2 \operatorname{tg} \omega) = (D/D_и)\, f'.$$

Если прожектор освещает предметы на расстоянии $p' > p_0$, то освещенность этих предметов определяется по формуле

$$E' = \tau\pi L \sin^2 \sigma = \tau L s_{пр}/p'^2 = I_{пр}/p'^2,$$

где $s_{пр}$ — площадь отверстия прожектора; $I_{пр}$ — осевая сила света прожектора.

Под коэффициентом усиления понимают отношение освещенности, получаемой с помощью прожектора, к освещенности, непосредственно получаемой от одного источника света

$$k_{пр} = E_{пр}/E_и = I_{пр}/I_и = \tau s_{пр}/s_и.$$

33.3. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЛОКАЦИИ С ЛАЗЕРОМ

Лазер с афокальной насадкой применяют для освещения удаленных объектов в дальномерах, локаторах и т. д. [3]. Оптическая система локатора (рис. 33.3) содержит передающую часть, состоящую из лазера *1* и афокальной насадки *2*, и принимающую часть, содержащую объектив *3* и фотоприемник *4*.

Диаметр освещаемого пятна $d_п$ на объекте равен

$$d_п = 2\omega' p,$$

где $2\omega'$ — угол расходимости лазера; p — расстояние до объекта.

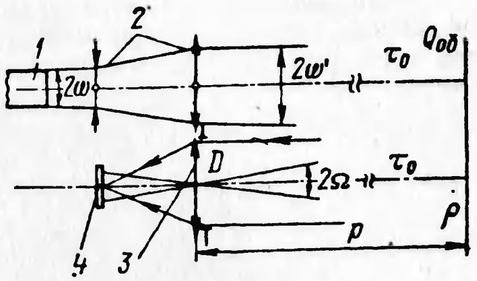


Рис. 33.3. Принципиальная оптическая схема лазерного локатора

Энергетическая освещенность объекта вычисляется по формуле

$$E_e = \tau_a I_e/p^2 \cos \varepsilon,$$

где τ_a — коэффициент пропускания атмосферы.

Энергетическая яркость и сила света объекта определяются из выражений:

$$L_e = \sigma E_e/\pi; \quad I'_e = L_e Q_{об} \cos \varepsilon,$$

где $Q_{об} = \pi d_п^2/4$.

Поток излучения, попадающего в зрачок объектива, определяется как

$$\Phi'_e = E'_e Q.$$

Глава 34

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ

34.1. УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ФОТООБЪЕКТИВЫ

Ни одна область оптического приборостроения не получила столь широкого развития, как область фотографической оптики. Развитие таких областей техники, как кинотехника, телевидение, аэрофотосъемка и микроскопия, неразрывно связано с развитием фотографической оптики. В настоящем справочнике ограничимся рассмотрением наиболее распространенных конструкций фотографических объективов.

Развитие фотографической оптики началось с группы так называемых универсальных фотообъективов. К этой группе могут быть отнесены следующие объективы:

неанастигматы с неисправленной кривизной поля (портретный объектив Петцваля и симметричный апланат Штейнгеля);

двухлинзовые симметричные (перископ Штейнгеля и «Гипергон» Герца);

склеенные симметричные анастигматы («Дагор», «Протар» и «Двойной протар» Рудольфа);

симметричные четырехлинзовые анастигматы («Догмар», или «Целор», и объективы типа Гаусса и типа плазмат);

тройные анастигматы (объективы типа триплет и тессар);

светосильные объективы типа планар, тахар и зоннар;

современные широкоугольные объективы типа флектогон.

Объективы неанастигматы. К числу объективов с неисправленной кривизной поля в первую очередь следует отнести портретный объектив Петцваля, составленный из двух положительных несимметричных компонентов, первый из которых состоит из двух склеенных линз, а второй — из положительной и отрицательной линз, разделенных тонким воздушным промежутком.

Объектив Петцваля, созданный в 1840 г. (спустя два-три года после изобретения фотографии), отличался весьма высокой светосилой (табл. 34.1). Его относи-

тельное отверстие достигало величины 1 : 3, угол поля зрения $2\omega = 30°$. Схема и графики аберраций объектива Петцваля приведены на рис. 34.1 (имел практическое применение в течение целого столетия).

Объектив апланат Штейнгеля был создан в 1866 г. По своей оптической схеме он близок к симметричным объективам типа перископ, но отличается тем, что в обе его половины введены нормальные склейки, обеспечивающие возможность испра-

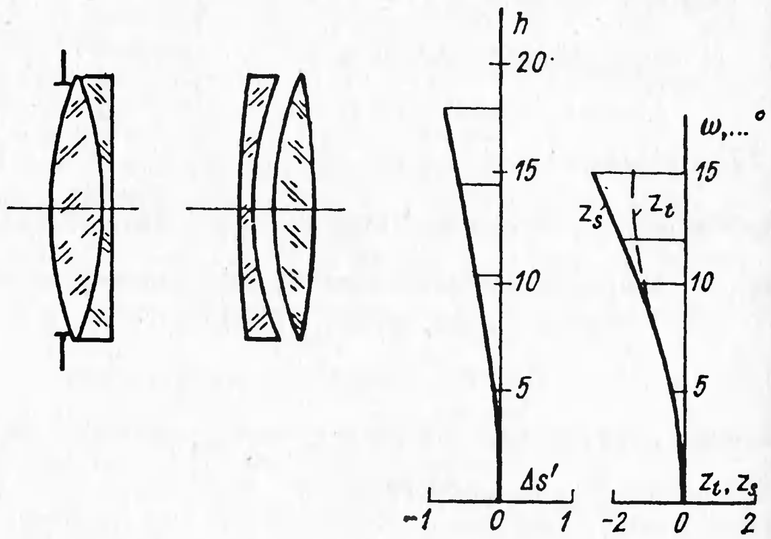


Рис. 34.1. Объектив Петцваля

вления сферической аберрации и ахроматизации объектива (табл. 34.2). Относительное отверстие этого объектива достигает величины 1 : 3, однако из-за большого астигматизма и кривизны поверхности изображения угол поля зрения не превышает $2\omega = 20°$.

Таблица 34.1.
Конструктивные данные объектива Петцваля

r	d	n_D
58,0		
	6,7	1,5181
—48,8		
	1,3	1,5783
464,8		
	36,4	1
143,8		
	1,7	1,5783
42,7		
	2,7	1
51,4		
	5,3	1,5181
—149,6		
$f' = 106{,}873$; $s_F' = 72{,}791$		

Объективы типа перископ. Эти объективы (табл. 34.3) построены из двух симметрично расположенных анастигматических менисков первого рода (с ближним расположением диафрагмы). Схема и графики аберраций этого объектива представлены на рис. 17.3, *б*. Объективы типа перископ не были ахроматизированы.

Объективы типа гипергон. Эти объективы состоят из двух анастигматических менисков второго рода, что позволяет обеспечивать возможность устранения кривизны поля за счет уравнивания радиусов обеих поверхностей при значительном выносе диафрагмы (табл. 34.4). Благодаря применению менисков второго рода, в объективах типа гипергон удается обеспечить очень хорошее исправление астигматизма для большого поля зрения ($2\omega = 135°$) при одновременном исправлении комы и дисторсии. Вместе с тем сферическая аберрация и хроматизм положения у объективов типа гипергон остаются неисправленными, что ограничивает относительное отверстие значением 1 : 30.

Несмотря на хорошее исправление полевых аберраций, у объективов типа гипергон аберрационное виньетирование не способствует улучшению светораспределения по полю зрения. Освещенность изображения на краю поля зрения этих объективов падает до 2—3 % от освещенности в центре поля. Это обстоятельство существенно снижает общую светосилу объективов, требуя искусственного снижения освещенности в центре поля (что практически осуществлялось использованием вращающейся звездчатой диафрагмы перед объективом). Схема и графики аберраций объектива «Гипергон» приведены на рис. 17.3, *а*.

Таблица 34.2.
Конструктивные данные объектива типа апланат

r	d	n_D
84,0		
	9,0	1,5188
—39,0		
	2,5	1,5772
—304,0		
	58,0	1
304,0		
	2,5	1,5772
39,0		
	9,0	1,5188
—84,0		
$f' = 99{,}679$; $s_F' = 52{,}201$		

Таблица 34.3.
Конструктивные данные объектива типа перископ

r	d	n_D
65,20		
	8,58	1,6126
168,19		
	41,20	1
—168,19		
	8,58	1,6126
—65,20		
$f' = 101{,}770$; $s_F' = 69{,}973$		

Таблица 34.4.
Конструктивные данные объектива «Гипергон»

r	d	n_D
8,57		
	2,21	1,5105
8,63		
	13,78	1
—8,63		
	2,21	1,5105
—8,57		
$f' = 102{,}659$; $s_F' = 92{,}425$		

Двойные склеенные анастигматы. Они являются дальнейшим развитием объективов типа перископ и апланат. В этих объективах обеспечивается исправление кривизны поля зрения за счет уравнивания наружных радиусов обоих склеенных компонентов при устранении сферической аберрации за счет введения нормальных склеенных поверхностей с прямой ориентировкой по отношению к диафрагме.

В этих объективах, кроме упомянутых нормальных склеек, вводятся аномальные склейки с обратной ориентировкой по отношению к диафрагме, обеспечивающие устранение отрицательного астигматизма в средней части поля, присущего анастигматическим мениска первого рода. Кроме того, аномальные склеенные поверхности создают возможность расположения диафрагмы впереди анастигматического мениска первого рода при исправленной кривизне поля, что необходимо для получения реальной оптической системы.

Расположение нормальных склеек ближе к диафрагме, чем аномальных склеек, соответствует схеме объектива «Дагор», разработанного Хёгом в 1892 г. (табл. 34.5, вторая половина объектива симметрична). На рис. 34.2 представлены схема и графики аберраций объектива «Дагор». Угол поля зрения этого объектива равен 60°, а относительное отверстие около 1 : 7. Обратное расположение склеек соответствует схеме объектива «Двойной протар» Рудольфа, разработанного в 1895 г. (табл. 34.6).

Схема объектива «Двойной протар» и графики аберраций приведены на рис. 34.3. Угол поля зрения $2\omega = 60°$, относительное отверстие не превышает 1 : 8.

Тройные анастигматы. Простейшими тройными анастигматами являются объективы типа триплет, состоящие из двух наружных положительных линз и расположенной между ними отрицательной линзы. В качестве базовой линзы для триплета можно рассматривать положительную концентричную линзу, в которую в качестве коррекционного блока включена пара воздушных анастигматических или телеанастигматических линз.

Объективы типа триплет впервые были предложены Тейлором в 1894 г. (табл. 34.7). Схема триплета была найдена экспериментальным путем. Схема и графики аберраций этого объектива при относительном отверстии 1 : 3,5 и угле поля зрения $2\omega = 50°$ представлены на рис. 34.4.

К тройным анастигматам относятся также объективы типа тессар, разработанные Рудольфом в 1902 г. (табл. 34.8) и отличающиеся от триплета тем, что в последней линзе введена аномальная склеенная поверхность с обратной ориентировкой, позволяющая устранять отрицательный астигматизм в средней части поля зрения.

В объективах типа триплет в средней части поля зрения обычно не наблюдается отрицательного астигматизма, поэтому введение аномальной склеенной поверхности на первый взгляд представляется необоснованным. Однако прототипом объектива тессар являлся объектив типа протар, построенный из двух положительных компонентов, в одном из которых была введена нормальная, а в другом — аномальная склейки. Разделение переднего компонента на две — положительную и отрицательную линзы и переход оптической силы совокупности этих двух линз в область отрицательных значений и привел Рудольфа к созданию оптической схемы объектива тессар. Эти объективы подвергались неоднократным модернизациям и усовершенствованиям. При использо-

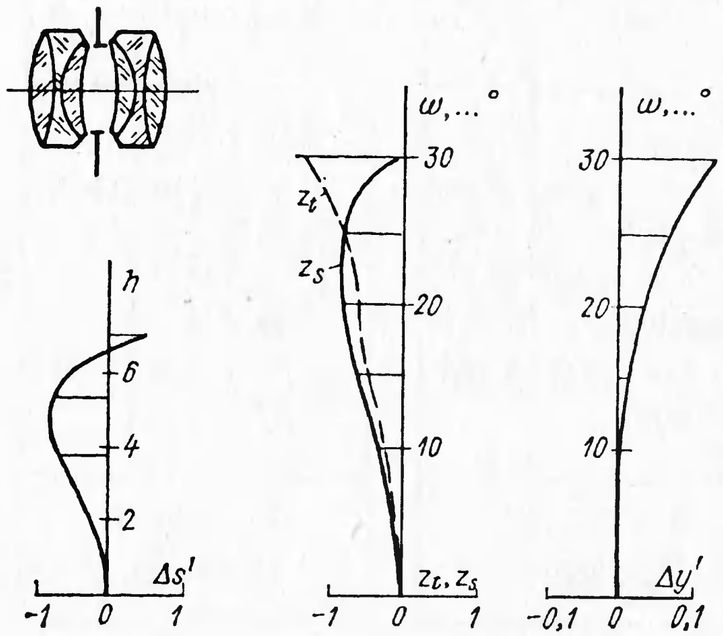


Рис. 34.2. Объектив «Дагор»

Таблица 34.5.
Конструктивные данные объектива «Дагор»

r	d	n
21,33	3,0	1,61366
−35,56	0,9	1,54852
8,60	2,5	1,51390
21,46	$d_4/2 = 2,75$	1
$f' = 103,05$; $s'_F = 94,84$		

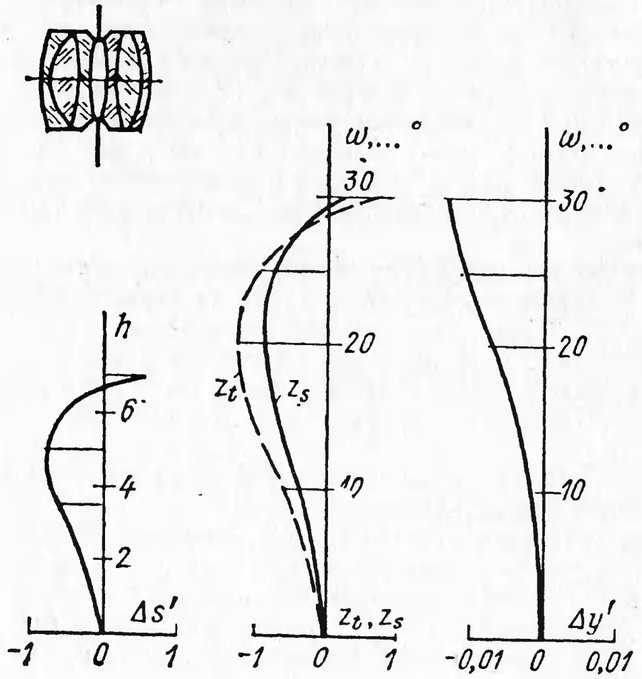


Рис. 34.3. Объектив «Двойной протар»

Таблица 34.6.
Конструктивные данные объектива «Двойной протар»

r	d	n_D
20,83	1,10	1,6221
9,15	3,64	1,5895
−30,31	1,06	1,4983
19,04	$d_4/2 = 1,41$	1
$f' = 99,87$; $s'_F = 94,02$		

вании стекол с высокими показателями преломления было достигнуто повышение относительного отверстия до 1 : 2,5 (исходное значение 1 : 4,5).

По принципиальной схеме тессара построен ряд отечественных объективов под названием «Индустар». Схема и графики объектива «Индустар» приведены на рис. 34.5.

Таблица 34.7.
Конструктивные данные объектива типа триплет

r	d	n_D
30	5,7	1,6126
1100	6,2	1
−74	1,9	1,6259
30	10,3	1
175	3,8	1,6126
−48		
$f' = 99,530$; $s'_F = 82,102$		

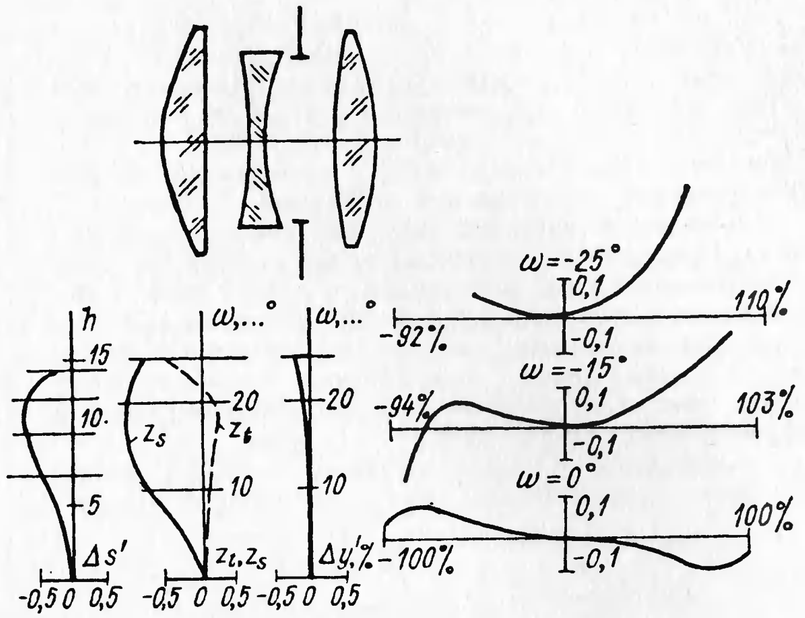


Рис. 34.4. Объектив типа триплет

Объективы типа тахар. Одной из модернизаций объективов типа триплет явилось разделение задней положительной линзы на две линзы. Это позволило повысить относительное отверстие и привело к созданию объектива типа тахар (табл. 34.9). Схема и графики аберраций объектива типа тахар представлены на рис. 34.6. Угол поля зрения $2\omega = 40°$, относительное отверстие 1 : 2. Наряду с объективами тахар известны схемы объективов с разделением передней линзы триплета, в частности объективы типа Рюо.

Таблица 34.8.
Конструктивные данные объектива типа тессар

r	d	n_D
27,0	4,0	1,613
∞	4,0	1
−60,4	1,8	1,578
23,7	5,8	1
−152,0	1,3	1,518
23,0	4,9	1,613
−37,0		
$f' = 104,051$; $s'_F = 92,978$		

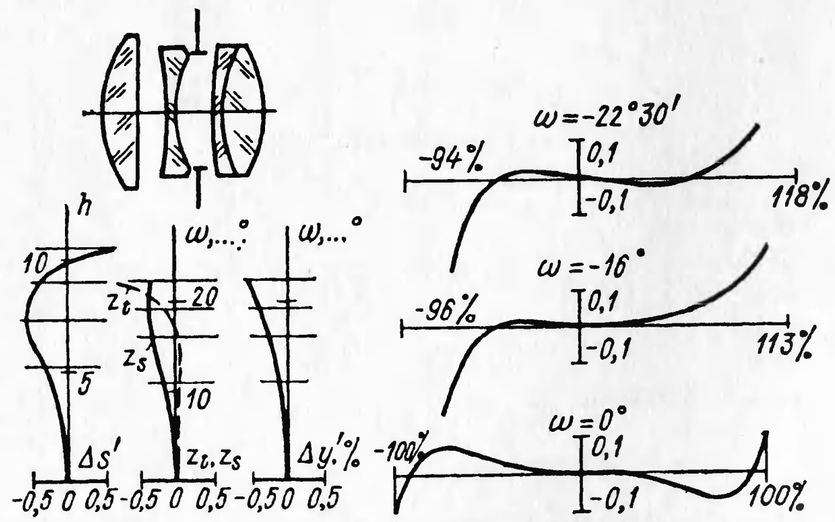


Рис. 34.5. Объектив «Индустар» (типа тессар)

Четырехлинзовые симметричные объективы. Форма линз и их расположение в четырехлинзовых объективах приводят к конструктивным схемам либо с положительными, либо с отрицательными наружными линзами. Последние схемы широ-

кого распространения не получили и лишь при некотором усложнении используются в качестве широкоугольных объективов. Четырехлинзовые объективы с наружными положительными линзами разделяются на объективы с линзами двояковыпуклой и двояковогнутой формы, а также с линзами менискообразной формы.

К числу объективов с линзами двояковыпуклой и двояковогнутой формы принадлежат объективы «Целор» (табл. 34.10). Схема объектива «Целор» и графики аберраций приведены на рис. 34.7. Угол поля зрения $2\omega = 40°$, относительное отверстие 1 : 3,5. По схеме объектива «Целор» в СССР выпускались первые отечественные любительские объективы «Ортагоз».

Объективы типа плазмат. Эти объективы, состоящие из шести линз, по существу могут быть отнесены к четырехлинзовым объективам с введенными в них дополнительными коррекционными элементами — аномальными склейками, которые необходимы для устранения значительного астигматизма в средней части поля, присущего базовым анастигматическим линзам первого рода (табл. 34.11).

Аномальные склейки вводятся в коррекционно-силовые концентричные линзы, с помощью которых

Таблица 34.9. **Конструктивные данные объектива типа тахар**

r	d	n_D
70		
	8	1,6130
—550		
	23	1
—42		
	2	1,6475
82		
	10	1
—2000		
	13	1,6130
—41		
	0,1	1
118		
	6	1,6130
∞		

$f' = 100{,}506;$

$s'_F = 83{,}145$

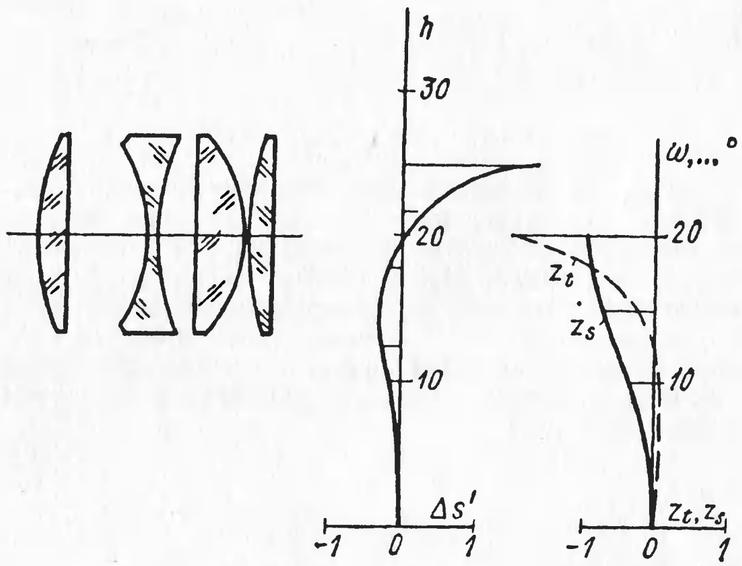


Рис. 34.6. Объектив типа тахар

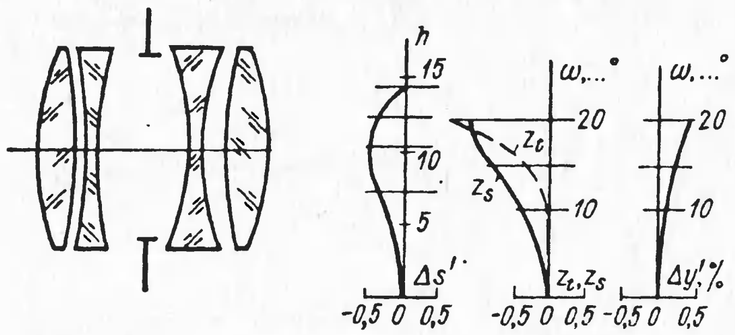


Рис. 34.7. Объектив «Целор»

Таблица 34.10. **Конструктивные данные объектива «Целор»**

r	d	n_D
43,48		
	5,2	1,6141
—70,43		
	1,6	1
—55,87		
	2,1	1,6051
163,93		
	12,0	1
—41,67		
	1,8	1,5513
41,67		
	3,6	1
78,13		
	5,7	1,6141
—34,44		

$f' = 100{,}003;$

$s'_F = 85{,}483$

устраняется кривизна поверхности изображения и сферическая аберрация; кроме того, аномальные склейки обеспечивают ахроматизацию объектива.

Следует иметь в виду, что присущую базовым анастигматическим линзам меридиональную сферическую аберрацию, быстро растущую по полю, устранить не-

возможно, поэтому приходится прибегать к значительному геометрическому виньетированию. Схема объектива типа плазмат и графики его аберраций представлены на рис. 34.8. Объективы типа плазмат получили распространение в качестве аэросъемочных объективов.

Объективы типа планар. Эти объективы можно рассматривать в виде совокупности двух базовых линз, наружные поверхности которых концентричны зрачкам входа и выхода, а внутренние — апланатические. Между базовыми линзами расположена пара симметричных телеанастигматических или пара отрицательных анастигматических линз, играющих роль коррекционно-силовых элементов, обеспе-

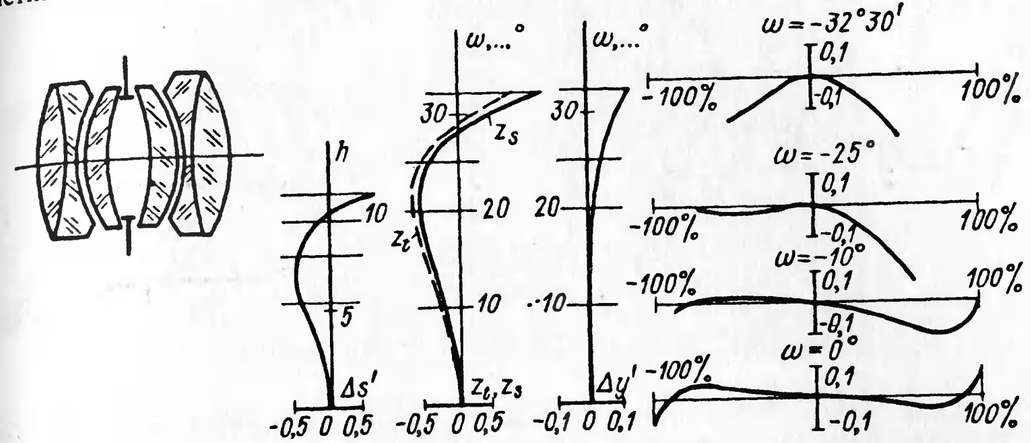


Рис. 34.8. Объектив «Ортометар» (типа плазмат)

чивающих исправление кривизны поля и сферической аберрации. В тело внутренних линз вводятся или две хроматические склеенные поверхности, или две аномальные склейки с обратной ориентировкой.

Таблица 34.11. **Конструктивные данные объектива «Ортометар» (типа плазмат)**

r	d	n_D
25,6		
	5,0	1,611
—94,9		
	2,4	1,540
18,2		
	0,8	1
23,5		
	3,4	1,561
35,1		
	6,0	1
—32,0		
	3,7	1,561
—22,5		
	1,5	1
—17,9		
	2,0	1,540
76,6		
	5,5	1,611
—25,0		

$f' = 101{,}481;\quad s'_F = 87{,}952$

Таблица 34.12. **Конструктивные данные объектива типа планар**

r	d	n_D
32,0		
	5,0	1,56685
144,1		
	0,27	1
37,6		
	5,3	1,56768
—45,5		
	2,7	1,57087
20,5		
	11,8	1
—20,5		
	2,7	1,57087
45,5		
	5,3	1,56768
—32,6		
	0,27	1
—144,1		
	5,0	1,56685
—33,9		

$f' = 99{,}921;\quad s'_F = 80{,}923$

Объективы типа планар характеризуются возможностью значительного увеличения относительного отверстия по центру, однако из-за возникновения положительной меридиональной сферической аберрации приходится вводить на краю поля зрения геометрическое виньетирование и тем самым ослаблять светосилу.

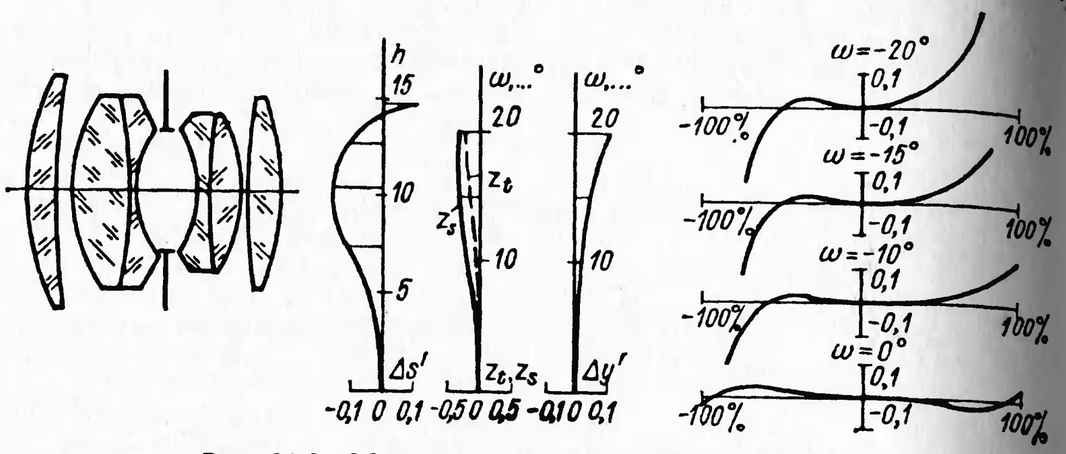


Рис. 34.9. Объектив «Гелиос-44» (типа планар)

Объективы типа планар были созданы Рудольфом в 1897 г. и подвергались неоднократным модернизациям с учетом использования вновь разработанных марок оптических стекол. Угол поля зрения одного из объективов $2\omega = 50°$, относительное отверстие 1 : 3,3 (табл. 34.12).

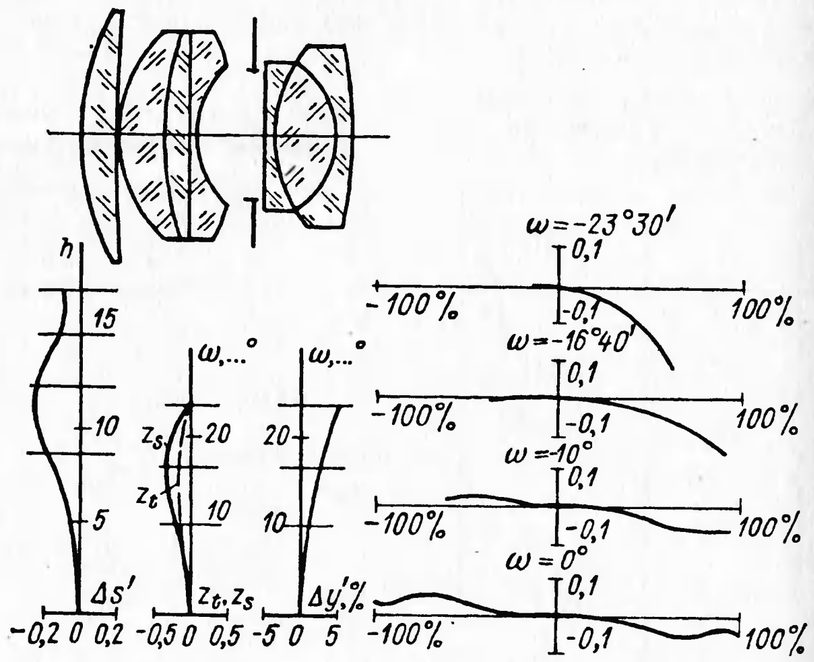


Рис. 34.10. Объектив «Юпитер-3» (типа зоннар)

По принципиальной схеме объективов планар построены отечественные объективы «Гелиос». Схема и графики аберраций объектива «Гелиос-44» представлены на рис. 34.9. Его относительное отверстие равно 1 : 2.

Объективы типа зоннар. В качестве прототипа объективов типа зоннар можно рассматривать систему из двух базовых концентрично-апланатических линз, расположенных перед материальной диафрагмой, и третьей линзы, расположенной позади диафрагмы. В подобной трехлинзовой базовой системе не могут быть окончательно скорригированы ни сферическая аберрация, ни хроматизм, поэтому для

устранения этих аберраций во второй концентрично-апланатической линзе вводятся две коррекционные склеенные поверхности.

По схеме объектива типа зоннар в СССР выпускаются объективы под названием «Юпитер». Схема объектива «Юпитер-3» и графики его аберраций приведены на рис. 34.10.

Объективы типа таир. Конструктивная схема объектива типа таир может быть представлена в виде сочетания тонкого двухлинзового «собственно объектива» и коррекционно-силовой линзы, у которой первая поверхность близка к конфокальности, а вторая — к апланатичности. В такой схеме конфокальная поверхность коррек-

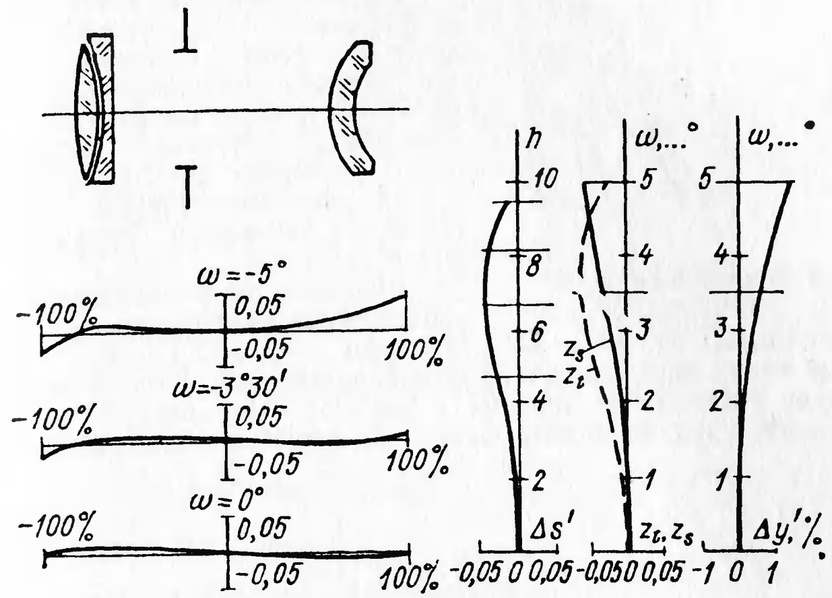


Рис. 34.11. Объектив «Таир-13»

ционно-силовой линзы компенсирует астигматизм тонкого двухлинзового объектива, который позволяет при постоянном астигматизме обеспечивать устранение комы, сферической аберрации и хроматизма. Вторая апланатическая поверхность коррекционно-силовой линзы обеспечивает исправление кривизны поверхности изображения без внесения своих монохроматических аберраций.

Конструктивная схема объектива «Таир-13» и графики его аберраций представлены на рис. 34.11. Расстояние между первой поверхностью объектива типа таир и плоскостью изображения несколько меньше его фокусного расстояния. Это позволяет рассматривать объективы типа таир как телеобъективы.

34.2. ШИРОКОУГОЛЬНЫЕ ЛЮБИТЕЛЬСКИЕ И КИНОСЪЕМОЧНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Эта группа объективов получила свое развитие после создания широкоугольных аэрофотообъективов. Особенностью требований, предъявляемых к ним, является резкое уменьшение размера кадра, отсутствие необходимости хорошего исправления дисторсии и в то же время необходимость повышения общей светосилы (т. е. повышения относительного отверстия).

Простейшим объективом из этой группы является объектив МР-2 с фокусным расстоянием $f' = 20$ мм, углом поля зрения $2\omega = 90°$, относительным отверстием 1 : 5,6. Объектив предназначен для формата кадра 24 × 36 мм. Этот объектив по своей принципиальной схеме не отличается от аэросъемочного объектива «Руссар-29», но имеет уменьшенное поле зрения и увеличенное относительное отверстие.

Более светосильным является объектив «Биогон» Бертеле; его относительное отверстие повышено до 1 : 4,5 при фокусном расстоянии $f' = 75$ мм и поле зрения $2\omega = 90°$. По своей схеме объектив «Биогон» отличается от объектива МР-2 тем, что задняя отрицательная линза разделена на две линзы, а центральный силовой компонент приближается к концентричной системе с введенными в нее склеенными по-

верхностями, предназначенными для устранения сферической аберрации и ахроматизации всего объектива.

Схема объектива «Биогон» приведена на рис. 34.12.

Объективы типа флектогон. Особенностью объективов типа флектогон является возможность повышения относительного отверстия до 1 : 2,8 при поле зрения $2\omega = 62°$. Это удалось обеспечить в результате использования в качестве силового компонента четырехлинзового объектива типа Гаусса в сочетании с расположенным впереди этого компонента отрицательным мениском, развивающим поле зрения.

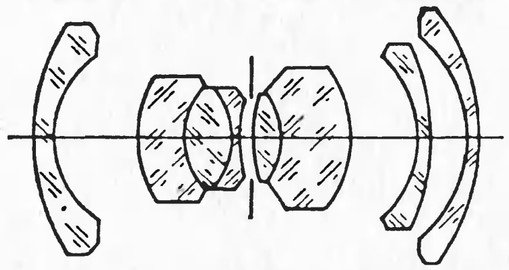


Рис. 34.12. Объектив «Биогон»

По величине поля зрения объективы типа флектогон нельзя относить к объективам широкоугольным. Однако путем снижения относительного отверстия до 1 : 3,5 удалось увеличить поле зрения в объективах «Мир-10» и «Мир-14» (построенных по схеме флектогона), доведя его до $2\omega = 75$ и 84° соответственно. В качестве примера приведена схема объектива «Мир-1» и графики его аберраций (рис. 34.13).

Широкоугольные киносъемочные объективы для широкоформатного кино. Для обеспечения киносъемки на увеличенный формат кадра 23 × 52,5 мм потребовалось создание специ льно разработанных киносъемочных объективов с большими относительными отверстиями порядка 1 : 3,5 при фокусных расстояниях $f' = 15$ и 22 мм и с полями зрения соответственно 125 и 105°. Это было обеспечено использованием пары отрицательных менисков, расположенных перед собственно объективом. По этой схеме был построен объектив «Киноруссар-7» с $f' = 22{,}7$ мм. Схема этого объектива и графики его аберраций представлены на рис. 34.14.

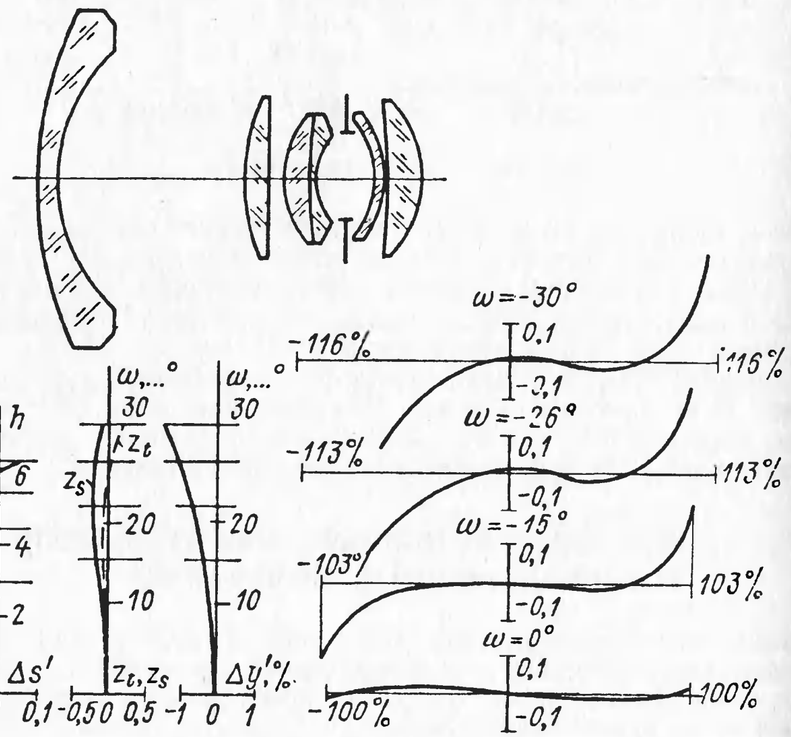


Рис. 34.13. Объектив «Мир-1» (типа флектогон)

Чтобы обеспечить поле зрения $2\omega = 125°$, два отрицательных мениска были заменены одной отрицательной линзой с глубокой внутренней несферической поверхностью. По этой схеме были созданы объективы «Киноруссар-8».

Первоначально в этих объективах была исправлена дисторсия за счет использования несферической поверхности. Однако на практике выяснилось, что необычное перспективное изображение пространственных объектов создает отрицательное

зрительное ощущение (условно называемое перспективными искажениями). Для устранения этого ощущения была искусственно введена довольно большая отрицательная относительная дисторсия (порядка 10—15 %). При этом для заполнения

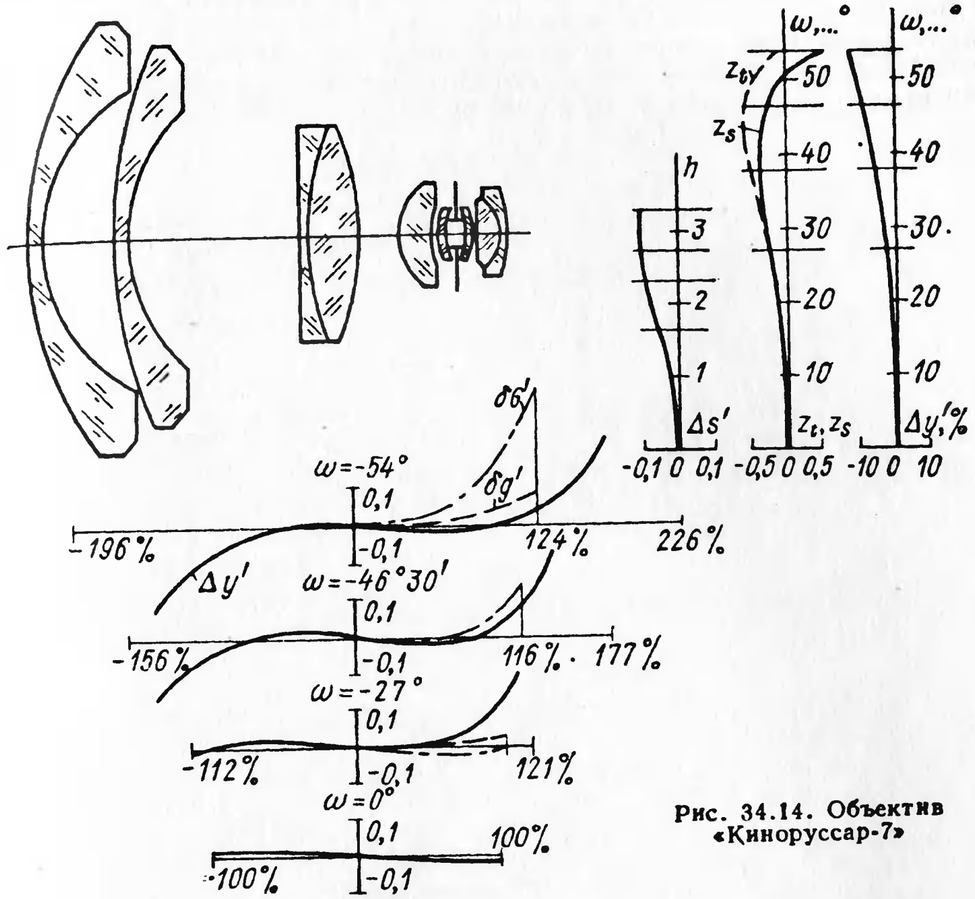


Рис. 34.14. Объектив «Киноруссар-7»

кадра потребовалось соответственно увеличить поле зрения объектива, доведя его до значения $2\omega = 130°$. Схема объектива «Киноруссар-8» и графики его аберраций представлены на рис. 34.15.

Для упрощения технологии изготовления широкоугольных киносъемочных объективов можно отказаться от применения асферики, но при этом возникает необходимость устранения значительной отрицательной дисторсии, присущей отрицательным передним менискам и выходящей за допустимые пределы. Эта задача может быть решена за счет введения перед отрицательной линзой слабой положительной линзы, способной вносить положительную и тем самым уменьшать отрицательную дисторсию всего переднего компонента, развивающего поле зрения.

Этот прием был использован в киносъемочном объективе «Киноруссар-10» с фокусным расстоянием $f' = 28$ мм, углом поля зрения $2\omega = 93°$ при относительном отверстии 1 : 3,5 для формата кадра 23 × 52,5 мм. Схема объектива «Киноруссар-10» и графики его аберраций приведены на рис. 34.16.

Таблица 34.13. **Конструктивные данные объектива Хилля**

r	d	n_D
254,75	5,0	1,5399
53,40	61,8	1
—196,42	2,5	1,6199
196,42	1,5	1
∞	7,5	1,5181
—20,32		
$f' = 97{,}707$; $s'_F = 15{,}768$		

Дисторзирующие объективы. Одним из средств повышения освещенности изображения на краю поля зрения является введение значительной отрицательной дисторсии. Используя этот прием, были созданы объективы с полями зрения, достигающими 180° и более. Простейшим представителем этой группы является объектив Хилля (табл. 34.13), состоящий из передней одиночной отрицательной линзы, развивающей поле зрения, и двухлинзового силового компонента с вынесенной вперед диафрагмой. Схема и графики аберраций этого объектива представлены на рис. 34.17 при относительном отверстии 1 : 22 и поле зрения $2\omega = 180°$. Усложнение силового

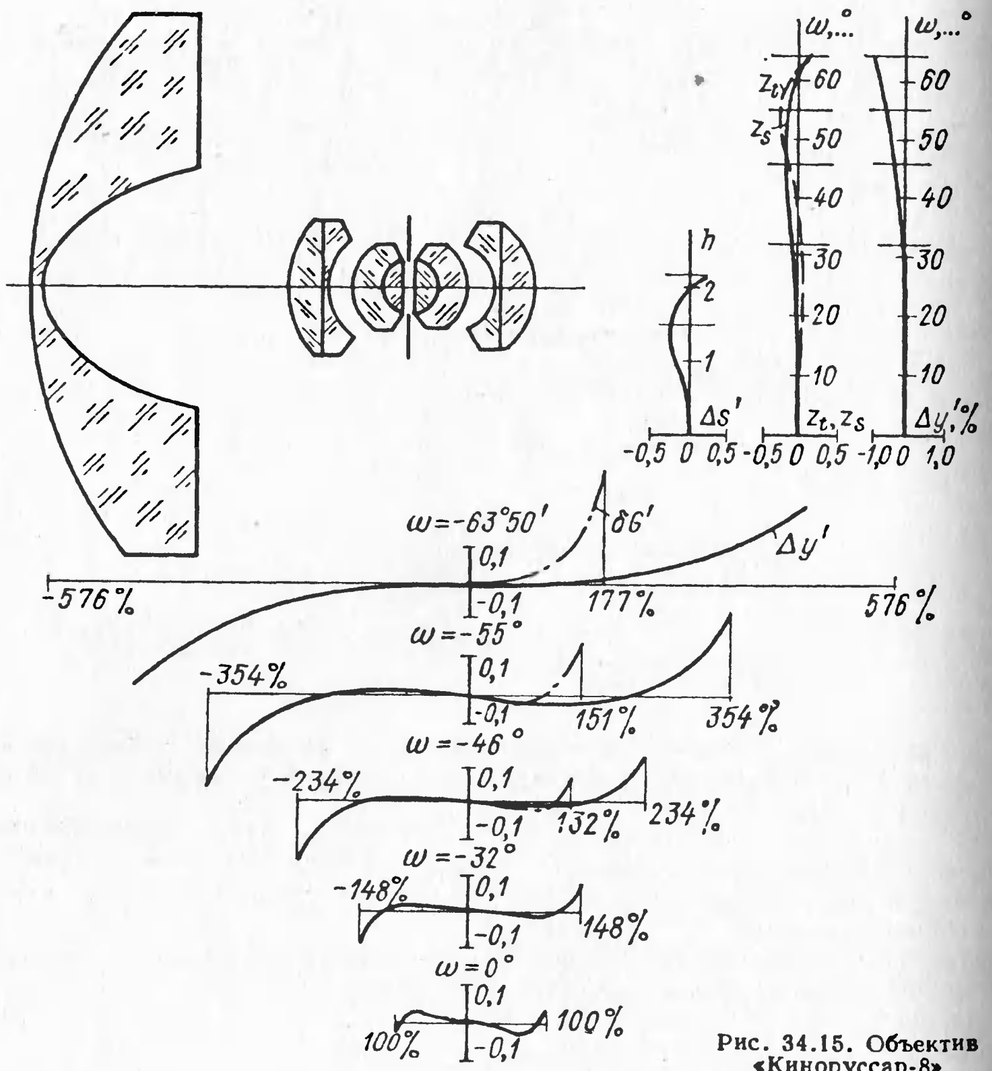


Рис. 34.15. Объектив «Киноруссар-8»

компонента позволило повысить относительное отверстие и увеличить угол поля зрения, что было осуществлено в дисторзирующем объективе Шульца ($f' = 35$ мм; $2\omega = 200°$; $D : f' = 1 : 5{,}6$).

Объективы с неплоским полем зрения. Возможность отказа от получения плоского изображения существенно облегчает задачу создания широкоугольной оптической системы. В случае использования концентричной линзы у нее должны отсутствовать астигматизм, кома, дисторсия и хроматизм увеличения при размещении диафрагмы в центре линзы. Кроме того, одиночная концентричная линза обладает малой сферической аберрацией и малым хроматизмом положения.

Практически создание подобного концентричного объектива впервые было предложено Суттоном в 1859 г. Этот объектив состоял из полого концентричного шара, заполненного водой. Использование в концентричном объективе двух пар склеенных

поверхностей — нормальной и аномальной — позволяет осуществить двойную коррекцию сферической аберрации, устранение хроматизма и сферохроматизма. Светораспределение у концентричных объективов соответствует косинусу полевого угла ω.

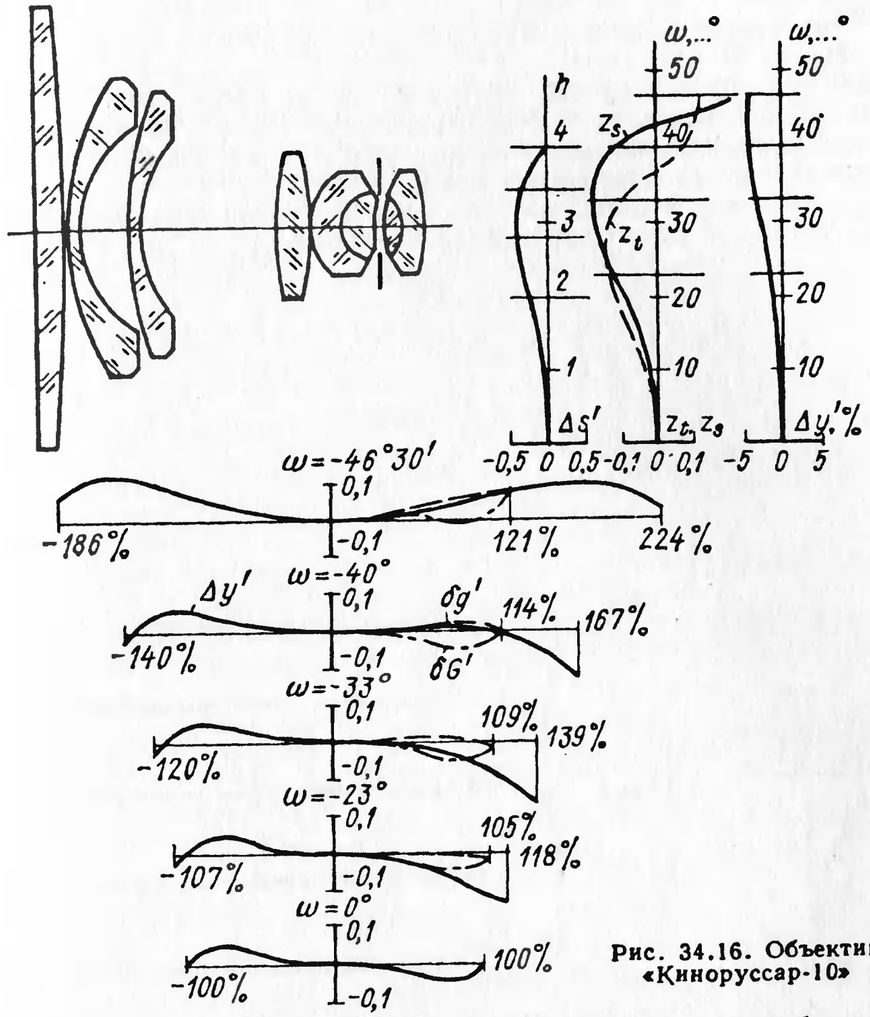


Рис. 34.16. Объектив «Киноруссар-10»

Размещая перед изображением, создаваемым концентричным объективом, тороцилиндрическую линзу Смита, представляется возможным принимать изображение после линзы Смита на цилиндрическую поверхность, т. е. получать панорамическое изображение.

34.3. АЭРОФОТОСЪЕМОЧНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Общими особенностями аэрофотообъективов по сравнению с любительскими фотообъективами являются:

значительно больший формат кадра (180 × 180 мм и более вместо 24 × 36 мм);

необходимость обеспечивать мерительные качества аэроснимка, т. е. возможно лучше устранять дисторсию (в пределах единиц микрометров), особенно в объективах, предназначенных для топографической и стереофотограмметрической съемок;

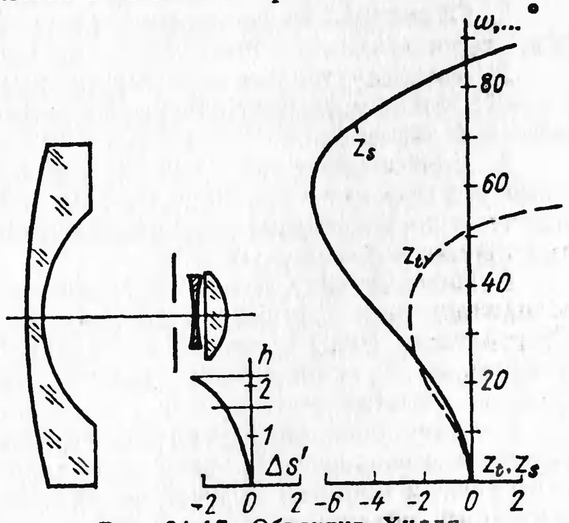


Рис. 34.17. Объектив Хилля

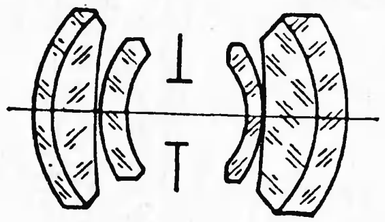
достаточно большая светосила для обеспечения малого времени экспозиции и устранения сдвига изображения в момент съемки (заметим, что при аэрофотосъемке

освещенность земной поверхности достаточно высока, что существенно снижает требования к светосиле аэрофотообъективов, и она может быть ниже, чем у светосильных любительских фотообъективов, позволяющих производить съемки в помещении);

наличие воздушного промежутка, достаточного для размещения в нем центрального затвора и диафрагмы;

в аэрофотообъективах, предназначенных для топографической съемки, целесообразно иметь перед плоскостью изображения достаточно толстое выравнивающее стекло, используемое для впечатывания на аэронегативах координатной сетки с элементами внутреннего ориентирования аэрофотоаппарата.

Аэрофотообъективы в зависимости от величины угла поля зрения или фокусного расстояния могут быть разделены на три группы.



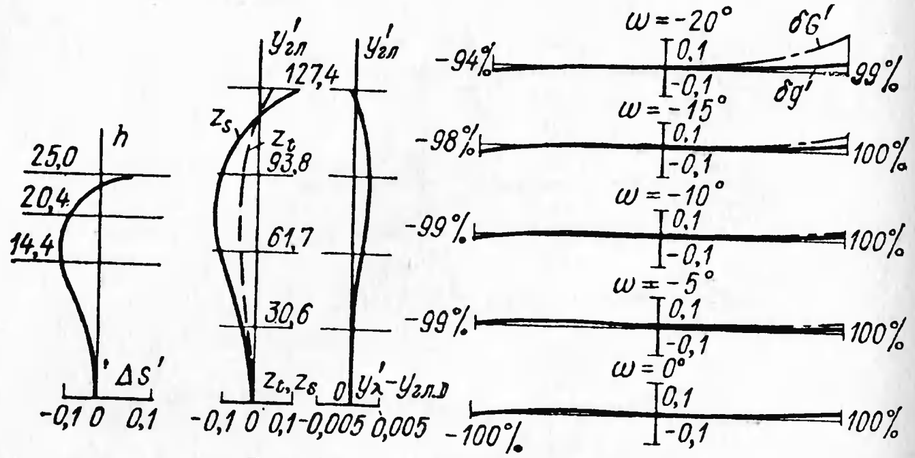


Рис. 34.18. «Объектив Руссар-68»

1. Объективы со средними полями зрения ($2\omega = 50 \div 60°$); эта группа объективов, первоначально основная, в настоящее время сравнительно малочисленна.

2. Широкоугольные и сверхширокоугольные объективы с полями зрения от 90 до 148°; эта группа объективов обеспечивает потребности картографической и геологической аэросъемок.

3. Длиннофокусные объективы с полями зрения $2\omega = 30°$ и менее и фокусными расстояниями от 500 до 1000 мм и более; эта группа объективов предназначена для получения снимков крупного масштаба, используемых в целях дешифрирования при съемке с больших высот.

В качестве объективов со средними полями зрения используются в основном объективы типа плазмат, одним из представителей которых является объектив «Ортометар», схема и графики которого были приведены ранее на рис. 34.8. Отечественные объективы типа плазмат представлены объективами «Тафар», «Руссар-Плазмат» и «Арктур».

К числу объективов со средними полями зрения относятся также объективы типа Гаусса, примыкающие к группе широкоугольных объективов «Руссар-5», «Топогон», «Метрогон» и «Орион». В качестве примера на рис. 34.18 приведены схема и графики аберраций объектива «Руссар-68» с полем зрения $2\omega = 40°$, фокусным расстоянием $f' = 350$ мм и относительным отверстием 1 : 7. Схема этого объектива несколько усложнена по отношению к принципиальной схеме объективов типа Гаусса.

Объективы типа тессар, первоначально используемые в качестве среднефокусных аэрофотообъективов, в настоящее время не применяются.

Длиннофокусные объективы. Характерной особенностью длиннофокусных объективов является сравнительно небольшая величина поля зрения. Это существенно облегчает исправление полевых аберраций и практически приводит к коррекции только элементарных полевых аберраций. Однако в этих объективах величина вторичного спектра возрастает прямо пропорционально возрастанию фокусного расстояния, что затрудняет исправление аберраций осевого пучка.

Увеличение длины таких объективов потребовало создания объективов, у которых расстояние от передней поверхности первой линзы до плоскости изображения было бы меньше фокусного расстояния. Такие объективы называются телеобъективами и состоят из переднего положительного компонента с уменьшенным фокусным расстоянием и заднего отрицательного компонента, за счет линейного увеличения которого и достигается нужное значение эквивалентного фокусного расстояния всего объектива. При этом происходит соответственное увеличение относительного отверстия переднего компонента по отношению к относительному отверстию всего объектива, что еще больше усложняет исправление аберраций осевого пучка как в части монохроматических аберраций, так и в части исправления вторичного спектра и сферохроматической аберрации. Значительное продольное увеличение второго компонента еще более усложняет исправление аберраций всего объектива.

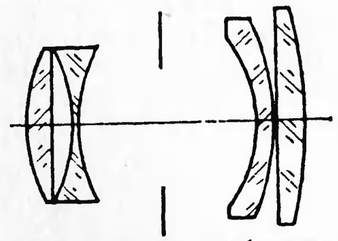
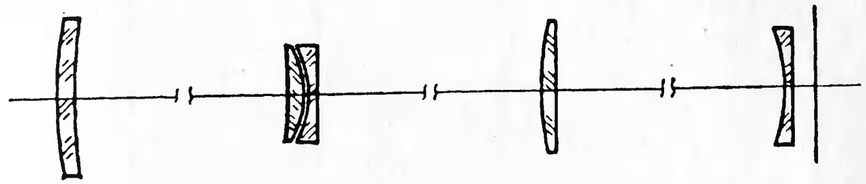


Рис. 34.19. Объектив «Телемар» (или «Ленинград»)

Из полевых аберраций телеобъективов наибольшие затруднения вызывает коррекция положительной дисторсии, возникновение которой обусловлено асимметрией схемы. В качестве примера телеобъектива на рис. 34.19 приведена схема объектива «Телемар» (или «Ленинград») с фокусным расстоянием $f' = 1000$ мм и углом поля зрения $2\omega = 24°$. На рис. 34.20 представлены схема и графики аберраций длиннофокусного объектива «Руссар-77» с $f' = 3000$ мм и $2\omega = 8°$, но без конструктивного уменьшения длины системы.



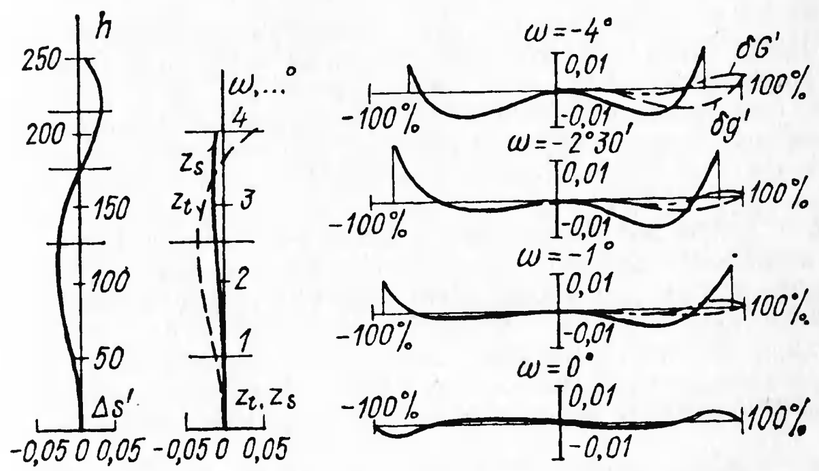


Рис. 34.20. Объектив «Руссар-77»

Широкоугольные аэрофотообъективы. Широкоугольные аэрофотообъективы могут быть разделены на две основные группы: 1) без аберрационного виньетирования; 2) с аберрационным виньетированием.

Первая группа объективов строится на основе использования принципиальной схемы, составленной из двух симметрично расположенных относительно диафрагмы анастигматических линз второго рода и размещенной между ними коррекционно-силовой концентричной отрицательной линзы. Простейшими в этой группе являются объективы «Руссар-1» и «Руссар-19» (см. рис. 17.7). Объектив «Руссар-19» имеет следующие основные характеристики: $f' = 100$ мм; $2\omega = 103°$; $D : f' = 1 : 6{,}3$. Отметим, что отсутствие аберрационного виньетирования и значительное геометрическое виньетирование приводили к быстрому падению освещенности изображения на краю поля зрения (до 5 % от освещенности в центре поля). Кроме того, в этих объективах не удавалось добиться устранения хроматизма положения.

Преобразование концентричного коррекционно-силового компонента в двухлинзовый симметричный компонент из отрицательных менискообразных линз улучшило исправление хроматизма положения на оси и повысило относительное отверстие объектива. Это было реализовано в объективах «Руссар-5» ($f' = 135$ мм, $2\omega = 90°$, $D : f' = 1 : 4{,}5$) и аналогичных ему объективах «Топогон», «Метрогон» и

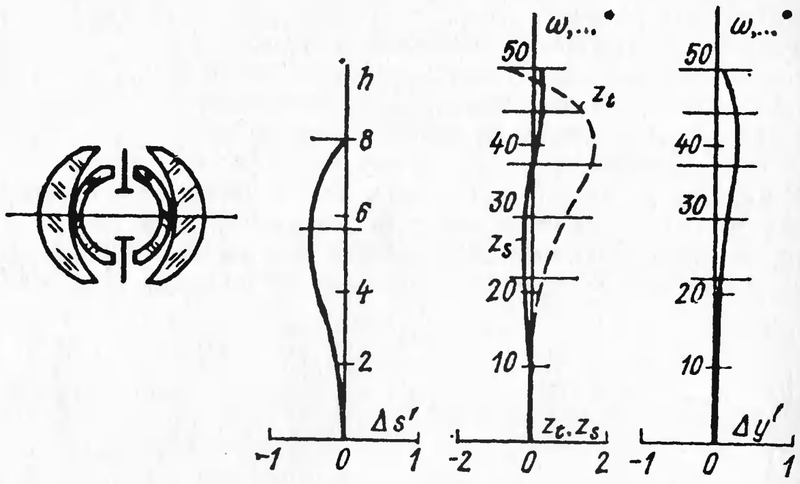


Рис. 34.21. Объектив «Топогон»

«Орион». В качестве примера на рис. 34.21 представлена схема объектива «Топогон» фирмы «К. Цейс» вместе с графиками основных аберраций. Этот объектив имеет следующие характеристики: $f' = 100$ мм, $2\omega = 92°$, $D : f' = 1 : 6{,}3$.

Основная исходная схема второй группы широкоугольных аэрофотообъективов с использованием аберрационного виньетирования построена на основе концентричной линзы с введенной в нее парой воздушных телеанастигматических линз второго рода (см. рис. 17.6, *б*).

Переход к реальным конструкциям объективов потребовал в первую очередь введения центрального воздушного промежутка для размещения в нем диафрагмы и центрального затвора. Вследствие образования такого воздушного промежутка в средней части поля появлялся отрицательный астигматизм. Это потребовало введения в средних линзах аномальных склеенных поверхностей с обратной ориентировкой по отношению к диафрагме. Первыми широкоугольными объективами с использованием аберрационного виньетирования были объективы «Руссар-22» и «Руссар-29».

Схема и графики аберраций объектива «Руссар-29» ($f' = 70$ мм, $2\omega = 120°$, $D : f' = 1 : 9$) приведены на рис. 34.22. Для объектива «Руссар-29» характерно устранение геометрического виньетирования и полное использование аберрационного виньетирования, что обеспечивало функцию светораспределения по закону $\cos^3 \omega$. В схеме объектива отсутствовали средства для исправления сферической аберрации на оси; поэтому (как это следует из графиков аберраций) в центре поля зрения сферическая аберрация оставалась недоисправленной. Вместе с тем на краю поля зрения меридиональная сферическая аберрация получалась положительной. Благодаря этому в средней части поля наблюдался переход меридиональной сферической аберрации через нулевое значение.

Дальнейшим развитием объектива «Руссар-29» явилось введение во внутренних положительных линзах нормальной склеенной поверхности с прямой ориентиров-

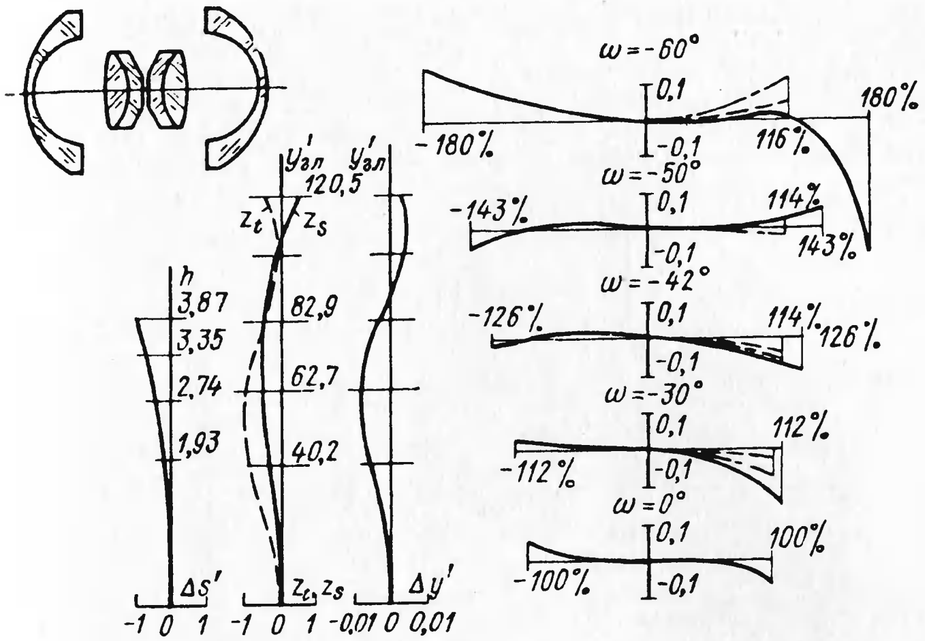
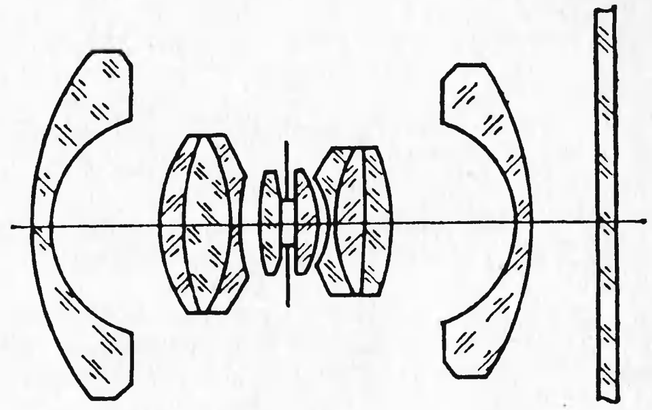


Рис. 34.22. Объектив «Руссар-29»



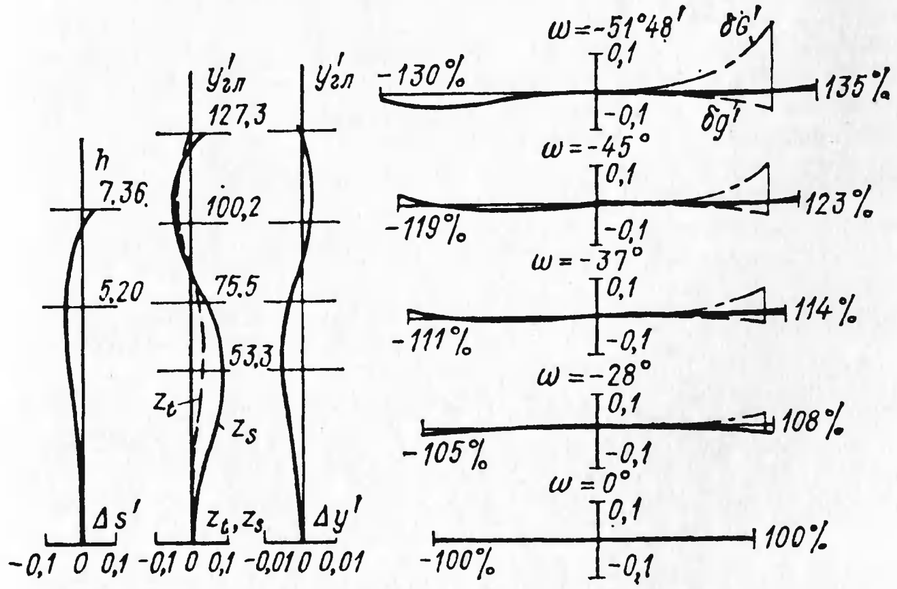


Рис. 34.23. Объектив «Руссар-71»

кой по отношению к диафрагме. Впервые это было осуществлено в объективах «Руссар-49» ($f' = 100$ мм, $2\omega = 102°$, $D : f' = 1 : 6{,}8$). Внутренний компонент этих объективов, состоящий из симметрично расположенных относительно диафрагмы трехлинзовых блоков, идентичен схеме двойного склеенного анастигмата «Дагор» (см. рис. 34.2). В последующем внутренний силовой компонент был заменен объективом типа плазмат, что привело к схемам объективов «Руссар-63» и «Руссар-71». Схема и графики аберраций объектива «Руссар-71» ($f' = 100$ мм, $2\omega = 103°$, $D : f' =$

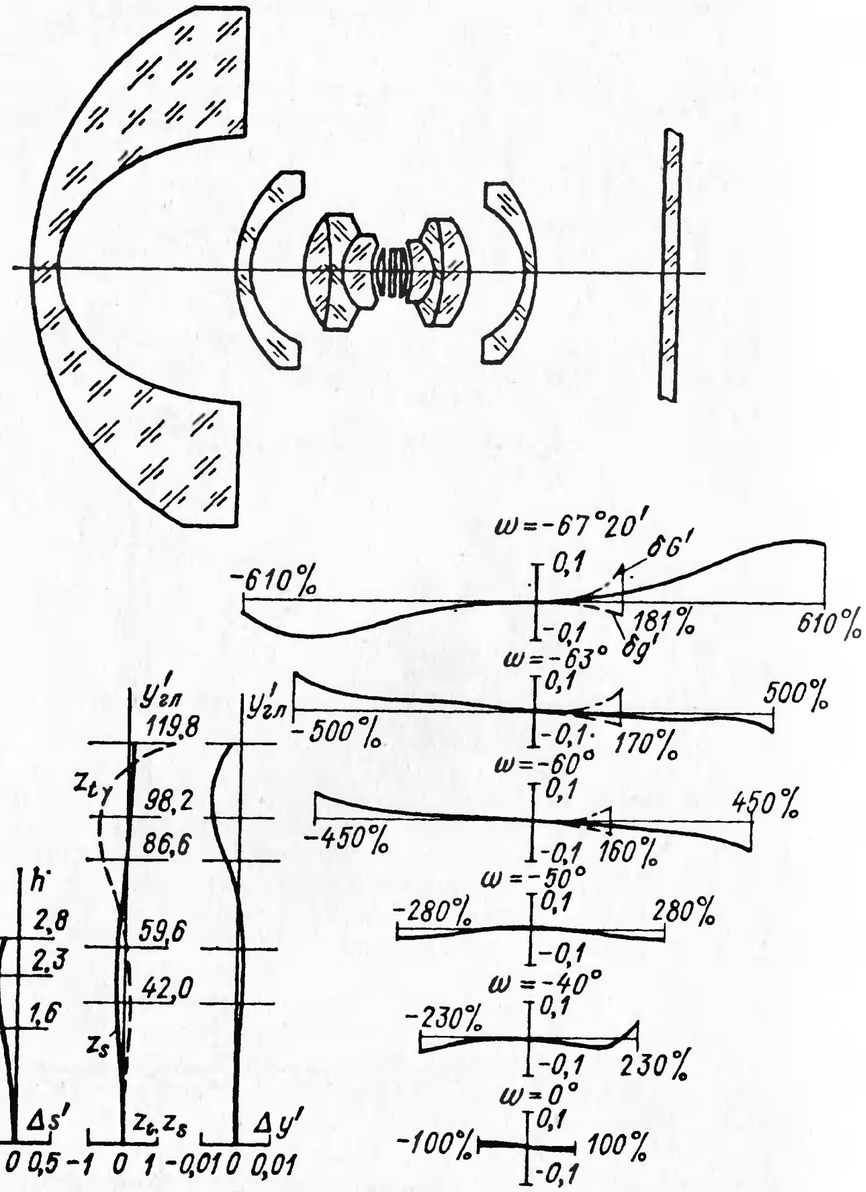


Рис. 34.24. Объектив «Руссар-62»

$= 1 : 6{,}8$) приведены на рис. 34.23. Характерной особенностью этого объектива является совершенная коррекция меридиональной сферической аберрации при неполном ее исправлении в сагиттальной плоскости.

Сверхширокоугольные аэрофотосъемочные объективы. Для широкоугольных аэрофотообъективов симметричного типа с использованием аберрационного виньетирования явилось возможным обеспечение светораспределения по зависимости куба косинуса полевого угла. Поэтому уже при поле зрения $2\omega = 120°$ освещенность изображения на краю поля зрения составляет около 12 % от освещенности в центре.

Дальнейшее увеличение угла поля зрения требовало соответственно и улучшения светораспределения, т. е. повышения аберрационного виньетирования. Решение этой задачи оказалось возможным за счет расположения перед собственно объективом ортоскопической отрицательной линзы с угловым увеличением $W = 0{,}6$. Светораспределение всей системы определилось светораспределением собственно объектива при соответственно уменьшенном поле зрения. В результате этого для углового поля зрения $2\omega = 136°$ освещенность на краю поля зрения была доведена до 17,5 %.

Отметим, что обеспечение ортоскопичности передней отрицательной линзы требует применения асферики; в частности, удобно вторую внутреннюю поверхность этой линзы делать несферической.

В качестве примера на рис. 34.24 приведены схема и графики аберраций объектива «Руссар-62», который имеет следующие характеристики: $f' = 50$ мм; $2\omega = 136°$; $D : f' = 1 : 9$.

Совокупность отрицательной ортоскопической линзы и широкоугольного объектива позволила осуществить аэрофотообъективы с полем зрения $2\omega = 148°$, сохраняя при этом освещенность на краю поля зрения более 8 % от освещенности в центре. Примером может служить объектив «Руссар-38» ($f' = 36$ мм; $2\omega = 148°$; $D : f' = 1 : 8$).

Дисторзирующие аэросъемочные объективы. Увеличения поля зрения аэросъемочной оптики первоначально пытались достичь за счет отказа от исправления дисторсии — с последующим устранением ее при пересъемке первичного аэронегатива с помощью объектива с дисторсией той же величины, но обратного знака. Первым объективом подобного рода была система, предложенная В. Н. Чуриловским и состоявшая из отрицательного двухлинзового компонента — дистортера, располагавшегося перед собственно объективом типа тессар. Эта система обладала на краю поля зрения $2\omega = 127°$ отрицательной дисторсией около 30 %.

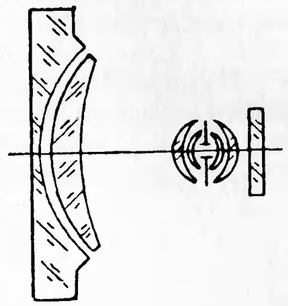


Рис. 34.25. Объектив «Плеон»

Дальнейшее развитие дисторзирующих аэрофотообъективов привело к созданию фирмой «К. Цейс» объектива «Плеон», состоявшего из двухлинзового отрицательного дистортера и собственно объектива «Топогон». Схема объектива «Плеон» приведена на рис. 34.25, его поле зрения доходило до 148°.

На практике дисторзирующие аэросъемочные объективы не получили распространения из-за потери разрешающей способности при пересъемке, необходимой для устранения дисторсии, и усложнения фотограмметрической обработки аэроснимков.

34.4. РЕПРОДУКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ И СИСТЕМЫ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Процессы трансформирования и пересъемки требуют в ряде случаев сохранения мерительных качеств изображения. Применяемые для этой цели объективы должны быть свободными от дисторсии при различных увеличениях. С другой стороны, время экспонирования в процессах трансформации и репродуцирования может быть значительно большим, чем в случаях первичной съемки. Поэтому требования к светосиле репродукционных объективов обычно невелики. Это позволяет использовать в качестве репродукционных объективов симметричные универсальные объективы — двойные склеенные анастигматы, обладающие небольшой аберрацией в зрачках, что обеспечивает малые изменения дисторсии при увеличениях, отличных от единицы. Иногда в качестве репродукционных объективов используют и тройные анастигматы типа тессар.

Для обеспечения достаточно высокого качества изображения прибегают к ограничению как полей зрения, так и размера относительного отверстия. Обращаясь к симметричным объективам гауссова типа, обладающих небольшой отрицательной аберрацией в зрачках, представляется возможным исправлять эту аберрацию внесением положительной сферической аберрации, присущей плоскопараллельной пластинке, размещаемой впереди и позади собственно объектива.

При соответствующем подборе толщины таких пластинок удается совместить переднюю и заднюю узловые точки друг с другом. Такое совмещение существенно упрощает конструкции инверсоров, используемых при трансформировании снимков.

Кроме того, при достаточно большой толщине пластинок появляется возможность ввести в них хроматические радиусы для устранения хроматизма в зрачках и тем самым, хроматизма увеличения при увеличениях, отличных от единицы.

В ряде случаев в репродукционных системах предъявляются высокие требования к сохранению неизменности увеличения. Для этого используют репродукционные телескопические системы с телецентрическим ходом главных лучей как в предметном пространстве, так и в пространстве изображений.

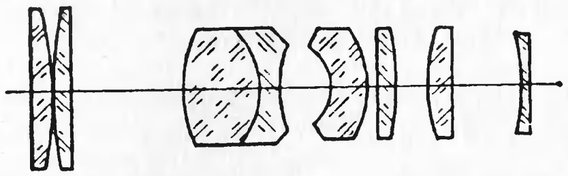


Рис. 34.26. Репродукционная система КТ 117

В качестве примера на рис. 34.26 приведена репродукционная система КТ 117, состоящая из двух двухлинзовых базовых систем, каждая из которых содержит плоско-концентричную линзу и линзу с апланатической и концентрической поверхностями. Между базовыми системами находится корректионно-силовой блок. Чтобы улучшить исправление кривизны поля, в систему дополнительно введена линза Смита, расположенная вблизи изображения.

На рис. 34.27 приведена зеркально-линзовая телескопическая система, составленная из двух концентричных зеркал, работающих с тремя отражениями, и корректионного концентрического мениска. Из графиков аберраций следует, что эта система отличается высоким качеством изображения.

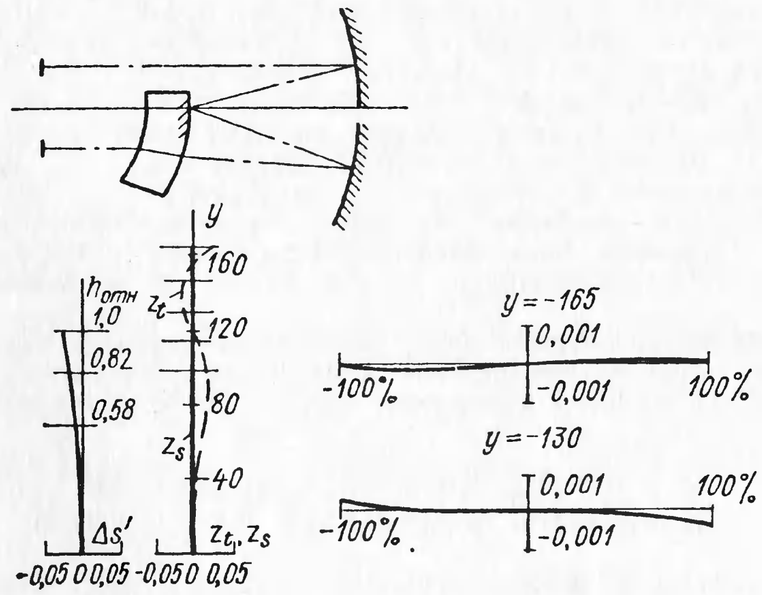


Рис. 34.27. Зеркально-линзовая телескопическая репродукционная система

34.5. ОБЪЕКТИВЫ С ПЕРЕМЕННЫМ ФОКУСНЫМ РАССТОЯНИЕМ

Изменение фокусного расстояния в центрированных оптических системах, построенных из элементов с неизменяющимися поверхностями, можно осуществить лишь за счет изменения воздушных промежутков между отдельными компонентами системы. При этом в общем случае возникает вторая задача: сохранение неизменным положения изображения, называемая иногда задачей компенсации смещения изображения.

Принципиально компенсация смещения изображения может выполняться либо механическим путем — за счет перемещения какого-либо второго компонента оптической системы, либо оптическим путем — за счет одинакового перемещения двух компонентов, между которыми находится неподвижный компонент, обеспечивающий компенсацию. Метод оптической компенсации ограничен по своим возможностям и не обеспечивает точной неподвижности изображения во всем диапазоне изменения фокусного расстояния.

Для сохранения неизменности светосилы объектива при изменении его фокусного расстояния необходимо располагать диафрагму после части системы, осуществляющей изменение фокусного расстояния — внутри или перед последней неподвижной частью системы (собственно объектива). В том случае, когда перед собственно объективом предшествующая часть системы создает изображение в бесконечности, то ее называют трансфокатором. Когда промежуточное изображение располагается на конечном расстоянии, совокупность системы, создающей изменение эквивалентного фокусного расстояния, и собственно объектива называют вариообъективом.

Коррекция переменной части вариообъектива преследует цель уравнивания монохроматических аберраций (сферической аберрации, комы, астигматизма и дисторсии) при различных фокусных расстояниях. Кривизна поля зрения уравнивается автоматически. В переменной части должны также уравниваться хроматизм положения и хроматизм увеличения.

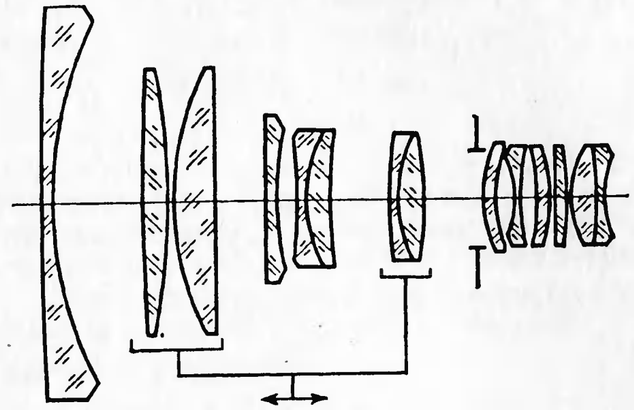


Рис. 34.28. Объектив «Рубин-1» с переменным фокусным расстоянием

Более активное воздействие на сферическую аберрацию имеет место при большем фокусном расстоянии; активное воздействие на астигматизм—при меньшем фокусном расстоянии. Последующая неподвижная часть системы вариообъектива должна обладать возможностями коррекции всех аберраций при неизменном относительном отверстии и средней величине поля зрения. В качестве примера на рис. 34.28 приведена схема вариообъектива «Рубин-1» с оптической компенсацией смещения изображения. Схема вариообъектива с механической компенсацией была приведена на рис. 18.5.

34.6. ГИДРОСЪЕМОЧНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Эти объективы предназначены для работы в жидкой среде. Оптическая система, создающая изображение находящихся в воде предметов, расположена в воздухе. Переход от жидкой среды к воздушной осуществляется через различные разграничивающие поверхности. Поэтому перед собственно оптической системой помещается иллюминатор. Разграничивающие поверхности могут быть плоскими и сферическими, что и определяет тип иллюминатора.

Гидросъемочные объективы должны удовлетворять следующим требованиям: большие поля зрения при высокой светосиле; равномерность светораспределения по полю; высокое качество изображения. Наиболее пригодной является двухкомпонентная система, в которой функции большого поля зрения и светосилы разделены между компонентами: первый, отрицательный компонент, развивает угловое поле и исправляет дисторсию и хроматизм увеличения, вносимые водой, а второй, положительный компонент, развивает относительное отверстие и исправляет остальные аберрации.

Перечислим основные свойства иллюминаторов. Для плоских иллюминаторов характерно: увеличение выходного углового поля при переходе к воздуху; внесение значительной положительной дисторсии; внесение значительного положительного хроматизма увеличения; отсутствие оптической силы, монохроматических аберраций, нарушающих резкость изображения, и требования фиксированного положения фотографического объектива относительно плоской поверхности иллюминатора; необходимость создания переходных оптических систем, допускающих применение обычной фотографической оптики, либо создания специально разработанных гидрообъективов.

Гидросъемочные объективы, рассчитанные для работы с плоским иллюминатором, могут быть пригодны для любых плоских иллюминаторов при обеспечении необходимого углового поля.

Для сферических иллюминаторов характерно сохранение углового поля в жидкой и воздушной средах одинаковыми; отсутствие астигматизма, комы, дисторсии и хроматизма увеличения в случае расположения зрачка входа объектива в центре поверхностей иллюминатора; необходимость строгой фиксации положения объектива по отношению к иллюминатору; снижение в n_W раз относительного отверстия объектива (где n_W — показатель преломления воды); наличие положительной кривизны поля и хроматизма положения, что ограничивает непосредственное применение широкоугольных объективов, предназначенных для съемок в воздушной среде; наличие положительной сферической аберрации. Сферические иллюминаторы могут работать лишь с теми гидрообъективами, для которых они рассчитывались.

На основании анализа свойств иллюминаторов можно сделать вывод, что бо́льшими достоинствами обладают плоские иллюминаторы.

Размеры плоского иллюминатора определяются по следующим формулам:

$$\left.\begin{aligned} &D_{2\,\text{св}} = 2\,(p + d_1)\,\operatorname{tg}\omega = D_{\text{об}} + 2\,d_1\operatorname{tg}\omega; \\ &d \approx 0{,}2D_{2\,\text{св}};\quad D_{1\,\text{св}} = D_{2\,\text{св}} + 2\,d\operatorname{tg}\omega_W, \end{aligned}\right\} \qquad (34.1)$$

где $D_{\text{об}}$ — световой диаметр первой линзы объектива; $D_{1\,\text{св}}$, $D_{2\,\text{св}}$ — световые диаметры первой и второй поверхностей иллюминатора соответственно; d — толщина иллюминатора; d_1 — расстояние от иллюминатора до объектива; p — удаление входного зрачка объектива; ω и ω_W — половина углового поля объектива в воздухе и в воде соответственно.

Угловое поле в воде связано с угловым полем в воздухе соотношением

$$\sin 2\omega_W = 2\arcsin\left(\sin\omega/n_W\right). \qquad (34.2)$$

Приведем конструктивные схемы компоновки гидросъемочных объективов.

1. Предмет и изображение расположены в одной и той же не воздушной среде (например, в стекле). В таких случаях можно пойти по линии создания объективов на базе симметричной системы из двух воздушных базовых линз. Примером построения подобного рода объектива является гидросъемочный объектив «Гидроруссар-1», схема и графики аберраций которого имеются в работе [40].

2. Сочетание плоского иллюминатора с отрицательной линзой, обладающей отрицательной дисторсией и отрицательным хроматизмом увеличения. С целью компенсации дисторсии используют отрицательные мениски, которые позволяют значительно уменьшить выходное поле зрения. Это позволяет использовать в качестве второго компонента оптические системы, обладающие отрицательной кривизной поля и возможностью варьирования астигматизма, комы и других аберраций. Такой принцип построения объективов заложен в схемах гидросъемочных объективов «Гидроруссар-2» — «Гидроруссар-4». Схема объектива «Гидроруссар-3», работающего с плоским иллюминатором, содержит в качестве первого компонента отрицательный мениск, а второй компонент состоит из двух положительных менисков с добавлением сзади концентрической линзы для исправления кривизны поля. Возможно использование двух отрицательных менисков, расположенных друг за другом. Это осуществлено в объективе «Гидроруссар-8» (рис. 34.29), где первый компонент — два отрицательных мениска, второй компонент — две положительные склеенные линзы, расположенные друг за другом и разделенные воздушным промежутком, в котором расположена апертурная диафрагма. Объектив имеет удлиненный задний отрезок, больший $1{,}5f'$. Воздушный промежуток образован введением апланатических поверхностей.

3. Использование свойств сферического иллюминатора, замененного передней плосковогнутой линзой. В этом случае можно перейти к плоскому иллюминатору, если от такой линзы отрезать плоскопараллельную пластинку, превратив ее в плоский иллюминатор. Рассчитывая такой объектив с учетом особенностей работы сферического иллюминатора, можно достичь устранения аберраций сферического иллюминатора и получить достаточно большое относительное отверстие и светосилу.

4. Использование изопланатических линз. Условия работы гидросъемочных объективов в жидкой среде (рассеивание света, снижение прозрачности, ограничение дальности видения при съемке протяженных объектов) требуют больших величин их угловых полей в сочетании с высокими относительными отверстиями. Такими свойствами обладают объективы с использованием концентрических и апланатических поверхностей, например, гидрообъективы «Гидроруссар-11» и «Гидроруссар-12».

5. Использование эллиптических поверхностей. В качестве переднего компонента гидросъемочного объектива можно использовать отрицательную плоскоэллиптическую линзу, которая существенно уменьшает поле зрения при переходе от водной среды к воздушной и обладает строгим исправлением астигматизма и хорошим исправлением дисторсии. Благодаря этому можно создать высокую равномерность освещенности изображения по полю.

Размещая после такой линзы концентрическую линзу или линзу с последней поверхностью, совмещенной с изображением, можно обеспечить исправление кривизны поля; введение нормальной склеенной поверхности в концентрической линзе позволяет исправить сферическую аберрацию. Однако эллиптическая поверхность внесет в изображение некоторую кому. Для размещения диафрагмы может быть использован воздушный промежуток за счет вырезания биапланатической линзы. По такой схеме построен объектив «Гидроруссар-6», схема которого приведена на рис. 34.30. Оптическая сила этого объектива определяется одной сферической поверхностью — наружной поверхностью первого базового компонента.

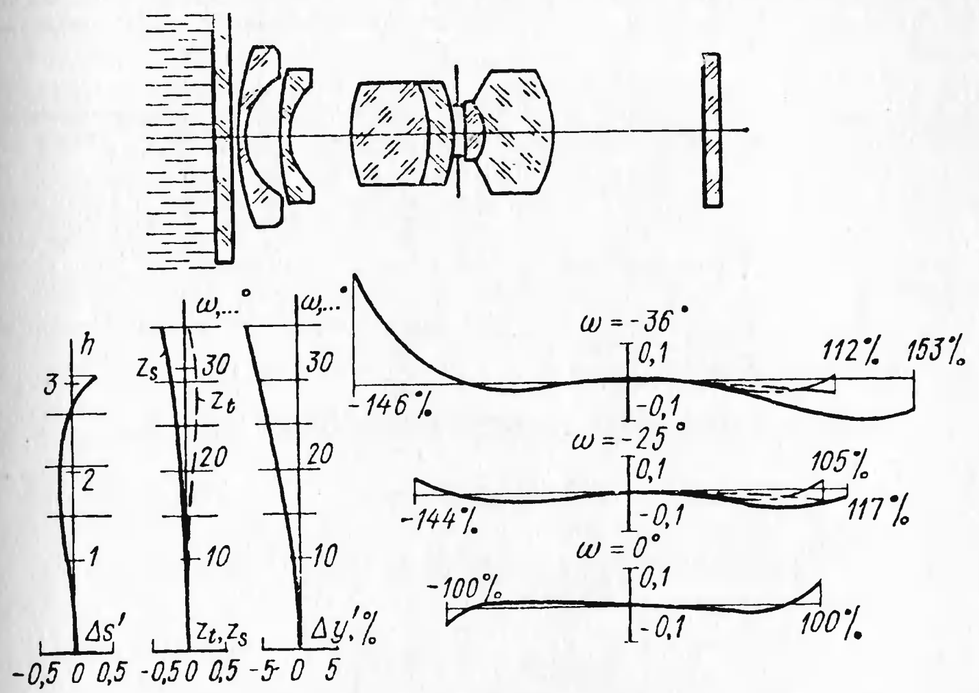


Рис. 34.29. Объектив «Гидроруссар-8»

Усложнение силового компонента, построенного из двух или трех силовых элементов, привело к использованию объектива типа плазмат с добавлением силовой линзы. В случае положительной силовой линзы возможна частичная компенсация положительной кривизны плоскоэллиптической линзы. После плоскоэллиптической линзы может быть введена линза типа базовой с поверхностью, концентричной зрачку. По такой схеме построены объективы «Гидроруссар-7», «Гидроруссар-9» (рис. 34.31): первый компонент — плоскоэллиптический иллюминатор; второй — базовая линза, содержащая плоскую поверхность и поверхность, концентричную зрачку; третий компонент — объектив типа плазмат; четвертый компонент — базовая линза, содержащая апланатическую и плоскую поверхности.

6. Использование телеконцентрических переходных систем. В качестве переходных систем при использовании совместно с плоским иллюминатором обычных фотографических объективов (предназначенных для работы в воздухе) могут быть применены телескопические системы галилеевского типа, работающие в обратном ходе и поэтому уменьшающие выходное поле зрения. Так как телескопическая система афокальна, т. е. ее оптическая сила равна нулю, то задний фокальный отрезок объектива остается неизменным. Правильно подобранное увеличение телескопической системы Г обеспечивает неизменность фокусировки при съемке предметов, расположенных на конечном расстоянии. Увеличение системы выразим так [38]:

$$\Gamma = 1/n_W\sqrt{1 - \operatorname{tg}^2\omega_W\left(n_W^2 - 1\right)}. \qquad (34.3)$$

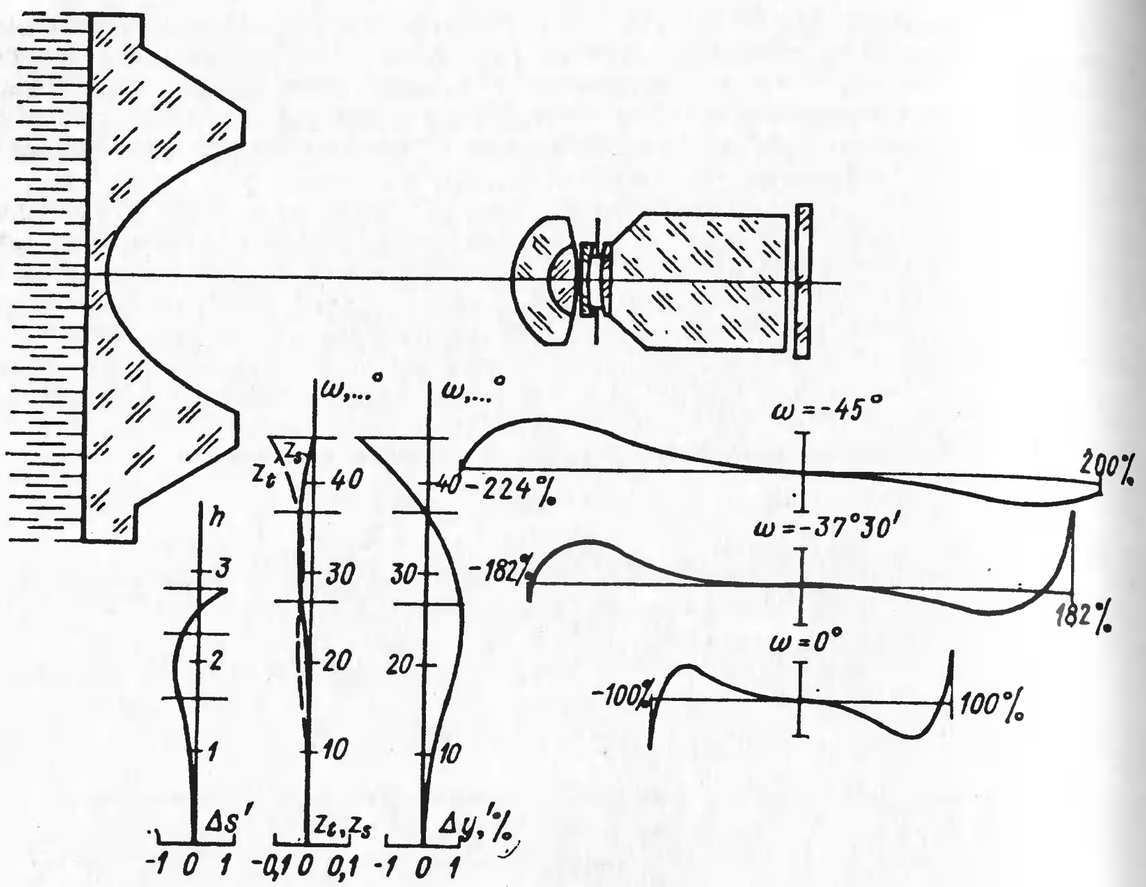


Рис. 34.30. Объектив «Гидроруссар-6»

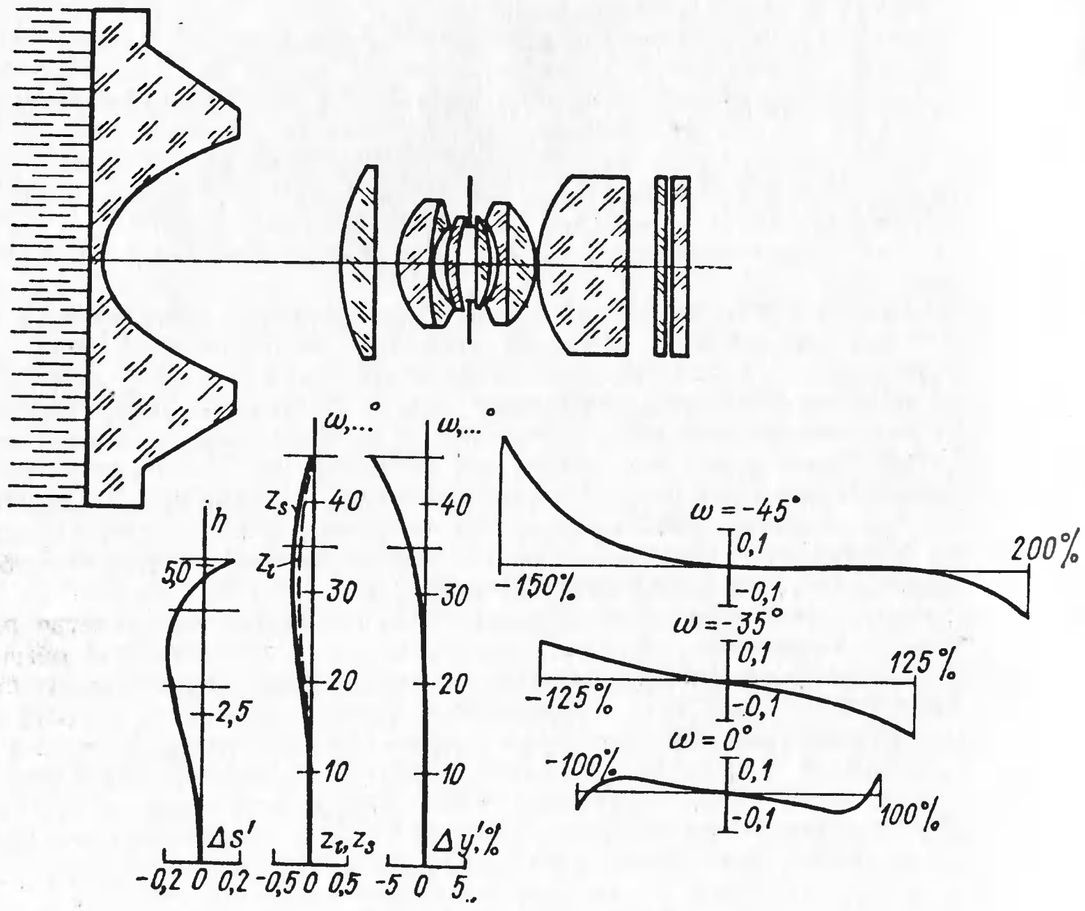


Рис. 34.31. Объектив «Гидроруссар-9»

Галилеевские телескопические системы обладают рядом недостатков. Так, они пригодны для работы со сравнительно небольшими полями (до 45°) при среднем относительном отверстии (до 1 : 3). При увеличении углового поля наблюдается рост аберраций, вносимых системой, что значительно усложняет и оптическую схему. В результате переходный компонент становится сложнее собственно объектива. Обычные галилеевские системы вносят положительную кривизну поля, что ограничивает возможность их применения.

Переход к телеконцентрическим системам позволяет избежать возникновения кривизны поля. Примером может служить телеконцентрическая система, состоящая из двух компонентов: плосковыпуклой линзы, являющейся базовой, с выпуклой поверхностью, концентричной зрачку, и коррекционной концентричной линзы.

Увеличение такой телеконцентричной линзы будет равно

$$\Gamma_T = 1/n', \qquad (34.4)$$

где n' — показатель преломления базовой линзы.

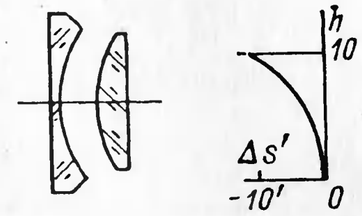


Рис. 34.32. Телеконцентрическая система

Хроматизм увеличения можно устранить подбором марок стекол. Но телеконцентрические системы могут быть использованы лишь в совокупности с объективами с вынесенными вперед зрачками входа. Недостатком является вносимая ею отрицательная дисторсия, которая суммируется с дисторсией последующего объектива. Телеконцентрические системы могут иметь практическое использование при переходе от жидкой среды к воздушной, если они выполнены из двух линз: плосковыпуклой и плосковогнутой, обращенных друг к другу сферическими поверхностями, причем эти поверхности нормальны к ходу главного луча (рис. 34.32). Радиусы могут быть выражены через показатели преломления и отрезки:

$$r_2 = -(n_2 - 1)\, s_2'; \quad r_3 = -(n_4 - n_1)\, s_3. \qquad (34.5)$$

Угловое увеличение такой телеконцентрической системы равно

$$\Gamma_T = s_2'/s_3 = n_4/n_2. \qquad (34.6)$$

Таблица 34.14. **Характеристики гидросъемочных объективов**

Объектив	f, мм	f', мм	$2\omega_W$, °	$D : f'$	$2y'$, мм
«Гидроруссар-1»	—54,5	40,9	62	1 : 13,2	85,6
«Гидроруссар-2»	—62,7	47,0	81,5	1 : 10	113,6
«Гидроруссар-3»	—14,3	10,8	70	1 : 4,8	20,4
«Гидроруссар-4»	—117,6	95,6	68	1 : 10	169,2
«Гидроруссар-5»	—33,7	25,3	69	1 : 4	43,8
«Гидроруссар-6»	—20,0	15,0	90,6	1 : 2,6	39,6
«Гидроруссар-7»	—21,2	15,9	89,7	1 : 2	39,5
«Гидроруссар-8»	—28,8	21,6	72	1 : 3,5	39,3
«Гидроруссар-9»	—21,2	15,8	90,5	1 : 1,5	39,7
«Гидроруссар-10»	—12,3	9,2	60	1 : 2	12,1
«Гидроруссар-10А»	—15,4	11,5	60	1 : 2	15,2
«Гидроруссар-11»	—30,6	23,0	40	1 : 2	20,6
«Гидроруссар-12»	—15,8	11,9	60	1 : 2	15,2
«Гидроруссар-14»	—12,7	9,5	80	1 : 18	16,1
«Гидроруссар-15»	—7,1	5,3	80	1 : 1,6	12,1
«Гидроруссар-16»	—9,9	7,4	90	1 : 3,2	18,3
«Гидроруссар-18»	—33,2	24,9	60	1 : 1,85	38,5
«Гидроруссар-19»	22,4	—16,8	60	1 : 2,6	27,4
«Гидроруссар-20»	37,6	—28,2	60	1 : 4,5	41,3
«Гидроруссар-21»	—28,2	21,2	60	1 : 3	32,6

Из условия получения эквивалентного увеличения $\Gamma = 1$ определим n_2:

$$\Gamma = \Gamma_W \Gamma_T = 1 = n_W n_4 / n_2; \quad n_2 = n_4 n_W. \tag{34.7}$$

В случае сдвоенных телескопических систем находим:

$$\Gamma = \Gamma_W \Gamma_T^2 = 1 = (n_4/n_2)^2 n_W; \quad n_2 = n_4 \sqrt{n_W}. \tag{34.8}$$

При выполнении условий (34.7) и (34.8) происходит полная взаимная компенсация дисторсии телеконцентрической системы и дисторсии плоскости раздела водной и воздушной сред. Результатом является исправление дисторсии по всему полю зрения.

Характеристики гидросъемочных объективов приведены в табл. 34.14.

Глава 35

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

35.1. МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Инфракрасное (ИК) излучение занимает весьма протяженную область спектра, примыкающую, с одной стороны к видимому (красному) излучению, а с другой стороны — к электромагнитным колебаниям радиодиапазона. Нижняя граница ИК-излучения совпадает с верхней границей видимого диапазона и имеет длину волны $\lambda = 0{,}76$ мкм. Верхняя граница четко не определена и у различных авторов составляет 0,75—1 мм.

ИК-область спектра принято делить на три-четыре поддиапазона. Ниже приведено наиболее употребительное деление на поддиапазоны (мкм):

Ближний поддиапазон	0,76—3
Средний »	3—6
Дальний »	6—15
Очень дальний поддиапазон	15—1000

Такое деление связано с наличием так называемых «атмосферных окон», т. е. участков ИК-спектра, для которых поглощение энергии в слое атмосферы минимально.

При разработке оптических систем для какого-либо ИК-поддиапазона в первую очередь необходимо учитывать возможности использования оптических материалов, обладающих достаточной прозрачностью в заданной области спектра. Для ближней ИК-области с верхней границей порядка 2,5 мкм и небольшой длиной хода в стекле (например, в микрообъективах) могут использоваться обычные бесцветные оптические стекла по ГОСТ 3514—76. Для ближней и средней областей спектра применяется флюорит ($Ca\,F_2$). Кварцевое стекло марки КИ по ГОСТ 15130—79 не имеет полосы поглощения в интервале длин волн 2600—2800 нм и может использоваться при $\lambda \leqslant 3$ мкм.

Показатели преломления и коэффициенты дисперсии $\nu = (n_{\lambda\,\text{ср}} - 1)/(n_{\lambda 2} - n_{\lambda 1})$ наиболее распространенных материалов приведены в табл. 35.1 (Ge — германий; Si — кремний; LiF — фтористый литий; BaF_2 — фтористый барий; CaF_2 — флюорит; KRS-5 и KRS-6 сплав, состоящий из TlBr и TlJ; Al_2O_3 — сапфир; КО-2 и КО-4 — оптическая керамика; As_2S_3 — трехсернистый мышьяк; ИКС-25 — бескислородное стекло).

С точки зрения разработчика оптических систем наибольший интерес представляют материалы, обладающие существенно отличающимися от обычных стекол в видимой области спектра показателями преломления и дисперсиями. К таким материалам относятся германий и кремний, обладающие в области спектра от 8 до 14 мкм показателями преломления, соответственно равными примерно 4 и 3,4 и

Таблица 35.1. Показатели преломления и коэффициенты дисперсии некоторых материалов

Материал	Рабочий диапазон длин волн, мкм	Показатель преломления: область спектра, мкм								Коэффициенты дисперсии		
		0,75	1	2	3	4	5	8	10	14	$\nu_{0,75-2}$	ν_{3-5}	ν_{8-14}
Ge	2—23	—	—	4,116	4,045	4,025	4,016	4,005	4,0025	4,0015	—	104,3	857,8
Si	1,5—15	—	—	3,458	3,432	3,4255	3,4223	3,4184	3,4179	3,4171	—	250,1	1860
LiF	0,2—8	1,38956	1,38711	1,37875	1,3666	1,34942	1,32661	1,215	—	—	35,8	8,74	—
BaF_2	0,4—13	1,4711	1,4685	1,4647	1,46105	1,4566	1,45094	1,4258	1,40144	—	73,2	45,2	—
CaF_2	0,4—11,5	1,43114	1,42894	1,42389	1,4179	1,40963	1,39908	1,3498	1,3002	—	59,2	21,77	—
KRS-5	0,5—40	2,5126	2,4465	2,39513	2,38574	2,38205	2,37979	2,37453	2,37074	2,36097	12,3	232,3	101,1
KRS-6	0,5—24	2,2776	2,2404	2,2059	2,1990	2,1956	2,1928	2,1839	2,1767	2,1563	17,3	192,8	42,6
Al_2O_3	0,3—6	1,76178	1,75576	1,73769	1,71146	1,67476	1,6179	—	—	—	31,4	7,2	—
КО-2	0,4—14,5	2,304	2,2907	2,2631	2,2558	2,2504	2,2447	2,2213	2,1986	2,1423	31,6	112,6	15,17
КО-4	0,5—22	—	2,485	2,447	2,440	2,435	2,432	2,418	2,407	2,378	—	179,5	35,2
As_2S_3	0,5—11	2,5429	2,4781	2,42655	2,4168	2,4118	2,4077	2,3937	2,3811	—	12,7	155,1	—
ИКС-25	1—17	—	2,9197	2,8058	2,7658	2,7791	2,7758	2,76803	2,76288	2,7457	—	177,9	78,9

коэффициентами дисперсий — 860 и 1860. При столь необычных значениях оптических констант становятся возможными оптические системы, состоящие из одной-двух линз и обладающие довольно высокими оптическими характеристиками. Необходимо иметь в виду, что высокая стоимость этих материалов не позволяет осуществлять в настоящее время многолинзовые системы. Поэтому рассмотрим возможности одно- и двухлинзовых систем, выполненных из германия, как материала, обладающего экстремальными оптическими характеристиками. Для упрощения вычислений будем полагать показатель преломления для основной длины волны равным $n = 4$, а коэффициент дисперсии $\nu = 1000$.

35.2. КОРРЕКЦИОННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ

Толщину линзы будем полагать малой, что обеспечивает минимальный расход дорогостоящего материала и позволяет использовать теорию аберраций третьего порядка для бесконечно тонких компонентов. Входной зрачок совместим с оправой первой поверхности, что позволит получить минимальный световой диаметр.

Воспользовавшись формулой (6.39), находим, что при $n = 4$ между основными параметрами одиночной линзы существует следующая зависимость: $P = 0{,}28 + 0{,}96\,(W - 0{,}08)^2$. Для исправления комы примем $W = 0$, тогда значение P практически не отличается от значения P_0, $P \approx 0{,}29$. Значение угла α_2 внутри линзы составляет $\alpha_2 = 0{,}8$. Поперечная сферическая аберрация в плоскости наилучшей установки для предмета, расположенного на бесконечности, составляет примерно (с округлением в большую сторону) $\delta g' \approx 0{,}005\,(1/k)^3 f'$, где k — диафрагменное число.

Как известно из теории аберраций третьего порядка бесконечно тонких компонентов, астигматические составляющие в рассматриваемой системе не зависят от конструктивных параметров линзы и равны: $Z'_m = -0{,}5\,(3+\pi)\,y'^2/f'$ и $Z'_s = -0{,}5 \times (1+\pi)\,y'^2/f'$. Принимая во внимание, что $\pi = 1/n = 0{,}25$, а $y' = -f'\,\mathrm{tg}\,\omega$, где ω — угол поля, получаем $Z'_m = -1{,}62 f'\,\mathrm{tg}^2\,\omega$ и $Z'_s = -0{,}62 f'\,\mathrm{tg}^2\,\omega$. Максимальное значение поперечной аберрации на краю поля составит

$$\delta g' = 0{,}81\,\mathrm{tg}^2\,\omega f'/k + 0{,}005\,(1/k)^3 f'. \qquad (35.1)$$

Целесообразно оценить аберрации объектива, работающего при бесконечно удаленной предметной плоскости в угловой мере в пространстве предметов (угловая величина пятна рассеяния). Эта величина примерно равна разрешающей способности объектива при условии, что волновые аберрации существенно превосходят по величине критерий Рэлея — $0{,}25\lambda$. Из формулы (35.1) получим

$$2\sigma = 1{,}62\,\mathrm{tg}^2\,\omega/k + 0{,}01\,(1/k)^3. \qquad (35.2)$$

В центре поля зрения соответствующая величина равна

$$2\sigma = 0{,}01\,(1/k)^3. \qquad (35.3)$$

Дисторсия тонкой линзы с расположенным на ней зрачком практически отсутствует.

Принимая во внимание, что хроматизм положения составляет $s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1} = -f'/\nu$, можно получить угловые размеры фигуры рассеяния с учетом хроматической аберрации:

для центральной точки поля зрения

$$2\sigma = 0{,}01\,(1/k)^3 + 0{,}0005/k; \qquad (35.4)$$

для края поля зрения

$$2\sigma = 1{,}62\,\mathrm{tg}^2\,\omega/k + 0{,}01/k^3 + 0{,}0005/k. \qquad (35.5)$$

Асферизация одной (или даже обеих) поверхностей одиночной линзы позволяет лишь устранить сферическую аберрацию, т. е. довести угловой размер фигуры рассеяния в центре поля до величины, определяемой хроматической аберрацией положения

$$2\sigma = 0{,}0005/k. \qquad (35.6)$$

Используя формулы (6.30), получим, что при асферизации первой поверхности исправление сферической аберрации третьего порядка достигается при эксцентриситете $e = 0{,}3$. Эта асферизация не влияет на параметр W, следовательно, исправление сферической аберрации не приводит к изменению других монохроматических аберраций линзы. Таким образом, одиночная линза даже при наличии асферической поверхности может обеспечить хорошее качество изображения только при малых полях зрения. Например, при $k = 1{,}5$ (относительное отверстие 1 : 1,5) в центре поля зрения угловое разрешение составит примерно 1′. Если допустить на краю поля зрения снижение разрешающей способности в два раза, то $2\omega \approx 2°$.

35.3. АНАСТИГМАТ ИЗ ДВУХ ЛИНЗ

Исправление астигматизма одиночной линзы может быть достигнуто за счет усложнения конструкции путем добавления линзы, образованной апланатической поверхностью, концентричной осевой точке предмета, и изопланатической поверхностью, концентричной центру выходного зрачка.

Рассмотрим аберрации третьего порядка такой системы. Обозначим через f'_1 фокусное расстояние первой линзы объектива. Астигматическая разность $Z'_m - Z'_s$, вносимая этой линзой, равна $Z'_m - Z'_s = -y'^2/f'_1$. Для устранения астигматизма в объективе необходимо, чтобы радиус апланатической поверхности второй линзы составлял $r_3 = (n-1)\,f'_1/n$. При $n = 4$ $r_3 = 0{,}75 f'_1$. Расположим входной зрачок на первой линзе. Тогда центр зрачка окажется расположенным в переднем фокусе апланатической поверхности и вторая изопланатическая поверхность второй линзы будет плоской. Линейное увеличение второй линзы будет равно $V_2 = n = 4$. Следовательно, $f'_1 = 4f'$, воздушный промежуток $d = f'$. Относительные оптические силы линз будут равны $\varphi_I = 0{,}25$; $\varphi_{II} = 1$. Коэффициент Петцваля составит $S_{IV} = (\varphi_I + \varphi_{II})/n = 0{,}31$, а кривизна изображения $Z'_p = -0{,}5 \cdot 0{,}31 y'^2/f' = -0{,}16 y'^2/f'$. Поперечная аберрация, вызванная кривизной изображения, составит

$$\delta g' = 0{,}16\,\mathrm{tg}^2\,\omega m. \qquad (35.7)$$

Первую линзу, как и в рассмотренной выше системе, исправим в отношении комы. Вторая линза кому не вносит. К сферической аберрации первой одиночной линзы добавится сферическая аберрация плоской изопланатической поверхности. Эта аберрация в поперечной мере составит $\delta g' = 0{,}35 m^3/f'^2$. Учитывая введение плоскости наилучшей установки, находим, что диаметр кружка рассеяния в центре поля за счет сферической аберрации составит в угловой мере

$$2\sigma \cong 0{,}022\,(1/k)^3. \qquad (35.8)$$

Нетрудно видеть, что сферической аберрацией первой линзы, равной в угловой мере $2\sigma = 0{,}01\,(1/k_1)^3 = (0{,}01/64)\,(1/k)^3$, можно пренебречь.

Оценим хроматические аберрации. Для хроматизма положения имеем $s'_{\lambda 2} - s'_{\lambda 1} = f'\,(h_I^2 \varphi_I + h_{II}^2 \varphi_{II})/\nu = 0{,}00081 f'$. Хроматизм увеличения вносит только второй компонент. В линейной мере эта аберрация равна $y'_{\lambda 2} - y'_{\lambda 1} = h_{II} y_{II} \varphi_{II} \times \mathrm{tg}\,\omega f'/\nu = -0{,}00075\,\mathrm{tg}\,\omega$. Таким образом, угловые размеры фигуры рассеяния составляют в центре поля

$$2\sigma = 0{,}022/k^3 + 0{,}0004/k, \qquad (35.9)$$

а на краю поля

$$2\sigma = 0{,}16\,\mathrm{tg}^2\,\omega/k + 0{,}00075\,\mathrm{tg}\,\omega + 0{,}022/k^3 + 0{,}0004/k. \qquad (35.10)$$

Из полученных формул следует, что повышению светосилы двухлинзовой системы препятствует неустранимая сферическая аберрация третьего порядка, возникающая на последней плоской поверхности объектива. Устранение этой аберрации и повышение светосилы двухлинзовой системы может быть достигнуто асферизацией одной из поверхностей первой линзы. Как отмечалось выше, асферизация поверхностей компонента, с которым совмещена апертурная диафрагма, приводит только к изменению сферической аберрации. В этом случае при использовании асфе-

Таблица 35.2. Корректионные возможности простейших систем, выполненных из германия

Оптические схемы	Угловая разрешающая способность $2\sigma,\ldots'$									
	в центре поля				на краю поля					
	Формула	$k=1$	$k=2$	$\omega=0$	Формула	$k=1$		$k=2$		
						ω, рад				
						0,05	0,1	0,05	0,1	
Одна линза	$0,01/k^3+0,0005/k$	36	5		$1,62\ \mathrm{tg}^2\,\omega/k+0,01/k^3+$ $+0,0005/k$	50	92	12	33	
Одна линза с асферической первой поверхностью	$0,0005/k$	1,7	0,9		$1,62\ \mathrm{tg}^2\,\omega/k+0,0005/k$	16	57	9	29	
Две линзы с воздушным промежутком, равным фокусному расстоянию объектива	$0,022/k^3+0,0004/k$	77	10,4		$0,16\ \mathrm{tg}^2\,\omega/k+0,0008\ \mathrm{tg}\,\omega+$ $+0,022/k^3$	79	83	11	13	
Две линзы с воздушным промежутком, равным фокусному расстоянию объектива, и с асферической второй поверхностью	$0,003/k^5+0,0004/k$	11,6	1		$0,16\ \mathrm{tg}^2\,\omega/k+0,0008\ \mathrm{tg}\,\omega+$ $+0,003/k^5+0,0004/k$	13	17	1,8	4	

рики второго порядка на второй поверхности первой линзы легко устраняется сферическая аберрация третьего порядка. Относительное отверстие объектива для точки на оси ограничивается хроматизмом положения и сферической аберрацией пятого порядка.

Результаты исследований простейших систем из германия приведены в табл. 35.2. Кроме полученных выше формул, позволяющих определить разрешающую способность систем в зависимости от диафрагменного числа и угла поля ω, в таблице даны численные значения разрешающей способности при $k=1$ и $k=2$, а также при углах поля $2\omega=0{,}1$ рад и $2\omega=0{,}2$ рад.

Глава 36

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

36.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ПУЧКА ЛАЗЕРА ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

Для получения пучка с заданными параметрами практически во всех случаях приходится преобразовывать выходное или принимаемое излучение лазера. Основными видами преобразования являются изменение кривизны волнового фронта; формирование пучка с заданным распределением плотности мощности; отклонение от первоначального направления (сканирование) и некоторые другие.

При выборе и расчете оптических систем для преобразования лазерного излучения необходимо учитывать ряд особенностей, связанных с осиовными свойствами излучения лазера. Это строгая монохроматичность, узкая направленность, высокая интенсивность и когерентность излучения. Например, чтобы сохранить состояние поляризации излучения, необходимо выбирать кривизну отражающих поверхностей и устанавливать плоские элементы таким образом, чтобы углы падения лучей не превышали критического значения. Высокая интенсивность излучения требует расчета на прочность под воздействием лучистой мощности. Расчет коэффициента отражения поверхностей, установленных под углом к падающему пучку, необходимо вести с учетом ориентации плоскости поляризации. При светоэнергетических расчетах необходимо учитывать пространственные свойства лазерного излучения: распределение плотности потока в поперечном сечении пучка, определяющее форму и размер пятна; распределение энергетической силы света по направлениям, характеризующее расходимость пучка и вид диаграммы направлениости, и, наконец, то, что дифракция обусловливает «кривизну» лазерных лучей, приводя к новым соотношениям при расчете оптических систем, отличных от соотношений, полученных на основе геометрических представлений.

Лазер с резонатором, состоящим из двух сферических или из сферического и плоского зеркал, испускает негомоцентрический пучок, лучи которого распространяются в однородной среде по гиперболической траектории. Лучи, совпадающие с нормалями к волновому фронту, представляющему вблизи оси сферу, образуют пучок, имеющий минимальный поперечный размер $2y$ — перетяжку в сечении, где фронт волны вырождается в плоскость (рис. 36.1). Положение перетяжки относительно зеркал резонатора определяется формулами:

$$s_1=\frac{L(r_2+L)}{2L-r_1+r_2}; \tag{36.1}$$

$$s_2=\frac{L(r_1-L)}{2L-r_1+r_2}, \tag{36.2}$$

где L — расстояние между зеркалами; r_1, r_2 — радиусы кривизны зеркал.

Диаметр $2y$ перетяжки найдем из выражения

$$2y = \sqrt{2\lambda R_э/\pi}, \tag{36.3}$$

где λ — длина волны излучения; $R_э$ — конфокальный параметр резонатора, определяемый по формуле

$$R_э = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)L}}{2h - r_1 + r_2}. \tag{36.4}$$

Если одно из зеркал резонатора — плоское, то из выражений (36.1) и (36.2) следует, что перетяжка совпадает с этим зеркалом, а конфокальный параметр определяется по формуле

$$R_э = 2\sqrt{(r - L)L}. \tag{36.5}$$

Если оба зеркала резонатора — плоские, то пучок лучей, выходящих из лазера, имеет плоский волновой фронт. Диаметр $2y_s$ сечения пучка и радиус R волнового фронта на расстоянии s от плоской перетяжки равны соответственно:

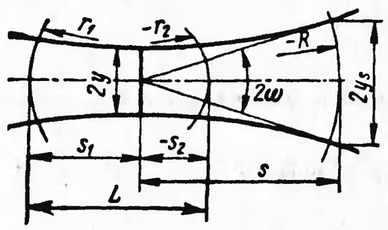


Рис. 36.1. Строение лазерного пучка

$$2y_s = 2y\sqrt{1 + \xi^2}; \tag{36.6}$$

$$R = (1 + \xi^2) R_э/(2\xi), \tag{36.7}$$

где $\xi = 2s/R_э$ — относительная координата сечения.

Угол расходимости ω пучка лучей лазера (для основного типа колебаний — основной моды) определяется из выражения

$$\omega = \sqrt{2\lambda(\pi R_э)} = \lambda/(\pi y). \tag{36.8}$$

Моды высших порядков характеризуются увеличенными углами расходимости.

После прохождения лазерного пучка через тонкую оптическую систему с фокусным расстоянием f' (рис. 36.2, *а*) преобразованный пучок характеризуется конфо-

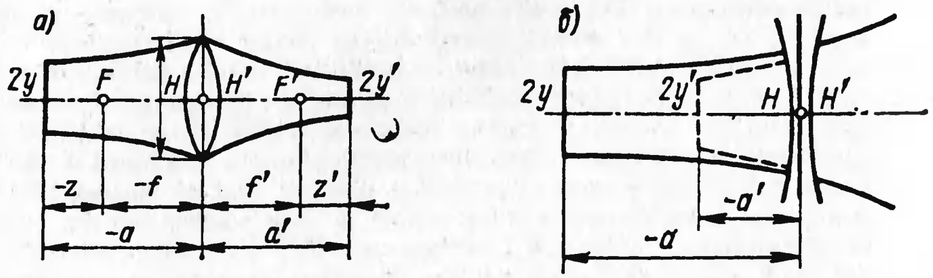


Рис. 36.2. Прохождение лазерного пучка через тонкую положительную (*а*) и отрицательную линзы (*б*)

кальным параметром $R'_э$, радиусом кривизны волнового фронта R' и положением перетяжки a', z' относительно главных плоскостей и задней фокальной плоскости системы соответственно:

$$R'_э \approx \frac{R_э}{(1 + a/f')^2 + (R_э/2f')^2} \tag{36.9}$$

или

$$R'_э = \frac{R_э}{(z/f')^2 + (R_э/2f')^2} = \frac{4R_э f'^2}{4z^2 + R_э^2}; \tag{36.10}$$

$$1/R' = 1/R + 1/f'; \tag{36.11}$$

$$1 - a'/f' = \frac{1 + a/f'}{(1 + a/f')^2 + (R_э/2f')^2}; \tag{36.12}$$

$$z' = -\frac{z}{(z/f')^2 + (R_э/2f')^2} = -\frac{4zf'^2}{4z^2 + R_э^2}, \tag{36.13}$$

где $R_э$ — конфокальный параметр резонатора; a, z — расстояния, характеризующие положение перетяжки относительно главных плоскостей и передней фокальной плоскости системы соответственно; R — радиус кривизны волнового фронта, входящего в систему.

Из сравнения выражений (36.10) и (36.13) следует, что

$$R_э/R'_э = z/z'. \tag{36.14}$$

Диаметр перетяжки $2y'$ и угол расходимости ω' преобразованного пучка равны соответственно:

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_э/\pi}; \tag{36.15}$$

$$\omega' = \sqrt{2\lambda/(\pi R'_э)} = \frac{\lambda}{\pi y'}. \tag{36.16}$$

Линейное $\beta_п$ и угловое $\gamma_п$ увеличения в перетяжках исходного и преобразованного пучков определяются из выражений:

$$\beta_п = 2y'/2y = \sqrt{R'_э/R_э};$$

$$\gamma_п = \omega'/\omega = \sqrt{R_э/R'_э}.$$

Если перетяжка пучка лазера находится в передней фокальной плоскости системы, то из выражения (36.13) при $z = 0$ следует, что $z' = 0$, т. е. перетяжка преобразованного пучка будет расположена в задней фокальной плоскости. После прохождения лазерного пучка через отрицательную тонкую систему (рис. 36.2, *б*) угол расходимости преобразованного пучка увеличивается по сравнению с исходным пучком, а перетяжка получается мнимой. Для получения минимального сечения перетяжки преобразованного пучка необходимо уменьшать конфокальный параметр этого пучка путем увеличения расстояния от исходной перетяжки до системы и уменьшения фокусного расстояния системы. Однако при увеличении расстояния a возрастает диаметр входного зрачка, а следовательно, и относительное отверстие системы, что затрудняет аберрационную коррекцию системы. Поэтому на практике для получения минимально возможного относительного отверстия системы следует помещать систему как можно ближе к лазеру.

При фокусировке лазерного излучения в пучок с малым поперечным сечением необходимо учитывать дифракционное и аберрационное увеличение диаметра пятна, определяемое формулой

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_э/\pi} + 1{,}22\lambda a/D + 2\Delta y',$$

где D — диаметр входного зрачка системы; $\Delta y'$ — поперечная сферическая аберрация системы в плоскости перетяжки преобразованного пучка.

При расчете фокусирующей системы определяют:

1) конфокальный параметр $R_э$ и диаметр перетяжки $2y$ лазера по формулам (36.4) и (36.3);

2) конфокальный параметр $R'_э$ преобразованного пучка из выражения (36.15) исходя из заданного диаметра $2y'$ перетяжки (пятна);

3) фокусное расстояние f' системы из выражений (36.9) или (36.10), в которых расстояния a или z задаются из конструктивных соображений;

4) диаметр входного зрачка D системы по формуле (36.6), где $D \geqslant 2y_s$; $\xi = 2a/R_э$;

5) положение a', z', перетяжки (пятна) преобразованного пучка.

Вследствие того, что при использовании короткофокусных систем плоскость перетяжки преобразованного пучка расположена вблизи задней фокальной плоскости системы, возникают неудобства в эксплуатации такой системы. В этом случае для фокусирования излучения лазера используют систему, состоящую из последовательно расположенных за лазером двухкомпонентной афокальной насадки и объектива с фокусным расстоянием f'_3 (рис. 36.3). Эта система позволяет получить большое расстояние от последнего компонента до плоскости перетяжки преобразованного пучка при сохранении малого эквивалентного фокусного расстояния f' всей системы.

С помощью однокомпонентной системы решить эту задачу не удается, так как для получения минимальной перетяжки (пятна) необходимо уменьшать фокусное расстояние системы, а перетяжка располагается вблизи задней фокальной плоскости системы. Поэтому для фокусировки излучения лазера на большом расстоянии применяют двухкомпонентную систему. Расчет системы выполняется путем последовательного применения формул (36.9)—(36.10), (36.12)—(36.13) и (36.15) для каждого компонента. Первый компонент выбирают короткофокусным с целью получения малого значения конфокального параметра $R'_э$ и диаметра перетяжки $2y'_1$ пучка, преобразованного этим компонентом. В этом случае перетяжка после первого компонента расположена вблизи его задней фокальной плоскости, т. е. $z'_1 = 0$. Для получения перетяжки пучка, преобразованного вторым компонентом, на заданном расстоянии a'_2 от системы расстояние z_2 определяют из соотношения (36.14), в котором принимают $z'_2 \approx a_2$, учитывая, что $a'_2 \gg f'_2$. При расчете системы для фокусирования излучения лазера на большом расстоянии определяют:

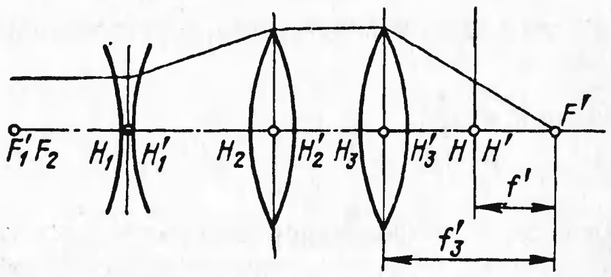


Рис. 36.3. Оптическая система для фокусировки лазерного излучения

1) конфокальный параметр $R'_{э2}$ пучка, преобразованного системой, из выражения (36.15) исходя из заданного диаметра $2y'_2$ пятна (перетяжки преобразованного пучка);

2) конфокальный параметр $R'_{э1}$ и положение z'_1 перетяжки пучка, преобразованного первым компонентом, по формулам (36.9) и (36.13) исходя из выбранного положения a_1 перетяжки лазера относительно главных плоскостей первого компонента и заданного фокусного расстояния f'_1 этого компонента;

3) положение z_2 перетяжки пучка, преобразованного первым компонентом, относительно передней фокальной плоскости второго компонента из соотношения, аналогичного (36.14)

$$R_{э2}/R'_{э2} = -z_2/z'_2,$$

где $R_{э2} = R'_{э1}$, а z'_2 допускается равным заданному расстоянию от a'_2 системы до пятна;

4) фокусное расстояние f'_2 второго компонента из выражения аналогичного (36.10), по формуле

$$f'_2 = \frac{1}{2}\sqrt{R'_{э2}/R_{э2}\left(yz_2^2 + R_{э2}^2\right)};$$

5) минимально необходимые для прохождения пучка лучей диаметры D_1 и D_2 первого и второго компонентов по формулам, аналогичным (36.6):

$$D_1 = 2y_1\sqrt{1+\xi_1^2};\quad D_2 = 2y_2\sqrt{1+\xi_2^2},$$

де $2y_1$ — диаметр перетяжки лазера находим по формуле (36.3); $2y_2 = 2y'_1$ — иаметр перетяжки пучка преобразованного первым компонентом; $\xi_1 = 2a_1/R_{э1}$; $_2 = 2a_2/R_{э2}$ ($R_{э1}$ — конфокальный параметр резонатора лазера).

Угол расходимости ω лазерного пучка определяется зависимостью (36.8) Для увеличения пространственной плотности потока излучения лазера, что необходимо для передачи энергии лазерного излучения на большие расстояния, уменьшают угол расходимости. Для этого используются афокальные двухкомпонентные линзовые (рис. 36, 4, *а*) или зеркальные (рис. 36.4, *б*) насадки, построенные по схеме обращенной системы Галилея или по схеме обращенной двухзеркальной системы типа Кассегрена, состоящие из первого отрицательного и второго положительного компонентов.

Применение первого отрицательного компонента исключает появление нежелательных тепловых явлений из-за отсутствия промежуточного действительного изображения, а также позволяет лучше компенсировать сферическую аберрацию второго компонента и уменьшить длину системы.

Основными характеристиками насадки являются:

угловое увеличение γ, равное отношению угла расходимости ω' пучка на выходе системы к углу расходимости ω лазерного пучка, определяемое с учетом выражений (36.8) и (36.16)

$$\gamma = \omega'/\omega = 2y/2y' = \sqrt{R_э/R'_э}, \qquad (36.17)$$

где $2y = 2y_1$ и $2y' = 2y_2$; $R_э = R_{э1}$ и $R'_э = R'_{э2}$ — диаметры перетяжек и конфокальные параметры соответственно лазерного и преобразованного пучков лучей;

диаметр входного зрачка D, равный диаметру $2y$ перетяжки лазера;

угловое поле $2\omega'$ в пространстве изображений, равное удвоенному углу расходимости пучка на выходе системы;

положение t входного зрачка, определяемое удалением a_1 перетяжки лазера от первого компонента;

длина насадки $L \approx f'_1 + f'_2$, где f'_1 и f'_2 — задние фокусные расстояния первого и второго компонентов соответственно.

Конфокальный параметр $R'_{э1}$ и положение перетяжки a'_1 пучка, преобразованного первым компонентом, определяются по формулам, аналогичным (36.9) и (36.12):

$$R'_{э1} = \frac{R_{э1}}{(1 + a_1/f'_1)^2 + (R_{э1}/2f'_1)^2}; \qquad (36.18)$$

$$1 - a'_1/f'_1 = \frac{1 + a_1/f'_1}{(1 + a_1/f'_1)^2 + (R_{э1}/2f'_1)^2}. \qquad (36.19)$$

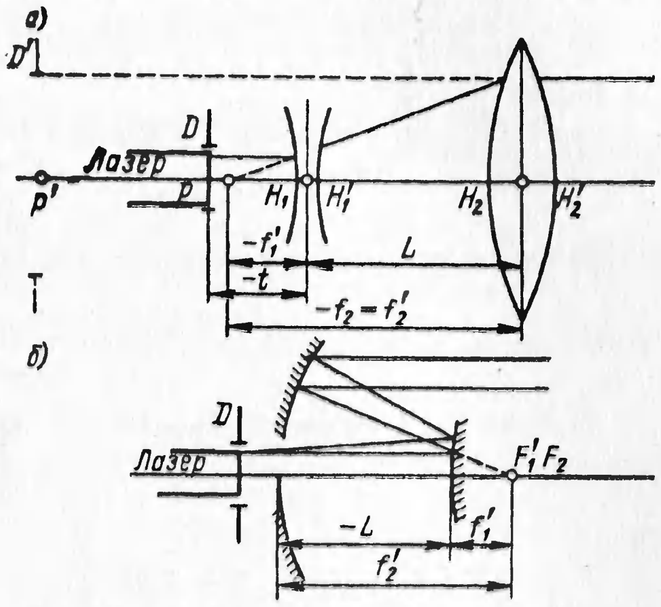


Рис. 36.4. Оптические системы для передачи лазерного излучения на большие расстояния

Для получения минимальной расходимости пучка после системы необходимо, чтобы положение перетяжки пучка, преобразованного первым компонентом, совпадало с передней фокальной плоскостью второго компонента. В этом случае задний фокус F'_1 первого компонента будет смещен относительно переднего фокуса F_2 второго компонента на Δ расфокусировки, равную смещению z'_1 положения перетяжки преобразованного пучка относительно задней фокальной плоскости первого компонента [согласно (36.13)]

$$\Delta = z'_1 = \frac{z_1}{(z_1/f'_1)^2 + (R_{э1}/2f'_1)^2}. \qquad (36.20)$$

Так как обычно $R_{э1} \gg f'_1$, расстояние Δ, называемое оптическим интервалом, мало. Конфокальный параметр $R'_{э2}$ и диаметр перетяжки $2y'_2 = 2y'$ пучка, преобразованного вторым компонентом, при $-a_2 = f'_2$, $R_{э2} = R'_{э1}$ равны:

$$R'_{э2} = 4f'^2_2/R_{э2};\quad 2y'_2 = 2y'_1 = \sqrt{2\lambda R'_{э2}/\pi}.$$

Угловое увеличение γ_Δ расфокусированной системы определяется выражением

$$\gamma_\Delta = \sqrt{R_{э1}/R''_{э2}} = \frac{R_{э1}f'_1}{f'_2\sqrt{4\left(f'_1 + a_1\right)^2 + R_{э1}^2}} = \frac{R_{э1}f'_1}{f'_2\sqrt{4z_1^2 + R_{э1}^2}}. \qquad (36.21)$$

При $\Delta = 0$ угловое увеличение афокальной насадки определяется зависимостью

$$\gamma = -f'_1/f'_2. \qquad (36.22)$$

Анализ формул (36.21) и (36.22) показывает, что угловое увеличение, а следовательно, и угол расходимости пучка после расфокусированной системы меньше аналогичных

характеристик афокальной системы. При расчете двухкомпонентной системы для уменьшения расходимости пучка лучей лазера определяют (тип лазера, λ, $R_э$, $2y = 2y_1 = D$ и 2ω — известны):

1) угловое увеличение γ насадки по формуле (36.17), где ω' — заданный угол расходимости пучка после насадки; обычно $\gamma = (0{,}02 \div 0{,}2)^{\times}$;

2) диаметр D_1 первого компонента по формуле (36.6), где $D_1 \gg 2y_в$; $\xi_1 = 2a_1/R_э$; a_1 — положение перетяжки лазера относительно главных плоскостей первого компонента, выбранное из конструктивных или габаритных соображений;

3) фокусное расстояние f_1' первого компонента с учетом того, что из аберрационных соображений относительное отверстие D_1/f_1' компонента не должно быть более 1 : 4;

4) Δ расфокусировки насадки по формуле (36.20), где $z_1 = a_1 + f_1'$; $R_{э1} = R_в$;

5) конфокальный параметр $R_{э1}'$ пучка, преобразованного первым компонентом, по формуле (36.18);

6) диаметр $2y_1'$ перетяжки пучка, преобразованного первым компонентом, по формуле, аналогичной (36.15)

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R_{э1}'/\pi};$$

7) фокусное расстояние второго компонента из выражения (36.21)

$$f_2' = \frac{f_1' R_{э1}}{\gamma \sqrt{4z_1^2 + R_{э1}^2}};$$

8) диаметр D_2 второго компонента по формуле, аналогичной (36.6)

$$D_2 > 2y_2 \sqrt{1 + \xi_2^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi^2},$$

где

$$\xi_2 = 2a_2/R_{в2} = -2f_2'/R_{э1}'.$$

Все соотношения для лазерного пучка, приведенные выше, получены из дифракционной теории. Поэтому соотношения в пучке лазера и преобразования его оптической системой не подчиняются законам геометрической оптики, основанной на представлении о прямолинейных лучах. С другой стороны, волновой фронт пучка лазера в каждой плоскости представляет собой сферу, соответствующую точечному источнику в геометрической оптике. Очевидно, что на тех расстояниях от перетяжки, на которых всем фронтам соответствует один и тот же центр кривизны, пучок лазера можно рассматривать как пучок прямолинейных лучей, где применимы законы геометрической оптики.

36.2. КОЛЛИМАЦИЯ, ДЕКОЛЛИМАЦИЯ И КОНЦЕНТРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Такие преобразования необходимы во всех случаях, когда требуется изменить расходимость или диаметр пучка лазера или пятна рассеяния. К указанным оптическим системам относятся системы для концентрации (фокусировки), коллимации, деколлимации и согласования волновых пучков лазеров. Приведенные ниже соотношения базируются на основных законах геометрической оптики.

Увеличение расходимости пучка лазера может быть получено с помощью одной положительной и одной отрицательной линзы. Для коллимации пучка может быть использована перевернутая система Галилея. Концентрация лазерного пучка на пятне малого диаметра может быть выполнена либо с помощью реверсивного телеобъектива (расфокусированная трубка Галилея), либо с помощью перевернутой трубки Галилея и дополнительной линзы. Согласование волновых пучков может быть выполнено по одной из оптических схем, представленных на рис. 36.3.

Оптические системы, изменяющие расходимость пучка лучей лазера. Пучок лучей, выходящих из выходного отверстия лазера, имеет угол расходимости 2ω, который для различных типов лазеров составляет от нескольких угловых минут до нескольких градусов. Угол расходимости 2ω «идеального» лазера, генерирующего

пучок лучей, параллельных оси, т .е. имеющего плоский волновой фронт, определяется дифракцией

$$2\omega_д = 1{,}22\lambda/D,$$

где D — диаметр активной среды (выходного торца) лазера. Например, при $\lambda = 0{,}69$ мкм; $D = 10$ мм $2\omega_д$ составляет 0,3′. Действительный угол расходимости пучков лучей 2ω всегда больше $2\omega_д$. Для уменьшения угла расходимости лазерных пучков лучей применяют афокальные линзовые и зеркальные насадки (телескопические системы). Рекомендуется конструировать насадки по схеме обращенной системы Галилея или по схеме обращенной двухзеркальной системы, так как из-за большой мощности лазерного излучения с целью предупреждения тепловых явлений следует избегать получения промежуточного действительного изображения. Поэтому в оптических системах для лазеров не рекомендуется применять склеенные компоненты.

Основными характеристиками афокальной насадки для лазера являются: угловое увеличение γ; угловое поле $2\omega'$ (угол расходимости пучков лучей) в пространстве изображений; диаметр входного зрачка D, равный диаметру выходного торца лазера; положение входного зрачка t относительно первого компонента; длина насадки L; длина волны λ излучения лазера.

Расчет насадки проводится применительно к конкретному лазеру (λ, D, 2ω — известны) и аналогичен габаритному расчету телескопической системы.

При расчете афокальной насадки определяют:

1) угловое увеличение насадки по приближенной формуле с учетом малых углов 2ω и $2\omega'$

$$\gamma \approx 2\omega'/2\omega,$$

где $2\omega'$ — требуемый угол расходимости пучка лучей после насадки. Обычно $\gamma = 0{,}2 \div 0{,}02$;

2) диаметр D' выходного зрачка телескопической системы

$$D' = D/\gamma.$$

Обычно $D = 5 \div 12$ мм;

3) диаметр D_1 первого компонента по формуле

$$D_1 = D + 2t\omega;$$

4) диаметр D_2 второго компонента принимается равным D' (учитывая малый угол расходимости 2ω пучка лучей); коэффициент виньетирования k_ω наклонных пучков лучей в этом случае равен

$$k_\omega = 1 - 2\Delta h/D';$$

5) фокусное расстояние f_1' первого компонента из условия, что относительное отверстие D_1/f_1' первого компонента из аберрационных соображений не должно быть более 1 : 3 (иногда до 1 : 2);

6) фокусное расстояние f_2' второго компонента из выражения $\gamma = -f_1'/f_2'$

$$f_2' = -f_1'/\gamma;$$

7) определяют длину L афокальной насадки

$$L = f_1' + f_2'.$$

Оптические системы, фокусирующие излучение лазера. Объектив с фокусным расстоянием f', установленный за выходным торцем лазера с углом расходимости пучка лучей 2ω, фокусирует излучение в задней фокальной плоскости на площадку диаметром

$$\delta = 2f' \operatorname{tg} \omega.$$

Для получения наибольшей поверхностной плотности потока излучения на площадке ее размер должен быть малым, поэтому и фокусное расстояние объектива также должно быть небольшое. Из-за малой величины фокусного расстояния объектива и, следовательно, близкого расположения плоскости концентрации излучения от лазера возникают неудобства в эксплуатации такой системы. Поэтому для фоку-

сирования излучения лазера применяют систему, состоящую из последовательно расположенных на оптической оси за торцем лазера афокальной насадки и объектива с фокусным расстоянием f'_3. Такая система позволяет получить большое расстояние от последнего компонента до плоскости концентрации излучения при сохранении малого эквивалентного фокусного расстояния $f'_э$ всей системы. Диаметр δ площадки, на которую фокусируется излучение лазера, определим из выражения $\delta = 2f'_э \operatorname{tg} \omega = 2f'_3 \operatorname{tg} \omega'$, где $2\omega'$ — угол расходимости пучка лучей после насадки.

Из расчета хода параксиального луча могут быть записаны следующие соотношения:

$$f'_э = h_1/\alpha_4; \quad h_3 = h_2; \quad h_2 = h_1\Gamma_т; \quad s'_э = f'_э\Gamma'_т = f'_3.$$

Габаритный расчет выполняется в следующей последовательности:

1) $f'_э = \delta 3438/2\omega'$;

2) $\Gamma_т = s'_э/f'_э = f'_3/f'_э$;

3) рассчитываем телескопическую систему Галилея:

$$f'_1 = \Gamma_т d/(\Gamma_т - 1);$$

$$f'_2 = d/(1 - \Gamma_т).$$

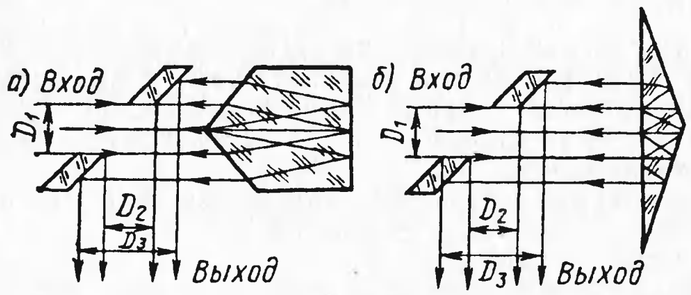


Рис. 36.5. Оптические системы для формирования пучка по плотности излучения

Двухкомпонентная оптическая система (расфокусированная) Галилея, или реверсивный телеобъектив, может быть рассчитана также по следующим формулам:

$$s' = 1 - \alpha_2 d;$$

$$\Phi_1 = 1/f'_1 = \alpha_2; \quad \Phi_2 = 1/f'_2 = (1 - \alpha_2)/s'.$$

Они получены при следующих условиях нормирования: $\alpha_1 = 0$; $\alpha_3 = 1{,}0$; $h_1 = f'_1 = 1$, для решения которых следует задать численное значение α_2 или d.

Формирование пучка по плотности излучения. Это необходимо в следующих случаях: когда требуется получить распределение с нулевой интенсивностью в центральной части пучка или равномерное распределение по всему сечению в отличие от присущей излучению лазеров неравномерности при любом модовом составе. В первом случае необходимо иметь распределение в виде кольца, например, если необходимо пропустить пучок через оптическую систему с центральным экранированием (например, через систему Кассегрена). Особое значение это имеет при формировании с помощью подобной оптической системы пучка излучения основной моды, которая содержит основную часть энергии в центральной части. Эта задача решается с помощью аксиконов (рис. 36.5, *а*, *б*). Аксикон не только изменяет распределение энергии, но и диаметр пучка. Наиболее простым способом получения равномерной плотности излучения является применение вращающейся призмы Дове, установленной в выходном пучке. Если ось вращения призмы совместить с осью пучка, то при выходе призмы получится распределение с центральной осевой симметрией, т. е. с равномерной плотностью энергии по окружности любого радиуса.

Отклонение пучка от первоначального направления. В оптические системы для формирования пучка лазера могут входить и элементы для отклонения пучка. Управление положением луча может быть непрерывным или дискретным. К таким устройствам отклонения луча предъявляются требования быстродействия, малых потерь света, малых искажений волнового фронта, линейности работы. Приведем некоторые методы воздействия на выходное излучение. К ним относятся электро-, акустооптические и механические методы. Электрооптические устройства разделяются на электрооптические модуляторы поляризации в сочетании с двоякопреломляющими дискриминаторами поляризации и устройства с линейным градиентом показателя преломления, создаваемым при помощи электрооптического эффекта.

Одним из наиболее простых методов отклонения является использование двоякопреломляющего кристалла. Оптическая ось кристалла выбирается таким образом, чтобы обыкновенный луч проходил через кристалл без преломления, а необыкновенный — отклонялся на угол β (рис. 36.6, *а*). На рис. 36.6, *б* показана схема с применением призмы Волластона, а на рис. 36.6, *в* представлена схема с полным внутренним отражением. Зеркало погружено в жидкость, показатель преломления которой равен наибольшему показателю преломления пластинки. Линейно поляризованный пучок испытывает полное внутреннее отражение, если угол падения $\varepsilon \geqslant \varepsilon_{кр}$.

Другой тип электрооптических поляризующих устройств использует изгиб луча света внутри активной электрооптической среды (рис. 36.6, *г*). Если луч входит в среду по нормали к направлению градиента показателя преломления, то его траектория внутри среды описывается соотношением

$$1/R = (1/n)\,(dn/dr),$$

где dn/dr — градиент показателя преломления.

Угол отклонения на выходе из среды равен

$$\theta_e \approx (x/n)\,(dn/dr).$$

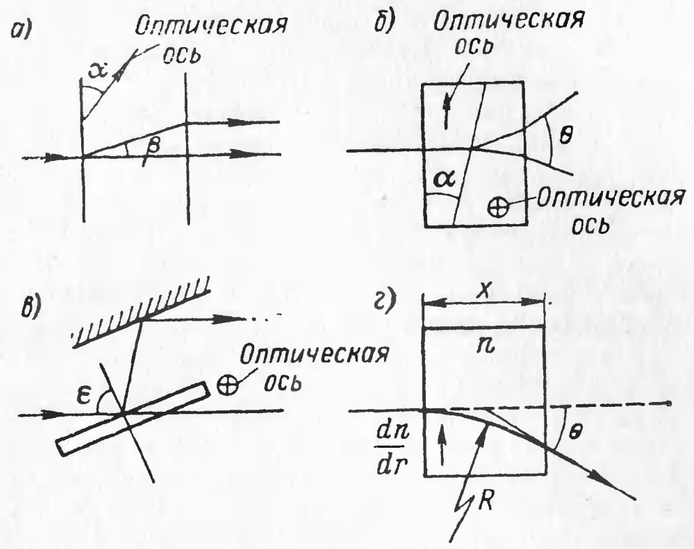


Рис. 36.6. Оптические системы для отклонения пучка лазера

Акусто-оптические методы отклонения луча основаны на том, что при пропускании акустических волн через прозрачную среду в ней образуется синусоидальная картина распределения показателя преломления благодаря эффекту фотоупругости. Такое распределение действует на проходящую через среду световую волну подобно дифракционной решетке, вследствие чего луч отклоняется от первоначального направления.

Глава 37

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ УСТРОЙСТВ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ЭВМ

37.1. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Решение проблемы резкого увеличения емкости и скорости работы запоминающих устройств вычислительных машин связано с непрерывно продолжающимся ростом объема перерабатываемой информации. Применение оптической памяти не означает переход к оптическим вычислительным машинам, так как оптические запоминающие устройства легко сопрягаются с электронными блоками ЭВМ. Эффективность оптических запоминающих устройств определяется существенно более высокой плотностью записи информации (на 1—2 порядка превышающей плотность на магнитных носителях) при чрезвычайно больших информационных емкостях и высокой скорости и параллельности обращений.

Таким образом, оптическая память становится одной из перспективных замен полупроводниковой и магнитной памяти. Дополнительными преимуществами оптической памяти являются возможность параллельной обработки информации, быстрый

доступ к массивам, высокая надежность хранения, приемлемые энергетические характеристики, отсутствие потребления энергии в статическом состоянии памяти. Тем не менее темпы внедрения оптических запоминающих устройств пока остаются невысокими. Это связано со следующими причинами: необходимостью существенного изменения характера производства специализированных устройств вычислительной техники, что требует значительных капиталовложений; отсутствием опыта такого производства; неясностью потребностей в таких устройствах и неподготовленностью потребителей к их эксплуатации.

Оптические запоминающие устройства в цифровых вычислительных машинах могут использоваться в качестве оперативных запоминающих устройств (ОЗУ), банков данных (внешних ЗУ) и регистраторов сверхбольшого объема.

В первом случае к ОЗУ предъявляются требования высокого быстродействия, вследствие чего становится необходимым применение электронного дефлектора — устройства, позволяющего производить отклонение пучка лучей света с помощью электрического сигнала. Кроме того, необходим специальный носитель информации — среда, допускающая быструю запись, хранение и стирание информации.

Во внешних ЗУ и регистраторах скорость обращения — поиска нужного массива — принципиально не ограничивается. Время записи информации также может быть весьма большим. Отличие двух последних назначений памяти состоит в частоте обращения к информации: в регистраторах частота поиска и считывания информации достаточно низка. Для банка данных характерны сравнительно частые обращения, в некоторых случаях от нескольких пользователей. При современном уровне развития технологии производства цифровых вычислительных машин затраты на устройства памяти являются наиболее важным фактором при оценке стоимости. Несмотря на многолетние усилия разработчиков оптических ЗУ, до сих пор не создан приемлемый по стоимости промышленный вариант. Стоимость оптических ЗУ по сравнению с полупроводниковой памятью продолжает оставаться высокой. Однако в ряде случаев стоимость отходит на второй план, поскольку оптические ЗУ позволяют реализовать параметры, недостижимые для запоминающих устройств, основанных на других принципах.

Формы записи информации на носителях. Существуют две формы записи информации на носителях.

1. Битовая форма, когда на носителе (например, на фотоматериале) информация фиксируется непосредственно в битах (двоичных разрядах). При этом нулю может соответствовать почернение фотоматериала в соответствующем месте, а единице — светлый участок фотоматериала, или наоборот. Поскольку одному биту соответствуют обычно участки, равные от нескольких сотых долей миллиметра до нескольких микрометров в диаметре, даже небольшие дефекты фотоматериала могут привести к искажению информации. Во избежание этого приходится идти на избыточность записи, например на запись массивов информации дважды. Однако устройства, реализующие битовую форму записи, являются наиболее простыми.

2. Голографическая форма записи, когда на носителе фиксируется голограмма некоторого кадра — информационной страницы, на которой находится массив информации в битах. В этом случае дефекты носителя, приводящие, например, к потери части голограммы, не вызывают искажения информации, а могут лишь несколько ухудшить восстановленное из голограммы изображение. В этих устройствах нет необходимости в избыточности записи. Однако реализация голографической памяти требует более сложных оптических схем, чем в случае битовой записи информации.

37.2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Акусто-оптические дефлекторы. Основой акусто-оптического дефлектора является плоскопараллельная пластинка (ячейка), выполненная из материала, в котором под действием акустического поля определенной частоты возникает пространственное распределение показателя преломления, создающее подобие фазовой дифракционной решетки. Монохроматический пучок лучей от лазера, проходя через пластинку, дифрагирует (так называемая дифракция Брегга), отклоняясь от первоначального направления на некоторый угол, пропорциональный частоте электрического поля. Таким образом, изменение частоты электрического поля преобразуется

в угол отклонения лазерного пучка лучей. Для отклонения пучка лучей по двум взаимно перпендикулярным направлениям располагают две ячейки — одну за другой.

В подавляющем большинстве оптических устройств записи информации необходимо осуществлять перемещение, а не поворот пучка лучей. С этой целью ячейка *1* располагается в передней фокальной плоскости объектива *2* (рис. 37.1), преобразующего поворот пучка лучей в линейное перемещение сфокусированного пятна. Если с помощью вышедшего из дефлектора пучка лучей осуществляется восстановление голограмм, расположенных на плоском носителе, то необходимо, чтобы ось пучка лучей (главный луч) с высокой точностью сохраняла свое направление в пространстве при переходе от одной голограммы к другой. Поэтому объектив *2* должен быть хорошо корригирован на сферическую аберрацию.

При наличии двух ячеек, установленных одна за другой, получение в двух взаимно перпендикулярных сечениях требуемой параллельности главных лучей

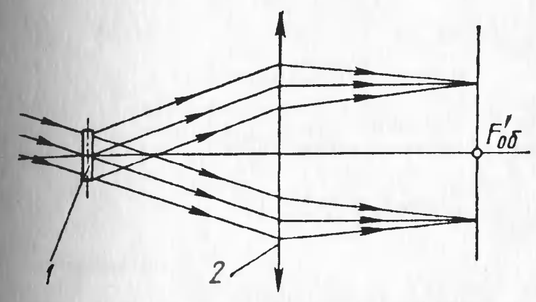


Рис. 37.1. Однообъективный дефлектор

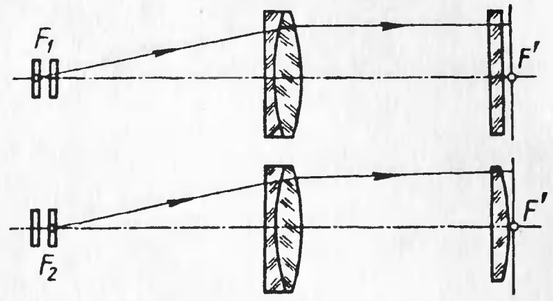


Рис. 37.2. Двухкоординатный дефлектор

может быть достигнуто путем введения в объектив одной дополнительной цилиндрической линзы. Тогда в одном из сечений передняя фокальная плоскость объектива совмещается с серединой первой ячейки, а в другом сечении — с серединой второй ячейки (рис. 37.2). На этом рисунке показаны две проекции.

Важной характеристикой дефлектора является количество дискретных положений пучка лучей, которое может быть реализовано с помощью одной ячейки. Оно определяется максимальным углом отклонения, обеспечиваемым данной ячейкой, а также угловой разрешающей способностью ячейки, зависящей, как известно, от ее диаметра. Если полагать, что расстояние между соседними положениями дифракционного пятна в задней фокальной плоскости объектива (см. рис. 37.1) равно диаметру кружка Эри, то минимальный разрешаемый ячейкой угол в секундах составляет

$$\alpha = 4 \cdot 10^5 \lambda / D, \qquad (37.1)$$

где λ — длина волны света; D — диаметр ячейки.

В настоящее время по технологическим причинам не удается получить диаметр ячейки, превышающей 20 мм, чему при $\lambda = 630$ нм соответствует $\alpha = 13''$. Лучшие современные дефлекторы способны разрешить не более 500 позиций по одной координате. Максимальный угол отклонения, реализуемый в дефлекторе, не превышает 4°. Поэтому для преобразования углового отклонения пучка лучей в линейное перемещение приходится применять длиннофокусные объективы, что приводит к большим размерам оптических систем дефлекторов. Сокращение размеров может быть достигнуто усложнением оптической системы путем применения телеобъективов.

В состав оптической системы акусто-оптического дефлектора входят, как правило, телескопические системы, осуществляющие расширение пучка лучей, вышедших из лазера, до диаметра, соответствующего диаметру ячейки.

Пример оптической системы акусто-оптического дефлектора приведен на рис. 37.3. Сложность этой схемы обусловлена необходимостью получения на каждой из двух ячеек пучка лучей, представляющего в сечении прямоугольник с соотношением сторон 1 : 20, что позволяет получить высокую разрешающую способность в рабочем сечении при малой площади светового сечения ячейки, т. е. при сравнительно малом ее объеме. На рис. 37.3 представлены два взаимно перпендикулярных

сечения системы. Цилиндрические линзы показаны только в том сечении, где они обладают оптической силой. Рассмотрим верхнюю часть рисунка. Выходящий из газового лазера узкий пучок лучей расширяется с помощью системы Галилея, состоящей из цилиндрических линз *1* и *2*, до необходимого размера и проходит через первую акусто-оптическую ячейку *3*, где осуществляется поворот пучка лучей в плоскости проекции верхнего рисунка. С помощью телескопической системы, состоящей из цилиндрических линз *4* и *5*, пучок лучей вновь сжимается до первоначального размера, а световое окно первой ячейки *3* изображается на световое окно второй ячейки *6*. Эта ячейка отклоняет пучок лучей в плоскости, перпендикулярной плоскости верхнего рисунка. За второй ячейкой располагается еще одна телескопическая система, состоящая из цилиндрических объектива *7*, окуляра *9* и коллектива *8*.

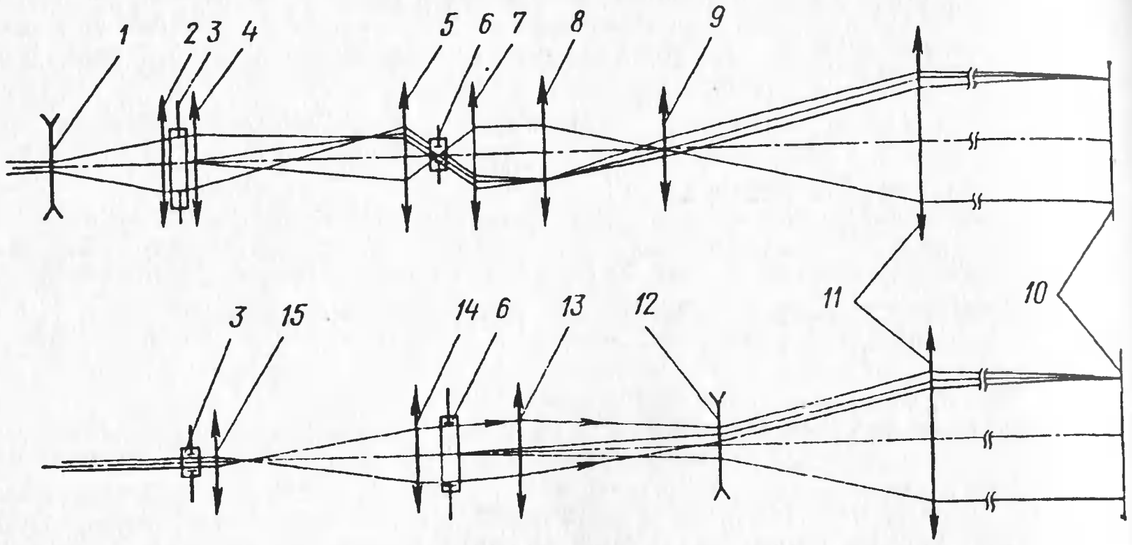


Рис. 37.3. Двухкоординатный акусто-оптический дефлектор

Назначение этой системы — уменьшить угол поворота пучка лучей до приемлемой величины, позволяющей выполнить объектив *11*, образованный сферическими поверхностями, достаточно простой конструкции при малых значениях аберраций. Параллельный пучок лучей фокусируется объективом *11* в плоскости *10*, где располагается матрица голограмм, каждая из которых содержит одну страницу информации. Для обеспечения постоянства расположения в пространстве восстановленных изображений отдельных бит информации необходимо с высокой степенью точности поддерживать телецентрический ход главных лучей пучков, падающих на голограмму. Это достигается хорошим исправлением сферической аберрации в зрачках у объектива *11*. Размеры светового пятна в плоскости голограммы *10* должны быть равны размерам отдельной голограммы, а шаг между соседними положениями светового пятна должен быть постоянным и равным расстоянию между соседними голограммами. Из последних условий вытекают требования к исправлению аберраций оптической системы дефлектора.

В другом сечении (нижняя часть рис. 37.3) пучок лучей, вышедший из лазера, проходит первую ячейку *3* без отклонения. Телескопическая система, состоящая из цилиндрических линз *14* и *15*, расширяет пучок лучей до размера второй ячейки *6*, а световое окно первой ячейки *3* изображает на световое окно ячейки *6*. Для согласования величин перемещения светового пятна с величинами углов поворота пучка, осуществляемого ячейкой *6*, служит телескопическая система Галилея, состоящая из цилиндрических линз *12* и *13*. Эта система совместно со сферическим объективом *11* образует телеобъектив с большим телеувеличением. Соотношения между перемещениями светового пятна в плоскости голограммы *10* и углами поворота лучей, осуществляемых ячейками *3* и *6*, должны быть одинаковыми. Это достигается юстировкой при сборке путем перемещения вдоль оси цилиндрического коллектива *9*, что приводит к изменению эквивалентного фокусного расстояния оптической системы, расположенной после ячейки *3*.

Управляемые транспаранты. Управляемые транспаранты представляют собой элементы запоминающих устройств преимущественно на жидкокристаллической основе, изменяющие под действием электрического сигнала коэффициент светопропускания или коэффициент отражения на отдельных участках рабочей площади. Конструктивно управляемый транспарант представляет собой две плоскопараллельные пластины, между которыми помещен тонкий слой жидкого кристалла. При наличии некоторого сигнала, поданного на транспарант светопропускающего типа, образуется маска, отдельные элементарные участки которой соответствуют информационным битам: участки, пропускающие свет, воспроизводят единицы, а более темные участки — нули. В транспаранте отражающего типа участки с повышенным коэффициентом отражения соответствуют единицам, а участки с пониженным коэффициентом отражения — нулям. В современных управляемых транспарантах объем информации достигает нескольких тысяч бит (например, 70×70).

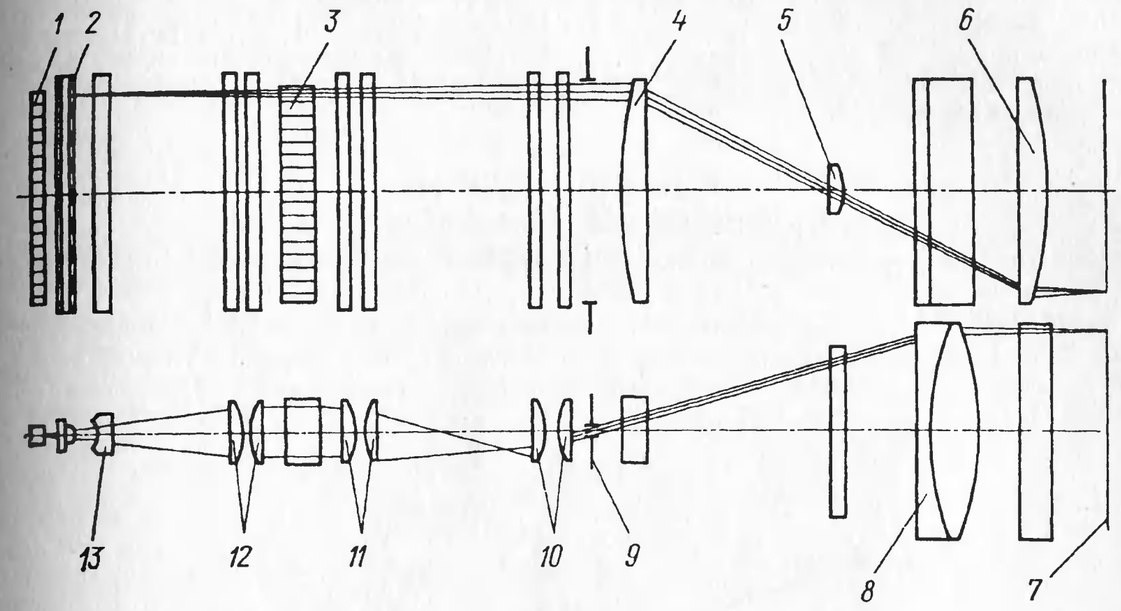


Рис. 37.4. Однокоординатный акусто-оптический дефлектор

Световые матрицы. Весьма перспективным для оптических запоминающих устройств является применение матриц (в частности, линеек), состоящих из большого числа элементарных излучателей, например полупроводниковых лазеров. Информация в виде электрических сигналов в таких матрицах преобразуется в оптическое монохроматическое излучение. Каждому отдельному излучателю соответствует один бит информации, причем наличие излучения соответствует единице, а отсутствие — нулю. Одновременное наличие в ЗУ световой матрицы и управляемого транспаранта позволяет осуществить ассоциативную обработку информации.

На рис. 37.4 представлена оптическая схема дефлектора, в котором перемещение пучка лучей в одном направлении достигается за счет акусто-оптической ячейки, а в другом направлении — за счет переключения полупроводниковых лазеров, образующих линейку. На рисунке представлены два взаимно перпендикулярных сечения оптической системы. В сечении, показанном в верхней части рисунка, из полупроводниковых лазеров, объединенных в линейку *1*, выходят пучки лучей с малой расходимостью. Ширина этих пучков ограничивается с помощью линейки диафрагм, совмещенных с поверхностью цилиндрической линзы *2*. Ячейки акусто-оптического дефлектора объединены в стопу *3*, причем пучок лучей от каждого из лазеров линейки *1* проходит только через свою ячейку. В этом сечении пучки лучей проходят через ячейки без отклонения. Система цилиндрических линз *4—6* является телескопической, что обеспечивает телецентричность главных лучей на выходе. Кроме того, эта система проектирует диафрагмы, расположенные на линейке *2*, в плоскость восстанавливаемых голограмм *7*.

В другом сечении, представленном в нижней части рисунка, пучки лучей, вышедшие из полупроводниковых лазеров *1*, имеют большую расходимость. Для коллимирования этих пучков используется цилиндрическая линза *2*. За этой линзой установлена телескопическая система Галилея, образованная цилиндрическими линзами *12* и *13*, которая расширяет пучки лучей до ширины, равной ширине ячеек *3*.

За стопой ячеек *3* установлена цилиндрическая телескопическая система, состоящая из линз *10* и *11*. Эта система в требуемой степени увеличивает угол поворота пучков, а также перебрасывает изображение световых сечений ячеек *3* в плоскость диафрагмы *9*, имеющей вид щели. Щель располагается в переднем фокусе цилиндрического объектива *8*, который фокусирует пучки лучей в плоскости восстанавливаемых голограмм *7*. Кроме того, с помощью этого объектива обеспечивается телецентрический ход главных лучей на выходе из дефлектора. Юстировка величины шага между соседними положениями световых пятен в плоскости *7* достигается путем изменения увеличения телескопической системы, образованной линзами *4—6*, с помощью осевой подвижки коллектива *5*.

Матрицы фотоприемников. Эти матрицы предназначены для считывания информации путем преобразования световых сигналов в электрические. В частности, матрицы фотоприемников могут быть выполнены в виде ПЗС-структур (ПЗС — приборы с зарядовой связью). В этом случае общая емкость матриц может достигать больших величин, десятков тысяч элементов, каждому из которых соответствует один бит информации.

37.3. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВ ТИПА «БАНК ДАННЫХ»

На рис. 37.5 представлена оптическая схема устройства для записи информации типа «банк данных» на кассету в виде голограммы. Пучок лучей от лазера *1*, пройдя через светоделитель *2* и отразившись от зеркал *3* и *11*, расширяется телескопической системой, состоящей из окуляра *4* и объектива *5*, а затем освещает управляемый транспарант *6*. На транспаранте информация, подлежащая записи, воспроизводится в битовой форме. Каждому биту соответствует ячейка диаметром $\varnothing_1$. Общее количество бит на транспаранте равно $96 \times 96 = 9216$. Объектив *7* осуществляет Фурье-преобразование изображения транспаранта, т. е. преобразует изображение управляемого транспаранта, расположенного во входном зрачке объектива, в интерферограмму (голограмму), которая образуется в результате интерференции пучка лучей, прошедшего через транспарант, и опорного пучка лучей. Последний попадает в плоскость образования интерферограммы, отражаясь от светоделительного слоя пластины *2* и зеркал *12* и *10*. Интерферограмма фиксируется фотографическим слоем голографической информационной кассеты *9*, расположенным в задней фокальной плоскости объектива *7*. На одной голограмме, соответствующей одному кадру, фиксируется таким образом 9216 бит информации. При записи другого кадра информационная кассета с помощью точного механизма перемещается на один шаг. Общее число записываемых на рабочем поле кассеты кадров составляет 256×256. Следовательно, общий объем информации, хранящейся на одной кассете, составляет $6 \cdot 10^8$ бит. Размеры рабочего поля кассеты 120×120 мм. Для сравнения отметим, что на одной обычной перфокарте, имеющей почти такую же рабочую площадь, записывается всего лишь 960 бит. Таким образом, плотность голографической записи информации возрастает по сравнению с перфокартами примерно в 600 000 раз.

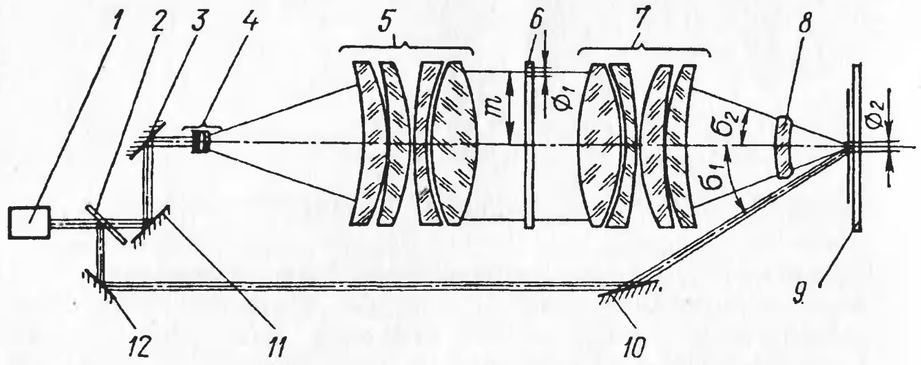


Рис. 37.5. Устройство записи информации на голограмму

Во избежание засветки соседних кадров светом, рассеянным дефектами поверхностей линз (царапины, точки) и дефектами стекла (пузыри, свили), вблизи от фотослоя располагается диафрагма с диаметром $\varnothing_2$, который равен диаметру голограммы и связан с диаметром ячейки управляемого транспаранта $\varnothing_1$ соотношением

$$\varnothing_2 = 2f'\lambda/\varnothing_1, \tag{37.2}$$

где f' — фокусное расстояние объектива *7*; λ — длина волны света.

Объем информации N, записанный в одном кадре, зависит от относительного отверстия объектива *7*. Будем считать, что управляемый транспарант *6* имеет форму квадрата со стороной a. Расстояние между соседними ячейками транспаранта примем равным 0,1 от их диаметра. Тогда количество ячеек, располагающихся по стороне квадрата, составит примерно $a/1{,}1\varnothing_1$, а общее количество ячеек в транспаранте будет равно $a^2/1{,}21\varnothing_1^2$. Если из последнего выражения с помощью формулы (37.2) исключить величину $\varnothing_1$ и принять во внимание, что диаметр объектива $D = 1{,}41a$, то получим

$$N \approx 0{,}1\,(D\varnothing_2/f'\lambda)^2. \tag{37.3}$$

Следовательно, объем информации в кадре N пропорционален квадрату относительного отверстия объектива *7*. Плотность записи информации в кадре также пропорциональна квадрату относительного отверстия объектива. Действительно, из формулы (37.3) получим, что плотность записи, бит/мм^2, составляет

$$p = N/S \approx (0{,}4\pi)\,(D/f'\lambda)^2 \tag{37.4}$$

где S — площадь голограммы.

Для получения качественных голограмм необходимо, чтобы волновая аберрация (сферическая) объектива *7* не превышала 0,1—0,15 длины волны. Это требование ограничивает относительное отверстие объектива *7*, а следовательно, и плотность записи. Кроме того, с повышением плотности записи возрастают требования к фотографическому материалу, на котором фиксируется голограмма. В настоящее время относительные отверстия объективов, осуществляющих преобразование Фурье, не превышают $1:2 - 1:1{,}5$.

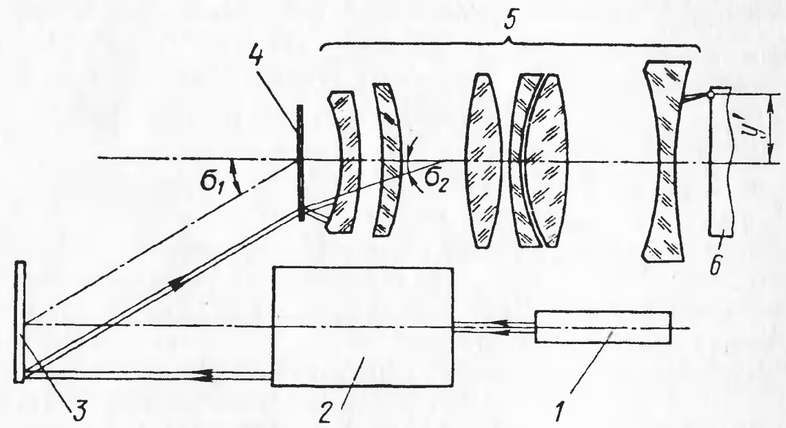


Рис. 37.6. Устройство считывания информации с голограммы

Во избежание искажений голограмм длина хода лучей после светоделителя *2* в обеих ветвях должна быть выравнена с точностью, определяемой временно́й когерентностью лазера *1*. Для этого в оптическую схему и введены зеркала *11* и *12*.

Оптическая схема устройства считывания информации представлена на рис. 37.6. Пучок лучей от лазера *1* проходит дефлектор *2*, осуществляющий двухкоординатное пространственное перемещение пучка, что позволяет с высокой скоростью осуществить выборку требуемого кадра информационной кассеты *4*. Для восстановления изображения управляемого транспаранта пучок лучей должен падать на голограмму под тем же углом σ_1, под которым падал опорный пучок лучей в устройстве записи (см. рис. 37.5). При этом восстановленное изображение локализуется на бесконечности с углом поля $2\sigma_2$, равным удвоенному апертурному углу объектива записи *7* (см. рис. 37.5). С помощью объектива *5* восстановленное изображение проецируется на матрицу приемников *6*. Отметим, что необходимость косого падения пучков лучей на информационную кассету *4* не позволяет непосредственно использовать дефлектор с одинаковым в двух взаимно перпендикулярных направлениях расстоянием между соседними позициями пучка лучей. Требуется введение анаморфирующей промежу-

точной системы, обладающей различными увеличениями в двух главных сечениях. Роль такой системы на рис. 37.6 играет отражательная дифракционная решетка *3*. Из теории решеток известно, что $\sin\sigma_0 + \sin\sigma_1 = k\lambda N$, где σ_0 — угол падения луча на решетку; σ_1 — угол отражения лучей спектра k-го порядка; λ — длина волны; N — постоянная решетки (число штрихов на миллиметр).

В рассматриваемом случае $\sigma_0 = 0$, порядок спектра принимают равным единице. Поэтому $\sin\sigma_1 = \lambda N$. Деление штрихов осуществляется таким образом, что практически вся энергия была сосредоточена в спектре первого порядка. При $\lambda = 0{,}00063$ мм и $N = 600$ штрих./мм $\sin\sigma_1 = 0{,}38$. Это позволяет использовать такую решетку в случае, если относительное отверстие объектива записи не превышает 1 : 2, поскольку при этом $\sin\sigma_1 \leqslant 0{,}25$, а $\sigma_2 < \sigma_1$.

По технологическим причинам шаг между соседними приемниками матрицы *6* (см. рис. 37.6) и шаг между соседними ячейками управляемого транспаранта *6* (см. рис. 37.5) являются постоянными как в пределах этих деталей, так и от образца к образцу. Поэтому для обеспечения взаимной независимости устройств записи и воспроизведения необходимо, чтобы изображение ячеек управляемого транспаранта, записанное на любом устройстве записи, восстанавливалось с постоянным масштабом на любом устройстве воспроизведения. Установим, что необходимо для выполнения этого условия. Обозначим ординату луча в плоскости управляемого транспаранта *6* (см. рис. 37.5) через m. Тогда в связи с необходимостью соблюдения в объективе *7* закона синусов, что совместно с исправлением сферической аберрации обеспечивает получение безаберрационного изображения малого элемента, расположенного в области, близкой к оптической оси, имеем $\sin\sigma_2 = m/f'_з$, где $f'_з$ — фокусное расстояние объектива записи. Величина восстановленного изображения в фокальной плоскости объектива *6* (рис. 37.6) составляет $y' = -\operatorname{tg}\sigma_2 f'_в (1 + \Delta y'/y'_0)$, где $f'_в$ — фокусное расстояние объектива системы воспроизведения; $\Delta y'/y'_0$ — относительная дисторсия объектива.

Определим масштаб изображения управляемого транспаранта $y'/m = \cos\sigma_2 \times [1 + (\Delta y'/y_0)(f'_в/f'_з)]$. Очевидно, что для сохранения постоянства масштаба изображения необходима определенная дисторсия в объективе воспроизведения. Приняв во внимание что $\sin\sigma_2 \leqslant 0{,}33$, можно считать $\cos\sigma_2 \approx 1 - \sin^2\sigma_2/2$. Тогда получим, что $\Delta y'/y'_0 = \sin^2\sigma_2/2$. Требуемые значения дисторсии невелики и легко реализуются. Даже при $\sin\sigma_2 = 0{,}33$ относительная дисторсия объектива воспроизведения должна составлять примерно 5,5 %.

Для обеспечения взаимной независимости устройств записи и воспроизведения необходимо, как это следует из приведенных формул, обеспечить постоянство фокусных расстояний объективов записи и воспроизведения. Поэтому в конструкциях объективов необходимо предусмотреть элементы, осевая подвижка которых вызывает необходимые изменения фокусного расстояния, не ухудшая качества изображения.

Более простым элементом, который может выполнить эти функции, является коллектив, т. е. линза, передняя главная плоскость которой либо совпадает с плоскостью предмета, либо располагается вблизи от нее. При осевом перемещении коллектива с фокусным расстоянием $f'_к$ на величину $\pm\Delta$ относительное изменение фокусного расстояния объектива $f'_{об}$ составляет $\Delta f'_{об}/f'_{об} = \pm\Delta/f'_к$. В объективе записи *7* (см. рис. 37.5) изменение фокусного расстояния достигается осевым перемещением менисковой линзы *8*, образованной двумя концетричными осевой точке изображения поверхностями. Такая линза является коллективом, т. е. ее совмещенные главные плоскости проходят через фокальную плоскость объектива *7*. В объективе воспроизведения *5* (см. рис. 37.6) для исправления кривизны изображения применена линза Смита, также являющаяся коллективом, изменение фокусного расстояния объектива достигается за счет осевого перемещения этой линзы. Объектив имеет довольно сложную конструкцию, что обусловлено необходимостью исправления аберраций в пределах довольно большого поля изображения, а также вынесенной вперед плоскостью входного зрачка, где располагается голографическая информационная кассета.

Степень исправления аберраций должна быть такой, чтобы лучи света, которые должны образовать изображения на данном приемнике, не попадали бы на соседние приемники матрицы *6*.

Глава 38

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ

38.1. ОСНОВЫ ПЛАНАРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Используемая в настоящее время планарная технология изготовления микроэлектронных схем базируется на применении оптических систем, являющихся основным «инструментом» на ответственнейших этапах технологического процесса. Такие характеристики оптических систем, как разрешающая способность и величина поля изображения, определяют важнейшие свойства изготавливаемых схем — степень интеграции, быстродействие, мощность.

Требования, предъявляемые к оптическим системам для микроэлектронного производства, необычны, что исключает возможность использования для этих целей выпускаемых промышленностью фотографических объективов, объективов для микроскопов и других подобных систем. Поэтому в течение последнего десятилетия в СССР и за рубежом разработаны специальные оптические системы, предназначенные для микроэлектронного производства.

Для создания микроэлектронной схемы необходимо в определенные участки тонкой полупроводниковой (преимущественно, кремниевой) пластины толщиной порядка нескольких десятых долей миллиметра произвести последовательно диффузию различных примесей из газовой среды. Участки пластины, в которые произведена диффузия, обладают различной электронной проводимостью и образуют p—n-переход. Для защиты участков, на которые не должны попасть примеси, используется маскирующая пленка двуокиси кремния. Создание этой пленки является целью так называемого фотолитографического процесса. Пленку получают окислением пластины. Для формирования защитной маски пленка предварительно покрывается другой пленкой, образованной слоем специального полимера — фоторезиста. Фоторезисты обладают светочувствительностью и кислотостойкостью. Под воздействием света фоторезист меняет свою растворимость.

Рисунок защитной маски, образованной слоем фоторезиста, создается с помощью шаблона, который представляет собой также маску в виде слоя хрома на стеклянной подложке. Перенос изображения шаблона на полупроводниковую пластину, покрытую слоями двуокиси кремния и фоторезиста, осуществляется преимущественно контактным способом, хотя делаются попытки использования для этой цели и проекционных объективов. Проявление фоторезиста сводится к погружению его в растворитель, после проявления на поверхности пленки двуокиси кремния образуется маска с окнами. Затем с помощью состава, основой которого является плавиковая кислота, производится вытравливание незащищенных слоем фоторезиста участков пленки двуокиси кремния. После этого преимущественно из газовой среды в специальных печах производится диффузия примесей в кремний.

Процессы фотолитографии и диффузии повторяются при изготовлении одной микроэлектронной схемы не менее трех-четырех раз, причем каждая последующая маска должна быть точно совмещена с ранее нанесенным рисунком. Завершающим этапом технологического процесса является напыление металлической пленки, образующей полоски, осуществляющие роль проводников и контактных площадок, к которым в дальнейшем будут привариваться выводы микроэлектронной схемы.

Для повышения производительности на одной полупроводниковой пластине размещают несколько сотен или десятков одинаковых схем, т. е. применяют групповой метод изготовления. Затем полупроводниковая пластина разрезается на отдельные схемы, к каждой из которых присоединяются выводы, и схемы помещаются в корпуса.

Очевидно, что для создания одной схемы необходим комплект не менее, чем из трех-четырех шаблонов (в зависимости от количества диффузий). Рисунки отдельных

схем шаблонов должны быть взаимно ориентированы с высокой точностью. Это требование, называемое совмещаемостью фотошаблонов, значительно усложняет процесс их изготовления. Таким образом, основным «инструментом» при изготовлении микроэлектронных схем является шаблон.

38.2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОШАБЛОНОВ

В настоящее время в основном используют два технологических процесса изготовления фотошаблонов. При одном технологическом процессе первоначальный рисунок, соответствующий одной схеме и называемый оригиналом, вычерчивается или вырезается в лаковой пленке в масштабе 200 : 1 или 500 : 1. Для изготовления оригинала используются, как правило, автоматические координатографы — прецизионные чертежные приборы, где управление перемещением чертежного инструмента осуществляется автоматически по программе. Оригинал переснимается с помощью редукционной камеры с уменьшением в 10—50 раз. В результате пересъема получают промежуточный фотошаблон, содержащий рисунок, увеличенный в 4—20 раз по сравнению с рисунком схемы.

При другом, более прогрессивном, технологическом процессе промежуточный шаблон изготовляется без шаблона-оригинала с помощью фотонаборной машины. Высокоразрешающий объектив проецирует с уменьшением, равным, как правило, десять крат, изображение специальной диафрагмы, способной изменять форму и размеры в зависимости от программы, на светочувствительную пластину, закрепленную на точном двухкоординатном столе. Перемещением стола и изменением формы и размеров фотонаборной диафрагмы управляет программное устройство. Рисунок промежуточного шаблона создается поэлементно, причем большие элементы и элементы сложной конфигурации составляются из более мелких и простых частей.

Независимо от того, каким способом был получен промежуточный шаблон, следующей операцией является мультипликация — размножение отдельных изображений с окончательным уменьшением. В результате этой операции изготовляют эталонный шаблон, содержащий многократно повторенный рисунок. Мультипликация осуществляется с помощью проекционной установки, снабженной набором объективов, работающих с уменьшением от четырех до двадцати крат, и прецизионным двухкоординатным столом, на котором закрепляется заготовка эталонного шаблона. Очевидно, что размеры поля изображения объектива фотоповторителя должны быть не меньше размеров отдельной схемы, а его разрешающая способность должна обеспечивать возможность формирования изображения весьма малых элементов рисунка. Полученные на фотоповторителе шаблоны являются эталонными и непосредственно для фотолитографии не используются. С них снимаются рабочие копии. Для этого используют либо контактные, либо проекционные методы. В последнем случае применяются высокоразрешающие и строго ортоскопические объективы однократного увеличения.

38.3. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОШАБЛОНОВ

Для изготовления шаблонов необходимы объективы следующих типов.

Объективы для редукционных камер. Линейные увеличения объективов лежат в пределах от —0,1 до —0,02; числовая апертура в пространстве изображений составляет примерно от 0,1 до 0,18; диагональ переснимаемого оригинала достигает 2000 мм; визуальная разрешающая способность близка к предельной, определяемой дифракцией. Коррекция выполняется обычно для длины волны 546 нм (ртутная спектральная линия *e*) и узкого спектрального диапазона (от ± 15 до ± 25 нм) применительно к специальным высокоразрешающим фотографическим материалам (например, «Микрат-ВР»). Поскольку достижение высокого разрешения в пределах больших угловых полей представляет собой весьма трудную задачу, приводящую к чрезмерному усложнению оптических схем, объективы редукционных камер имеют угловые поля, обычно не превышающие $2\omega = 20°$. Поэтому расстояния между предметом и изображением в редукционных камерах, определяющие их габаритные размеры, весьма велики и достигают 6000 мм. В соответствии с этим фокусные расстояния объективов составляют от 100 до 150 мм.

Объективы для фотоповторителей и фотонаборных машин. Линейные увеличения составляют от —0,25 до —0,05; числовая апертура в пространстве изображений — от 0,15 до 0,5; диагональ переснимаемого промежуточного шаблона достигает 150 мм; визуальная разрешающая способность в пределах всего изображения близка к предельному теоретическому уровню. Коррекция выполняется обычно для длины волны 435 нм (ртутная спектральная линия *g*) и узкого спектрального диапазона порядка ± 15 нм применительно к фоторезистивным материалам. Расстояние между предметом и изображением, определяющее габаритные размеры проекционной части фотоповторителя или фотонаборной машины, для современных разработок принимается равным 570 мм. Допустимая расчетная дисторсия не должна превышать сотых (иногда тысячных) долей процента, что объясняется необходимостью стыковки отдельно получаемых частей изображения с точностью до десятых и сотых долей микрометра.

Чтобы обеспечить автоматическую оптическую фокусировку объективов на поверхность заготовки шаблона, неплоскостность которой зачастую превышает глубину резкости объектива, необходимо, чтобы объективы обеспечивали удовлетворительное качество изображения на малом участке поля для неактиничной области спектра, например для красной части видимого спектра. Это требование не всегда можно обеспечить. Поэтому система автоматической фокусировки зачастую снабжается коррекционной системой, подправляющей аберрации объектива в рабочей области спектра датчика фокусировки. Освещенность в плоскости изображения должна быть строго постоянной. Допустимые колебания не превышают 5 %. В противном случае наблюдается изменение размеров элементов изображения в пределах поля. Поэтому виньетирование, как геометрическое, так и аберрационное, недопустимы.

38.4. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ НЕКОНТАКТНОГО РАЗМНОЖЕНИЯ ШАБЛОНОВ

Контактное размножение шаблонов (получение рабочих копий с эталонного шаблона) приводит к быстрому его износу. Поэтому в последнее время делаются попытки осуществить проекционное снятие копий. Для этого необходимы репродукционные объективы однократного увеличения, обладающие высоким разрешением в пределах полей изображения, соответствующих размерам кремниевых пластин (60—80 мм). Объективы корригируются практически для одной длины волны, обычно равной 435 нм. Реально достижимый спектральный диапазон в линзовых системах не превышает ± 5 нм. Числовая апертура объективов лежит в пределах от 0,06 до 0,15. Опыт эксплуатации показывает, что в цеховых условиях из-за вероятности нарушения фокусировки использование объективов со значениями числовой апертуры, превышающей 0,1, крайне затруднительно.

38.5. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБЪЕКТИВОВ ДЛЯ НЕКОНТАКТНОГО РАЗМНОЖЕНИЯ ФОТОШАБЛОНОВ

Основными требованиями при разработке объективов этого типа являются:

1) высокая разрешающая способность (не ниже 200 лин/мм) на полях диаметром 60 мм и более;

2) масштаб изображения, равный единице;

3) строгая ортоскопичность; расчетное значение дисторсии не должно превышать десятых долей микрометра;

4) телецентрический ход главных лучей в пространстве изображений; допустимое отступление от телецентричности не должно превышать расчетного значения.

Рассмотрим некоторые наиболее характерные схемы объективов однократного увеличения, используемые в микроэлектронном производстве.

Объектив «Авангард». Оптическая схема объектива представлена на рис. 38.1. Объектив состоит из трех сферических зеркал. Конструктивно первое и последнее по ходу света зеркала могут быть выполнены в виде одной детали. Центры поверхностей зеркал совмещены в одной точке, лежащей в общей плоскости пред-

мета и изображения. Апертурная диафрагма расположена на втором зеркале. Поскольку радиусы кривизны связаны примерным соотношением, обеспечивающим исправление меридиональной составляющей астигматизма,

$$r_1 = r_3 = 2r_2, \tag{38.1}$$

то фокальные плоскости первого и последнего зеркал примерно совпадают с вершиной второго зеркала, чем обеспечивается с достаточной точностью телецентрический ход главных лучей в пространствах предметов и изображений. Благодаря симметрии системы расчетная дисторсия отсутствует. При числовых апертурах, на превышающих 0,1, единственной аберрацией, определяющей оптические характеристики объектива, является меридиональная составляющая астигматизма Z'_{mV} пятого порядка, определяемая по формуле

$$Z'_{mV} = 2y_1^4/r_1^3. \tag{38.2}$$

Вводя определенную аберрацию Z'_m третьего порядка, путем незначительного изменения соотношения между значениями r_1 и r_2, можно оптимизировать меридиональную составляющую астигматизма. Полагая значение этой аберрации, равной в волновой мере 0,25λ, можно получить формулу, связывающую числовую апертуру A с величиной H (см. рис. 38.1), длиной волны λ и отношением $k = y_{min}/y_{max}$:

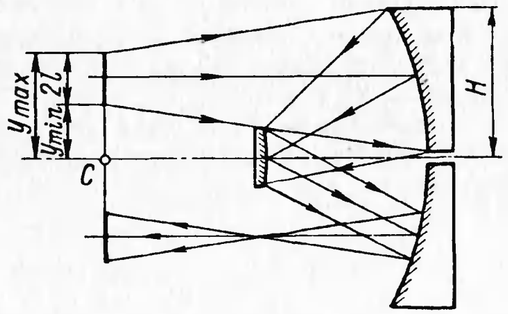


Рис. 38.1. Объектив «Авангард»

$$A = \sqrt[5]{2\lambda k^3 (k+1)/H}. \tag{38.3}$$

При λ = 0,000435 мм и H = 150 мм (изготовление зеркала диаметром 300 мм не представляет трудностей) получаем

$$A \approx 0{,}093 \sqrt[5]{k^3 (k+1)}. \tag{38.4}$$

Из последней формулы вытекает, что при предельном уменьшении поля изображения, когда величина k стремится к единице, числовая апертура объектива A стремится к 0,11. Поскольку A пропорциональна $\sqrt[5]{1/H}$, то существенное увеличение диаметра H не приводит к заметному росту апертуры.

Длина объектива — расстояние от совмещенных плоскостей предмета до совмещенных вершин первого и третьего зеркал равно r_1 и определяется по формуле

$$r_1 = (H/A)\, k/(k+1). \tag{38.5}$$

Воспользовавшись формулами (38.4) и (38.5), составим таблицу, характеризующую зависимость диаметра поля $l = y_{max} - y_{min}$ и r_1 от числовой апертуры (табл. 38.1). В таблице даны также значения минимально воспроизводимых элементов b.

Анализируя величины, содержащиеся в табл. 38.1, можно сделать вывод, что для полей изображения, представляющих интерес при проекционном размножении шаблонов и равных 60—100 мм в диаметре, минимальные элементы, воспроизводимые с помощью объектива «Авангард», лежат в пределах 6—12 мкм. Эксплуатация объективов этого типа, обладающих числовой апертурой 0,06, показала, что при тщательном соблюдении точной фокусировки минимальный воспроизводимый элемент достигает 5 мкм, что на 20 % меньше, чем значение, определяемое расчетом. В то же время при эксплуатации объектива в цеховых условиях ширина минимально воспроизводимого элемента возрастает и достигает значений, близких к расчетным.

Таблица 38.1. **Зависимость безаберрационного поля изображения и габаритных размеров от числовой апертуры в объективе «Авангард»**

k	A	y_{max}	y_{min}	l	r_1	b
0,2	0,036	125	25	100	695	12
0,3	0,047	115,3	34,7	80,6	737	9,3
0,4	0,057	107	43	64	750	7,6
0,5	0,066	100	50	50	757	6,6
0,6	0,074	93,7	56,3	37,4	760	5,9
0,7	0,082	88,2	61,8	26,4	753	5,3
0,8	0,091	83,3	66,7	16,6	731	4,8

Объектив «Зенар». Оптическая схема объектива представлена на рис. 38.2. Объектив представляет собой усложнение объектива «Авангард» путем добавления концентрического мениска, позволяющего в некоторой степени уменьшить меридиональную составляющую астигматизма пятого порядка, и за этот счет увеличить поля изображения при равных с объективом «Авангард» апертурах. В этом объективе необходимо учитывать наличие меридиональной составляющей астигматизма до седьмого порядка включительно. Зависимость Z'_m от величины поля изображения y' при оптимальной коррекции представлена на рис. 38.3. Конструктивные параметры объектива могут быть определены с помощью следующих приближенных формул:

$$r_1 \approx 0{,}45 y_{min}/A;\ r_2 = 1{,}25 r_1;$$

$$r_3 = 2{,}75 r_1.$$

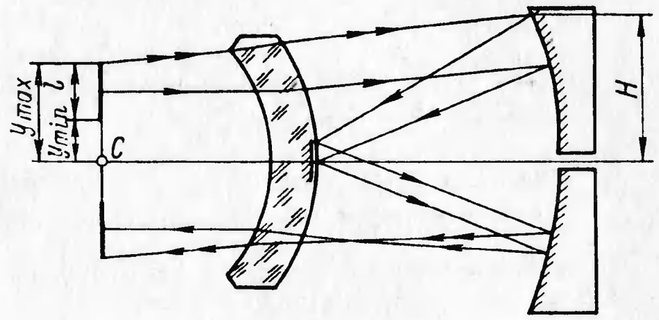


Рис. 38.2. Объектив «Зенар»

Эти же формулы могут использоваться для определения габаритных размеров объектива типа «Зенар». С их помощью находят конструктивные параметры исходной оптической системы для последующей автоматизированной коррекции.

Как показывают исследования, оптические характеристики объектива и его конструктивные параметры практически не зависят от показателя преломления мениска. Наличие линзы вызывает появление хроматических аберраций, которые отсутствовали в объективе «Авангард». Из этих аберраций практическое значение имеет только хроматическая разность меридиональных составляющих астигматизма Z'_m. Наличие этой аберрации ограничивает спектральный диапазон света. Полагая допустимыми хроматическую разность Z'_m в волновой мере, равной 0,5λ, монохроматическую аберрацию Z'_m, равной 0,25λ, длину волны света λ = 0,000435 мм и H = 150 мм, можно получить зависимость диаметра поля изображения от числовой апертуры (табл. 38.2). Сопоставляя данные этой таблицы с аналогичными данными табл. 38.1 для объектива «Авангард», отметим, что при равных полях изображения объектив «Зенар» позволяет получить увеличение числовой апертуры в 1,6—1,8 раза и соответственное уменьшение размеров минимальных элементов.

Таблица 38.2. **Зависимость безаберрационного поля изображения и габаритных размеров от числовой апертуры в объективе «Зенар»**

k	A	y_{max}	l	r_3	b	Δn
0,4	0,093	181,7	109	967,1	4,7	0,0025
0,5	0,112	172	86	950,2	3,9	0,0018
0,6	0,134	162,5	65	900,4	3,2	0,0014
0,7	0,160	153,3	46	830	2,7	0,0010
0,75	0,176	148	37	780,5	2,5	0,0009

В последнем столбце табл. 38.2 представлены предельно допустимые значения дисперсий Δn, при которых волновая хроматическая аберрация равна 0,5λ.

Объектив «Антей». Оптическая схема объектива представлена на рис. 38.4. Объектив [45] представляет собой модификацию объектива «Зенар», в которой концентрический мениск имеет меньший (примерно в два раза) диаметр, что облегчает его изготовление. Это достигнуто за счет отступления от симметричности системы: лучи света проходят через мениск только один раз. Исправление комы, дисторсии и хроматизма увеличения достигнуты за счет концентричности всех поверхностей объектива и расположения общего центра поверхностей в совмещенных плоскостях предмета и изображения.

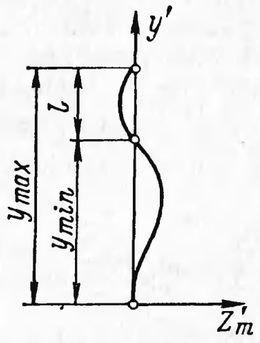


Рис. 38.3. Вид оптимальной коррекции Z'_m

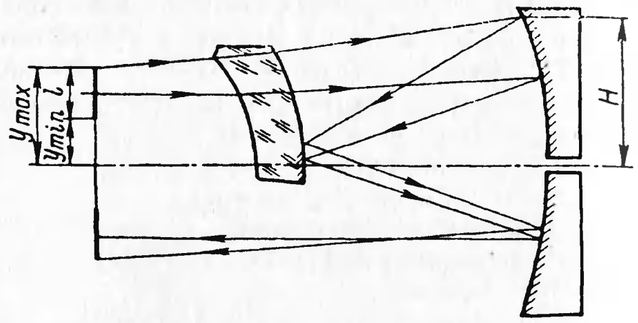


Рис. 38.4. Объектив «Антей»

Ориентировочные значения конструктивных параметров объектива могут быть найдены по следующим формулам:

$$r_1 \approx y_{min}/3A;\ r_2 = 1{,}41r_1;\ r_3 = 3r_1;\ r_4 = r_2;\ r_5 = r_3.$$

В табл. 38.3 приведены оптические характеристики объектива, соответствующие $\lambda = 0{,}000435$ нм; $H = 150$ мм; Z'_m в волновой мере 0,25λ и хроматической разности Z'_m 0,5λ. Отметим, что объектив «Антей» уступает объективу «Зенар» по величине числовой апертуры примерно на 17 %, но превосходит его по допустимой дисперсии, т. е. по ширине спектрального диапазона.

Объектив «Фотон-3». Оптическая схема объектива представлена на рис. 38.5. Объектив имеет симметричную конструкцию и обладает телецентрическим ходом лучей в пространствах предметов и изображений. При поле изображения, равном 84 мм по диаметру, числовая апертура объектива составляет 0,08. Расстояние между предметом и изображением равно примерно 600 мм, рабочие расстояния достаточно велики и составляют примерно по 170 мм. При контрасте изображения $k = 0{,}4$ ширина элемента равна 5,9 мкм.

Асимметричный линзовый объектив. Симметрия репродукционных объективов, работающих с увеличением $-1^{\times}$, с одной стороны, устраняет такие аберрации, как дисторсия, кома, хроматизм увеличения, но с другой стороны, приводит в ряде случаев к усложнению конструкции, так как уменьшает количество коррекционных параметров. При этом, чем сложнее конструкция объектива, тем большее количество параметров теряется.

Таблица 38.3. **Зависимость безаберрационного поля изображения и габаритных размеров от числовой апертуры в объективе «Антей»**

k	A	y_{max}	l	r_3	b	Δn
0,4	0,080	166,7	100	833,5	5,5	0,0044
0,5	0,096	160	80	833	4,5	0,0033
0,6	0,115	150	60	782,6	3,8	0,0024
0,7	0,136	143,3	43	737,6	3,2	0,0020
0,75	0,149	140	35	704,7	2,9	0,0015

На рис. 38.6 приведена оптическая схема асимметричного репродукционного объектива монохромата, обладающего следующими характеристиками: $V = -1$; $A = 0{,}15$; $2y = 80$ мм; расстояние между предметом и изображением 1150 мм; расстояние предмета от первой поверхности 18 мм, расстояние изображения от последней поверхности 17 мм. Недостатком объектива является значительное отступление от телецентрического хода главных лучей: выходной зрачок расположен на расстоянии 330 мм от плоскости изображения.

Центральный компонент объектива *III* (рис. 38.6) является силовым, работает с увеличением $-1^{\times}$ и состоит из трех одиночных линз. Апертурная диафрагма расположена между первой и второй линзами этого компонента. Из-за малой толщины линз и воздушных промежутков по отношению к их фокусным расстояниям компонент *III* обладает свойствами бесконечно тонкой системы. Для исправления астигматизма, свойственного бесконечно тонкому компоненту, внутренние поверхности плосковыпуклых линз *II* и *IV* выполнены апланатическими, концентричными осевым точкам предмета и изображения соответственно. Плоские поверхности этих линз являются изопланатическими, т. е. концентричными зрачкам. Исправление кривизны изображения достигается за счет двух линз Смита *I* и *V*, которые практически не вносят сферическую аберрацию и кому. Исправление этих аберраций осуществляется компонентом *III*. Для упрощения изготовления радиусы кривизны компонентов *I* и *V*, а также *II* и *IV* выполнены одинаковыми. Исправление дисторсии, небольшое значение которой свойственно компоненту *III* за счет наличия конечных толщин линз и воздушных промежутков, достигнуто путем изменения толщин линз Смита *I* и *V*, которые вследствие этого не являются одинаковыми. Эти линзы выполнены склеенными для компенсации высших порядков астигматических составляющих Z'_m и Z'_s.

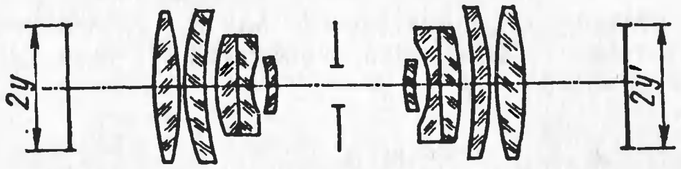


Рис. 38.5. Объектив «Фотон-3»

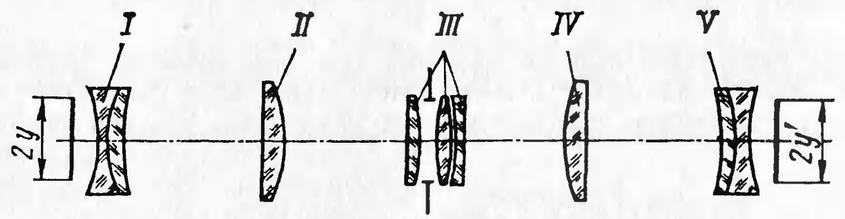


Рис. 38.6. Асимметричный линзовый объектив

Волновые аберрации объектива для длины волны $\lambda = 0{,}000435$ мм в пределах всего поля изображения не превосходят 0,25 λ, в результате чего частотно-контрастные характеристики практически не отличаются от идеальных. Фотограмметрическая дисторсия составляет около 0,5 мкм. Контраст при изображении элементов шириной $b = 2{,}2$ мкм ($N = 225$ лин/мм) составляет в худшей по качеству точке поля $k = 0{,}5$; при $b = 1{,}7$ мкм ($N = 300$ лин/мм) $k = 0{,}4$.

38.6. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБЪЕКТИВОВ ДЛЯ РЕДУКЦИОННЫХ КАМЕР И ФОТОПОВТОРИТЕЛЕЙ

Наибольшее применение в редукционных камерах получили объективы типа «Эра» (рис. 38.7). Оптические схемы объективов более поздней разработки «Фокар-1» и «Фокар-2» представлены на рис. 38.8, *а*, *б*. Эти объективы характеризуются лучшим исправлением дисторсии, чем объективы «Эра». Объектив «Фокар-1» представляет собой объектив типа «Эра», в котором порядок расположения линз заменен на обратный. Объектив «Фокар-2» образован из объектива «Гелиос» путем

Таблица 38.4. **Основные оптические характеристики объективов для редукционных камер**

Объектив	Фокусное расстояние f'	Числовая апертура A'	Линейное увеличение V	Диаметр поля изображения $2y'$	Дисторсия $\Delta y'$, мкм	Наименьший элемент, мкм (при $k = 0{,}4$)
«Эра-13»	150	0,11	—0,0333	45	20	4,5
«Эра-15»	125	0,11	—0,02	45	110	2,6
«Фокар-1»	150	0,1	—0,05	50	10	4,2
«Фокар-2»	200	0,1	—0,0333	56	0,5	7,2

добавления отрицательной линзы, расположенной между менисковыми компонентами. Апертурная диафрагма в этом объективе помещена в пространстве предметов.

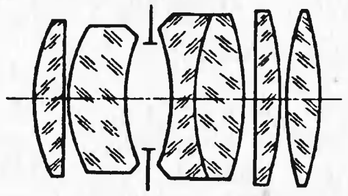


Рис. 38.7. Объектив «Эра»

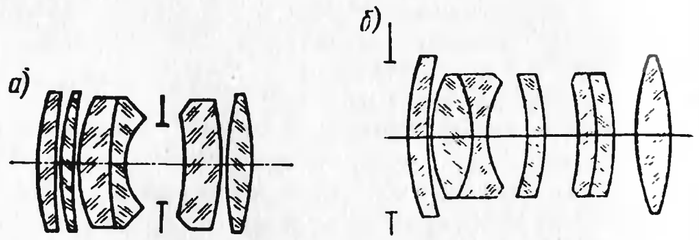


Рис. 38.8. Объективы «Фокар-1» (*а*) и «Фокар-2» (*б*)

Основные характеристики объективов для редукционных камер приведены в табл. 38.4. Область ахроматизации для всех объективов составляет 520—589 нм. Объективы могут работать практически без ухудшения разрешающей способности и при увеличениях, отличающихся от указанных расчетных значений. Так, объективы «Эра-13» и «Эра-15» могут работать при увеличениях —0,05 и —0,0333 соответственно. Однако дисторсия при увеличениях, отличных от номинальных, несколько увеличивается.

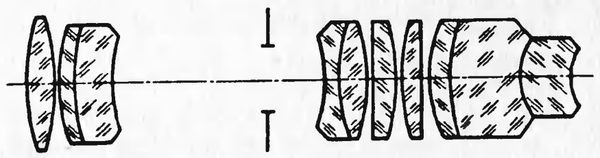


Рис. 38.9. Объектив ОМ-170

Наиболее характерные оптические схемы объективов для фотоповторителей приведены на рис. 38.9 (объектив ОМ-170), рис. 25.4 (объектив ОБ-654), рис. 38.10, *а*, *б* (объективы «Бинар-18» и «Бинар-23»). Оптические системы объективов характеризуются высокой степенью сложности, что объясняется исключительно высокими требованиями к качеству изображения. Базой, на которой построены рассматриваемые объективы, явилась схема объектива «Гелиос» («Планар»), усложненная главным образом путем добавления различного количества линз со стороны, обращенной к плоскости изображения. Важнейшие оптические характеристики объективов приведены в табл. 38.5.

Таблица 38.5. **Основные оптические характеристики объективов для фотоповторителей**

Объектив	Линейное увеличение V	Числовая апертура A'	Диаметр поля изображения $2y'$, мм	Дисторсия $\Delta y'$, мкм	Наименьший элемент, мкм
ОМ-170	—0,1	0,30	7	0,7	1,2
ОБ-654	—0,25	0,16	35	0,5	2
«Бинар-18»	—0,1	0,35	8,5	0,06	1
«Бинар-23»	—0,1	0,30	14,1	0,2	1,2

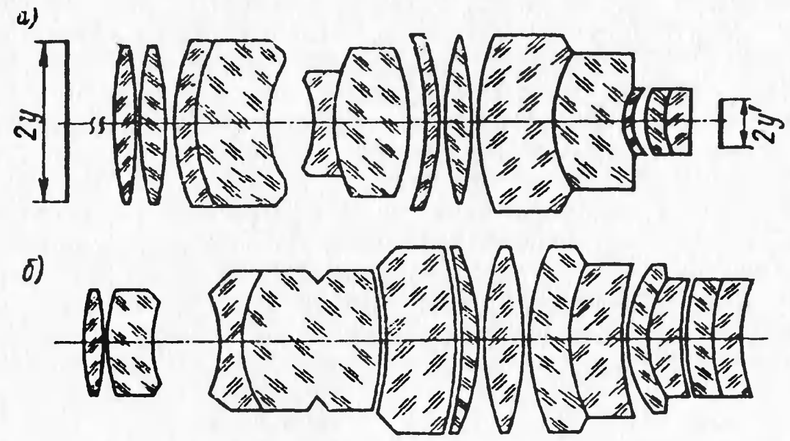


Рис. 38.10. Объективы «Бинар-18» (*а*) и «Бинар-23» (*б*)

38.7. ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В МИКРОЭЛЕКТРОННОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

В зависимости от назначения осветители, используемые в технологических установках для выполнения фотолитографических операций, можно разделить на две группы:

1) осветители установок для контактного переноса изображения шаблона на полупроводниковую пластину или другой шаблон-копию;

2) осветители для фотоповторителей и фотонаборных машин.

К осветителям первой и второй групп предъявляются различные требования. Кроме того, при разработке осветителей второй группы необходимо учитывать наличие объективов, с которыми эти осветители сопрягаются. Осветители первой группы работают самостоятельно. Общие требования к осветителям обеих групп обусловлены особенностями получения изображения на слое фоторезиста и сводятся к следующим.

1. Высокая освещенность, которую необходимо получить на слое фоторезиста, что вызвано низкой светочувствительностью его и стремлением обеспечить минимальные выдержки для достижения максимальной производительности оборудования. Приемлемая освещенность для осветителей контактной печати составляет десятки тысяч люкс. Для фотоповторителей и фотонаборных машин эта освещенность должна быть примерно на порядок выше.

2. Высокая равномерность освещенности в плоскости экспонирования, что вытекает из зависимости размеров изображения на фоторезисте от экспозиции. Экспериментально установлено, что допустимая наравномерность освещенности не должна превышать 5 %.

3. Необходимость применения в качестве источника света лампы, обладающей высокой энергетической яркостью в фиолетовой части спектра, что определяется актиничной областью фоторезиста. В настоящее время в таких осветителях применяются, как правило, ртутные лампы высокого давления.

Оптические системы осветителей для контактной печати. В настоящее время используются два варианта контактной печати:

1. Печать без предусмотренного зазора, когда шаблон и полупроводниковая пластина с помощью специальных устройств приводятся в соприкосновение друг с другом. При этом за счет неплоскостности полупроводниковой пластины на некоторых участках все же образуются зазоры, которые могут вызвать размытие

изображения. При таком виде печати происходит быстрый износ рабочего шаблона (появление царапин, проколов и других дефектов).

2. Печать с зазором, когда во время экспонирования между шаблоном и пластиной обеспечивается малый зазор, благодаря которому контакт между ними исключен. Такая печать обеспечивает бóльшую сохранность рабочего шаблона, но, с одной стороны, требует применения специальных осветителей, благодаря применению которых эффект размытия изображения за счет зазора сводится к минимуму, а с другой стороны, не позволяет перенести с шаблона на пластину изображения малых элементов, которые удается получить при печати без зазора.

В установках, работающих без зазора, из осветителя выходит строго коллимированный пучок лучей с допустимым отклонением от параллельности, не превышающим обычно $\pm 1°$. Для этого светящееся тело лампы помещают в передней фокальной плоскости конденсора. Роль аберраций конденсора в увеличении угла расходимости пучка лучей невелика. Однако кома конденсора может вызвать неравномерность освещенности, являющуюся следствием аберрационного виньетирования. Соотношение между освещенностью в центре E_0 и на краю $E_{кр}$ экспонируемой площадки выражается формулой

$$E_{кр}/E_0 = 1 - 4\overleftarrow{\eta},$$

где $\overleftarrow{\eta}$ — отступление от условия изопланатизма конденсора, вычисленное для обратного хода лучей.

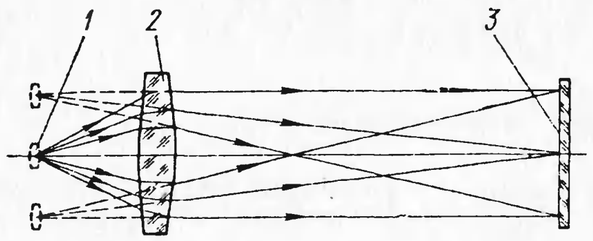


Рис. 38.11. Осветитель с восьмигранной призмой

При разработке осветителей для контактной печати следует обращать особое внимание на влияние рефлексов второго порядка на равномерность освещенности: лучи света, испытывающие два раза френелевское отражение от преломляющих поверхностей конденсора, при неблагоприятных услових могут создать даже при наличии просветления весьма яркие блики, сконцентрированные на оптической оси осветителя.

Поскольку светящееся тело ртутных ламп не имеет четких границ, малая расходимость пучка лучей гарантируется только в осветителях, где изображение светящегося тела ограничивается апертурной диафрагмой. Осветитель такого типа состоит из коллектора, коллектива и конденсора. Коллектор проектирует светящееся тело в плоскость апертурной диафрагмы, расположенной в передней фокальной плоскости конденсора. Коллектив проектирует полевую диафрагму, расположенную вблизи коллектора, на экспонируемую площадку.

В установках, работающих с зазором, из осветителя выходит также коллимированный пучок лучей, но угол их расходимости должен составлять примерно 3—5°, что позволяет уменьшить влияние дифракционных явлений, возникающих при образовании теневого изображения на малых элементах фотошаблона. Получение столь больших углов расходимости при использовании обычных ртутных ламп высокого давления затруднительно. Действительно, используя выражение, являющееся следствием инварианта Штраубеля, имеем

$$l = lA_{конд} = \varnothing \sin \sigma', \qquad (38.6)$$

где l — размер источника света; $A_{конд}$ — числовая апертура конденсора; $\varnothing$ — диаметр экспонируемой площадки; σ' — угол расходимости лучей в пространстве изображений.

Если даже угол расходимости $\sigma' = 3°$, а $\varnothing = 80$ мм, то $l = 4{,}2$ и при апертуре конденсора $A = 0{,}7$ размер источника света должен составлять 6 мм, что превышает размер светящегося тела существующих ртутных ламп высокого давления. Поэтому для получения больших углов расходимости при использовании обычных ртутных ламп приходится использовать оптические системы, которые создают многократно повторенные изображения источника света — растры, зеркала и призмы. Простейшая система, имитирующая наличие восьми источников света, представлена на рис. 38.11. Между ртутной лампой *1* и экспонируемой площадкой *3* установлена преломляющая восьмигранная призма *2*, выполненная из кварцевого стекла.

Лучшие результаты в отношении равномерности освещенности могут быть получены в осветителях, содержащих линзовые растры. Пример такой системы представлен на рис. 38.12. Коллектор *1* проецирует изображение светящегося тела ртутной лампы на бесконечность. Линзы первого растра *2* изображают источник света на линзах второго растра *3*. Линзы второго растра проектируют оправы линз первого растра на бесконечность, а линза *4* строит изображение оправ первого растра *2*, играющих роли диафрагмы, в плоскости экспонирования *5*. Высокая равномерность освещенности достигается за счет того, что в плоскости *5* происходит суммирование освещенностей, создаваемых отдельными элементами растров, что приводит к сглаживанию их случайных колебаний. Телесный угол, определяющий расходимость лучей в пространстве изображений, заполнен пучками света не сплошь, а с промежутками. Эксплуатация растровых осветителей показывает, что наличие как бы многих источников света, частично заполняющих площадь выходного зрачка, не приводит к отрицательным последствиям и практически эквивалентно сплошному зрачку.

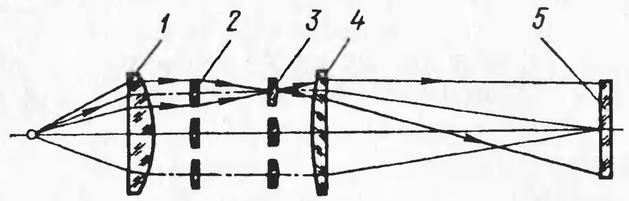


Рис. 38.12. Растровый осветитель для установок контактной печати

Оптические системы осветителей для фотоповторителей, фотонаборных машин и установок неконтактного размножения фотошаблонов. В осветителях рассматриваемого типа числовая апертура — синус угла расходимости лучей на выходе из осветителя — должна быть согласована с числовой апертурой репродукционного объектива. Как показывают теоретические исследования и эксперименты, оптимальные условия формирования изображения предельно малых элементов на слое фоторезиста возникают в том случае, когда числовая апертура осветителя составляет примерно 0,5—0,75 от апертуры репродукционного объектива. Целесообразно снабжать осветители ирисовой апертурной диафрагмой, которая позволяла бы изменять степень заполнения входного зрачка объектива в пределах от 0,5 до 1,0. Необходимо иметь в виду, что при частичном заполнении входного зрачка увеличивается экспозиция и, следовательно, снижается производительность оборудования. Если воспроизводимый рисунок не содержит предельно малых для данного объектива элементов, то целесообразно осуществлять заполнение зрачка объектива полностью.

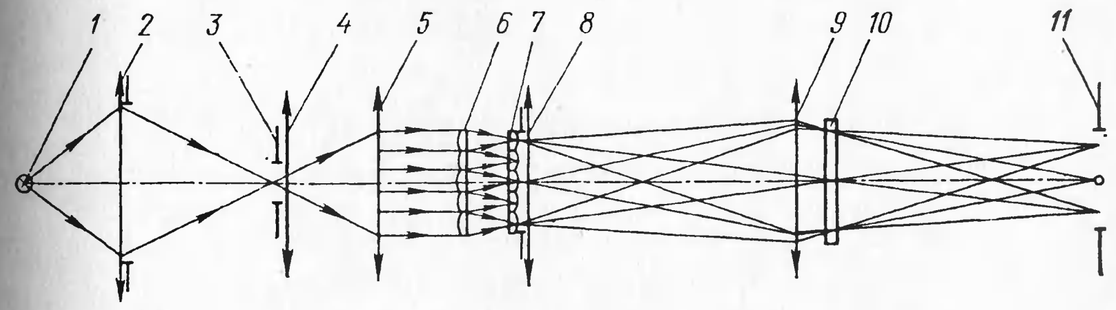


Рис. 38.13. Растровый осветитель для проекционной печати

Важным требованием, определяющим оптическую конструкцию осветителей, является наличие быстродействующего затвора, так как экспозиции должны быть малы, а точности выдерживания экспозиций — велики. Поэтому диаметр пучков лучей света в месте расположения затвора должен быть по возможности минимален. В настоящее время требуемые временные параметры работы затвора удается реализовать при диаметрах пучков, не превышающих 15 мм. С этой целью после коллектора создается промежуточное, увеличенное не более, чем в пять раз, изображение светящегося тела ртутной лампы. В плоскости промежуточного изображения и располагается затвор.

Естественно, что во избежание виньетирования плоскость выходного зрачка осветителя должна совпадать с плоскостью входного зрачка репродукционного объектива.

На рис. 38.13 представлена принципиальная оптическая схема и ход лучей в растровом осветителе. Источник света *1* изображается первым коллектором *2* в плоскость фотозатвора *3*. Затем с помощью первого коллектива *4* и второго коллектора *5* источник света изображается на бесконечности. Линзовый растр *6* создает многократно повторенные изображения источника света на линзах второго растра *7*. Количество линз в обоих растрах *6* и *7* одинаково, а сами линзы установлены попарно соосно. В непосредственной близости от второго растра *7* установлена апертурная ирисовая диафрагма осветителя. Конденсор *9* и второй коллектив *8* проецируют изображения источника света в плоскость входного зрачка *11* проекционного объектива. Оправа первого коллектора *2*, являющаяся полевой диафрагмой, сначала проецируется с помощью коллектива *4* и второго коллектора *5* в плоскость первого растра *6*. Затем линзы второго растра *7* проецируют оправы линз первого растра на бесконечность, а второй коллектив *8* и конденсор *9* создают совмещенные изображения этих оправ в плоскости фотошаблона *10*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Аксеенко М. Д., Красовский Е. А.** Фоторезисторы. М.: Сов. радио, 1973. 53 с.
2. **Анисимова И. И., Глуховский Б. М.** Фотоэлектронные умножители. М.: Сов. радио, 1974. 62 с.
3. **Аникст Д. А.** Высокоточные теодолиты Т1 и Т05. М.: Недра, 1978. 159 с.
4. **Апенко М. И., Дубовик А. С.** Прикладная оптика. М.: Наука, 1971. 392 с.
5. **Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н.** Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Энергия, 1976. 342 с.
6. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1975. 855 с.
7. **Бремерман Г.** Распределения, комплексные переменные и преобразование Фурье. М.: Мир, 1968. 276 с.
8. **Бузанова Л. Б., Глиберман А. Я.** Полупроводниковые фотоприемники. М.: Энергия, 1976. 62 с.
9. **Валюс Н. А.** Растровые оптические приборы. М.: Машиностроение, 1966. 208 с.
10. **Волосов Д. С., Цивкин М. В.** Теория и расчет светооптических систем. М.: Искусство, 1960. 526 с.
11. **Волосов Д. С.** Фотографическая оптика. М.: Искусство, 1978. 543 с.
12. **Гончаренко Е. Н.** Количественная оценка рассеянного света в приборах типа фотографической камеры. — ОМП, 1971, № 9, с. 26—28.
13. **Грамматин А. П., Деген А. Б., Рыбаков И. Р.** Универсальная программа для автоматизированного расчета оптических систем на ЭВМ БЭСМ-4 — Тр. ГОИ, 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 5—28.
14. **Губель Н. Н.** Аберрации децентрированных оптических систем. Л.: Машиностроенне, 1975. 272 с.
15. **Гуревич М. М.** Цвет и его измерение. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1950. 268 с.
16. **Гуревич М. М.** Введение в фотометрию. Л.: Энергия, 1968. 244 с.
17. **Елисеев С. В.** Геодезические инструменты и приборы. Изд. 3-е. М.: Недра, 1973. 391 с.
18. **Кацнельсон Б. В., Калугин А. М.** Электровакуумные электронные и ионные приборы: Справочник/Под общ. ред. А. С. Ларионова. М.: Энергия, 1976. 920 с.
19. **Климков Ю. М.** Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М.: Сов. радио, 1978. 262 с.
20. **Козелкин В. В., Усольцев И. Ф.** Основы инфракрасной техники. М.: Машиностроение, 1974. 335 с.
21. **Креопалова Г. В., Пуряев Д. Т.** Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение, 1978. 224 с.
22. **Кривовяз Л. М., Пуряев Д. Т., Знаменская М. А.** Практика оптической измерительной лаборатории. М.: Машиностроение, 1974. 333 с.
23. **Криксунов Л. З.** Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978. 399 с.
24. **Крылова Т. Н.** Интерференционные покрытия. Л.: Машиностроение, 1973. 224 с.
25. **Кулагин С. В.** Проектирование фото- и киноприборов. М.: Машиностроение, 1976. 304 с.
26. **Леонова В. Б.** Автоматизация расчета оптических систем. М.: Машиностроение, 1970. 287 с.
27. **Максутов Д. Д.** Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979. 395 с.
28. **Максутов Д. Д.** Изготовление и исследование астрономической оптики. Л.—М.: Гостехиздат, 1948. 280 с.
29. **Мальцев М. Д.** Расчет допусков на оптические детали. М.: Машиностроение, 1974. 168 с.
30. **Марешаль А., Франсон М.** Структура оптического изображения. М.: Мир, 1964. 295 с.
31. **Международный** светотехнический словарь/Под ред. Д. Н. Лазарева. М.: Русский язык, 1979. 278 с.
32. **Микроскопы**/Г. Е. Скворцов, В. А. Панов, Н. И. Поляков и др. Л.: Машиностроение, 1969. 512 с.
33. **Мирошников М. М.** Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1977. 600 с.
34. **Михель К.** Основы теории микроскопа. М.: Гос изд. технико-теоретической литературы, 1955. 276 с.
35. **Оптические** материалы для инфракрасной техники/Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер и др. М.: Наука, 1965. 335 с.
36. **Панов В. А., Андреев Л. Н.** Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
37. **Погарев Г. В.** Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1968. 292 с.
38. **Подводная** фотография/Э. В. Бабак, П. Д. Иванов, Б. Н. Котлецов и др. Л.: Машиностроение, 1969. 174 с.
39. **Русинов М. М.** Габаритные расчеты оптических систем. М.: Госгеолтехиздат, 1963. 400 с.
40. **Русинов М. М.** Техническая оптика. Л.: Машиностроение, 1979. 488 с.
41. **Русинов М. М.** Несферические поверхности в оптике. М.: Недра, 1973. 295 с.
42. **Русинов М. М.** Фотограмметрическая оптика. М.: Геодезиздат, 1962. 215 с.
43. **Русинов М. М.** Юстировка оптических приборов. М.: Недра, 1969. 326 с.
44. **Саттаров Д. К.** Волоконная оптика. Л.: Машиностроение, 1973. 280 с.
45. **Слюсарев Г. Г.** Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 670 с.
46. **Слюсарев Г. Г.** Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.
47. **Соболева Н. А., Меламид А. Е.** Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 374 с.

48. Справочник конструктора оптико-механических приборов/В. А. Панов, М. Я. Кругер, В. В. Кулагин и др.; под общ. ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
49. Справочная книга по светотехнике. Световые приборы и источники света/Под общ. ред. В. С. Кулебакина. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 471 с.
50. Справочная книга по светотехнике. Основы светотехники и осветительные установки/Под общ. ред. В. С. Кулебакина. М.: Изд-во АН СССР, т. II, 1958. 454 с.
51. Теория оптических систем/Б. Н. Бегунов, Н. П. Заказнов, С. И. Кирюшин и др. М.: Машиностроение, 1981. 432 с.
52. Турыгин И. А. Прикладная оптика. Ч. I и II, М.: Машиностроение, 1965—1966. 362 и 431 с.
53. Фурман Ш. А. Тонкослойные оптические покрытия. Л.: Машиностроение, 1977. 263 с.
54. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 242 с.
55. Чуриловский В. Н. Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968. 312 с.
56. Чуриловский В. Н. Теория оптических приборов. М.—Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
57. Юстова Е. Н. Таблицы колориметрических величин. М.: Изд-во стандартов, 1967. 35 с.
58. Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Сов. радио, 1980. 390 с.
59. Feder D. Optical calculaition with automatic computing mechinary. — IOSA, 41, 1951, p. 630—636.
60. Hopkins H. H. Wave Theory of Aberrations. Oxford, Clarendon Press, 1949. 305 p.
61. Hopkins H. H. The Frequensy Response of Optical System. Pros. Phys. Soc. B 69, 1956. 562 p.
62. Hopkins H. H. Canonical Pupil coordinates in Geometrical and Diffraction Image Theory. — Jap. Journal of Appl. Phys. 4, Supple 1, 1965.
63. Hoyt L. F. Ind. Eng., Chem, 26, 329, 1934.
64. Miyamoto K. Geometrical Approximation of Optical transfer function. — Jap. Journal of Appl. Phys. 4, Supple 1, 1965.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава 1. **Обозначения некоторых оптических величин и правила знаков** (*П. Д. Иванов*) 4
1.1. Некоторые определения . . . . . —
1.2. Буквенные обозначения некоторых величин геометрической оптики . . 6
1.3. Правила знаков 8

Глава 2. **Оптические среды и их константы** (*П. Д. Иванов*) 9
2.1. Бесцветные стекла . . . . . —
2.2. Цветные оптические стекла 15
2.3. Оптические кристаллы . . . . . —

Глава 3. **Источники оптического излучения** (*Г. Г. Ишанин*) 19
3.1. Лампы накаливания . . . . . —
3.2. Некоторые специальные виды источников излучения 31

Глава 4. **Приемники оптического излучения** (*Г. Г. Ишанин*) 36
4.1. Приемники излучения на основе внешнего фотоэффекта . . . . . —
4.2. Передающие телевизионные трубки на основе внешнего и внутреннего фотоэффекта 47
4.3. Приемники излучения на основе внутреннего фотоэффекта 50

Глава 5. **Геометрическая оптика** (*Л. Н. Андреев*) 58
5.1. Основные понятия и законы геометрической оптики . . . . . —
5.2. Преломление пучка лучей сферической поверхностью 59
5.3. Апланатические точки поверхности . . . . . —
5.4. Параксиальная область и оптические инварианты в параксиальной области 60
5.5. Идеальная оптическая система 61
5.6. Графический способ построения изображения . . . . . —
5.7. Основные формулы солинейного сродства 62
5.8. Оптическая сила системы и соединение двух оптических систем в одну —
5.9. Расчет параксиального луча через оптическую систему, заданную конструктивными элементами r, d, n . . . . . —
5.10. Расчет параксиального луча через систему, заданную оптическими силами линз Φ и расстояниями между главными плоскостями компонентов d 63
5.11. Линейное, угловое и продольное увеличения в сопряженных плоскостях . . . . . —

Глава 6. **Теория аберраций** (*Л. Н. Андреев*) 64
6.1. Понятие и геометрический смысл аберраций 3-го порядка . . . . . —
6.2. Аберрации 5-го порядка 68
6.3. Основные формулы теории аберраций 3-го порядка 69
6.4. Связь монохроматических аберраций 3-го порядка с суммами Зейделя 72
6.5. Некоторые свойства системы из бесконечно тонких компонентов . . . —
6.6. Основные параметры P^* и W^* тонких компонентов 74
6.7. Аберрации 3-го порядка для одного тонкого компонента 78
6.8. Вычисление волновых аберраций 79
6.9. Хроматические аберрации 1-го порядка 80

Глава 7. **Ограничение пучков лучей** (*М. М. Русинов*) 82
7.1. Геометрическое виньетирование . . . . . —
7.2. Аберрационное виньетирование 85
7.3. Аберрационно-геометрическое виньетирование 87

Глава 8. **Основные светотехнические и колориметрические характеристики оптических систем** (*О. Н. Василевский*) 88
8.1. Оптическое излучение . . . . . —
8.2. Светотехнические величины 89
8.3. Потери света в оптической системе 92
8.4. Колориметрические характеристики 96

Глава 9. **Светофильтры** (*П. Д. Иванов*) 101
9.1. Область применения и общие характеристики . . . . . —
9.2. Правила оформления чертежей светофильтров 03
9.3. Спектральная характеристика цветных оптических стекол 104

Глава 10. **Зеркала, пластины, призмы** (*М. М. Русинов*) 105
10.1. Зеркала . . . . . —
10.2. Плоскопараллельная пластинка 107
10.3. Развертка отражений 108
10.4. Конструкции простых призм 109
10.5. Оборачивающие призмы и системы призм 113
10.6. Призмы, развертывающиеся в наклонные плоскопараллельные пластинки, и призмы с разделением хода лучей 115
10.7. Преломляющие призмы 117
10.8. Преломляющий клин в воздухе 118
10.9. Бинокль Брюстера . . . . . —
10.10. Астигматизм тонкого клина, работающего в сходящемся ходе лучей 119
10.11. Вращение изображения . . . . . —
10.12. Работа вращающегося зеркала 120
10.13. Работа компенсирующей призмы или вращающегося зеркала в сходящемся ходе лучей 123
10.14. Работа качающейся призмы 124
10.15. Оптические шарниры 126
10.16. Устройство для изменения расстояния между осями окуляров в бинокулярных приборах 128
10.17. Призмы различного назначения 129
10.18. Призмы для совмещения двух изображений с тонкой линией раздела 130
10.19. Устройство разделения полей при разделении зрачков в зрительных трубах . . . . . —

Глава 11. **Линзы** (*П. Д. Иванов*) 131
11.1. Определение и основные соотношения . . . . . —
11.2. Оформление чертежей линз 134

Глава 12. **Растровая оптика** (*М. М. Русинов*) 136
12.1. Работа простого растрового экрана . . . . . —
12.2. Световой баланс элемента растра 138
12.3. Коллектив и растр-коллектив 140

Глава 13. **Линзы Френеля** (*М. М. Русинов*) 141
13.1. Френелевы поверхности . . . . . —
13.2. Экранирование френелевых поверхностей 142

Глава 14. **Волоконная оптика** (*М. М. Русинов*) 150

Глава 15. **Оптические детали из неоднородных сред** (*А. П. Грамматин*) . . . 153
15.1. Основные положения . . . . . —
15.2. Формулы для расчета хода лучей в неоднородных средах 154
15.3. Материалы типа селфок 156

Глава 16. **Разработка принципиальных оптических схем и габаритный расчет** (*М. М. Русинов*) 159
16.1. Задачи габаритного расчета . . . . . —
16.2. Принципиальные схемы оптических систем . . . . . —
16.3. Оптические системы, предназначенные для работы с глазом—визуальные оптические системы 160
16.4. Уточненный габаритный расчет 165
16.5. Труба Кеплера 167
16.6. Труба Галилея . . . . . —
16.7. Работа окуляра 168

Глава 17. **Синтез или композиция оптических систем** (*М. М. Русинов*) 170
17.1. Базовые линзы . . . . . --
17.2. Анастигматические линзы 175
17.3. Трехлинзовые системы 178
17.4. Системы с двумя базовыми линзами 180
17.5. Назначение коррекционных элементов и блоков 182
17.6. Поверхности склейки . . . . . —
17.7. Влияние склеенных поверхностей на сферическую аберрацию . . . 184
17.8. Работа тонкого воздушного промежутка — воздушной прослойки . . . 186
17.9. Концентричный мениск, мениск с равными радиусами и мениск Д. Д. Максутова 187
17.10. Склеенные двухлинзовые компенсаторы 189
17.11. Хроматические склеенные компенсаторы 191
17.12. Апохроматический компенсатор . . . . . —
17.13. Тонкий склеенный компенсатор кривизны поля 192
17.14. Двухлинзовый несклеенный компенсатор 194
17.15. Мениск В. Н. Чуриловского 195
17.16. Двухлинзовый компенсатор астигматизма 196
17.17. Совокупность сферического зеркала с плоскопараллельной пластинкой 197
17.18. Трехлинзовый несклеенный компенсатор 199

Глава 18. **Оптические системы с переменными характеристиками** (*М. М. Русинов*) —
18.1. Системы дискретной смены увеличений . . . . . —
18.2. Системы переменного увеличения с подвижными линзами 202
18.3. Панкратические системы . . . . . —
18.4. Общий случай панкратической системы с механической компенсацией 203
18.5. Панкратические системы с оптической компенсацией 205
18.6. Панкратический коллектив с оптической компенсацией 207

Глава 19. **Нецентрированные оптические системы** (*М. М. Русинов*) . . . . . —
19.1. Аберрации нецентрированных систем . . . . . —
19.2. Наклоненные зеркала 211
19.3. Изменение астигматизма наклонного сферического зеркала 212

19.4. Кома сферического зеркала . . . 214
19.5. Трансформирование изображения . . . 215
19.6. Наклонная плоскопараллельная пластинка и наклонный клин . . . 216
19.7. Безлинзовый бинокль Брюстера . . . 217
19.8. Оптические системы с двумя плоскостями симметрии . . . —
19.9. Дисторсия анаморфотных систем из цилиндрических линз . . . 218
19.10. Панорамическое преобразование изображения . . . 220

Глава 20. Несферические поверхности (*М. М. Русинов*) . . . 221

20.1. Задание профиля несферической поверхности . . . —
20.2. Радиусы кривизны несферической поверхности . . . 223
20.3. Анаберрационные несферические поверхности . . . 225
20.4. Анастигматические поверхности . . . —
20.5. Плоскогиперболическая линза . . . 226
20.6. Бигиперболическая линза . . . —
20.7. Плоскопараболическая линза . . . 227
20.8. Дисторсия плоскопараболической линзы . . . —
20.9. Перенос деформации с одной несферической поверхности на другую . . . 229
20.10. Малые деформации сферических поверхностей высшего порядка . . . 231
20.11. Общий интеграл несферической поверхности . . . 236

Глава 21. Автоматизированный расчет оптических систем (*А. П. Грамматин*) . . . 237

21.1. Типы машин, используемых для расчетов . . . —
21.2. Этапы разработки оптической системы. Состояние и перспективы их автоматизации . . . 239
21.3. Формы организации работы при использовании ЭВМ . . . 241
21.4. Расчет хода лучей с помощью ЭВМ . . . 244
21.5. Способы записи конструктивных параметров оптической системы . . . 246
21.6. Способы записи начальных данных для расчета хода лучей . . . 248
21.7. Определение начальных данных для расчета главного луча, проходящего через центр апертурной диафрагмы . . . 250
21.8. Выдача результатов расчета хода лучей . . . 252
21.9. Автоматизированная коррекция оптических систем . . . 254
21.10. Специализированные программы для расчета конкретных типов оптических систем . . . 257

Глава 22. Приемы автоматизированной коррекции оптических систем (*А. П. Грамматин*) . . . 260

22.1. Общие положения . . . —
22.2. Выбор исходной оптической системы . . . —
22.3. Выбор корригируемых функций . . . 261
22.4. Выбор коррекционных параметров . . . 262
22.5. Автоматизированная коррекция панкратических систем . . . 263
22.6. Метод последовательной коррекции аберраций . . . 264
22.7. Метод целенаправленного изменения параметров исходной оптической системы . . . 266
22.8. Метод произвольного случайного изменения параметров исходной оптической системы . . . 267

Глава 23. Оценка качества оптического изображения (*С. А. Родионов*) . . . 268

23.1. Общая теория изображения . . . —
23.2. Критерии качества изображения . . . 273
23.3. Структура оптического изображения . . . 276

Глава 24. Отклонение конструктивных параметров от номинальных значений и их влияние на аберрации (*А. П. Грамматин*) . . . 282

24.1. Расчет влияния изменения параметров на аберрации . . . —
24.2. Оценка чувствительности оптических систем к погрешности изготовления . . . 286
24.3. Расчет влияния астигматичности поверхностей на астигматизм осевой точки . . . 288
24.4. Расчет зависимостей между изменениями аберраций . . . 289

Глава 25. Влияние децентрировки на аберрации (*А. П. Грамматин*) . . . 293

25.1. Децентрировка как дефект изготовления . . . —
25.2. Децентрировка как конструктивное средство . . . 304
25.3. Децентрировка как средство исправления аберраций . . . —

Глава 26. Расчет допусков на конструктивные параметры оптических систем (*П. Д. Иванов*) . . . 305

26.1. Выбор допусков на изготовление оптических поверхностей . . . —
26.2. Расчет допусков на отклонение показателя преломления и толщины линзы . . . 307
26.3. Допуски на асферические поверхности . . . 308
26.4. Допуски на поперечный и продольный хроматизм . . . 309
26.5. Допуски на клиновидность пластин . . . —
26.6. Допуски на децентрировку линз . . . —
26.7. Допуски на изготовление углов призм и пирамидальность . . . —

Глава 27. Паразитная засветка изображения (*А. П. Грамматин*) . . . 311

27.1. Причины возникновения засветки . . . —
27.2. Способы борьбы с засветкой . . . 312

Глава 28. Глаз и его свойства (*М. М. Русинов*) . . . 314

28.1. Устройство глаза . . . —
28.2. Коррекция глаза . . . 316
28.3. Чувствительность глаза . . . —
28.4. Разрешающая способность глаза . . . 317
28.5. Стереоскопическое зрение . . . —

Глава 29. Телескопические системы (*П. Д. Иванов*) . . . 318

29.1. Астрономические телескопы . . . —
29.2. Объективы телескопических систем . . . 319
29.3. Окуляры телескопических систем . . . 321
29.4. Некоторые методы расчета телескопических систем . . . 324

Глава 30. Микроскопы и лупы (*Л. Н. Андреев*) . . . 326

30.1. Лупы . . . —
30.2. Микроскопы . . . 327
30.3. Зеркальные и зеркально-линзовые объективы . . . 333
30.4. Окуляры, применяемые в микроскопах . . . —
30.5. Унификация оптических узлов микроскопов . . . 335

Глава 31. Проекционные оптические системы (*П. Д. Иванов*) . . . 340

31.1. Оптические схемы осветителей проекционных систем для диапроекции . . . —
31.2. Проекционные системы для эпипроекции . . . 343
31.3. Типы оптических схем проекционно-осветительных систем . . . 344
31.4. Проекционные объективы . . . 346
31.5. Методика расчета линзовых конденсоров . . . —

Глава 32. Отсчетные оптические устройства (*Н. А. Агальцова*) . . . 348

32.1. Измерительные марки . . . —
32.2. Шкаловые отсчетные устройства . . . 349
32.3. Окулярные микрометры . . . 350
32.4. Устройства для перемещения изображения . . . 351
32.5. Отсчетные устройства со стеклянных лимбов . . . —

Глава 33. Осветительные системы (*Л. Н. Андреев*) . . . 353

33.1. Осветительные системы микроскопов . . . —
33.2. Прожекторные системы . . . 354
33.3. Оптические системы локации с лазером . . . —

Глава 34. Фотографические объективы (*Н. А. Агальцова, П. Д. Иванов*) . . . 355

34.1. Универсальные фотообъективы . . . —
34.2. Широкоугольные любительские и киносъемочные объективы . . . 363
34.3. Аэрофотосъемочные объективы . . . 367
34.4. Репродукционные объективы и системы различного назначения . . . 373
34.5. Объективы с переменным фокусным расстоянием . . . 374
34.6. Гидросъемочные объективы . . . 375

Глава 35. Оптические системы для инфракрасной области спектра (*А. П. Грамматин*) . . . 380

35.1. Материалы, применяемые для ИК-области спектра . . . —
35.2. Коррекционные возможности однолинзовой системы . . . 382
35.3. Анастигмат из двух линз . . . 383

Глава 36. Оптические системы для преобразования лазерного излучения (*Л. Н. Андреев*) . . . 385

36.1. Основные соотношения при преобразовании пучка лазера оптическими системами . . . —
36.2. Коллимация, деколлимация и концентрация лазерного излучения . . . 390

Глава 37. Оптические системы устройств записи и считывания информации для ЭВМ (*А. П. Грамматин*) . . . 393

37.1. Общие принципы построения оптических запоминающих устройств . . . —
37.2. Основные элементы запоминающих устройств . . . 394
37.3. Оптические системы запоминающего устройства типа «банк данных» . . . 398

Глава 38. Оптические системы для изготовления микроэлектронных схем (*А. П. Грамматин*) . . . 401

38.1. Основы планарной технологии . . . —
38.2. Технология изготовления фотошаблонов . . . 402
38.3. Объективы для изготовления фотошаблонов . . . —
38.4. Объективы для неконтактного размножения шаблонов . . . 403
38.5. Оптические системы объективов для неконтактного размножения фотошаблонов . . . —
38.6. Оптические системы объективов для редукционных камер и фотоповторителей . . . 407
38.7. Осветительные системы, используемые в микроэлектронном производстве . . . 409

Список литературы . . . 413
Предметный указатель . . . 415