

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ И КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

Цуканова Г.И.

Прикладная оптика

Часть 1

Конспект лекций

**Санкт-Петербург
2008**

Введение

Дисциплина "Прикладная оптика" посвящена изучению образования изображения в оптических системах и их рациональному проектированию. Теоретическим фундаментом "Прикладной оптики" является геометрическая оптика, изучаемая в рамках дисциплины "Основы оптики".

"Прикладная оптика" определяет научную основу специальности, является неотъемлемой компонентой оптического образования, закладывает базу для обще-профессиональных и специальных знаний, используемых в других дисциплинах.

Содержание конспекта лекций соответствует программе курса "Прикладная оптика" для направления "Оптотехника".

Часть 1 конспекта лекций содержит 4 главы.

В первой главе приводятся основные сведения из геометрической оптики и оптические материалы.

Во второй главе рассматривается элементная база оптики: плоские зеркала, плоскопараллельные пластинки, отражательные призмы, клинья, сферические и асферические зеркала, линзы из сферических и несферических поверхностей, цилиндрические и торические линзы, световоды и волоконная оптика, линзы Френеля, растровые системы, аксиконы, киноформы, элементы из материалов с изменяющимся показателем преломления.

В третьей главе рассматриваются работа и расчет проекционных систем двух видов: диаскопических и эпископических.

Четвертая глава посвящена изучению работы оптического прибора совместно с глазом человека. Рассматриваются: строение глаза, аккомодация и адаптация, коррекция недостатков зрения, видимое увеличение лупы, видимое увеличение при фотографировании и проекции, условие естественного впечатления.

1. Основные сведения из геометрической оптики

1.1. Принцип Ферма. Основные законы геометрической оптики

Оптика – наука о свете.

Существуют две оптические науки: физическая оптика и прикладная оптика.

Физическая оптика изучает свойства света.

Прикладная оптика изучает образование изображения в оптических приборах и их рациональное конструирование. Теоретическим фундаментом прикладной оптики является геометрическая оптика.

Геометрическая оптика – теория, основанная на электродинамических уравнениях Максвелла для случая бесконечно малой длины волны.

Основой законов геометрической оптики является принцип Ферма.

Принцип Ферма: оптическая длина хода луча, соединяющего две несопряженные точки всегда имеет экстремальное (минимальное) значение по сравнению с другими путями, близкими к истинным.

II формулировка принципа Ферма: свет выбирает между двумя точками путь, который требует минимального времени.

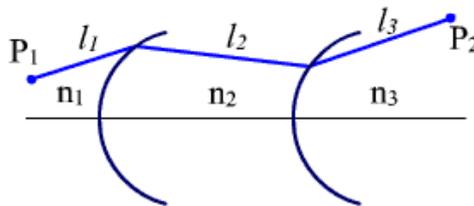


Рис. 1.1. Прохождение луча через несколько сред с постоянными показателями преломления.

$L = n \cdot l$ - оптическая длина хода луча.

Для сред с постоянным показателем преломления, разделенных оптическими поверхностями, получаем (рис. 1.1): $L = \sum_k n_k \cdot l_k = \min$.

$L = C_0 \cdot \sum_k \frac{l_k}{C_k} = C_0 \cdot \sum_k T_k = \min$, где C_0 – скорость света в вакууме, T -

время.

Для среды с изменяющимся показателем преломления оптическая длина хода луча будет иметь вид: $L = \int_{P_1}^{P_2} n \cdot dl = \min$.

Законы преломления, отражения и прямолинейного распространения света можно вывести из принципа Ферма.

Закон независимого распространения света: два луча, встречаясь в пространстве, не меняют своего направления.

1.2. Полное внутреннее отражение и его техническое применение

Если свет идет из оптически менее плотной среды в оптически более плотную (например, из воздуха в стекло), тогда $n' > n$ и в соответствии с формулой $\sin \varepsilon' = \frac{n}{n'} \sin \varepsilon$ всегда будет иметь место преломление луча. Если свет идет из оптически более плотной среды в менее плотную (из стекла в воздух) и $n' < n$, то преломленного луча может и не быть.

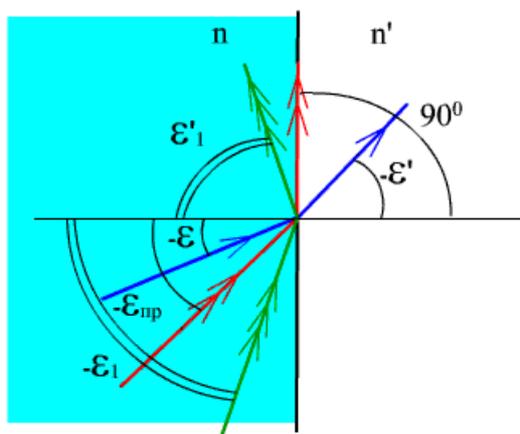


Рис. 1.2. Полное внутреннее отражение.

Угол падения (ε_{np}), при котором угол преломления равен 90° , называется **предельным углом полного внутреннего отражения** (рис. 1.2).

$$n \cdot \sin \varepsilon_{np} = n',$$

$$\sin \varepsilon_{np} = \frac{n'}{n}, \text{ если } n' = 1, \text{ то } \sin \varepsilon_{np} = \frac{1}{n}.$$

Если показатель преломления n меняется в диапазоне $1.4 \div 2.0$, то предельный угол будет меняться в диапазоне $43^\circ \div 30^\circ$. Лучи, имеющие угол падения больше ε_{np} , будут отражаться.



Рис. 1.3. Полное внутреннее отражение в призмах.

Полное внутреннее отражение используется при создании отражательных призм (рис. 1.3), световодов (рис. 1.4), при подсветке сеток оптических приборов (рис. 1.5, на темном фоне получают светлые штрихи).

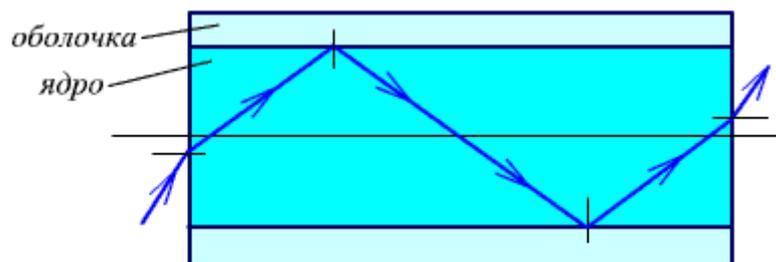


Рис. 1.4. Полное внутреннее отражение в световодах.

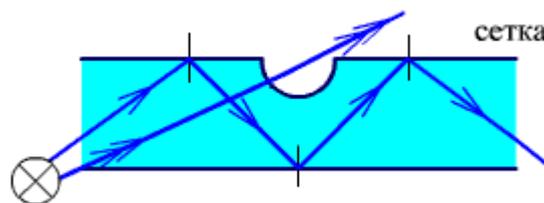


Рис. 1.5. Использование полного внутреннего отражения для подсветки сеток.

1.3. Оптические материалы. Оптические постоянные.

Одним из основных оптических материалов является оптическое стекло. Оно отличается от технического химическим составом, физическими свойствами и высокой степенью однородности. Кроме оптического стекла в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра применяются кристаллы и керамика. Для неответственных деталей применяется пластмасса.

Для характеристики свойств оптических материалов используются определенные спектральные линии – линии Фраунгофера (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Линии Фраунгофер a	Цвет	Длина волны (нм)	Элемент, в спектре которого находится данная линия
t	инфракрасный	1013.9	ртуть
s	инфракрасный	852.1	цезий
r	красный	706.5	гелий
C	красный	656.3	водород
C'	красный	643.8	кадмий
D	желто-оранжевый	589.3	натрий
e	зеленый	546.1	ртуть
F	синий	486.1	водород
F'	синий	480	кадмий
g	фиолетовый	435.8	ртуть
h	фиолетовый	404.7	ртуть
i	ультрафиолетовый	365.0	ртуть

К оптическим постоянным оптического стекла относятся:

- n - показатель преломления,
 - средняя дисперсия,
 - коэффициенты дисперсии,
 - относительные частные дисперсии,
 - термооптические постоянные.
1. Показатель преломления для линии e, расположенной вблизи максимума чувствительности глаза n_e (раньше n_D) называется **основным показателем преломления**. Диапазон значений n_e в области $1.3 < n_e < 2.1$, применяются, в основном, стекла в диапазоне $1.45 < n_e < 1.93$.
 2. $n_{F'} - n_{C'}$ - основная средняя дисперсия (раньше $n_F - n_C$).
 3. $\nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$ - коэффициент основной средней дисперсии или **число Аббе** (раньше $\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$). Диапазон значений $10 < \nu_e < 120$, применяются, в основном, стекла $20 < \nu_e < 90$.
 4. $\upsilon = \frac{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}}{n_{F'} - n_{C'}}$ - относительная частная дисперсия.

Кроме этих характеристик существуют еще термооптические и другие характеристики, которые приводятся в каталогах оптического стекла.

В зависимости от коэффициента дисперсии и от показателя преломления все стекла делят на типы:

- К, ЛК, ТК, СТК (кроны, легкие кроны, тяжелые кроны, сверх тяжелые кроны);
- Ф, ЛФ, ТФ, ТБФ (флинты, легкие флинты, тяжелые флинты, тяжелые баритовые флинты).

Деление стекол на кроны и флинты показано на рис. 1.6.

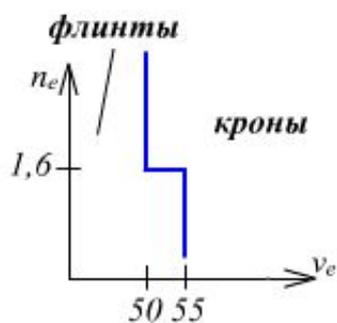


Рис. 1.6. Деление стекол на кроны и флинты.

Флинты имеют малый коэффициент дисперсии $n_e > 1.6028$, $v_e < 49.7$; кроны имеют большой коэффициент дисперсии $n_e < 1.6028$, $v_e > 54.7$.

Стекла внутри типа делятся на марки: К8, СТК19, ТФ10.

На рис. 1.7 приведена « $n_e - v_e$ » диаграмма оптического стекла.

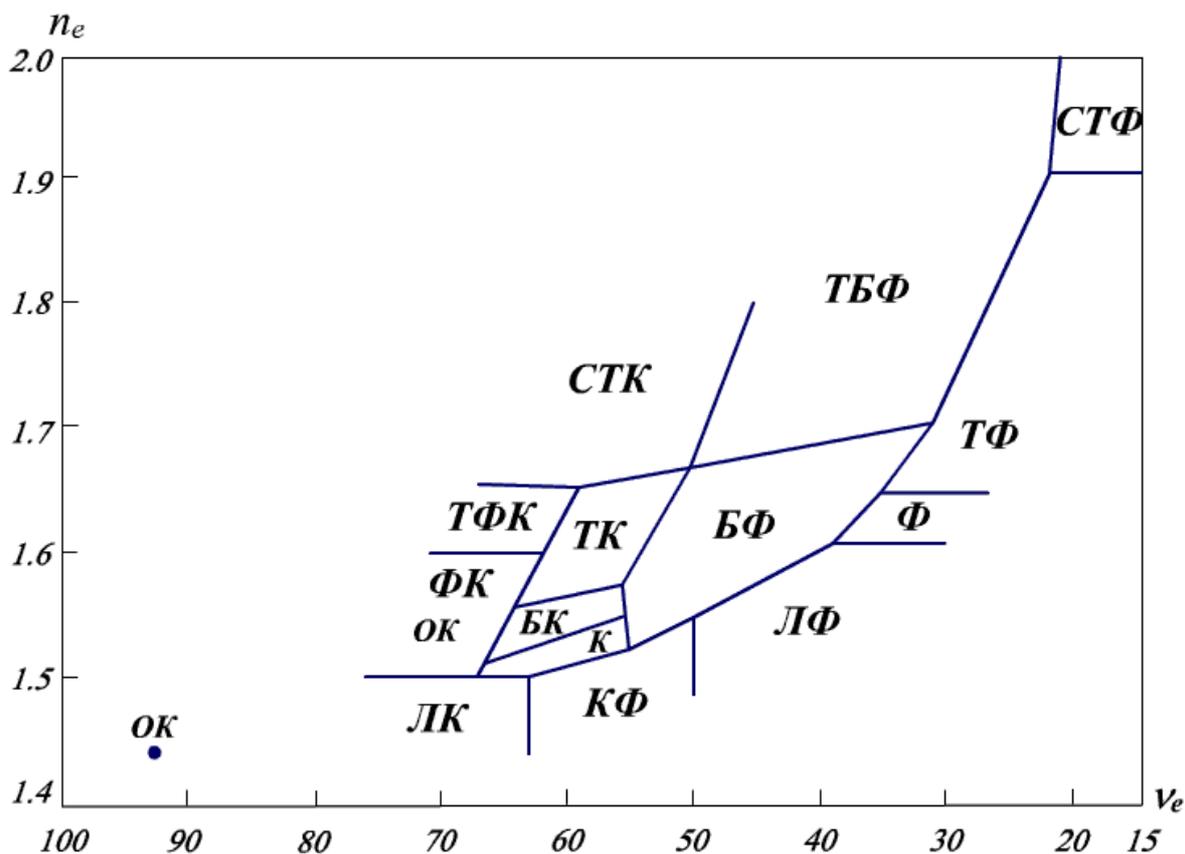


Рис.1.7. Диаграмма «показатель преломления n_e - коэффициент дисперсии v_e ».

1.4. Закон отражения в векторном виде

Для рассмотрения прохождения лучей через оптические системы удобно пользоваться законами преломления и отражения, записанными в векторном виде.

Рассмотрим вывод закона отражения в векторном виде.

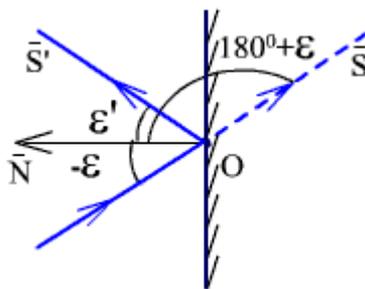


Рис. 1.8. Закон отражения векторном виде.

Закон отражения в привычном виде:

$$\sin \varepsilon = -\sin \varepsilon', \quad (1.1)$$

\bar{S} , \bar{S}' - орты падающего и отраженного лучей.

Векторные произведения ортов падающего луча \bar{S} и нормали к отражающей поверхности \bar{N} , а также ортов отраженного луча \bar{S}' и нормали \bar{N} равны:

$$\bar{S} \times \bar{N} = \overline{OA} \cdot \sin(180^\circ + \varepsilon) = -\overline{OA} \cdot \sin \varepsilon, \quad (1.2)$$

$$\bar{S}' \times \bar{N} = \overline{OA} \cdot \sin \varepsilon', \quad (1.3)$$

где \overline{OA} - орт вектора, перпендикулярного к векторам \bar{S} , \bar{S}' , \bar{N} .

Подставив (1.2) и (1.3) в (1.1) получим:

$$\bar{S}' \times \bar{N} = \bar{S} \times \bar{N}. \quad (1.4)$$

Умножим правую и левую части выражения (1.4) векторно на \bar{N} :

$$\bar{N} \times (\bar{S}' \times \bar{N}) = \bar{N} \times (\bar{S} \times \bar{N}). \quad (1.5)$$

После преобразования (1.5) получим:

$$\bar{S}' \cdot (\bar{N}' \times \bar{N}) - \bar{N} \cdot (\bar{N} \cdot \bar{S}') = \bar{S} \times (\bar{N} \times \bar{N}) - \bar{N} \cdot (\bar{N} \cdot \bar{S}),$$

$$\bar{S}' - \bar{N}(\bar{N} \times \bar{S}') = \bar{S} - \bar{N} \cdot (\bar{N} \cdot \bar{S}). \quad (1.6)$$

Скалярные произведения ортов векторов равны:

$$\bar{N} \cdot \bar{S} = \cos(180^\circ + \varepsilon) = -\cos \varepsilon = -\cos \varepsilon', \quad (1.7)$$

$$\bar{N} \cdot \bar{S}' = \cos \varepsilon' = -\bar{N} \cdot \bar{S}. \quad (1.8)$$

Принимая во внимание (1.7) и (1.8), после преобразования (1.6) получаем **закон отражения в векторном виде:**

$$\bar{S}' = \bar{S} - 2 \cdot \bar{N} \cdot (\bar{N} \cdot \bar{S}). \quad (1.9)$$

2. Элементная база оптики

2.1. Плоские зеркала

2.1.1. Изображение в плоском зеркале

Плоское зеркало - единственная оптическая деталь, которая дает безаберрационное изображение.

Существуют три вида изображений (рис. 2.1):

зеркальное изображение – одна из стрелок меняет направление;

прямое изображение, когда стрелки направлений не меняют;

перевернутое изображение – обе стрелки меняют направление.

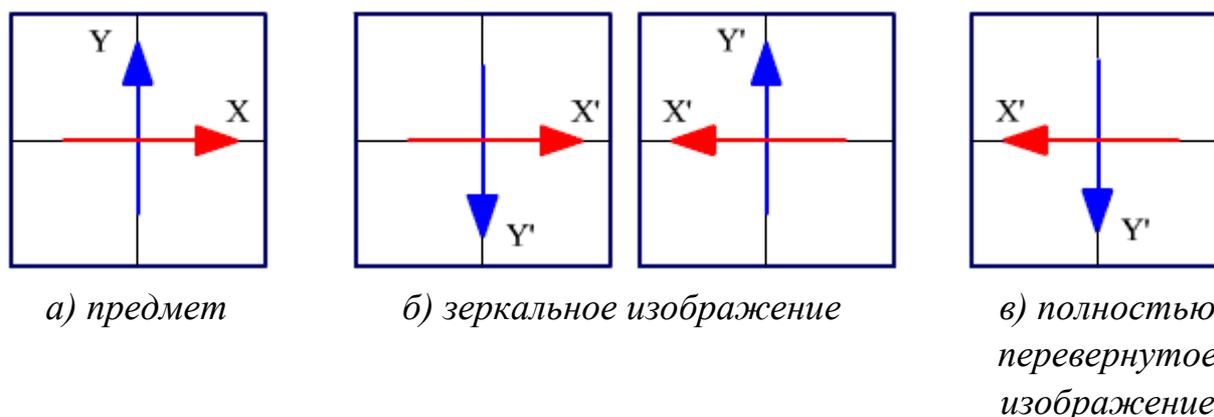


Рис. 2.1. Виды изображений.

Оборачивающее действие зеркал зависит от расположения глаза наблюдателя относительно плоскости предмета и плоскости изображения. Для определения оборачивающего действия нужно, чтобы и от предмета и от изображения свет шел на наблюдателя.

Изображение пространственного предмета, даваемое плоским зеркалом, правильно передает все размеры и углы предмета, но изображение предмета не может быть при этом совмещено с предметом, оно не конгруентно с предметом. Например, изображение правой руки человека, стоящего перед зеркалом, окажется левой рукой у его изображения. Одиночное плоское зеркало дает зеркальное изображение

На рис. 2.2 показано, как правая система координат x, y, z превращается при изображении в плоском зеркале в левую x', y', z' .

Для определения оборачивающего действия плоского зеркала воспользуемся законом отражения в векторном виде (1.9):

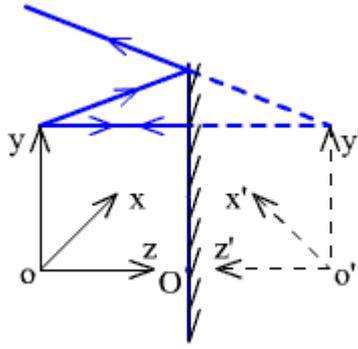


Рис. 2.2. Изображение в плоском зеркале.

Орт нормали: $\bar{N} = -\bar{k}$.

Орты падающих лучей: $\bar{S}_1 = \bar{i}$, $\bar{S}_2 = \bar{j}$, $\bar{S}_3 = \bar{k}$.

Воспользовавшись (1.9), получаем:

$$\bar{S}_1' = \bar{i}' = \bar{i} - 2 \cdot (-\bar{k}) \cdot 0 = \bar{i}$$

$$\bar{S}_2 = \bar{j}' = \bar{j} - 2 \cdot (-\bar{k}) \cdot 0 = \bar{j}$$

$$\bar{S}_3 = \bar{k}' = \bar{k} - 2 \cdot (-\bar{k}) \cdot (-1) = -\bar{k}$$

Изменила направление только ось z , совпадающая с направлением оптической оси. Оси y и x не изменили направление. Но, принимая во внимание условия наблюдения (при наблюдении предмета ось x идет слева направо, а в изображении x' идет справа налево), видно, что одно из двух направлений изменилось на противоположное.

Рассмотрим **изображение в наклонном плоском зеркале**.

Воспользуемся законом отражения в векторном виде (1.9).

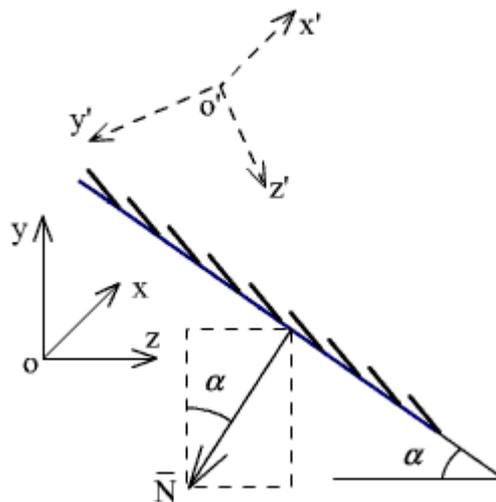


Рис. 2.3. Изображение в наклонном плоском зеркале.

Выражения для ортов нормали (рис. 2.3) и падающих лучей совпадающих с осями x , y , z имеют вид:

$$\bar{N} = -\cos \alpha \cdot \bar{j} - \sin \alpha \cdot \bar{k},$$

$$\bar{S}_1 = \bar{i}$$

$$\bar{S}_2 = \bar{j}.$$

$$\bar{S}_3 = \bar{k}$$

Воспользовавшись (1.9), получаем:

$$\bar{S}_1' = \bar{i}' = \bar{i} - 2 \cdot \bar{N} \cdot 0 = \bar{i}.$$

Ось x не изменила направление. Для осей y и z получаем:

$$\begin{aligned} \bar{S}_2' = \bar{j}' &= \bar{j} + 2 \cdot (\cos \alpha \cdot \bar{j} + \sin \alpha \cdot \bar{k}) \cdot (-\cos \alpha) = \bar{j} - 2 \cdot \cos^2 \alpha \cdot \bar{j} - \sin 2\alpha \cdot \bar{k} = \\ &= -\cos 2 \cdot \alpha \cdot \bar{j} - \sin 2 \cdot \alpha \cdot \bar{k} \end{aligned}$$

$$\bar{S}_3' = \bar{k}' = \bar{k} + 2 \cdot (\cos \alpha \cdot \bar{j} + \sin \alpha \cdot \bar{k}) \cdot (-\sin \alpha) = -\sin 2 \cdot \alpha \cdot \bar{j} + \cos 2 \cdot \alpha \cdot \bar{k}.$$

Находим углы между осями y, y' и z, z' :

$$\cos(\bar{j} \wedge \bar{j}') = -\cos 2 \cdot \alpha = \cos(180^\circ + 2 \cdot \alpha),$$

$$\cos(\bar{k} \wedge \bar{k}') = \cos 2 \cdot \alpha.$$

Ось y изменила направление на угол $180^\circ + 2\alpha$, а ось z на угол 2α .

Рассмотрим **влияние наклона зеркала на отклонение луча.**

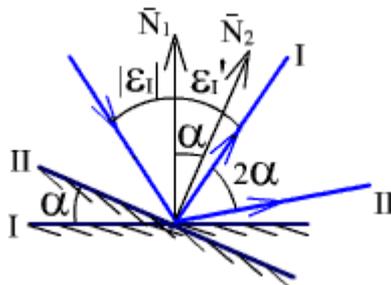


Рис. 2.4. Влияние наклона зеркала на отклонение луча.

Из рис. 2.4 видно, что **при повороте зеркала на угол α , луч отклоняется на угол 2α .**

2.1.2. Отражение от нескольких плоских зеркал.

Рассмотрим отражение от двух плоских зеркал (рис. 2.5).

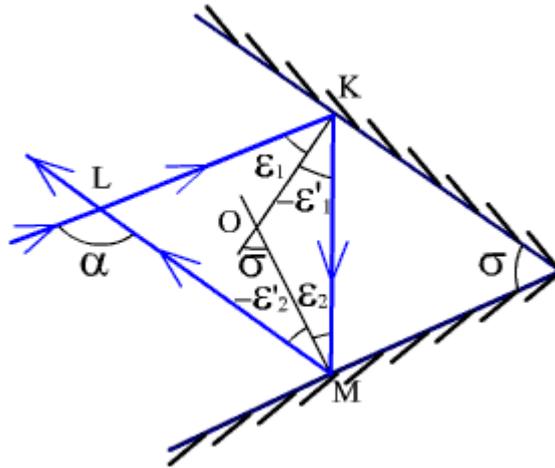


Рис. 2.5. Отражение от двух плоских зеркал.

Из рис. 2.5 следует:

$$\sigma = |\epsilon_1'| + |\epsilon_2|,$$

$$\alpha = |\epsilon_1| + |\epsilon_1'| + |\epsilon_2| + |\epsilon_2'|,$$

$$\alpha = 2 \cdot \sigma.$$

Угол отклонения луча α равен удвоенному углу между зеркалами σ .

При повороте системы из двух зеркал вокруг оси x , угол отклонения луча α – не меняется.

Четное число зеркал дает конгруэнтное изображение, то есть изображение будет либо прямое (рис. 2.6, 2.8), либо полностью перевернутое (рис. 2.7).

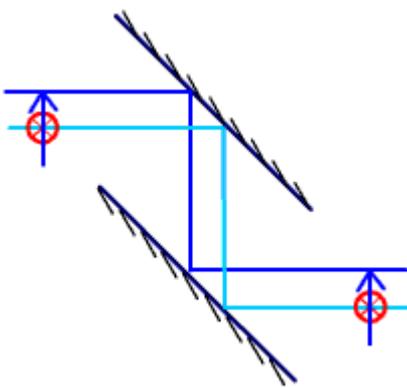


Рис. 2.6. Отражение от двух параллельных зеркал ($\sigma = 0^\circ$).

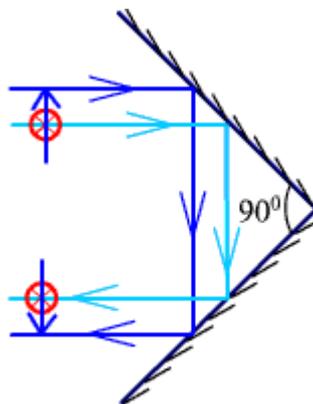


Рис. 2.7. Отражение от двух зеркал с углом $\sigma = 90^\circ$.

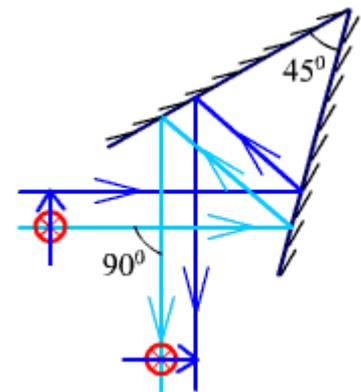


Рис. 2.8. Отражение от двух зеркал с углом $\sigma = 45^\circ$.

Если количество зеркал нечетное, то изображение будет зеркальным. При отражении луча от трех взаимно-перпендикулярных зеркал, луч меняет направление на полностью противоположное (рис. 2.9).

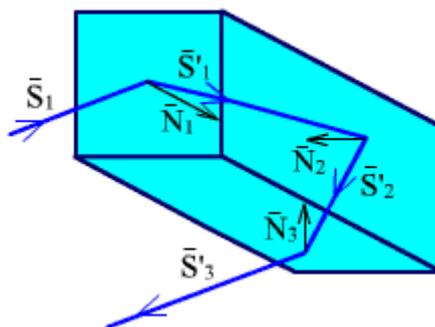


Рис. 2.9. Отражение от трех взаимно-перпендикулярных зеркал.

2.2. Плоскопараллельная пластинка

Плоскопараллельные пластинки применяются в качестве защитных стекол, светофильтров, сеток (пластинок с выгравированными на них шкалами). Часто применяемые в оптических приборах отражательные призмы во многих отношениях эквивалентны плоскопараллельной пластинке.

Рассмотрим работу плоскопараллельной пластинки в параксиальной области.

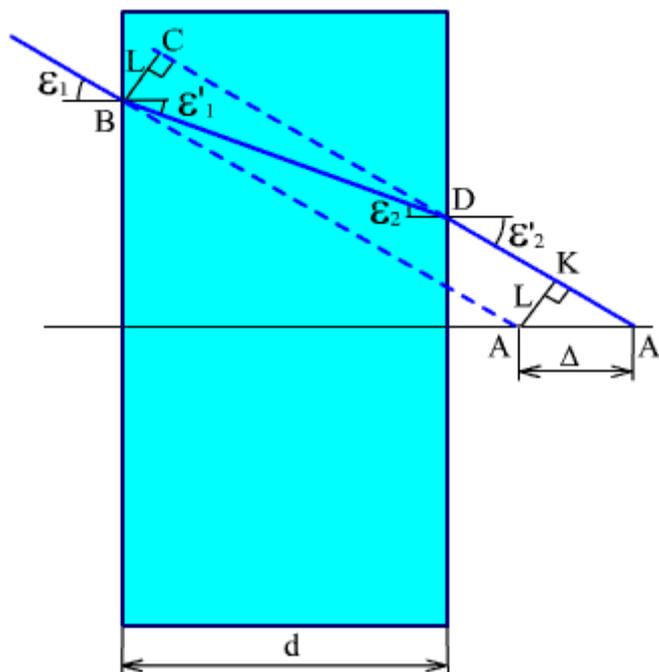


Рис. 2.10. Плоскопараллельная пластинка, перпендикулярная оптической оси.

Из рис. 2.10 следует:

$$\varepsilon_1' = \varepsilon_2, \quad (2.1)$$

$$n_1 = 1,$$

$$n_1' = n_2 = n,$$

$$n_2' = 1.$$

Закон преломления в параксиальной области для первой и второй поверхностей пластины имеет вид:

$$\varepsilon_1 = n \cdot \varepsilon_1', \quad (2.2)$$

$$n \cdot \varepsilon_2 = \varepsilon_2'. \quad (2.3)$$

Принимая во внимание (2.1), (2.2), (2.3), получаем:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2'.$$

Угол, образованный падающим лучом с оптической осью остается постоянным, происходит только параллельное смещение луча на величину Δ . Определим удлинение, вносимое плоскопараллельной пластинкой в параксиальной области. Из рис. 2.10 следует:

$$\Delta = \frac{L}{\varepsilon_1} = \frac{BD \cdot (\varepsilon_1 - \varepsilon_1')}{\varepsilon_1} = \frac{d \cdot (\varepsilon_1 - \varepsilon_1')}{\varepsilon_1 \cos \varepsilon_2} = d \cdot \left(1 - \frac{1}{n}\right),$$

$$\Delta = d - \frac{d}{n}. \quad (2.4)$$

Удлинение, вносимое пластинкой при конечных углах падения и преломления Δ_p , определяется по формуле:

$$\Delta_p = d \cdot \left(1 - \frac{\cos \varepsilon_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon_1}}\right). \quad (2.5)$$

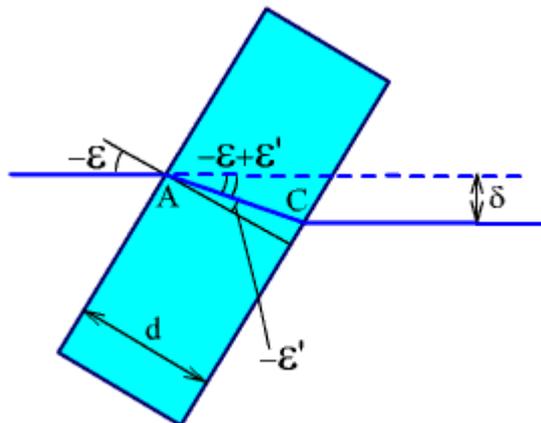


Рис. 2.11. Наклонная плоскопараллельная пластинка.

Если плоскопараллельная пластинка, стоящая перпендикулярно оптической оси, поворачивается на некоторый угол ε (рис. 2.11), то происходит смещение оптической оси на величину:

$$\delta = AC \cdot \sin(-\varepsilon + \varepsilon'),$$

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

$$AC = \frac{d}{\cos \varepsilon'}.$$

Если выполнить расчет в параксиальной области, то:

$$\delta = \frac{n-1}{n} \cdot d \cdot \sin \varepsilon. \quad (2.6)$$

2.3. Отражательные призмы

2.3.1. Классификация призм

Работа отражательной призмы аналогична работе системы, содержащей плоскопараллельную пластинку и зеркала.

Применение призм:

- для оборачивания изображения;
- для сокращения габаритов приборов;
- для разделения пучков лучей;
- для компенсаций поворота изображений.

Призмы и зеркала имеют одинаковое назначение.

Достоинства призм:

- угол между отражающими плоскостями всегда постоянный;
- потеря света, при полном внутреннем отражении практически равна нулю.

Недостаток зеркал:

- большой вес;
- потери света при отражении.

Классификация призм:

- призмы, которые меняют ход луча в одной плоскости. Они делятся на призмы с одним, двумя и тремя отражениями. Существуют призмы, состоящие из двух призм.
- призмы с крышей. Они строятся на базе призм с плоским ходом луча, только одна из отраженных граней заменяется двумя с двугранным углом 90° .

- призмённые системы. Они меняют ход лучей в пространстве и состоят из нескольких призм.

Каждая призма маркируется буквами и цифрами: первая буква определяет число отражающих граней (А – одна отражающая грань, Б – две, В – три), вторая - характер конструкции призмы (Р – равнобедренная, С – ромбическая, П – пента-призма, У – полупента-призма, Л – Лемана); число указывает угол отклонения осевого луча в градусах. Для обозначения призм с крышей добавляется маленькая буква к. Например, прямоугольная призма обозначается АР-90°, а эта же призма с крышей - АкР-90°.

2.3.2. Призмы с одним отражением

Прямоугольная призма

Прямоугольная призма (рис. 2.12) может стоять как в параллельном, так и в сходящемся пучке лучей.

Излом оси 90°, изображение зеркальное.

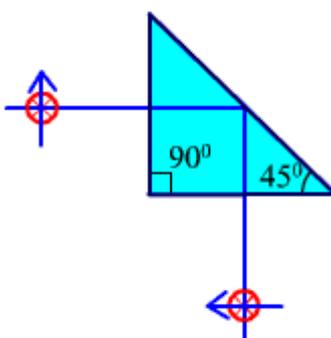
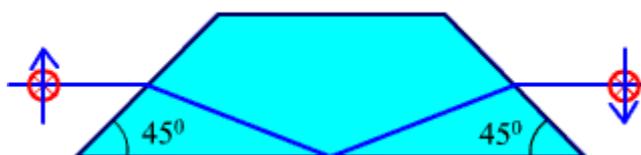


Рис. 2.12. Прямоугольная призма.

Призма Дове

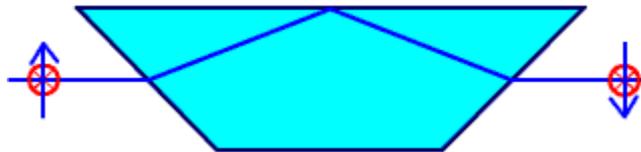
Призма Дове не отклоняет и не смещает оптическую ось, она служит для компенсации поворота изображения в оптических приборах, дает зеркальное изображение, может устанавливаться только в параллельных пучках. При установке призмы Дове в сходящихся или расходящихся пучках она вносит несимметричные искажения, которые невозможно исправить линзовой оптикой.



а) Исходное положение призмы.



б) Призма повернута на 90° , изображение повернулось на 180° .



в) Призма повернута на 180° , изображение повернулось на 360° .

Рис. 2.13. Призма Дове.

При повороте призмы на угол α , изображение поворачивается на угол 2α . Поворот изображения в зависимости от угла поворота призмы показан на рис. 2.13 и рис. 2.14.

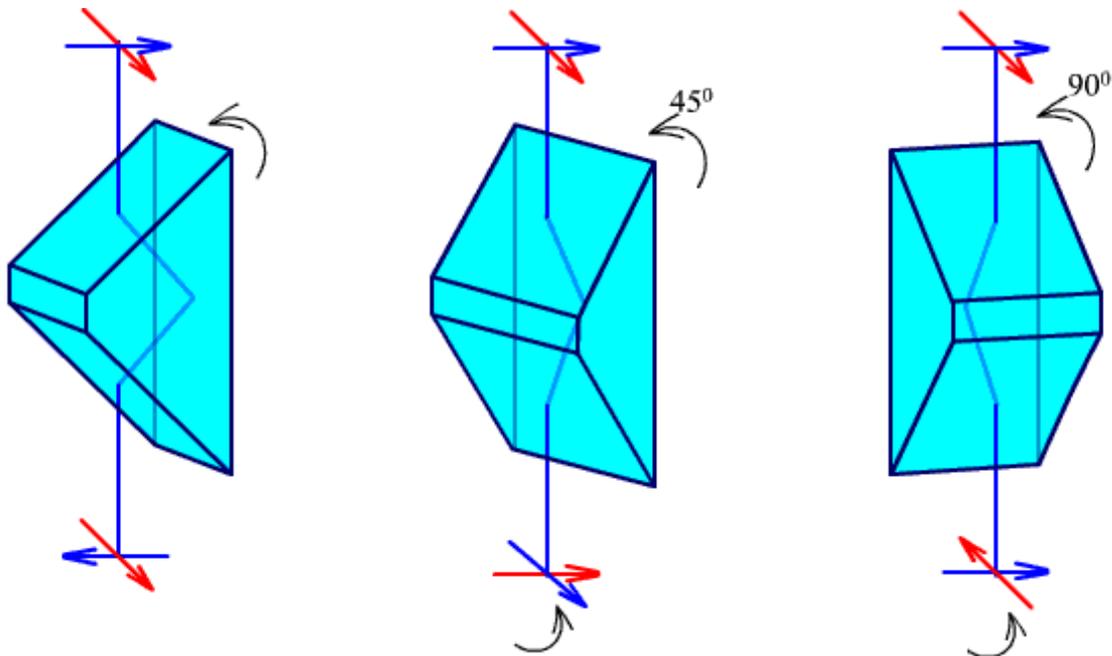
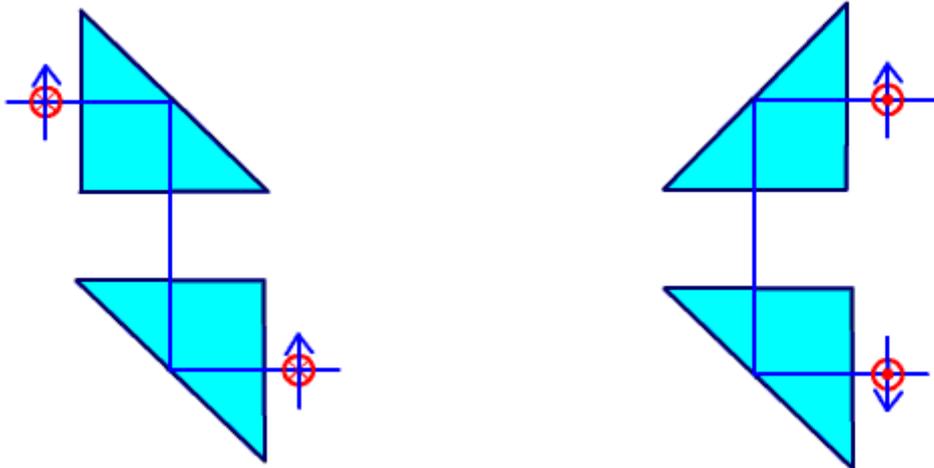


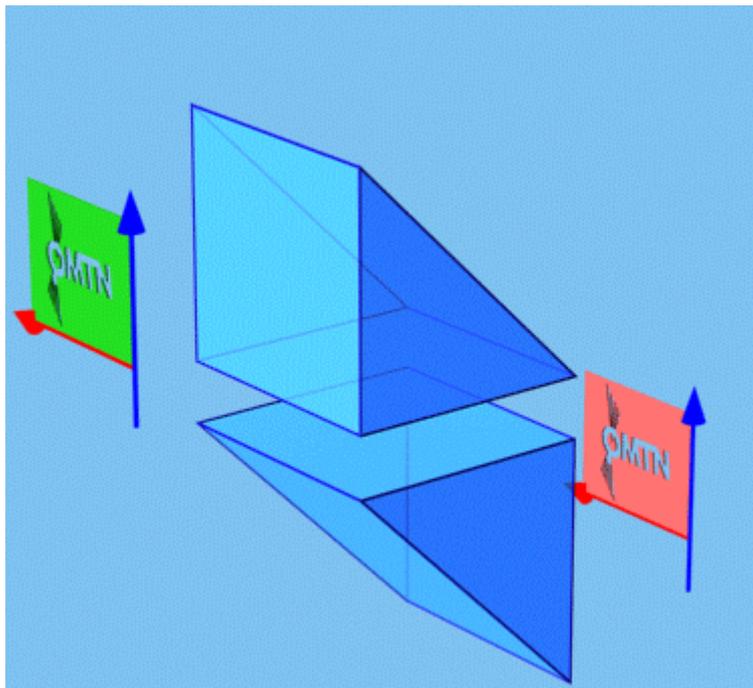
Рис. 2.14. Поворот изображения при повороте призмы Дове.

Рассмотрим, из-за чего возникает поворот изображения в оптических приборах. На рис. 2.15 показана система, состоящая из двух прямоугольных призм.



а) Изображение прямое

б) Призма повернута на 180° ,
изображение – на 180°

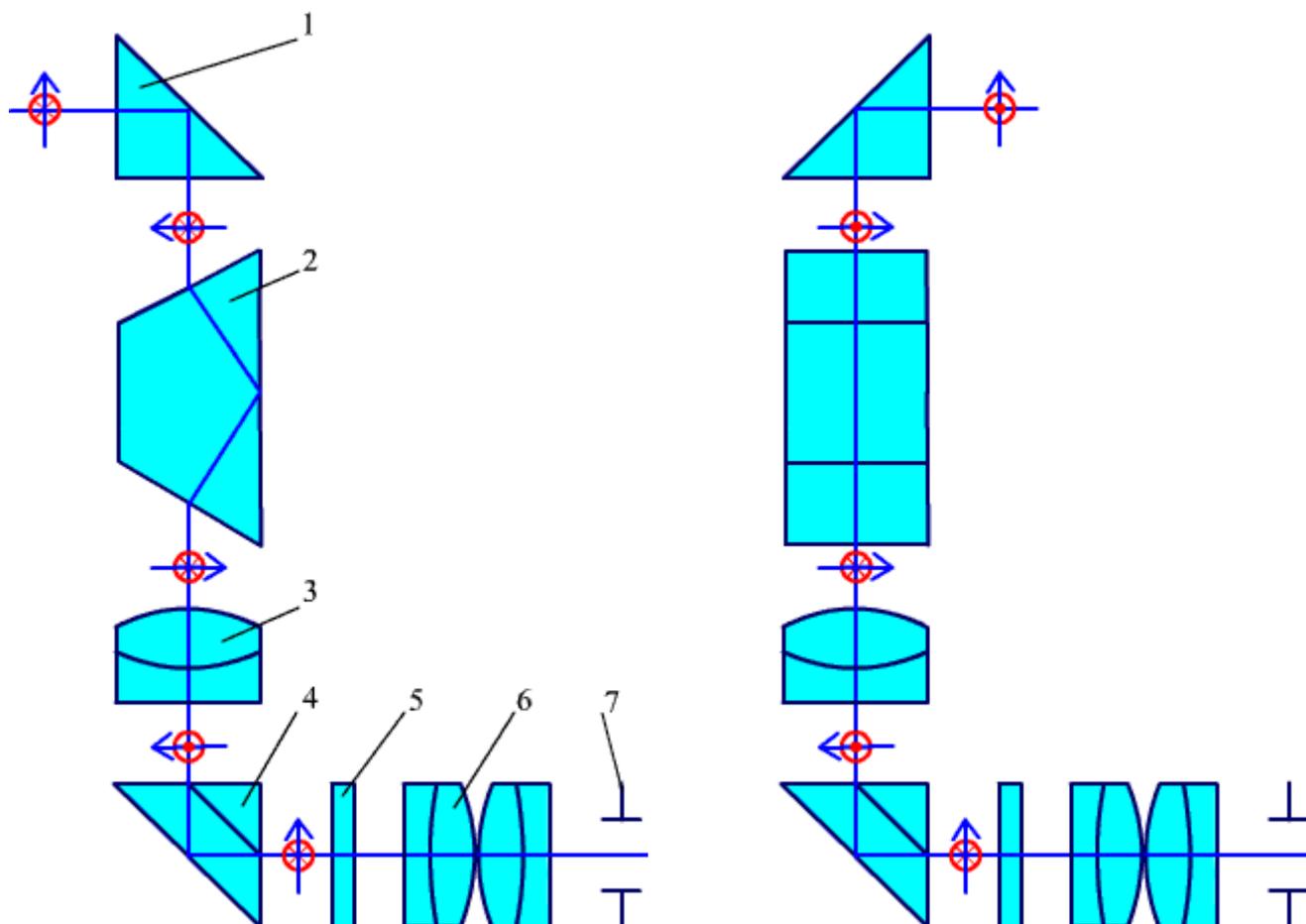


в) Поворот изображения при вращении головной призмы

Рис. 2.15. Поворот изображения из-за вращения головной призмы
вокруг оси y .

При повороте головной призмы вокруг оси y , можно осуществить обзор по горизонту на 360° . При этом происходит поворот изображения. Если призма поворачивается на угол α , изображение поворачивается также на угол α .

Рассмотрим компенсацию поворота изображения с помощью призмы Дове на примере классической панорамы Герца.



- 1-головная призма (вращается на 360°);
- 2-призма Дове;
- 3-объектив;
- 4-прямоугольная призма с крышей;
- 5-сетка;
- 6-окуляр;
- 7-выходной зрачок.

Рис. 2.16. Панорама Герца.

Если головная призма 1 поворачивается на угол α , то для компенсации поворота изображения необходимо повернуть призму Дове на угол $\frac{\alpha}{2}$. На рис.

2.16 показаны два положения головной призмы – исходное и повернутое на угол 180° . Для получения в системе прямого непернутого изображения нужно повернуть призму Дове на 90° .

2.3.3. Призмы с двумя и тремя отражениями

Призма-ромб

Призму-ромб можно рассматривать как комбинацию двух прямоугольных призм, между которыми находится плоскопараллельная пластинка (рис. 2.17). Призма-ромб дает параллельное смещение оптической оси и прямое изображение.

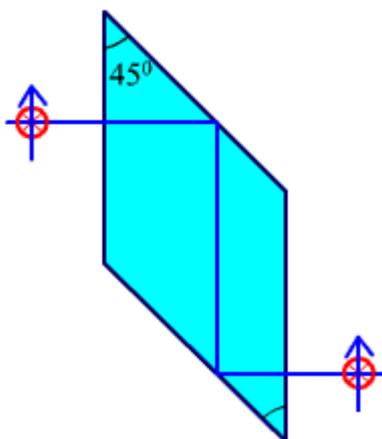


Рис. 2.17. Призма-ромб.

Прямоугольная призма с двумя отражениями

На рис. 2.18 дана прямоугольная призма с двумя отражениями. В призме входной гранью является гипотенузная. Призма дает полностью перевернутое изображение, излом оси 180° .

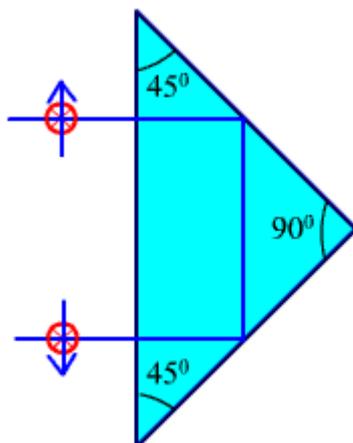


Рис. 2.18. Прямоугольная призма с двумя отражениями.

Пента-призма

На рис. 2.19 приведена пента-призма. В призме излом оси 90° , изображение прямое. Углы падения лучей на отражающие грани меньше предельных углов полного внутреннего отражения, поэтому требуется нанесение отражающего покрытия.

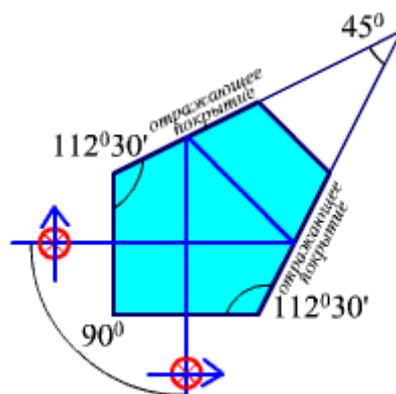


Рис. 2.19. Пента-призма.

На рис. 2.20 дана полупента-призма. Она дает излом оптической оси 45° и прямое изображение. На отражающую грань нужно наносить отражающее покрытие.

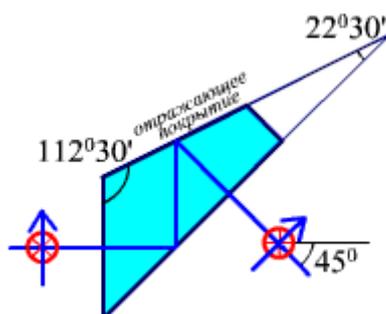


Рис. 2.20. Полупента-призма.

Призмы с тремя отражениями

Из призм с тремя отражениями рассмотрим две: призму Шмидта и призму Лемана.

Призма Шмидта

Призма Шмидта (рис. 2.21) дает зеркальное изображение и отклоняет оптическую ось на 45° . На вторую отражающую грань наносится отражающее покрытие.

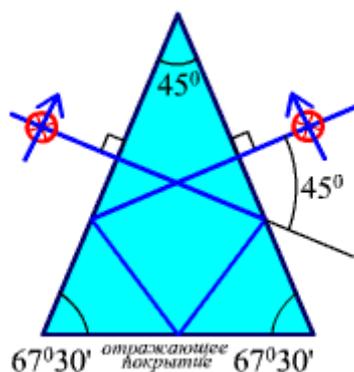


Рис. 2.21. Призма Шмидта.

Призма Лемана

Призму Лемана (рис. 2.22) можно рассматривать как комбинацию двух прямоугольных призм с углами 60° и 30° . Призма Лемана дает смещение оптической оси и зеркальное изображение. На третью отражающую грань наносится отражающее покрытие. Нерабочая часть призмы (где не проходят лучи) фрезеруется.

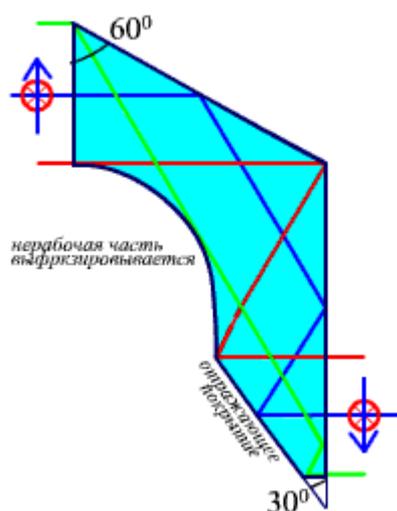


Рис. 2.22. Призма Лемана.

2.3.4. Расчет призм

Рассчитать призму — это не только определить ее размеры, но и определить правильное ее положение в оптической системе.

Будем рассматривать расчет призм, стоящих в непараллельных пучках лучей. В этом случае диаметры пучков лучей на входной и выходной гранях будут различными. Расчет призмы выполняется по максимальному диаметру пучка лучей.

Рассмотрим некоторые зависимости, которые используются при расчете призм.

Обратимся к рис. 2.23. Из рисунка следует, что можно найти толщину воздушной пластинки, у которой высоты луча на входной и выходной гранях будут такие же, как и у стеклянной пластинки. Следовательно, при расчетах можно заменять стеклянную пластинку на воздушную.

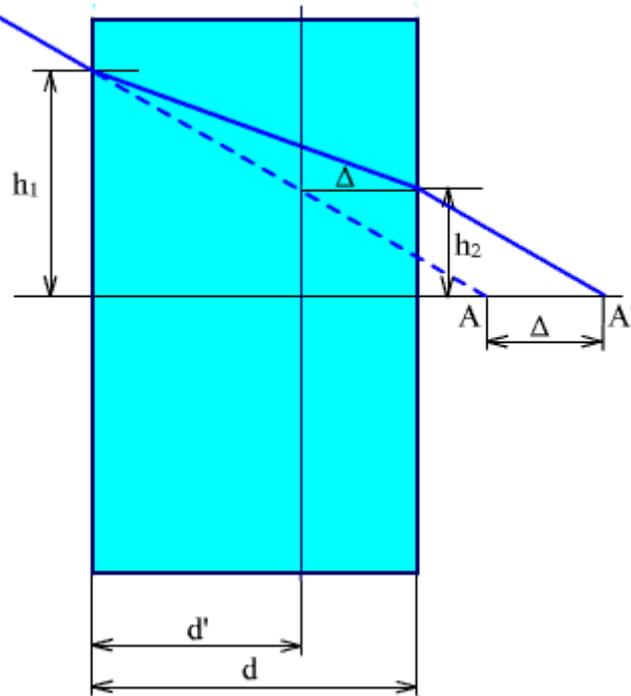


Рис. 2.23. Определение толщины редуцированной плоскопараллельной пластинки.

Воздушная пластинка d' , называется **редуцированной воздушной пластинкой**, у нее высоты h_1 и h_2 такие же, как и у реальной стеклянной пластинки.

$$d' = d - \Delta = d - \left(d - \frac{d}{n}\right) = \frac{d}{n}$$

$$d' = \frac{d}{n} \text{ – толщина редуцированной пластинки.} \quad (2.7)$$

Полученная формула (2.7) позволяет упростить расчеты при определении расстояний между компонентами оптической системы.

Рассмотрим пример (рис. 2.24). Пусть изображение находится в задней фокальной плоскости объектива, у которого $S'_{F'} = 100.6 \text{ мм}$. В ход лучей ввели сетку с толщиной $d = 4.5 \text{ мм}$, показатель преломления материала сетки $n = 1.5$. изображение должно находиться на второй поверхности сетки. Определить расстояние между объективом и сеткой.

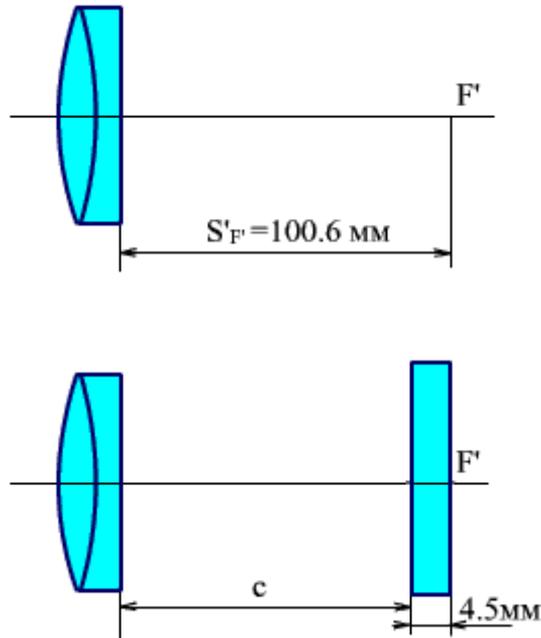


Рис. 2.24. Определение расстояния от объектива до сетки.

Расстояние c можно определить по формуле:

$$c = S_{F'}' + \Delta - d = S_{F'}' - \frac{d}{n} - d + d = S_{F'}' - \frac{d}{n} = 97.6.$$

Из формулы видно, что достаточно определить толщину редуцированной воздушной пластинки и отнять ее от $S_{F'}'$:

$$c = S_{F'}' - \frac{d}{n} \quad (2.8)$$

В каждой призме существует определенная зависимость между наибольшей шириной пучка лучей, могущего пройти через призму, и длиной хода луча в призме.

$$d = k \cdot a, \quad (2.9)$$

где d - длина хода луча в призме, k - коэффициент, характеризующий призму, a - диаметр пучка лучей, которые призма пропускает.

Для определения коэффициента k применяется развертка призмы.

Развертка призмы заключается в определении толщины плоскопараллельной пластинки, в которой длина хода луча такая же, как в исходной призме. Для нахождения развертки следует построить в последовательном порядке изображение призмы и отраженных лучей во всех отражающих гранях. На рис. 2.25 дана развертка призмы-ромб.

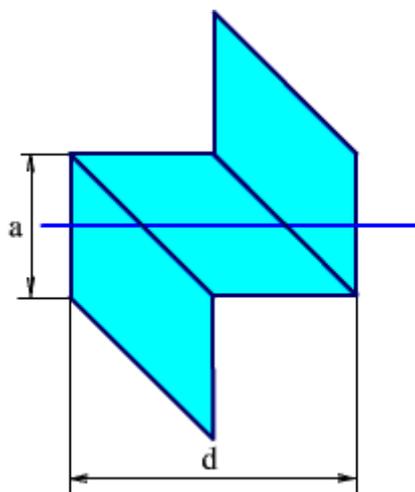


Рис. 2.25. Развертка призмы-ромб.

На рис. 2.26 показано значение a и k для прямоугольных призм с одним и двумя отражениями.

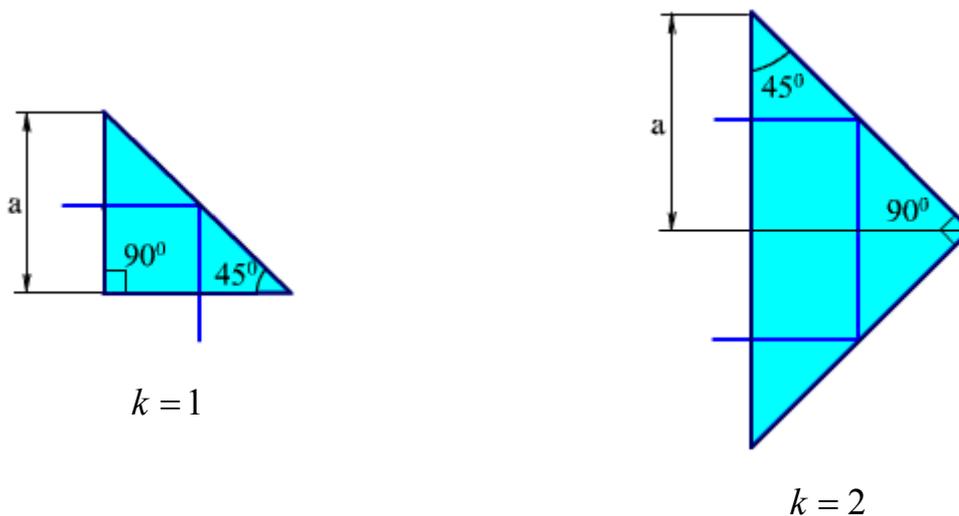


Рис. 2.26. Определение коэффициента k для прямоугольной призмы.

Определим еще одну зависимость, позволяющую выполнять расчет призм. Пусть известно положение выходной грани призмы, толщина редуцированной воздушной пластинки и положение входной грани призмы.

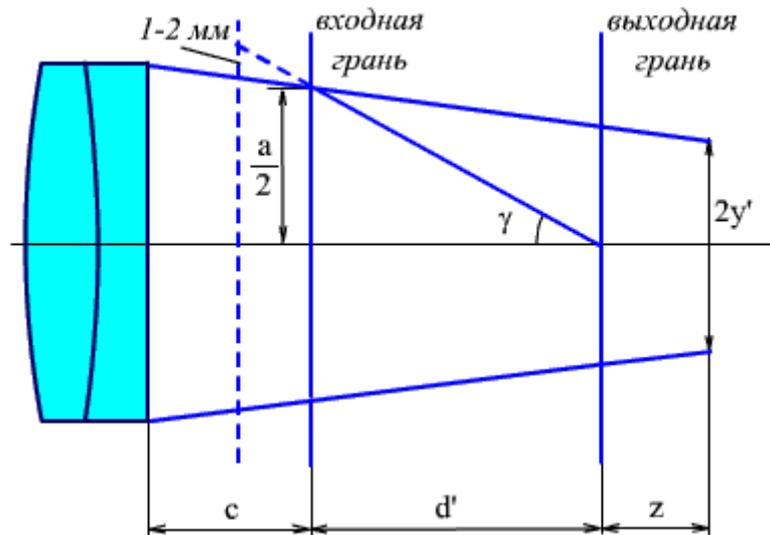


Рис. 2.27. Расчет призмы, стоящей в сходящемся пучке лучей.

Тогда из рис. 2.27 следует:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{a}{2 \cdot d'} = \frac{a \cdot n}{2 \cdot d} = \frac{a \cdot n}{2 \cdot k \cdot a} = \frac{n}{2 \cdot k},$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{n}{2 \cdot k}. \quad (2.10)$$

В формулу (2.10) не входят ни диаметр пучка a , ни длина хода луча в призме. В связи с этим может быть предложена следующая последовательность расчета призмы:

1. Проводим габаритные линии, соединяющие края объектива и края изображения.
2. Задаем положение выходной грани призмы. Если система визуальная, то $z \approx 0.01 f'^2_{ок}$.
3. Определяем $\operatorname{tg} \gamma$ по формуле (2.10).
4. $\frac{a}{2}$ снимаем с чертежа; чтобы не водить срезание пучков лучей размер $\frac{a}{2}$ следует увеличить на 1–2 мм (штриховая линия).
5. Определяем длину хода луча в призме по формуле: $d = k \cdot a$.
6. Определяем толщину редуцированной пластинки: $d' = \frac{d}{n}$.
7. Определяем расстояние между объективом и призмой. Если предмет в ∞ и изображение в задней фокальной плоскости, то $c = S'_F - z - d'$. Если предмет на конечном расстоянии, тогда вместо S'_F используется S' : $c = S' - z - d'$. Если изображение должно находиться на второй

поверхности сетки, тогда $c = S'_{F'} - z - d' - d'_c$, где $d'_c = \frac{d_c}{n}$, d_c - толщина сетки.

Если диаметр изображения больше диаметра объектива, тогда задается расстояние от объектива до входной грани призмы и определяется размер и положение выходной (рис. 2.28).

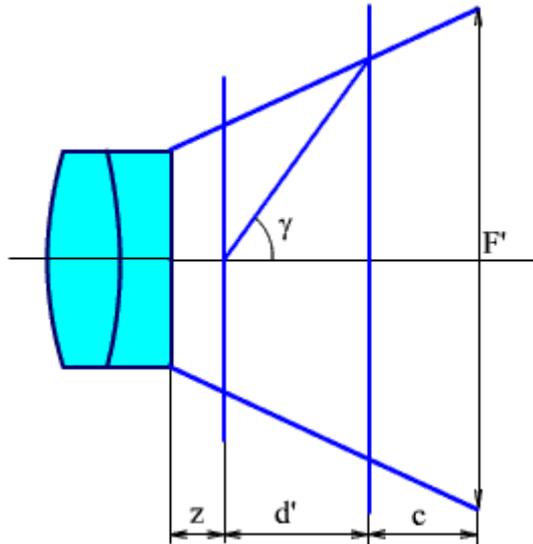


Рис. 2.28. Расчет призмы, стоящей в расходящемся пучке лучей.

2.3.5. Призмы с крышей

Для оборачивания изображения в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа, на одну из отражательных граней призмы наносят крышу: одну из отражающих граней заменяют двумя перпендикулярными друг другу плоскостями, ребро которых лежит в главном сечении призмы (рис. 2.29).

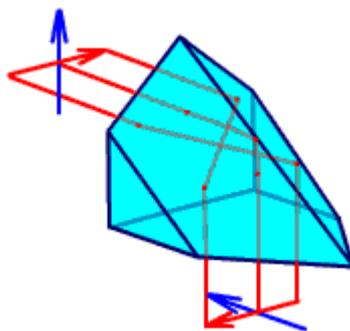


Рис. 2.29. Призма с крышей.

Лучи, идущие от горизонтальной (красной) стрелки, расположенной перпендикулярно ребру крыши, попадают, соответственно, на левую и правую отражающие поверхности крыши, затем пучки перекидываются на

противоположные стороны крыши и направляются на выходную грань призмы. Происходит оборачивание стрелки справа налево.

Лучи, идущие от параллельной оси y стрелки (синей), проходят через призму с крышей так же, как и через призму без крыши.

Крышу наносят на отражающую грань, но эта грань не должна быть одновременно входной или выходной. Если одна из отражающих граней призмы требует нанесения отражающего покрытия, то крышу выгоднее наносить на эту грань, т.к. крыша не требует нанесения зеркального покрытия.

Отражающее действие призмы с крышей можно определить, используя закон отражения в векторном виде (1.9). Для этого необходимо найти выражение для ортов нормалей к граням крыши, эти нормали не лежат ни в одной из координатных плоскостей.

Обратимся к рис. 2.30, на котором даны сечения призмы плоскостью $a-a$, перпендикулярной ребру крыши (в), вид спереди (а) и вид сбоку (б). Нормали к граням крыши будут лежать в плоскости $a-a$. Проекция ортов нормалей на ось x и линию пересечения плоскости $a-a$ с плоскостью xoy даны на рис. 2.30 (в). Проекция орта нормали на линию пересечения плоскостей $a-a$ и xoy перенесена на рис. 2.30 (а) и разложена на координатные оси y и z . Угол α - угол между входной гранью и плоскостью, перпендикулярной ребру крыши.

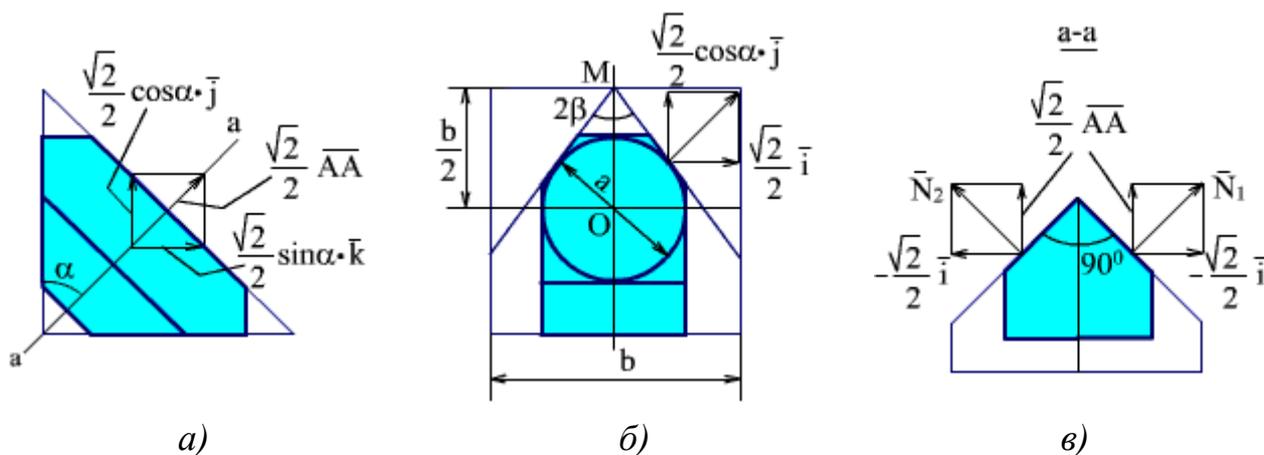


Рис.2.30. Призма с крышей: вид спереди, сбоку и сечение.

Выражения для ортов нормалей будут иметь вид:

$$\bar{N}_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \bar{i} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos \alpha \cdot \bar{j} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \sin \alpha \cdot \bar{k}$$

$$\bar{N}_2 = -\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \bar{i} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos \alpha \cdot \bar{j} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \sin \alpha \cdot \bar{k}$$

Выражения для ортов падающих лучей как в 2.1.1:

$$\vec{S}_1 = \vec{i}, \vec{S}_2 = \vec{j}, \vec{S}_3 = \vec{k}.$$

Решение задачи в остальном аналогично решению, приведенному в 2.1.1, только в данном случае нужно найти отраженный луч от двух отражающих поверхностей.

Определим зависимость между диаметром пучка лучей a , который проходит через призму и размером входной грани b .

Из рис. 2.30 следует:

$$b = \frac{a}{\sin \beta}.$$

Принимая во внимание:

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{1}{\cos \alpha},$$

$$\frac{1}{\sin \beta} = \sqrt{1 + \operatorname{ctg}^2 \beta},$$

получаем:

$$b = \frac{a}{\sin \beta} = a \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\cos^2 \alpha}} = a \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha}} = a \cdot \sqrt{2 + \operatorname{tg}^2 \alpha},$$

$$b = a \cdot \sqrt{2 + \operatorname{tg}^2 \alpha}.$$

Диаметр пучка лучей при прохождении через призму с крышей будет отличаться от диаметра пучка, который проходит через призму без крыши в $\sqrt{2 + \operatorname{tg}^2 \alpha}$ раз.

Длина хода луча в призме с крышей равна:

$$d = k \cdot b = k_1 \cdot a,$$

где $k_1 = k \cdot \sqrt{2 + \operatorname{tg}^2 \alpha}$,

α - угол между нормалью к ребру крыши и входной или выходной гранью.

При расчете призм с крышей по графо-аналитическому методу:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{n}{2 \cdot k_1}.$$

Все остальные расчеты выполняются так же, как и в простых призмах.

2.3.6. Призменные системы

Из призмных систем наиболее распространенными являются системы Малафеева первого рода (система Порро I рода) – рис. 2.31 и система Малафеева второго рода (система Порро II рода) – рис. 2.32.

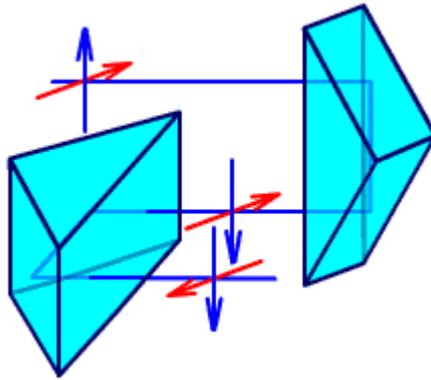


Рис. 2.31. Система Малафеева I рода.

Система Малафеева I рода состоит из двух одинаковых прямоугольных призм с двумя отражениями, главные сечения которых взаимно перпендикулярны. Такая система дает полное оборачивание.

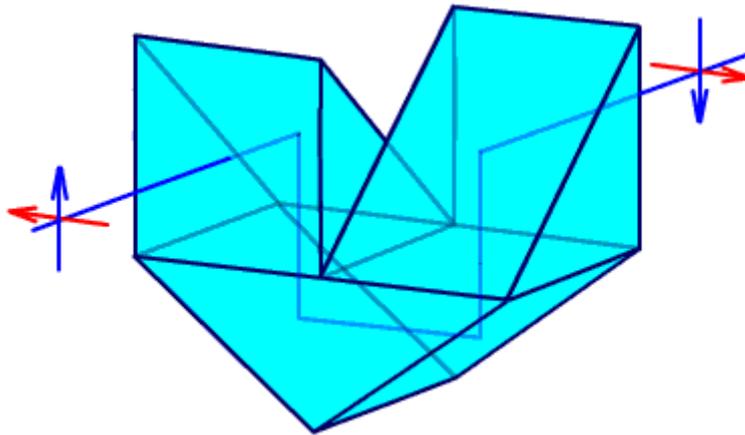


Рис. 2.32. Система Малафеева II рода.

Система Малафеева II рода состоит из двух прямоугольных призм с одним отражением и одной призмы с двумя отражениями. Эта система также дает полное оборачивание.

2.4. Клинья

2.4.1. Работа клиньев. Вращающиеся и перемещающиеся клинья

Клин – преломляющая призма с малым углом преломления ($\sigma < 6^\circ$). Клинья используются в качестве компенсаторов при юстировках и измерениях. Определим угол отклонения луча клином (рис. 2.33).

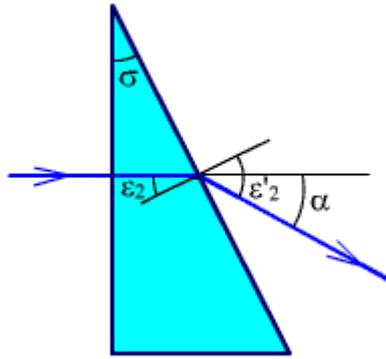


Рис. 2.33. Клин.

При малых углах закон преломления будет иметь вид:

$$n \cdot \varepsilon = n' \cdot \varepsilon'.$$

Пусть первая поверхность перпендикулярна падающему лучу. Из рис. 2.33 следует:

$$\alpha = \varepsilon_2' - \varepsilon_2.$$

Принимая во внимание:

$$n \cdot \varepsilon_2 = \varepsilon_2',$$

$$\varepsilon_2 = \sigma,$$

получаем:

$$\alpha = n \cdot \varepsilon_2 - \varepsilon_2 = \sigma(n - 1),$$

$$\alpha = \sigma(n - 1). \quad (2.11)$$

Угол отклонения луча клином α не меняется при повороте клина вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа.

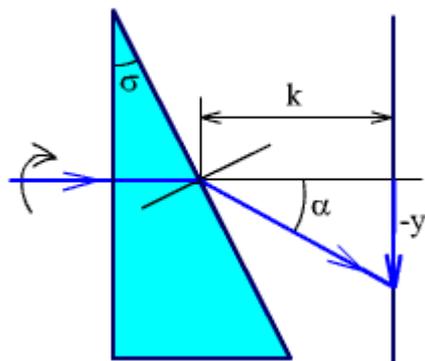


Рис. 2.34. Вращающийся клин.

Рассмотрим работу вращающихся клиньев. При вращении одного клина (рис. 2.34) изображение точки описывает окружность радиуса y' . Радиус этой окружности равен:

$$y' = k \cdot \alpha = \sigma(n - 1)k.$$

Для того, чтобы получить прямолинейное движение осевой точки, необходимо иметь два одинаковых вращающихся клина. На рис. 2.35 (а) показаны два клина в максимуме отклонения:

$$\alpha = 2(n - 1)\sigma.$$

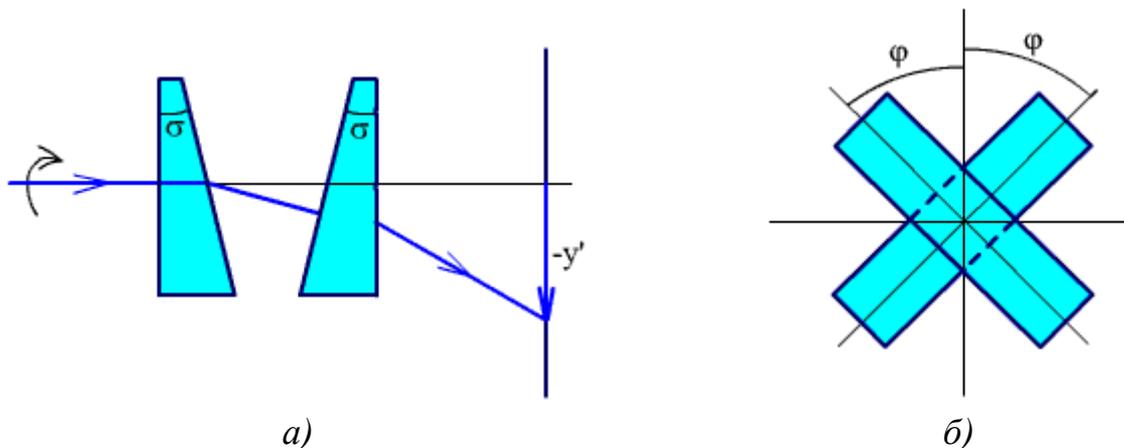


Рис. 2.35. Два вращающихся клина.

Если основания клиньев направлены в противоположные стороны, тогда $\alpha = 0$.

При повороте клиньев вокруг оптической оси на равные углы в противоположных направлениях (рис. 2.35 (б)), угол отклонения луча изменяется в соответствии с формулой:

$$\alpha = 2(n - 1)\sigma \cdot \cos \varphi.$$

Прямолинейное перемещение осевой точки можно получить за счет поступательного перемещения клина (рис. 2.36). В этом случае:

$$\Delta y' = z \cdot \alpha = z \cdot \sigma(n - 1).$$

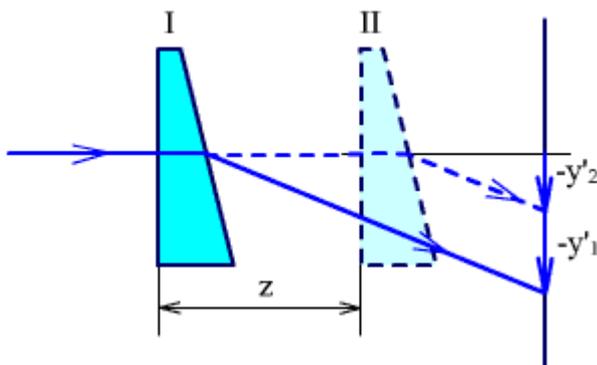


Рис. 2.36. Поступательное перемещение клина.

Поступательно перемещающийся клин для компенсации и измерения малых линейных величин является менее точным.

Вращающиеся клинья можно использовать только в параллельных пучках лучей, а перемещающиеся клинья можно использовать и в сходящихся пучках лучей.

Клин с переменным преломляющим углом показан на рис. 2.37. Одна из линз перемещается относительно другой. В исходном положении две линзы вместе образуют плоскопараллельную пластинку.

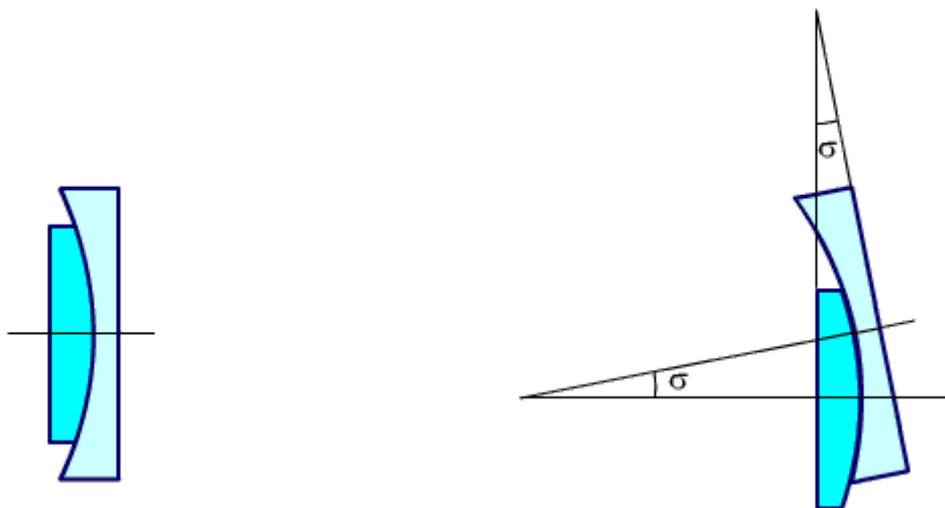


Рис. 2.37. Клин с переменным преломляющим углом.

2.4.2. Ахроматизация клиньев

Клин вносит в оптическую систему хроматизм.

Продифференцируем выражение (2.11):

$$d\alpha = \sigma \cdot dn. \quad (2.12)$$

Исключим σ из (2.12), принимая во внимание (2.11), тогда получим:

$$d\alpha = \frac{\alpha}{n-1} dn = \frac{\alpha}{v},$$

где v - коэффициент дисперсии.

Хроматизм, в угловой мере, вносимый клином, будет определяться по формуле:

$$d\alpha = \frac{\sigma(n-1)}{v}. \quad (2.13)$$

Для устранения хроматизма клинья склеиваются из двух простых клиньев (из крона и флинта), ориентированных в разные стороны (рис. 2.38).

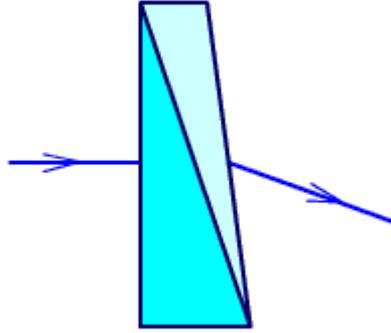


Рис. 2.38. Ахроматизованный клин.

Угол отклонения луча двумя клиньями равен:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = \sigma_1(n_1 - 1) + \sigma_2(n_2 - 1).$$

Для устранения хроматизма необходимо выполнить условие:

$$\sigma_1(n_{F_1'} - 1) + \sigma_2(n_{F_2'} - 1) = \sigma_1(n_{C_1'} - 1) + \sigma_2(n_{C_2'} - 1). \quad (2.14)$$

После преобразования (2.14) с учетом значения числа Аббе $v = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$,

получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{n_1 - 1}{v_1} \cdot \sigma_1 = \frac{n_2 - 1}{v_2} \cdot \sigma_2 \\ \alpha = \sigma_1 \cdot (n_1 - 1) + \sigma_2 \cdot (n_2 - 1) \end{cases}.$$

Решение системы уравнений позволяет получить формулы для определения углов клиньев (2.15) и (2.16) при заданных стеклах:

$$\sigma_1 = \frac{\alpha}{(n_1 - 1) \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)}, \quad (2.15)$$

$$\sigma_2 = - \frac{\alpha}{(n_2 - 1) \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)} \cdot \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.16)$$

Из формул следует, что для того, чтобы σ_1 и σ_2 были небольшими, v_1 и v_2 должны сильно различаться. Один клин делают из крона, а другой из флинта.

2.5. Сферические и асферические зеркала

2.5.1. Формулы идеальной оптической системы для зеркал

Выведем формулы для идеального зеркала.

У зеркал передняя и задняя главные плоскости H и H' проходят через вершину зеркала и совпадают.

Передний и задний фокусы F и F' совпадают, знаки переднего и заднего фокусного расстояния одинаковые: $f = f'$.

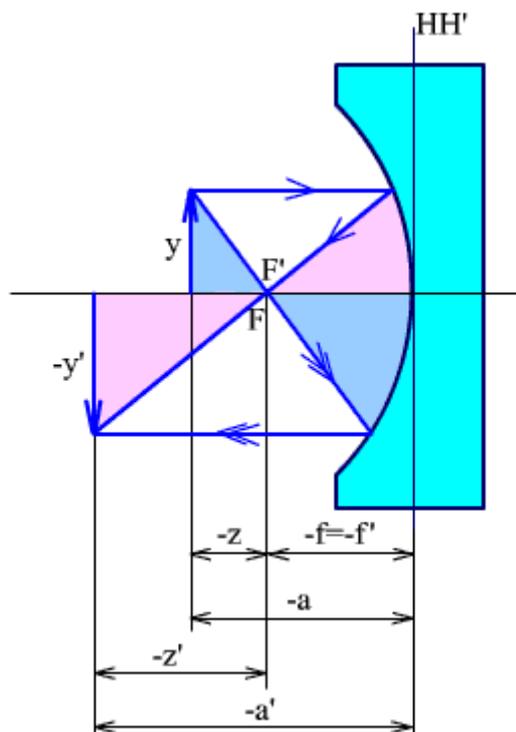


Рис. 2.39. Вогнутое зеркало.

Из подобия треугольников (рис. 2.39) следует:

$$-\frac{y'}{y} = \frac{-z'}{-f'} = \frac{-f'}{-z}.$$

Линейное увеличение равно:

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{z'}{f'} = -\frac{f'}{z}. \quad (2.17)$$

Из (2.17) получаем:

$$z \cdot z' = f'^2. \quad (2.18)$$

Из рис. 2.39 следует:

$$-z - f' = -a,$$

$$-z' - f' = -a',$$

$$z = a - f', \quad (2.19.a)$$

$$z' = a' - f'. \quad (2.19.б)$$

Подставляя (2.19) в (2.18) имеем:

$$(a - f')(a' - f') = f'^2. \quad (2.20)$$

После преобразования (2.20) получаем формулу отрезков для зеркал:

$$\frac{1}{a'} + \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}. \quad (2.21)$$

Найдем вспомогательную формулу для отношения отрезков a и a' :

$$\frac{a}{a'} = \frac{z' + f'}{z + 1} = \frac{\frac{f'^2}{z} + f'}{z + f'} = \frac{f'}{z} \cdot \frac{f' + z}{z + f'} = -\beta,$$

Формула для определения линейного увеличения в зеркалах:

$$\beta = -\frac{a}{a'} \quad (2.22)$$

2.5.2. Анаберрационные зеркальные поверхности

Сопряженные точки, не имеющие сферической аберрации, называются **анаберрационными**. Можно показать (см. Дополнительные главы), что осесимметричные поверхности второго порядка имеют анаберрационные точки. Такие точки находятся в геометрических фокусах этих поверхностей.

У сферы анаберрационные точки A и A' находятся в центре кривизны поверхности и совпадают (рис. 2.40). Это свойство сферической поверхности используется при контроле поверхности.

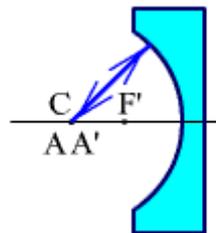


Рис. 2.40. Сфера.

На рис. 2.41. показано меридиональное сечение эллипсоида вращения. анаберрационные точки A и A' находятся в геометрических фокусах поверхности, предмет и изображение действительные.

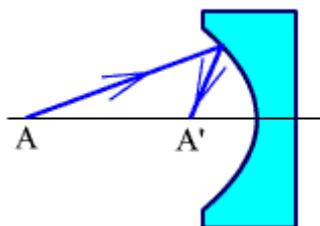


Рис. 2.41. Эллипс.

У параболоида вращения одна анаберрационная точка находится в бесконечности, а вторая в фокусе F' (рис. 2.42).

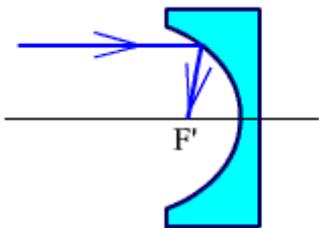


Рис. 2.42. Парабола.

У гиперboloида вращения одна анаберрационная точка действительная, а вторая - мнимая (рис. 2.43).

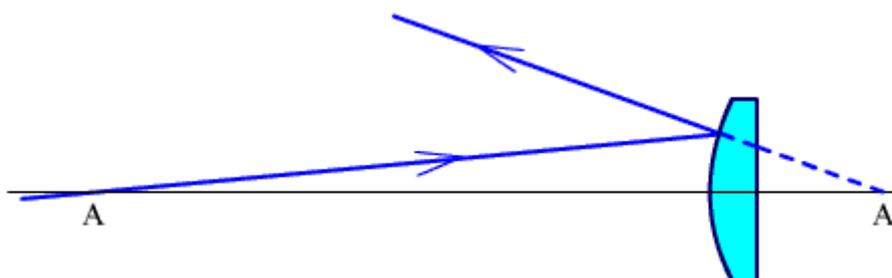


Рис. 2.43. Гипербола.

2.5.3. Анаберрационные зеркальные системы

В системе Кассегрена (рис. 2.44) первая поверхность параболическая, а вторая – гиперболическая.

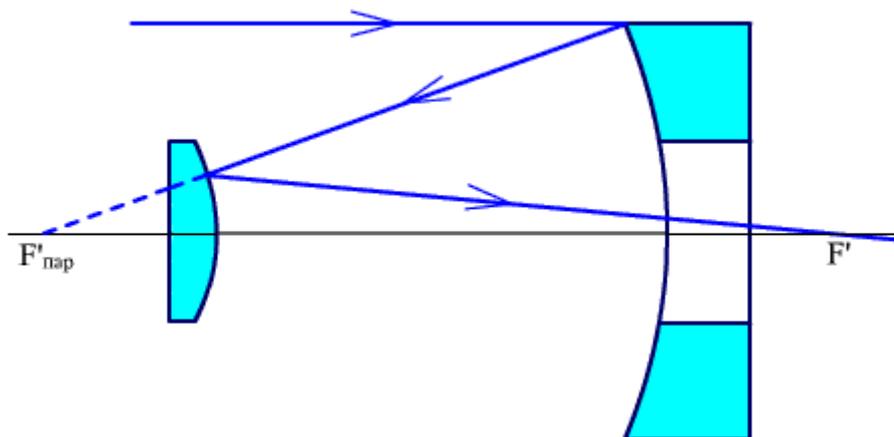


Рис. 2.44. Система Кассегрена.

При идеальном качестве в центре поля система имеет большую кому, ограничивающую угловое поле системы.

В системе Грегори (рис. 2.45) первое зеркало параболическое, а второе – эллиптическое.

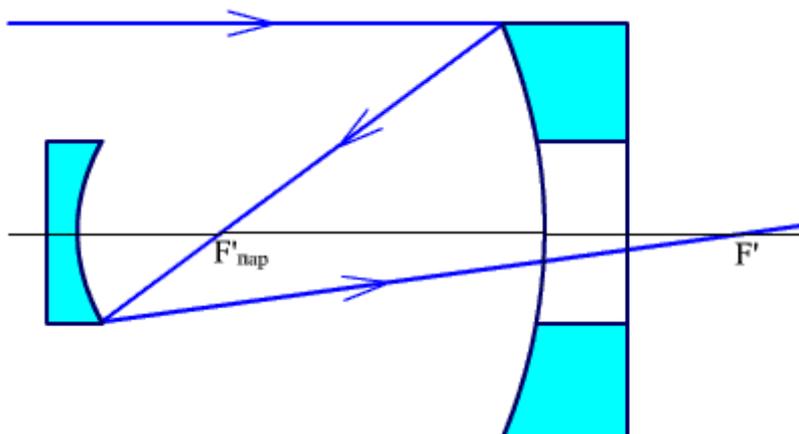


Рис. 2.45. Система Грегори.

Система имеет действительное промежуточное изображение в фокальной плоскости параболоида, в результате этого объектив дает прямое изображение.

В системе Грегори так же, как и в системе Кассегрена, маленькое угловое поле из-за комы. Объектив Кассегрена короче объектива Грегори, поэтому находит большее применение.

Показанная на рис. 2.46 система Мерсенна является телескопической, поэтому первое и второе зеркала – параболические.

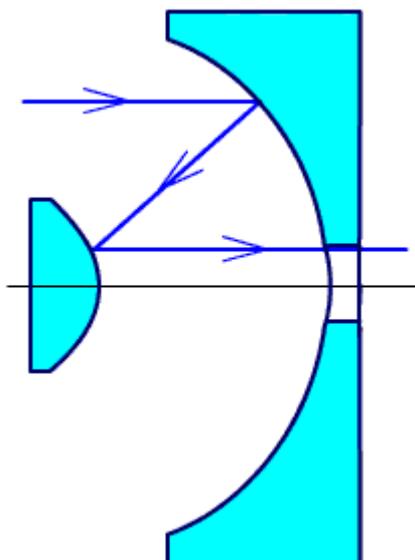


Рис. 2.46. Система Мерсенна.

Система может использоваться в качестве насадки на объектив и для уменьшения расходимости лазерных пучков.

Если предмет находится в бесконечности, то сферическая aberrация сферического зеркала (рис. 2.47), определяется по формуле:

$$\Delta S' = \frac{r}{2} \cdot \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{m}{r}\right)^2}} \right]. \quad (2.23)$$

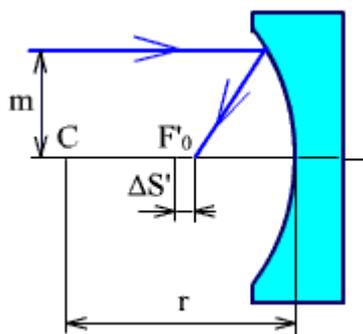


Рис. 2.47. Сферическая aberrация сферического зеркала.

2.6. Преломляющие поверхности

2.6.1. Плоские преломляющие поверхности

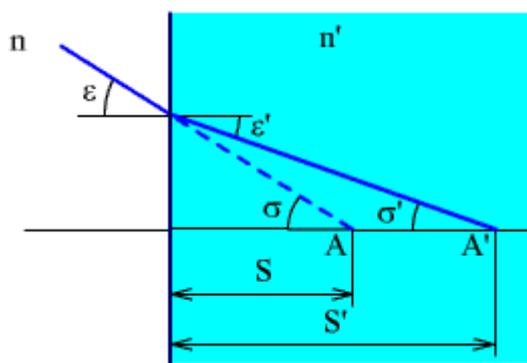


Рис. 2.48. Плоская преломляющая поверхность.

Сферическая aberrация плоской преломляющей поверхности (рис. 2.48) определяется по формуле:

$$\Delta S' = S \cdot \frac{n'}{n} \cdot \left[\frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n}{r}\right)^2 \cdot \sin^2 \sigma}}{\sqrt{1 - \sin^2 \sigma}} - 1 \right]. \quad (2.24)$$

Если $S < 0$, то при $n < n'$, $\Delta S' < 0$ - сферическая aberrация отрицательная, при $n > n'$, $\Delta S' > 0$ - сферическая aberrация положительная.

Сферическая aberrация плоско-параллельной пластинки всегда положительна и определяется по формуле:

$$\Delta S' = d \cdot \left[1 - \frac{\cos \sigma}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma}} \right]. \quad (2.25)$$

2.6.2. Сферическая преломляющая поверхность. Анаберрационные точки

Если предмет находится в бесконечности ($S = \infty$), то сферическая преломляющая поверхность всегда имеет сферическую aberrацию. Если поверхность собирающая, то сферическая aberrация отрицательная, и наоборот, если поверхность рассеивающая, то сферическая aberrация положительная.

У каждой сферической поверхности есть три пары точек, в которых сферическая aberrация отсутствует. Эти точки называются анаберрационными.

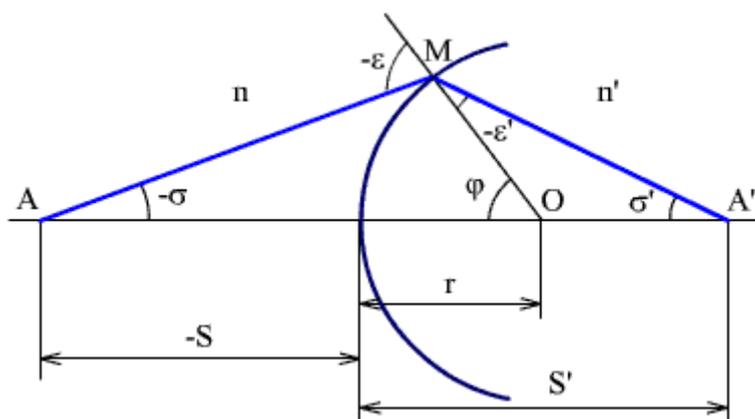


Рис. 2.49.

Обратимся к рис. 2.49. Из $\triangle AMO$ следует:

$$-\sigma + \varphi = -\varepsilon,$$

$$\frac{-S + r}{r} = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \sigma},$$

$$\varphi = \sigma - \varepsilon. \quad (2.26)$$

Из $\triangle OMA'$ получаем:

$$-\varepsilon' + \sigma' = \varphi,$$

$$\frac{S' - r}{r} = -\frac{\sin \varepsilon'}{\sin \sigma'}, \quad (2.27)$$

$$\varphi = \sigma' - \varepsilon'. \quad (2.28)$$

В общем случае при изменении угла σ отрезок S' меняется.

Из (2.27) получаем:

$$S' = r \left(1 - \frac{\sin \varepsilon'}{\sin \sigma'} \right). \quad (2.29)$$

Условие отсутствия сферической аберрации:

$$S' = \text{const},$$

$$\frac{\sin \varepsilon'}{\sin \sigma'} = m = \text{const}.$$

Поставленное условие может быть выполнено, если $m = -\frac{n}{n'}$ и

$$-\sin \sigma' = \sin \varepsilon, \text{ так как } \frac{\sin \varepsilon'}{\sin \varepsilon} = \frac{n}{n'}.$$

$$\frac{\sin \varepsilon'}{\sin \sigma'} = \frac{n}{n'}, \quad (2.30)$$

$$\sigma' = -\varepsilon. \quad (2.31)$$

Подставляя (2.30) в (2.29), получаем:

$$S' = r + r \frac{\sin \varepsilon'}{\sin \varepsilon} = r + r \frac{n}{n'} = r \frac{n' + n}{n'},$$

$$S' = r \frac{n + n'}{n'}. \quad (2.32)$$

Используя инвариант Аббе для параксиальной области (2.33):

$$n' \left(\frac{1}{S'} - \frac{1}{r} \right) = n \left(\frac{1}{S} - \frac{1}{r} \right), \quad (2.33)$$

находим значение переднего отрезка S :

$$S = r \frac{n' + n}{n}. \quad (2.34)$$

Приравнявая (2.26) и (2.28) и принимая во внимание $\sigma' = -\varepsilon$, получаем:

$$\sigma = -\varepsilon'. \quad (2.35)$$

Следующая пара анаберрационных точек находится в центре кривизны поверхности. Лучи проходят не преломляясь, сферическая аберрация отсутствует: $S = r$, $S' = r$.

Третья пара анаберрационных точек находится в вершине поверхности: $S = 0$, $S' = 0$.

Рассмотрим положение анаберрационных точек на примере (рис. 2.50).

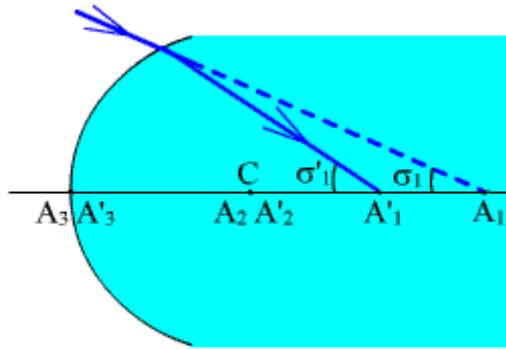


Рис. 2.50.

Пусть $r = 50$, $n = 1$ и $n' = 1.5182$. Применяя формулы (2.32) и (2.34), получаем $S = 125.91$, $S' = 89.93$. Предметная точка A_1 получилась мнимая, а точка изображения A_1' - действительная.

Вторая пара анаберрационных точек A_2 и A_2' совпадает с центром кривизны C , $S = S' = 50$.

Третья пара A_3 и A_3' находится в вершине поверхности $S = S' = 0$.

Определим линейное увеличение для трех пар аберрационных точек. На рис. 2.51 приведена идеальная оптическая система.

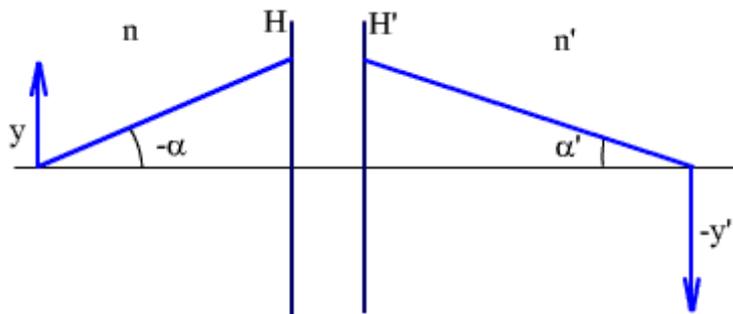


Рис. 2.51.

Инвариант Лагранжа-Гельмгольца имеет вид:

$$n \cdot \alpha \cdot y = n' \cdot \alpha' \cdot y'. \quad (2.36)$$

Линейное увеличение равно:

$$\beta = \frac{y}{y'} = \frac{n \cdot \alpha}{n' \cdot \alpha'}.$$

Для первой пары анаберрационных точек имеем:

$$\beta = \frac{n \cdot \sigma}{n' \cdot \sigma'} = \frac{n \cdot \varepsilon'}{n' \cdot \varepsilon} = \left(\frac{n}{n'} \right)^2,$$

$$n \cdot \varepsilon = n' \cdot \varepsilon'.$$

Для точки в вершине поверхности получаем:

$$\beta = \frac{n \cdot \varepsilon}{n' \cdot \varepsilon'} = 1.$$

Для второй пары анаберрационных точек $\sigma = \sigma'$ и увеличение равно:

$$\beta = \frac{n \cdot \sigma}{n' \cdot \sigma'} = \frac{n}{n'}.$$

2.7. Линзы со сферическими и асферическими поверхностями

2.7.1. Линзы со сферическими поверхностями

Рассмотрим монохроматические aberrации тонких линз.

Линзы называются **тонкими**, если их толщина мала по сравнению с фокусным расстоянием.

Сферическая aberrация зависит от прогиба (формы) линзы, угла σ' , показателя преломления материала и фокусного расстояния.

Продольная сферическая aberrация третьего порядка пропорциональна квадрату угла σ' .

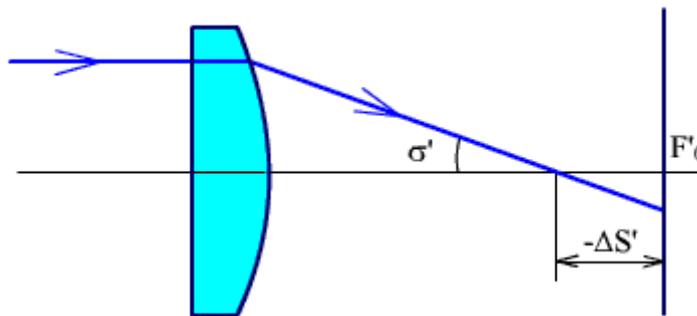


Рис. 2.52.

За исключением линз, содержащих анаберрационные поверхности, сферическая aberrация у положительной линзы отрицательная, а у отрицательной – положительная (рис. 2.52).

Можно найти форму линзы с минимальной сферической aberrацией.

Если предмет в бесконечности и $n = 1.5$, то минимальная сферическая aberrация третьего порядка будет у линзы с соотношением радиусов: $r_1 : r_2 = -1 : 6$ (рис.2.53).

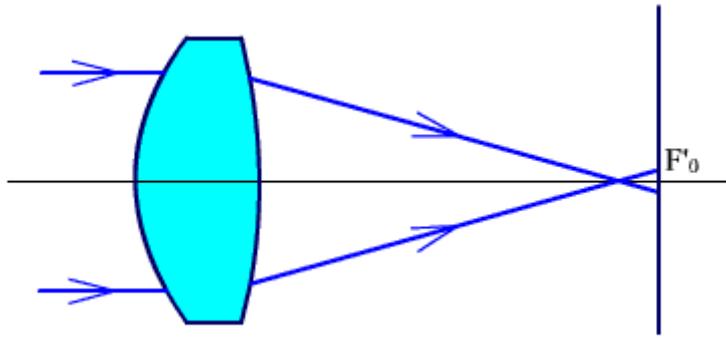


Рис. 2.53.

Линза должна стоять выпуклой стороной к параллельному ходу лучей.

Способы уменьшения сферической аберрации:

8. одну линзу разрезать на две (в два раза уменьшается угол σ');
9. комбинировать положительные и отрицательные линзы;
10. строить линзы с использованием анаберрационных точек;
11. применять материалы с большими значениями показателя преломления.

Кома тонкой линзы, у которой зрачок совпадает с линзой, зависит от ее прогиба.

Можно найти линзу свободную от комы. Если $n = 1.5$, то при $r_1 : r_2 = -1 : 9$ отсутствует кома третьего порядка.

Если входной зрачок расположен на линзе, то астигматизм тонкой линзы не зависит от прогиба линзы и пропорционален фокусному расстоянию.

Кривизна изображения в тонкой линзе всегда присутствует. Дисторсия тонкой линзы, если зрачок расположен на линзе, равна нулю.

2.7.2. Апланатические линзы

Апланатические линзы – это линзы, составленные из апланатических поверхностей.

Апланатические точки – это точки, в которых:

- устранена сферическая аберрация;
- выполнено условие синусов.

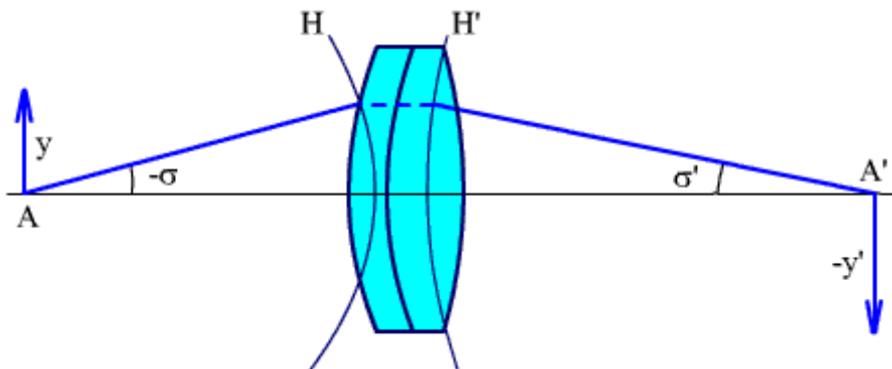


Рис. 2.54.

Если предмет на конечном расстоянии (рис. 2.54), условие синусов принимает вид:

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = 0,$$

$$\Delta S' = 0,$$

$$\beta = \frac{n \cdot \sin \sigma}{n' \cdot \sin \sigma'},$$

β_0 - линейное увеличение, найденное по формулам параксиальной оптики.

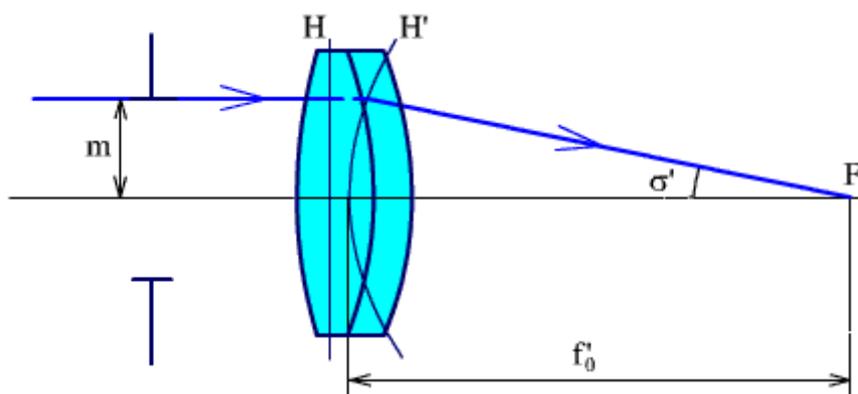


Рис. 2.55

Если предмет находится на бесконечности (рис. 2.55), условие синусов имеет вид:

$$\Delta f' = f' - f'_0 = 0,$$

$$\Delta S' = 0,$$

$$f' = \frac{m}{\sin \sigma'},$$

где f'_0 - значение фокусного расстояния для параксиальной области.

При выполнении условия синусов кома становится равной нулю для области, близкой к оптической оси и значительно уменьшается для поля конечных размеров.

Система, в которой устранена кома при неисправленной сферической aberrации называется **изопланатической**.

Если предмет на конечном расстоянии, условие изопланатизма имеет вид:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta S}{p'},$$

где p' - расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения.

Условие изопланатизма для предмета в бесконечности:

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta S}{p'}.$$

Проверим, выполняется ли условие синусов в трех анаберрационных точках, рассматриваемых ранее:

$$12. \beta = \left(\frac{n}{n'}\right)^2, \quad \sigma = -\varepsilon', \quad \sigma' = -\varepsilon,$$

$$\frac{n}{n'} = \frac{\sin \varepsilon'}{\sin \varepsilon} = \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma'},$$

$$\beta = \frac{n \cdot \sin \sigma}{n \cdot \sin \sigma'} - \text{условие синусов выполняется;}$$

$$13. \beta = \frac{n}{n'}, \quad \sigma = \sigma'$$

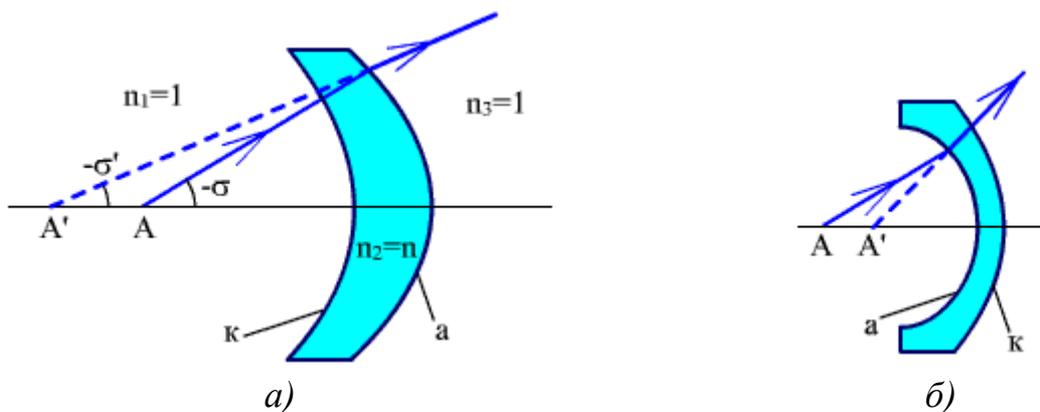
$$\beta = \frac{n \cdot \sin \sigma}{n \cdot \sin \sigma'} - \text{условие синусов выполняется.}$$

$$14. \beta = 1, \quad \sigma = \varepsilon, \quad \sigma' = \varepsilon',$$

$$\beta = \frac{n \cdot \sin \varepsilon}{n' \cdot \sin \varepsilon'} = \frac{n \cdot \sin \sigma}{n \cdot \sin \sigma'} - \text{условие синусов выполняется;}$$

Таким образом, доказано, что полученные анаберрационные точки являются апланатическими.

Рассмотрим четыре линзы, построенные с использованием апланатических поверхностей. Поверхность, построенная с использованием второй пары апланатических точек, называется **концентрической**.



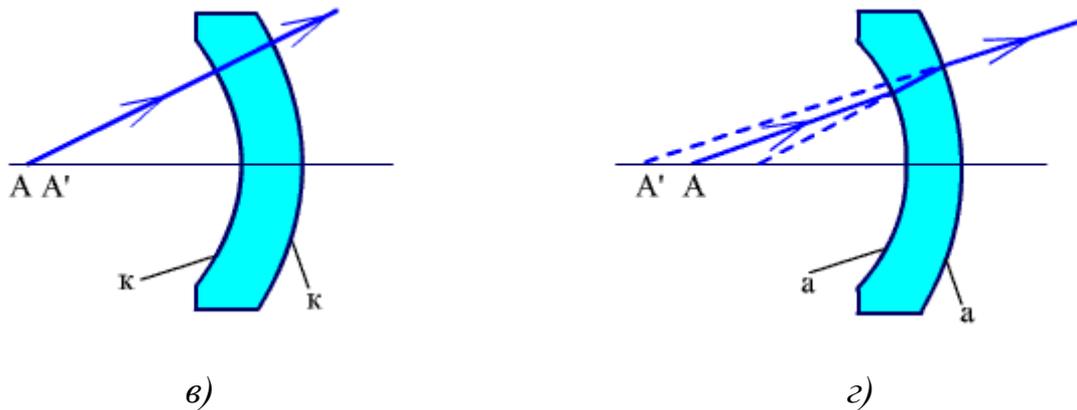


Рис. 2.56.

Пусть первая поверхность будет концентрической, а вторая – апланатической (рис. 2.55 (а)). В этой линзе для первой поверхности $\beta_1 = \frac{1}{n}$, для второй поверхности $\beta_2 = n^2$, общее увеличение $\beta = \beta_2 \cdot \beta_1 = n$. Этот мениск широко применяется в микрообъективах и конденсорах.

Мениск, показанный на рис. 2.56 (б), имеет первую поверхность апланатическую, а вторую – концентрическую. Соответственно получаем:

$$\beta_1 = \frac{1}{n^2}, \beta_2 = n, \beta = \beta_2 \cdot \beta_1 = \frac{1}{n}.$$

В мениске на рис. 2.56 (в) обе поверхности концентрические. В нем $\beta_1 = \frac{1}{n}$, $\beta_2 = n$, $\beta = \beta_2 \cdot \beta_1 = 1$.

В мениске на рис. 2.56 (г) обе поверхности апланатические. Увеличения равны: $\beta_1 = \frac{1}{n^2}$, $\beta_2 = n^2$, $\beta = \beta_2 \cdot \beta_1 = 1$.

2.7.3. Хроматизм линз. Виды коррекции хроматизма.

Хроматизм положения положительной линзы показан на рис. 2.57. Плоскости изображения для разных длин волн находятся на различном расстоянии от линзы. Величина хроматизма положения определяется как разность $S'_{F'F'} - S'_{F'C'}$.

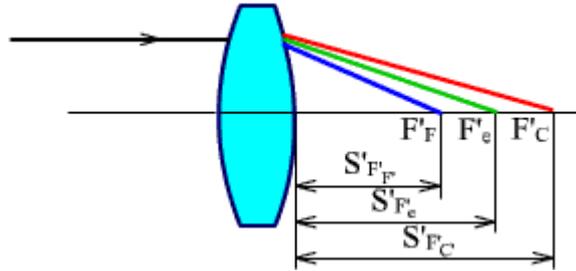


Рис. 2.57.

Рассмотрим хроматизм положения тонкой линзы в воздухе. Сила тонкой линзы определяется по формуле:

$$\Phi = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2.37)$$

Продифференцируем (2.37):

$$d\Phi = dn \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2.38)$$

После преобразования (2.38) с учетом (2.37) получаем:

$$d\Phi = dn \cdot \frac{\Phi}{n - 1} = \frac{n_{F'} - n_{C'}}{n_e - 1} \cdot \Phi = \frac{\Phi}{v_e}. \quad (2.39)$$

Путем дифференцирования формулы отрезков (2.40):

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} = \Phi, \quad (2.40)$$

получаем:

$$-\frac{da'}{a'^2} = d\Phi = \frac{\Phi}{v_e} = \frac{1}{f' \cdot v_e}.$$

Хроматизм положения тонкой линзы da' зависит от коэффициента дисперсии v_e , фокусного расстояния и положения предмета:

$$-da' = \frac{a'^2}{f' \cdot v_e}.$$

Чем меньше коэффициент дисперсии, тем больше хроматизм.

Коэффициент дисперсии больше у кронов.

Определим хроматизм положения для двух положений предмета (рис. 2.58): (1) на двойном фокусном расстоянии ($\beta = -1$); (2) в бесконечности ($\beta = 0$).

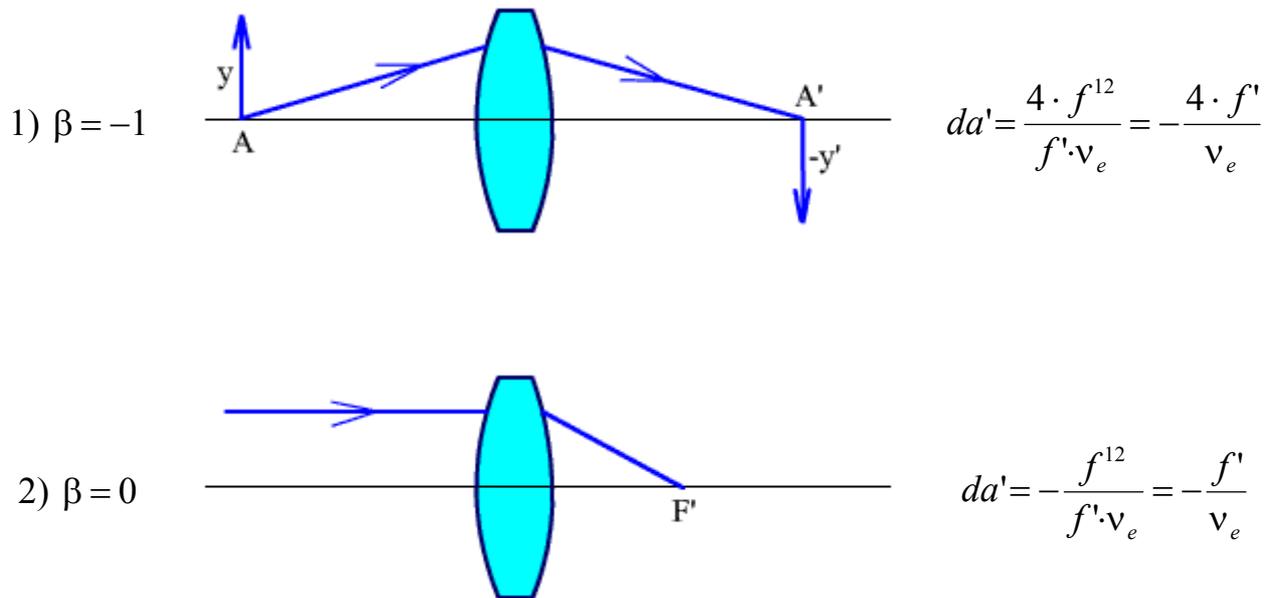


Рис. 2.58

При увеличении $\beta = -1$ хроматизм положения в 4 раза больше, чем при $\beta = 0$ (предмет в бесконечности).

Рассмотрим виды коррекции хроматизма (рис. 2.59).

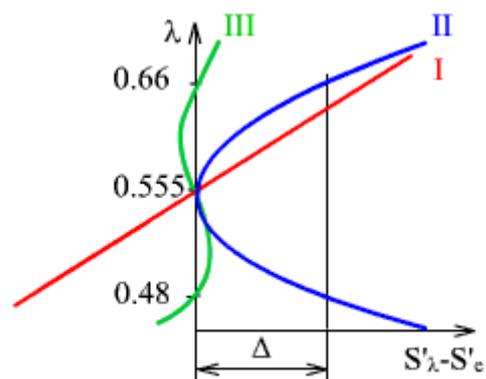


Рис.2.59

I – хроматизм положения не исправлен;

II-ахроматическая коррекция;

III-апохроматическая коррекция.

При ахроматической коррекции плоскости изображения для двух длин волн совпадают, но их общая плоскость отстоит от плоскости изображения основного цвета на величину Δ , которая называется **вторичным спектром**.

Вторичный спектр сильно портит качество изображения при больших увеличениях и больших фокусных расстояниях. В этом случае оптимальной

будет апохроматическая коррекция, когда совпадают плоскости изображения для трех длин волн. Это достигается за счет применения особых марок стекол и кристаллов.

2.7.4. Расчет простых ахроматоров

Условия получения системы с заданной оптической силой Φ и устранения хроматизма положения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ d\Phi &= d\Phi_1 + d\Phi_2 \end{aligned} \right\}. \quad (2.41)$$

После преобразования (2.41) с учетом (2.39), получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ \frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{\Phi_2}{v_2} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.42)$$

Решение системы уравнений (2.42) относительно Φ_1 и Φ_2 при заданных марках стекол дает следующий результат:

$$\Phi_1 = \frac{v_1 \cdot \Phi}{v_1 - v_2},$$

$$\Phi_2 = -\frac{v_2 \cdot \Phi}{v_1 - v_2}.$$

Объектив получается двух видов (рис. 2.60 (а, б)), если первая линза из крона, то объектив будет иметь вид, показанный на рис. 2.60 (а), а если первая линза будет из флинта, то будем иметь объектив по рис. 2.60 (б).

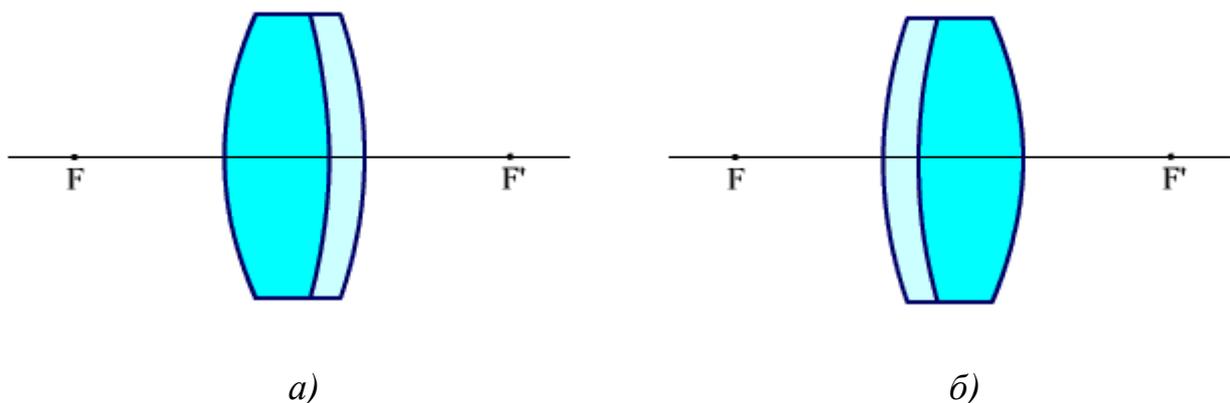


Рис. 2.60

В тонком двухлинзовом объективе вместе с устранением хроматизма положения устраняется и хроматизм увеличения.

2.7.5. Симметричные оптические системы

Если оптическая система будет построена симметрично относительно AD и имеет $\beta = -1$, то автоматически исправляются кома, дисторсия и хроматизм увеличения (рис. 2.61).

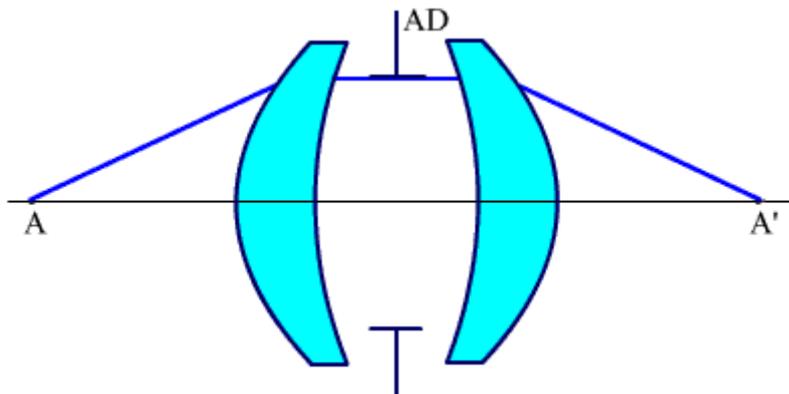


Рис. 2.61

Если предмет в бесконечности, то система, построенная по симметричному принципу, будет иметь небольшое значение комы, дисторсии и хроматизм увеличения.

2.7.6. Анаберрационные линзы с асферическими поверхностями

Если предмет находится в бесконечности, то линз со сферическими поверхностями, не имеющих сферической аберрации, нет.

Линзы без сферической аберрации при $S = \infty$ могут быть получены только с использованием асферических поверхностей (см. Дополнительные главы). Две такие линзы, не имеющие совершенно сферической аберрации, показаны на рис. 2.62 и рис. 2.63. Линза, показанная на рисунке 2.62, - плоскогиперболическая. Эксцентриситет гиперболической поверхности этой линзы ϵ равен показателю преломления материала линзы n .

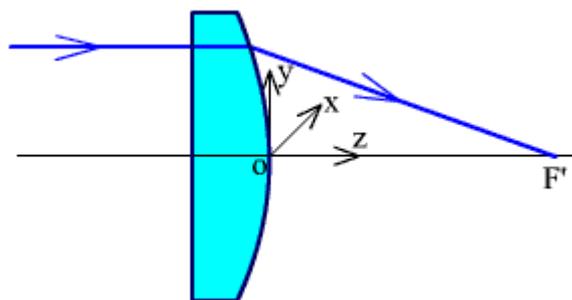


Рис. 2.62.

Уравнение асферической поверхности имеет вид:

$$y^2 + x^2 = 2 \cdot r_0 \cdot z - (1 - \varepsilon^2) \cdot z^2,$$

где r_0 - радиус кривизны в вершине поверхности.

У линзы, показанной на рис. 2.63, первая поверхность эллипсоидальная, имеющая $\varepsilon = \frac{1}{n}$, вторая поверхность концентрическая с центром кривизны в F' .

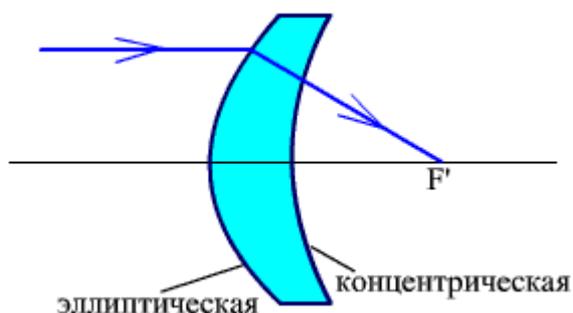


Рис. 2.63

У асферических поверхностей, показанных на рис. 2.64, радиус кривизны увеличивается по мере удаления от оптической оси, что позволяет исправлять сферическую абберацию у положительных линз.

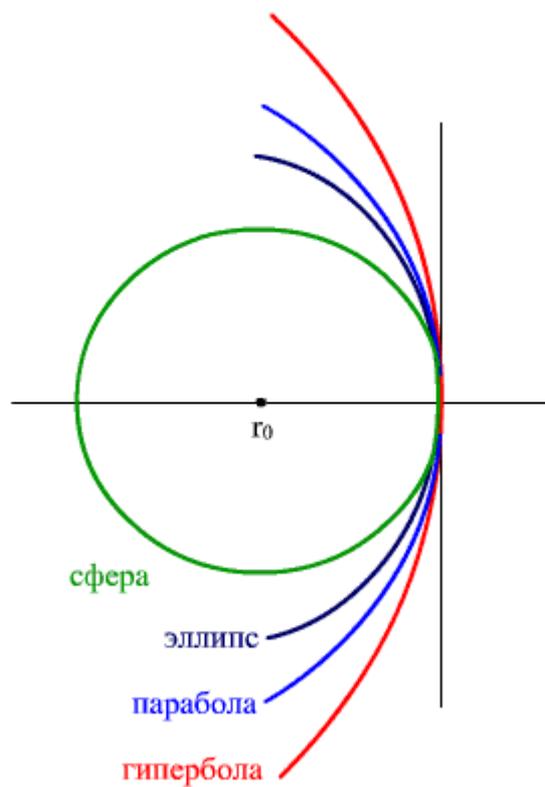


Рис. 2.64

2.8. Цилиндрические и торические линзы

Рассмотрим поверхности, не имеющие оси симметрии.

Поверхность, полученная вращением прямой линии вокруг параллельной неподвижной прямой, называется **цилиндрической**.

Поверхность, образованная вращением окружности вокруг оси, лежащей в плоскости этой окружности и не пересекающей ее, называется **торической**.

Пусть на линзу, имеющую плоскую и цилиндрическую поверхности, падает параллельный пучок лучей (рис. 2.65). В этом случае изображение получается не в виде точки, а в виде прямой линии, длина которой равна длине линзы.

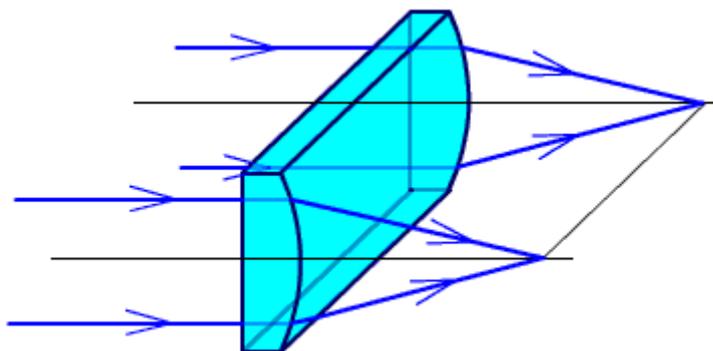
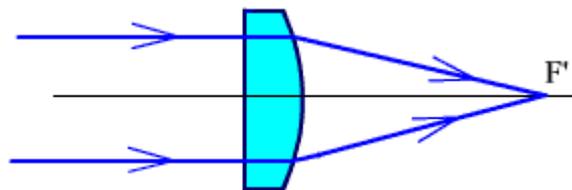
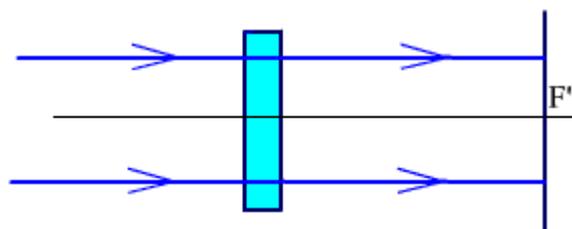


Рис. 2.65

Линза в двух взаимно перпендикулярных сечениях имеет различные оптические силы (рис. 2.66). В одном сечении ее действие аналогично действию сферической линзы, а в другом сечении она аналогична плоскопараллельной пластинке.



а)



б)

Рис. 2.66

Если бы в линзе вторая поверхность была торической, то в одном и другом сечениях ее действие было бы аналогично действию сферических линз с различными фокусными расстояниями.

Цилиндрические и торические (в меньшей степени) линзы применяют в качестве очковых линз для исправления астигматизма. Астигматизм определяется разностью оптических сил в ее двух главных сечениях. Кроме этого цилиндрические линзы используются в таких системах, где нужно получить изображение в виде тонких протяженных линий.

Для некоторых областей техники (кинематографии) требуются оптические системы, создающие искаженные изображения. Особенно это важно при съемках высоких, но узких объектов или, наоборот, очень широких, но невысоких. При съемке таких объектов обычными объективами большая часть площади снимка остается неиспользованной. Необходимы системы, которые имеют разный масштаб изображения в двух взаимно перпендикулярных сечениях. Такие системы называются **анаморфоты**.

Анаморфотные системы создают изображения, трансформированные по высоте и ширине. На рис. 2.67 показан предмет (а) со сторонами a и b и его изображение, (б) со сторонами a' и b' .

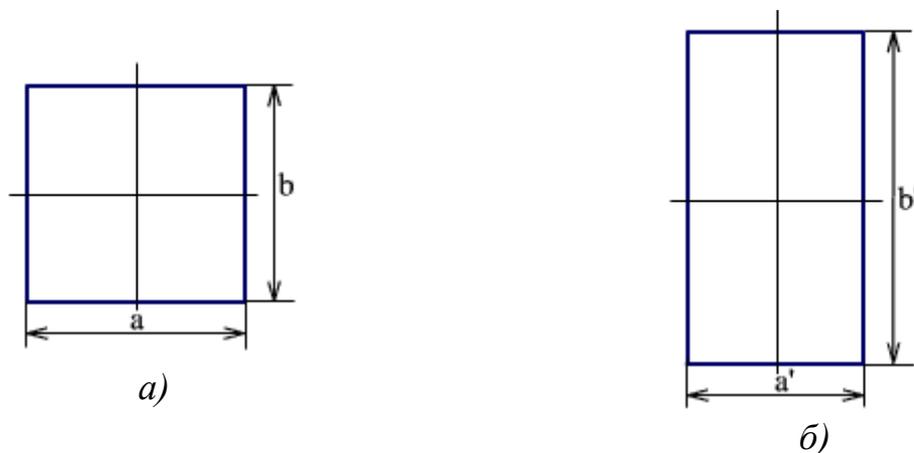


Рис. 2.67

При этом коэффициент ширины:

$$k_a = \frac{a'}{a},$$

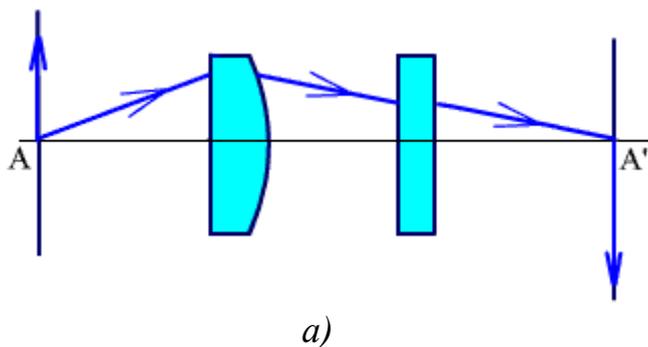
коэффициент высоты:

$$k_b = \frac{b'}{b},$$

коэффициент анаморфозы:

$$A = \frac{k_a}{k_b}.$$

Пример построения анаморфотной системы дан на рис. 2.68. В каждом сечении одна из цилиндрических линз действует, как обычная сферическая линза, другая, как плоскопараллельная пластинка. Плоскости предметов и изображений для двух сечений совпадают.



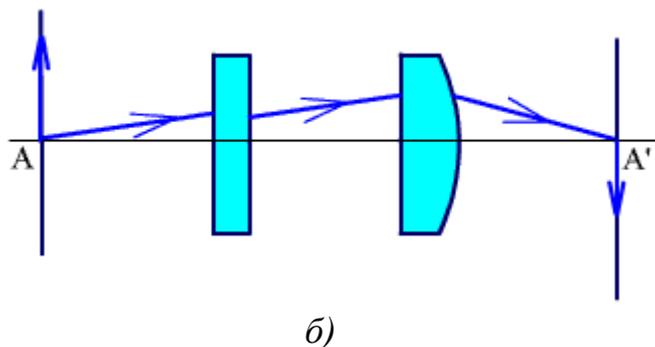


Рис. 2.68

2.9. Аксиконы

Аксиконы - это оптические элементы с большими сферической или хроматической aberrациями.

Они были созданы для устранения погрешности, возникающей при перефокусировке вследствие колебания визирной оси прибора. В результате больших aberrаций точечный источник изображается в виде осевого отрезка большой длины, что позволяет при использовании аксикона вместо объектива не производить перефокусировку. Аксиконы используют также для обеспечения заданного распределения освещенности в плоскости изображения, а также компенсации нарушения гомоцентричности за счет действия других компонентов системы.

Примеры аксиконов показаны на рис. 2.69.

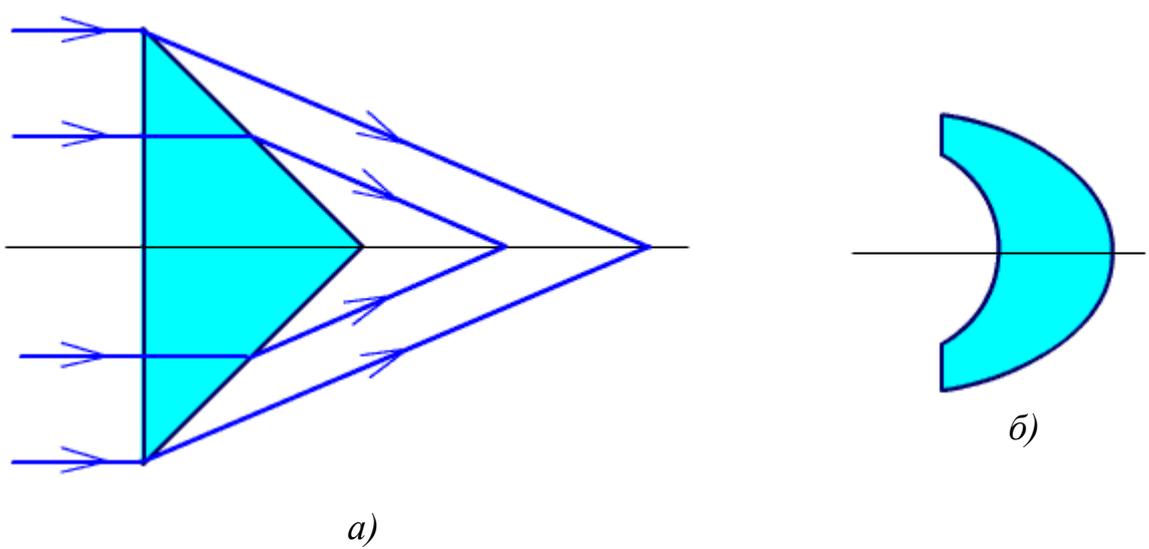


Рис. 2.69.

2.10. Световоды и волоконная оптика.

2.10.1. Единичный световод

Применение световодов.

- для освещения и наблюдения областей, недоступных для прямого видения;
- в различных оптико-электронных приборах, обрабатывающих информацию;
- в фотокопирующих системах;
- в медицине.

Световод – стеклянный пруток круглого или другого сечения с полированными боковой поверхностью и торцами. Луч проходит через него претерпевая многократное полное внутреннее отражение. Для обеспечения лучших условий полного внутреннего отражения прутки изготавливаются из флинтгов и покрываются оболочкой из крона или металлическим отражающим слоем.

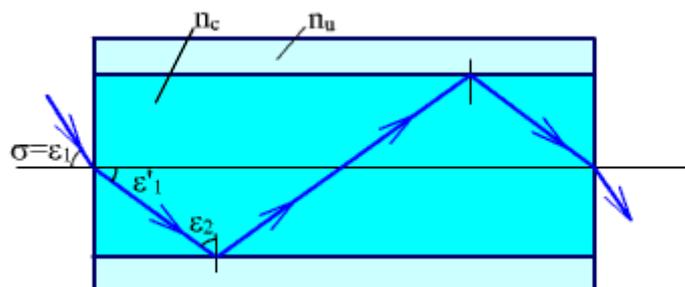


Рис. 2.70.

Определим апертуру A единичного световода. Из рис. 2.70 следует:

$$\sin \sigma = \sin \varepsilon_1 = n_c \cdot \sin \varepsilon_1', \quad (2.43)$$

$$-\varepsilon_2 + \varepsilon_1' = 90^\circ,$$

$$\sin \varepsilon_1' = \cos \varepsilon_2.$$

Минимальное значение ε_2 , при котором произойдет полное внутреннее отражение равно, предельному углу полного внутреннего отражения $\varepsilon_{2\text{пред}}$:

$$\sin \varepsilon_{2\text{пред}} = \frac{n_u}{n_c}.$$

После преобразования (2.43), получаем:

$$\sin \sigma = n_c \cdot \cos \varepsilon_2 = n_c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_u}{n_c}\right)^2} = \sqrt{n_c^2 - n_u^2},$$

$$A = \sin \sigma = \sqrt{n_c^2 - n_u^2}. \quad (2.44)$$

Рассмотрим пример. Пусть $n_c = 1.7$, $n_u = 1.5$, применив формулу (2.44), получим:

$$A = 0.8.$$

Определим относительное отверстие объектива $1:k$, при котором полностью используется апертура световода. Известно, что:

$$k = \frac{f'}{D} = \frac{1}{2 \cdot \sin \sigma} = \frac{1}{2 \cdot A}. \quad (2.45)$$

Используя формулу (2.45), получаем $1:0.6$.

Световоды бывают не только цилиндрической формы, но и конической (рис. 2.71). В этом случае выполняется соотношение:

$$\sin \sigma' = \frac{D_{\text{вх}}}{D_{\text{вых}}} \sin \sigma.$$

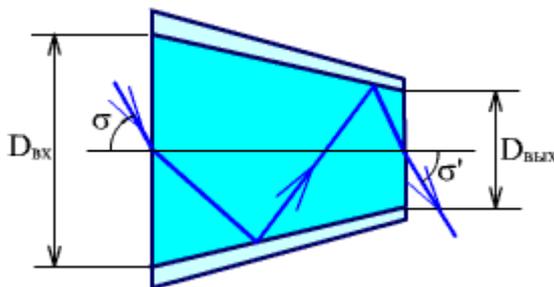


Рис. 2.71.

При падении узкого конического пучка лучей на плоскопараллельную пластинку существенного преобразования структуры конечного пучка не происходит. Пучок лучей, выходящий из пластинки остается коническим, его направленность сохраняется.

В световоде в результате многократных отражений происходит симметризация пучка лучей, относительно оси световода. Узкий конический пучок лучей, подающий под углом на входной торец, заполняет при выходе зону, ограниченную двумя коаксиальными коническими поверхностями.

Симметризация световых пучков лучей происходит в любой конструкции световодов.

В световодах происходит усреднение освещенности по выходному торцу. Независимо от того, весь входной торец освещен или только его часть, освещенность выходного торца одинакова во всех точках.

2.10.2. Потери света в световодах

Светопропускание световода зависит от прозрачности материала, совершенства отражающих поверхностей, степени просачивания света через оболочку, френелевых потерь на торцах.

Формула для определения светопропускания волокна имеет вид:

$$\tau_{\text{световода}} = 0,95^2 \cdot 0,9999^N \cdot 0,997^d, \quad (2.46)$$

где N - число отражений в световоде, d - длина хода луча в световоде.

Первый член в выражении (2.46) определяет френелевские потери на торцах, второй – потери при внутренних отражениях, третий – потери на поглощение в массе стекла.

Потери при полном внутреннем отражении при одном отражении равны нулю. При многократном отражении потери есть, коэффициент отражения практически равен $\rho = 0.999999 \div 0.999$. За счет большого числа отражений эти потери могут быть значительные.

Определим число отражений N в световоде.

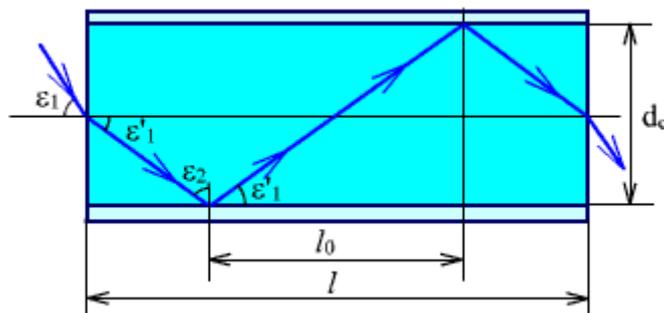


Рис. 2.72

Из рис. 2.72 с учетом (2.43), (2.44) следует:

$$N = \frac{l}{l_0} = \frac{l}{d_0} \operatorname{tg} \varepsilon'_1 = \frac{l \cdot \sin \varepsilon'_1}{d_c \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \varepsilon'_1}} = \frac{l}{d_c} \cdot \frac{\sqrt{n_c^2 - n_u^2}}{n_c \cdot \sqrt{1 - \frac{n_c^2 - n_u^2}{n_c^2}}} = \frac{l \cdot \sqrt{n_c^2 - n_u^2}}{d_c \cdot n_u} = \frac{l \cdot A}{d_c \cdot n_u}.$$

Определим длину хода луча в световоде. Из рис. 2.72 с учетом (2.43) и (2.44) получаем:

$$d = \frac{l}{\cos \varepsilon'_1} = \frac{l}{\sqrt{1 - \sin^2 \varepsilon'_1}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{n_c^2 - n_u^2}{n_c^2}}} = l \frac{n_c}{n_u}.$$

Рассмотрим пример. Пусть световод имеет $n_c = 1.6$, $n_u = 1.52$, $A = 0.5$, $d_c = 30 \text{ мкм}$, тогда для $l = 250 \text{ мм}$ получаем $\tau \approx 0.5$, а для $l = 2 \text{ м}$ - $\tau \approx 0.3$.

2.10.3. Волоконные детали

Волоконные детали могут быть в виде жгутов постоянного и переменного сечения, гибкие и жесткие, с регулярной укладкой и переплетением, граданы и т.д.

Законы геометрической оптики справедливы для световодов и волокон, диаметр которых превышает 5 – 6 мкм. Волокна, параллельно уложенные и спеченные, образуют многожильные световоды. Изображение, спроектированное на входной торец, передается на выходной. Жгуты обладают гибкостью, их изгиб не нарушает передачу изображения.

Отдельный световод может передавать информацию только о величине светового потока, падающего на входной торец. Распределение освещенности в плоскости выходного торца не зависит от распределения освещенности на входном торце. Отдельный световод трансформирует не более одного элемента изображения. Чтобы передать все изображение необходимо воспользоваться пучками световодов.

Изображение напоминает по своей структуре мозаичную картину.

Жгут, относительное расположение световодов которого на обоих торцах одинаковое, называется жгутом с регулярной укладкой. Эти жгуты наиболее распространены и применяются для передачи изображения.

Цилиндрическая форма волокон не является единственной, волокна могут быть конической формы. Блок, составленный из конических волокон – **фокон**, может создавать то или иное увеличение.

Рассмотрим разрешающую способность жгутов (рис. 2.73).

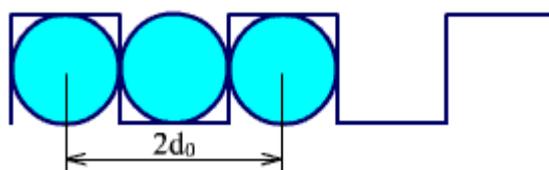


Рис. 2.73

Каждое волокно передает один элемент изображения. Максимальная пространственная частота штрихов решетки не должна превышать $N = \frac{1}{2 \cdot d_0}$.

Жгуты имеют разрешающую способность от 20 до 100 лин/мм.

2.10.4. Оптические системы с волоконными элементами

Принципиальная оптическая схема прибора с волоконными элементами состоит из объектива, который создает изображение на входном торце жгута (рис. 2.74), жгута с изображением на выходном торце, которое с помощью

окуляра рассматривается (рис. 2.74 (а)), или с помощью проекционного объектива передается на экран (рис. 2.74 (б)). Основное требование – согласование апертур всех элементов оптической схемы.

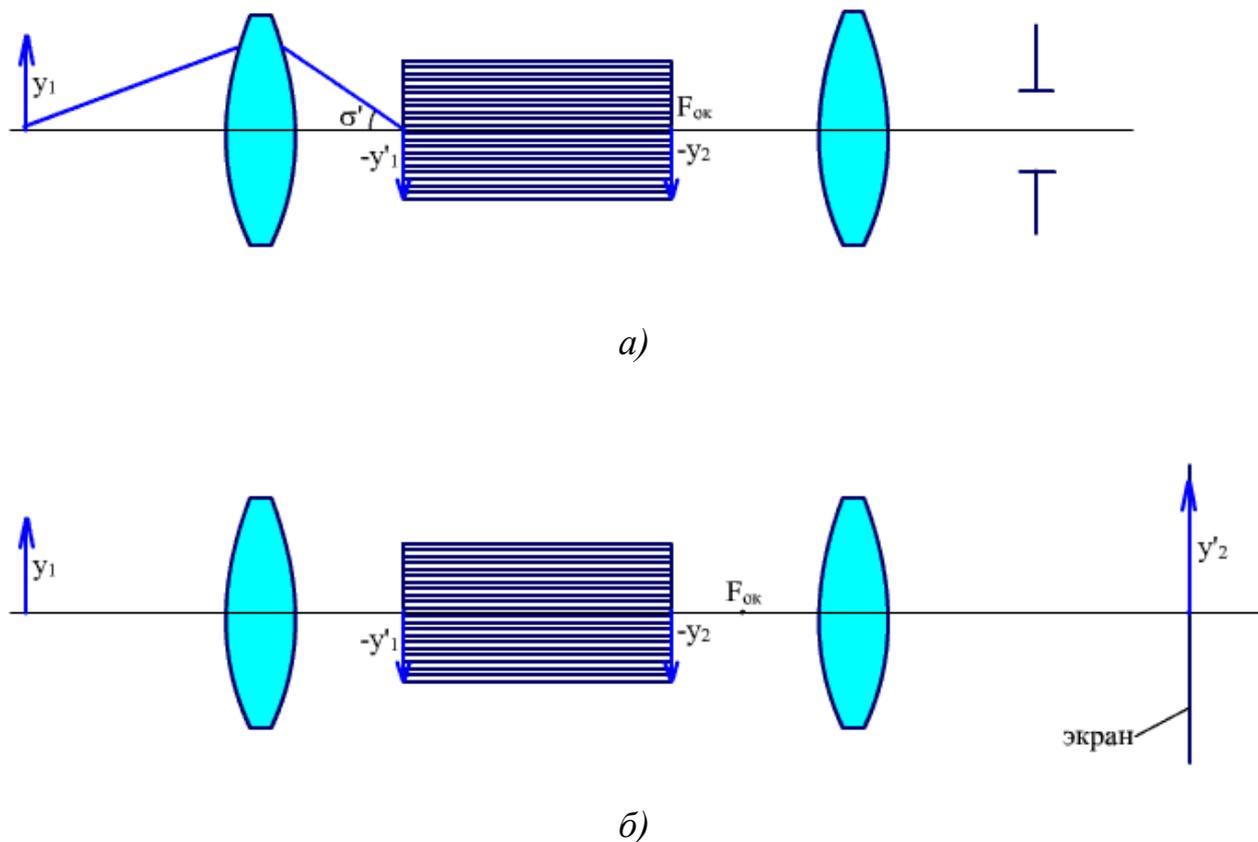


Рис. 2.74

Наиболее важное место в системе отводится объективу, так как от него в большей степени зависит разрешающая способность и качество изображения всего прибора. Явление симметризации в световодах значительно изменяет структуру выходящих из световода пучков лучей, что в общем случае нежелательно. Минимальное изменение структуры выходящих пучков и уменьшение яркости происходит при нормальном падении главных лучей на входной торец волокна. Объектив должен иметь телецентрический ход лучей в пространстве изображений (рис. 2.75).

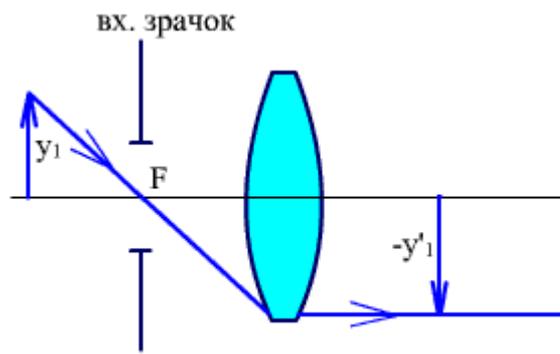


Рис. 2.75

Некоторые схемы объективов, работающих с волоконными жгутами и имеющих телецентрический ход главного луча, показаны на рис. 2.76.

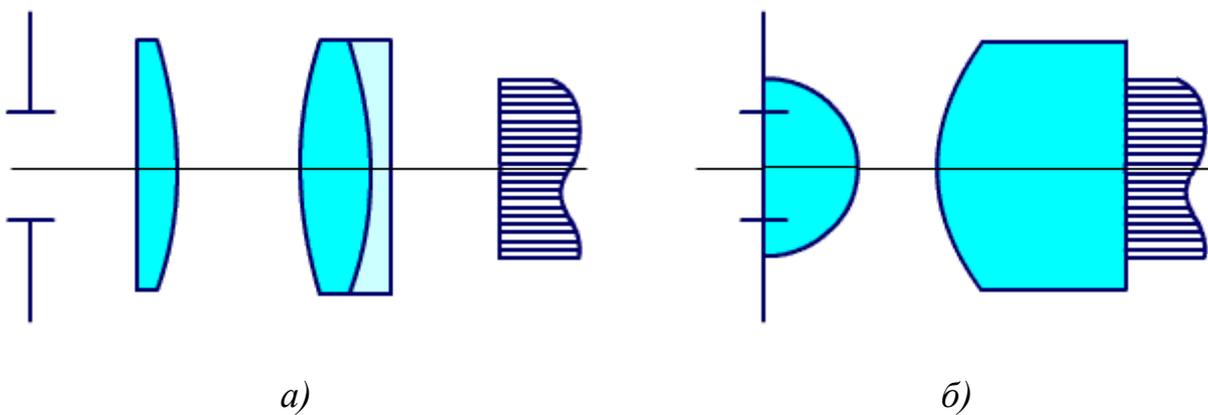


Рис. 2.76

Направление развития световодов:

- снятие мозаичности изображения;
- применение граданов.

Градан - одножильный безоболочечный световод с осесимметричной формой поперечного сечения и переменным по сечению показателем преломления.

Свет распространяется в граданах по синусоидальной кривой.

Градан работает как линза, и сам формирует изображение при определенном отношении длины к диаметру.

2.11. Линзы Френеля.

Линза Френеля – деталь с многоступенчатой поверхностью (рис. 2.77).

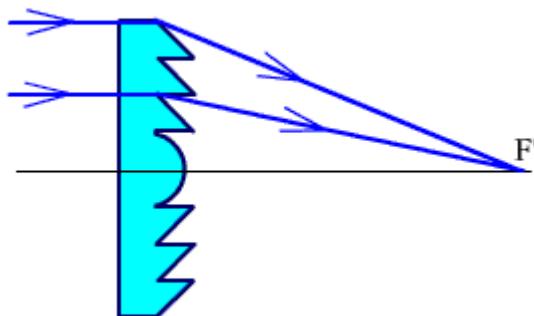


Рис. 2.77

Стеклянные линзы Френеля применяются в маячных и прожекторных устройствах, а пластмассовые прессованные – в качестве конденсоров, луп, обеспечивая их малые габариты.

Чем меньше расстояние между ступеньками, тем лучше исправляется aberrация. Наименьшее достигнутое расстояние - 0.05 мм.

Ступеньки могут быть разграничены концентрическими, спиральными и параллельными канавками и представляют собой в первых двух случаях участки конических или сферических поверхностей, а в третьем случае – участки плоскостей или цилиндрических поверхностей.

Рассмотрим работу ступеньки линзы Френеля. Пусть ступенька представляет собой участок конической поверхности. Для каждой ступени необходимо определить угол наклона.

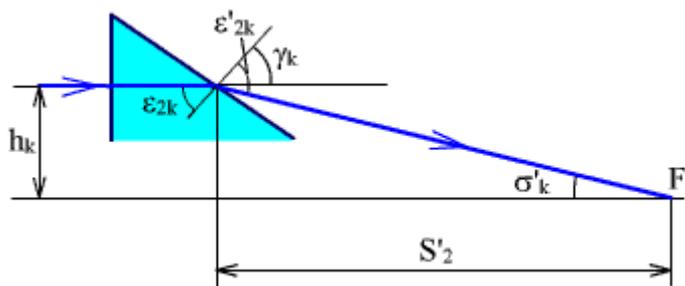


Рис. 2.78

Из рис. 2.78 следует:

$$n \cdot \sin \varepsilon_{2k} = \sin \varepsilon'_{2k}, \quad (2.47)$$

$$\varepsilon_{2k} = \gamma_k, \quad (2.48)$$

$$\sigma'_k = \varepsilon'_{2k} - \gamma_k,$$

$$\varepsilon'_{2k} = \sigma'_k + \gamma_k, \quad (2.49)$$

$$\operatorname{tg} \sigma'_k = \frac{h_k}{S'_2}. \quad (2.50)$$

Подставляем в формулу (2.47) значения углов из (2.48) и (2.49):

$$n \cdot \sin \gamma_k = \sin(\sigma'_k + \gamma_k). \quad (2.51)$$

После преобразования (2.51) с учетом (2.50), получаем:

$$\operatorname{tg} \gamma_k = \frac{\frac{h_k}{S'_2}}{n \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{h_k}{S'_2}\right)^2} - 1}.$$

После дифференцирования формулы $S'_2 = h_k \cdot \operatorname{ctg} \sigma'_k$ и преобразования с учетом (2.50), получаем:

$$\frac{\Delta S'_2}{S'_2} = \frac{\Delta h_k}{h_k}.$$

Остаточная продольная сферическая aberrация $\Delta S'_2$ зависит от высоты зоны Δh_k .

В осветительных системах применяются две линзы Френеля с параллельным ходом лучей между ними (рис. 2.79), в этом случае получается более равномерное распределение освещенности в плоскости освещаемого объекта.

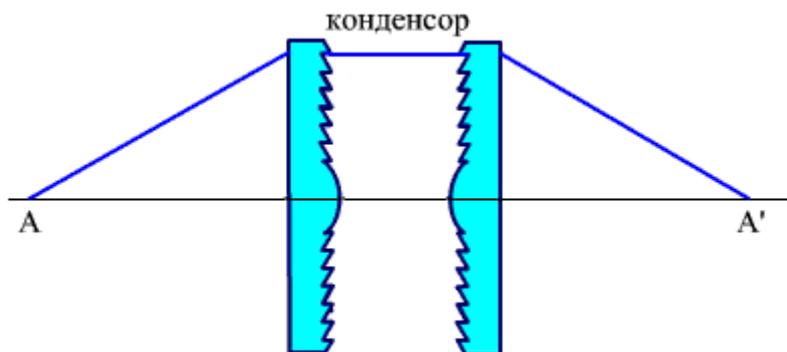


Рис.2.79

2.12. Растровые системы

Растр - совокупность линзовых или зеркальных элементов, имеющих оптическую силу. Расстояние между осями двух смежных элементов t ,

измеренное по нормали к их осям симметрии, называется **периодом** или **шагом растра**.

Каждый элемент растра формирует изображение предмета. Число, полученных изображений равно числу элементов растра (рис. 2.80).

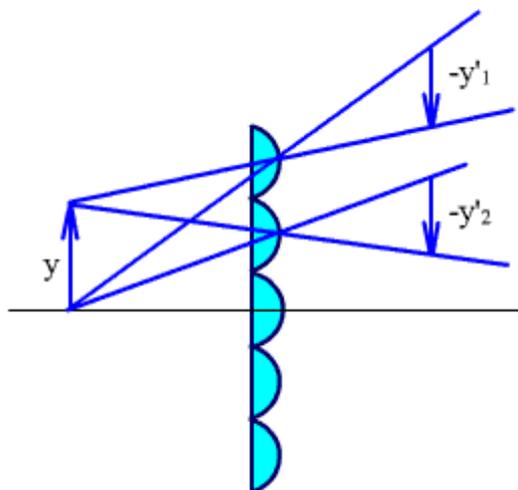


Рис. 2.80

Растровые системы применяют в оптических приборах различного назначения.

Пример использования растровой системы в качестве осветительной приведен на рис. 2.81.

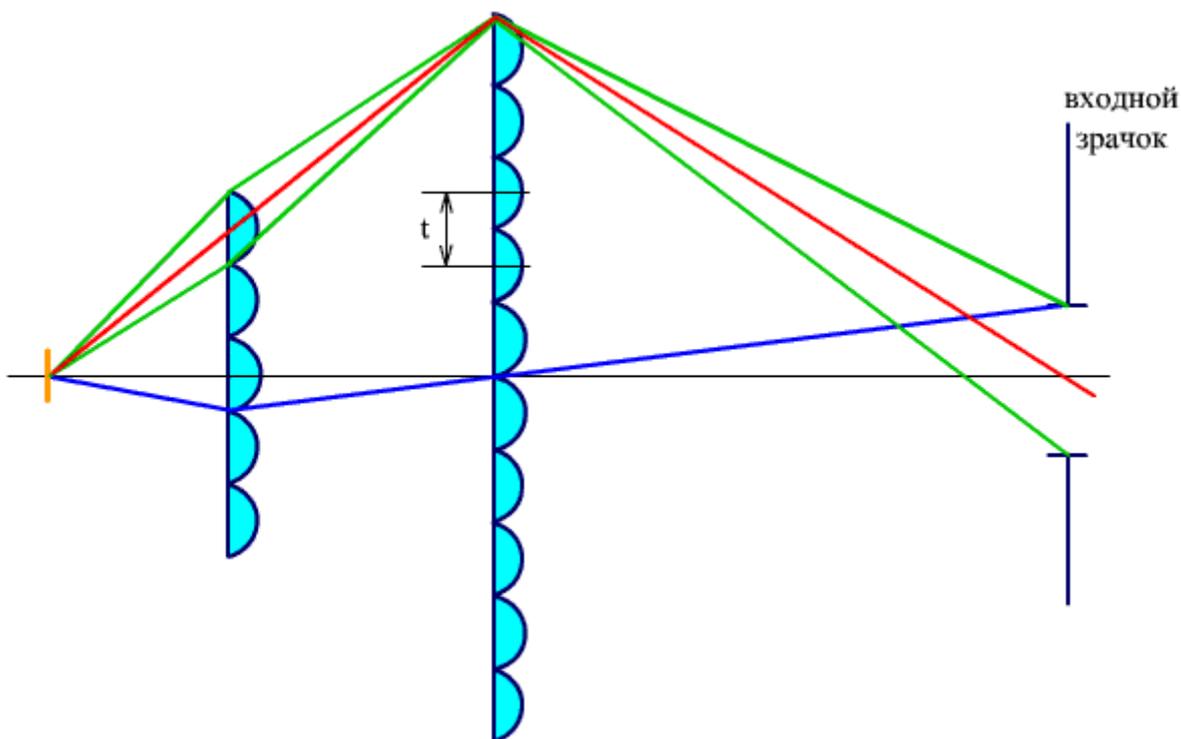


Рис.2. 81

Первый растр создает изображение источника в плоскости второго растра, который направляет пучки лучей во входной зрачок, например, проекционного объектива. Подобная система обеспечивает хорошую равномерность освещения.

Растры нашли применение также в экранах направленного отражения (рис. 2.82). Зеркальные элементы могут быть сферическими или цилиндрическими. Отраженный поток рассеивается в пределах угла $2\sigma'$. Для увеличения кажущейся яркости изображения необходимо уменьшение угла $2\sigma'$, что обеспечивается увеличением f' элемента раstra.

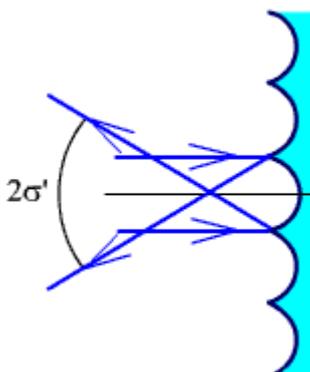


Рис. 2.82

2.13. Киноформы. Градиентная оптика

Киноформ или **дифракционная линза** (пластина) представляет собой периодическую кольцевую структуру с заданным амплитудным коэффициентом пропускания.

Изготавливается методом фотолитографии. Используется для коррекции сферической аберрации и хроматизма.

Градиентная оптика – оптика, в которой используются материалы с изменяющимся показателем преломления. Градиентные материалы обычно называют **гринами**.

По виду функции $n = f(x, y, z)$ различают **три типа гринов**:

- с осевым изменением показателя преломления;

$$n = f(z)$$

$$n(x) = n(y) = const$$

- с радиальным (цилиндрическим) изменением показателя преломления:

$$n = f(x^2 + y^2)$$

$$n(z) = const$$

- со сферо-концентрическим изменением показателя преломления.

$$n = f(x^2 + y^2 + z^2)$$

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. Существует теория aberrаций систем, включающих неоднородные линзы, ее формулы громоздки и мало пригодны для проектирования.

Вообще, линза, выполненная из неоднородного материала, может обладать качеством изображения, которое невозможно получить средствами классической оптики. Однако следует иметь в виду, что требования к случайному нерегулярному изменению показателя преломления столь же высоки, что и требования к однородности обычных стекол.

Расчет хода лучей в неоднородных линзах выполняется путем численного интегрирования дифференциальных уравнений.

3. Проекционные системы

3.1. Виды проекции. Основные характеристики

Проекционная система служит для создания действительного и увеличенного изображения на экране. В зависимости от вида проецируемого предмета различают **диаскопическую** и **эпископическую** проекции.

Диапроекция – проекция в проходящем свете;

Эпипроекция – проекция в отраженном свете.

Основные характеристики проекционной системы:

15. Линейное увеличение β .

16. Размер экрана $a' \times b'$ или размер диапозитива $a \times b$.

17. Освещенность изображения E' ; задается при снятом диапозитиве, если это диапроекция, если эпипроекция, то в качестве предмета используется белая матовая рассеивающая поверхность. Освещенность изображения по полю меняется в соответствии с формулой:

$$E'_\omega \approx k \cdot E'_0 \cdot \cos^4 \omega,$$

где E'_0 - освещенность в центре экрана, 2ω - угловое поле оптической системы, k - коэффициент виньетирования. При обычной проекции коэффициент виньетирования близок к единице, а угловое поле редко превышает 30° . Исходя из этого можно приблизительно считать, что освещенность экрана постоянна и равна его освещенности в центре.

18. Расстояние от объектива до экрана (длина помещения) $p' \approx a'$.

Проекционная система состоит из двух частей:

- проекционная часть (диапозитив, объектив, экран);
- осветительная часть (источник света и конденсор).

В качестве источника света применяются: электрические лампы накаливания, газоразрядные источники света (ртутные и ксеноновые лампы сверхвысокого давления СВДШ), электрические пламенные дуги.

Важнейшей характеристикой лампы накаливания является **габаритная яркость тела накала**. Габаритной яркостью называется отношение силы света к площади всего тела накала, включая несветящиеся промежутки между витками спирали и между спиралями.

Если в каталогах ламп указаны величины только полных световых потоков Φ_0 и размеры тела накала, то яркость L и силу света I (по нормали) для ламп с плоским светящимся телом накала приближенно можно найти по формулам:

$$\Phi_0 = 2\pi L(c \times d) = 2\pi I,$$

где L - габаритная яркость в $\left[\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}\right]$, $c \times d$ - площадь тела накала в $[\text{м}^2]$.

Для ламп с точечным источником света сила света равна:

$$I = \frac{\Phi_0}{4\pi}.$$

Требуемая освещенность на экране обеспечивается соответствующим выбором характеристик проекционной системы и источника света.

Световой поток, падающий на экран равен:

$$\Phi = E \cdot S.$$

где E - освещенность экрана в $[\text{лк}]$, S - площадь экрана в $[\text{м}^2]$, Φ - световой поток в $[\text{лм}]$.

В лампах накаливания световой поток, падающий на экран, составляет 0.01 – 0.05 от полного светового потока, излучаемого лампой:

$$\Phi = E \cdot S = 0.01 \div 0.05 \Phi_0 \quad (3.1)$$

По формуле (3.1) можно приблизительно определить требуемый полный световой поток и выбрать лампу.

3.2. Оптические системы для диапроекции

3.2.1. Диаскопическая система первого вида

Существует **два вида диапроекции**:

19. Источник света проектируется на входной зрачок объектива.

Применяется, в случае, когда источник света имеет неравномерную яркость.

20. Источник света проектируется на диапозитив. Применяется в случае, когда источник света имеет равномерную яркость.

Рассмотрим габаритный расчет диаскопической системы первого вида (рис. 3.1).

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{y}{p},$$

где p - расстояние от входного зрачка до диапозитива.

$$\operatorname{tg} \omega \approx \frac{y}{a}. \quad (3.5)$$

Поскольку тип объектива пока не известен, при предварительном расчете примем $D'=D$ и $p=a$, тогда можно воспользоваться формулой (3.5) и определить угловое поле объектива.

Проекционные объективы должны обеспечивать:

- четкое изображение проецируемого предмета и правильную передачу контраста (исправляются все aberrации, кроме дисторсии, которая не должна превышать установленных границ);
- распределение освещенности на экране должно соответствовать распределению яркости на диапозитиве (не должно быть виньетирования).

В качестве проекционных объективов могут использоваться фотографические объективы. Если увеличения небольшие, то применяют и специально рассчитанные объективы.

Рассмотрим расчет осветительной части. Увеличение конденсора, проектирующего источник света во входной зрачок объектива, определяется по формуле (3.6):

$$\beta_k = -\frac{D}{d}, \quad (3.6)$$

где D - диаметр входного зрачка объектива, d - размер меньшей стороны тела накаливания,

$$\beta_k \approx -\frac{D'}{d}, \quad (3.7)$$

$$\beta_k \approx \frac{\sin \sigma_k}{\sin \sigma'_k} \approx \frac{\operatorname{tg} \sigma_k}{\operatorname{tg} \sigma'_k}. \quad (3.8)$$

Для предварительного расчета можно воспользоваться формулами (3.7) и (3.8). Из рис. 3.1 следует: $\sigma'_k = \omega$. Тогда из формулы (3.8) получаем:

$$\beta_k \cdot \sin \omega \approx \sin \sigma_k, \quad (3.9)$$

где σ_k - передний апертурный угол конденсора, который составляет половину угла охвата конденсора, от которого зависит сложность конструкции конденсора.

При предварительном расчете может получиться, что $\sin \sigma_k$ больше единицы, это значит нужно уменьшить β_k за счет увеличения размера тела накала. Если нет лампы с большим телом накаливания, можно для увеличения тела накала применить сферическое зеркало (рис. 3.2). В плоскости, проходящей через центр кривизны зеркала, помещается источник света, смещенный относительно оптической оси так, что в результате отражения от зеркала получается изображение источника, равное самому источнику, т.е. размер источника как бы удваивается. Угол охвата конденсора в соответствии с формулой (3.9) уменьшается приблизительно в два раза.

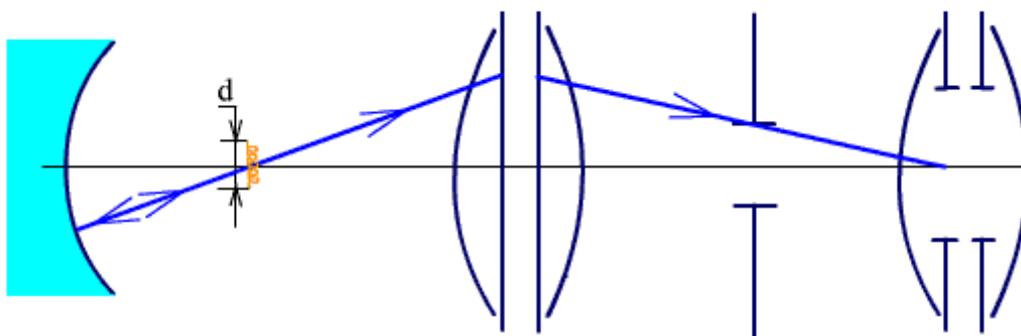


Рис. 3.2.

Если источник света не смещать, то можно увеличить за счет отражения от зеркала габаритную яркость лампы почти в два раза (потери на отражение). Лампу несколько наклоняют, чтобы изображение нитей лампы получилось в интервале между нитями. Этот прием позволяет уменьшить относительное отверстие объектива.

После выбора объектива и типа конденсора производится уточнение расчета.

3.2.2. Типы конденсоров

Конденсоры служат для равномерного освещения проецируемого предмета и бывают:

- линзовые;
- зеркальные;
- зеркально-линзовые;
- линзы Френеля.

Основными параметрами конденсоров являются: угол охвата σ_k и линейное увеличение β_k .

Конденсоры рассчитываются на минимум сферической аберрации, т.к. большие аберрации приводят к неравномерности освещения экрана.

Линзовые конденсоры в зависимости от угла охвата делятся на: однолинзовые, двухлинзовые, трехлинзовые и даже четырехлинзовые.

Однолинзовый конденсор (рис. 3.3) рассчитанный на минимум сферической аберрации имеет:

$$2\sigma_k \leq 30^\circ,$$

$$A = \sin \sigma_k \leq 0.15.$$

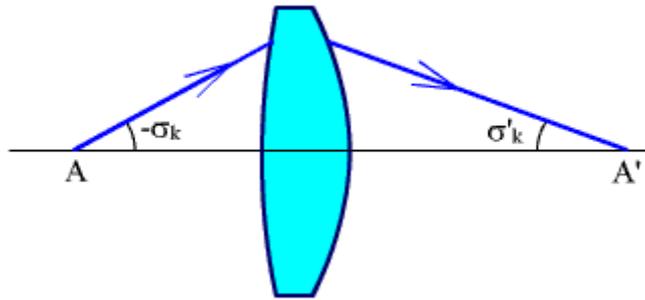


Рис. 3.3

Двухлинзовый конденсор, состоящий из двух плосковыпуклых линз, показан на рис. 3.4.

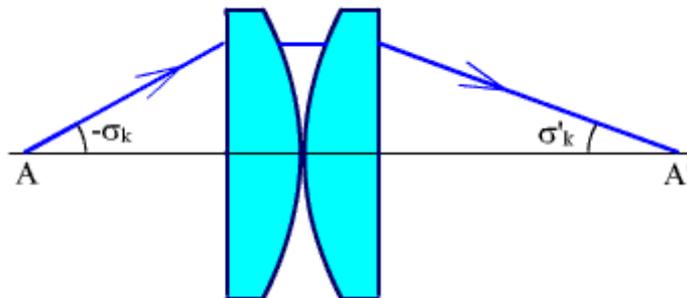


Рис. 3.4.

$$\beta_k \approx -1 \div -2,$$

$$30^\circ \leq 2\sigma_k \leq 60^\circ,$$

$$0.15 \leq A \leq 0.5.$$

Конденсор из апланатического мениска и линзы, рассчитанной на минимум сферической аберрации (рис. 3.5) имеет:

$$\beta_k \approx -4 \div -10,$$

$$2\sigma_k \leq 60^\circ,$$

$$0.15 \leq A \leq 0.5.$$

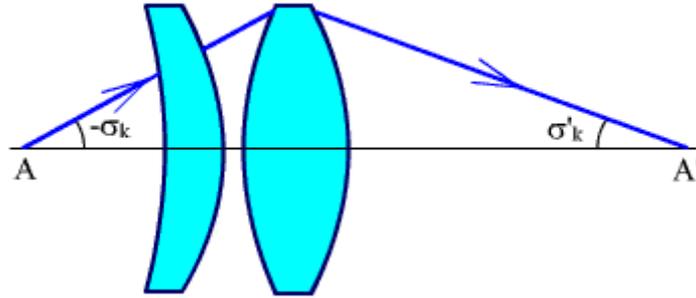


Рис. 3.5.

Если одна из поверхностей асферическая, то апертура может быть увеличена до 0.7.

Чем больше коэффициент дисперсии, тем меньше хроматизм, поэтому конденсор делают из кронов.

Трехлинзовый конденсор, рассчитанный на минимум сферической aberrации (рис. 3.6) имеет:

$$60^\circ \leq 2\sigma_k \leq 90^\circ,$$

$$0.5 \leq A \leq 0.7.$$

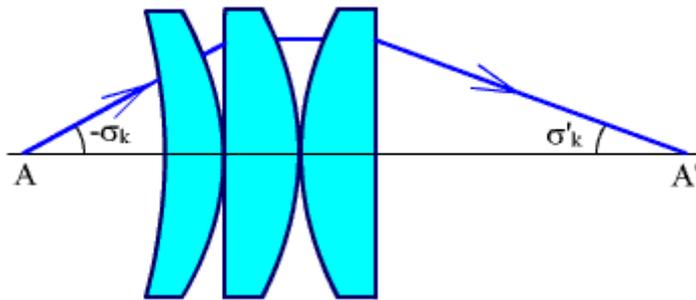


Рис. 3.6

Пример зеркальной осветительной системы дан на рис. 3.7.

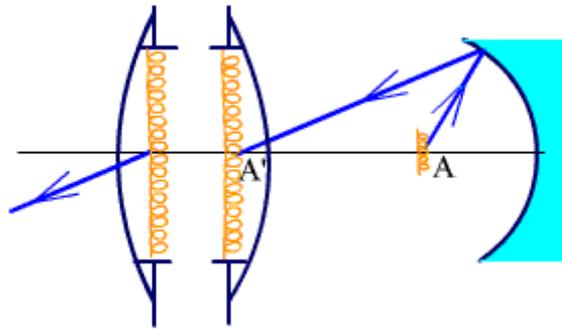


Рис. 3.7.

Зеркальные системы имеют большой угол охвата и не имеют хроматизма. Простейшей зеркальной системой является сферическое зеркало, но чаще всего используется эллипсоидальное зеркало. Источник света располагается в одном из геометрических фокусов эллипса, а его изображение получается в другом фокусе. У эллипсоидальных отражателей угол охвата достигает 140° .

Пример зеркально-линзовой системы приведен на рис. 3.8.

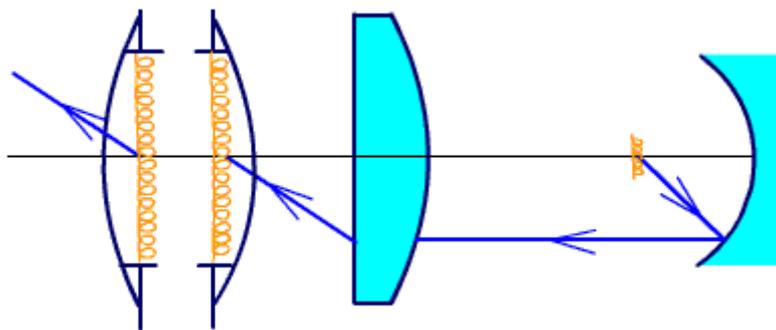


Рис. 3.8.

Сложные многолинзовые конденсорные системы могут быть заменены линзами Френеля (рис. 2.77, рис. 2.79). Особенностью линз Френеля является большой угол охвата $2\sigma_k \geq 100^\circ$ и хорошее исправление сферической aberrации.

3.2.3. Расчет конденсора на минимум сферической aberrации.

Конденсор помещается между источником света и диапозитивом и непосредственно не участвует в образовании изображения на экране, поэтому необходимости в коррекции aberrаций конденсора, казалось бы, нет. Однако, при наличии у конденсора большой сферической aberrации могут возникнуть два нежелательных явления:

- неравномерность освещенности в плоскости диапозитива, которая передается на экран;
- срезание пучков лучей апертурной диафрагмой и оправами линз, что приводит к потере световой энергии и вредному нагреванию оправы объектива.

Для коррекции сферической аберрации можно пойти по одному из двух путей:

- ввести в оптическую систему конденсора отрицательные линзы;
- применить асферическую поверхность.

Оба этих пути приводят к удорожанию конденсора и часто оказываются экономически неоправданными. В таком случае в конденсоре, состоящем только из положительных линз, минимизируется сферическая аберрация.

Рассмотрим расчет конденсора на минимум сферической аберрации. Для упрощения расчетов вначале будем считать все толщины линз равными нулю и все высоты нулевых лучей на поверхностях линз конденсора равными.

Расчет выполняется по формулам теории аберраций третьего порядка. Составляется выражение для сферической аберрации третьего порядка, берется первая производная по углам нулевого луча, приравняется нулю, затем после преобразования получаются формулы для определения нечетных и четных углов конденсора.

Для нечетных углов:

$$tg\alpha_S = \frac{S - 1 + (m - S + 1) \cdot \beta_\kappa}{m}, \quad (3.10)$$

для четных углов:

$$tg\alpha_S = \frac{2n + 1}{n + 2} \cdot \frac{S - 1 + (m - S + 1) \cdot \beta_\kappa}{m}, \quad (3.11)$$

где m - число преломляющих поверхностей, S - номер поверхности.

Если конденсор однолинзовый, то получаются следующие расчетные формулы:

$$tg\alpha_1 = \beta_\kappa,$$

$$tg\alpha_2 = \frac{2n + 1}{n + 2} \cdot \frac{1 + \beta_\kappa}{2},$$

$$tg\alpha_3 = 1.$$

При расчетах по формулам (3.10), (3.11) всегда $tg\alpha_1 = \beta_\kappa$, а для последнего угла $tg\alpha_{m+1} = 1$.

Радиусы кривизны линз конденсора определяются по формуле:

$$r_s = h_s \frac{n_{s+1} - n_s}{n_{s+1} \cdot \operatorname{tg} \alpha_{s+1} - n_s \cdot \operatorname{tg} \alpha_s}, \quad (3.12)$$

где n_s, n_{s+1} - показатели преломления, а h_s - высота нулевого луча на главной плоскости поверхности.

На рис. 3.9 приведен двухлинзовый конденсор, для которого:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \beta_k,$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{s+1} = \operatorname{tg} \alpha_5 = 1,$$

$$d_1 = d_2 = d_3 = 0,$$

$$h_1 = h_2 = h_3 = h_4 = a'_k.$$

Отрезок a'_k и диаметр конденсора Ψ_k известны из габаритного расчета проекционной системы.

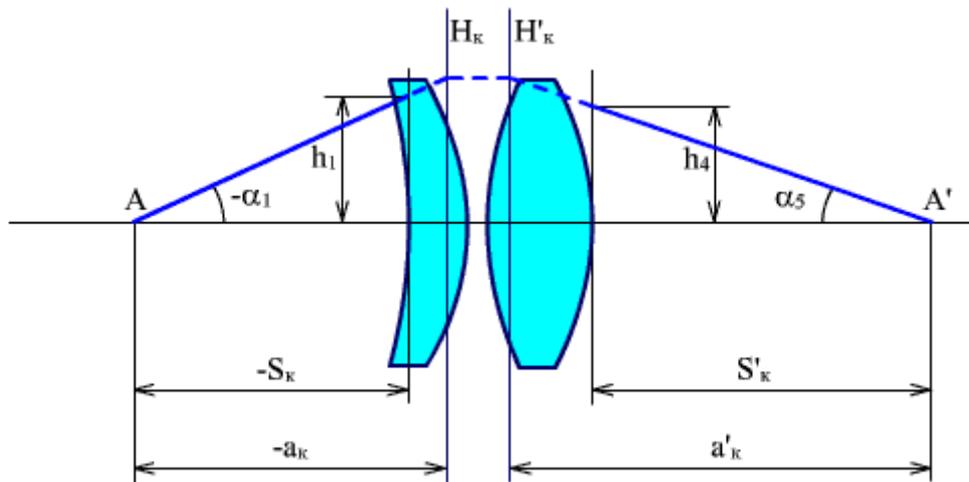


Рис. 3.9.

После определения углов по формулам (3.10) и (3.11), находят радиусы по формуле (3.12) при нулевых толщинах линз, затем линзы вычерчиваются и определяются толщины линз, при этом должно быть выполнено условие (рис. 3.10):

$$4d + 10t \geq \Psi_k,$$

или толщина линзы по краю должна быть не меньше 0.05 ее диаметра.

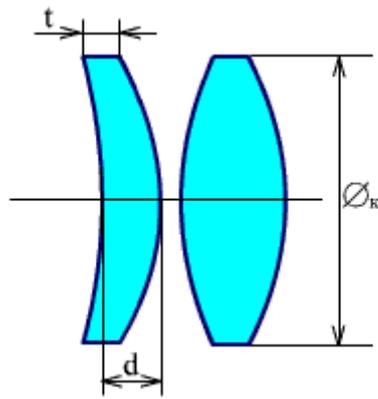


Рис. 3.10

После определения толщин линз уточняются высоты по формуле:

$$h_{S+1} = h_S - tg\alpha_{S+1}d_s, \quad (3.13)$$

и производится пересчет радиусов по формуле (3.12). Затем определяются передний отрезок S_k и задний отрезок S'_k по формулам:

$$S_k = \frac{h_1}{\beta_k}, \quad (3.14)$$

$$S'_k = h_4. \quad (3.15)$$

3.2.4. Диаскопическая система второго вида

В диаскопической системе второго вида источник света имеет равномерную яркость и проектируется на диапозитив (рис. 3.11).

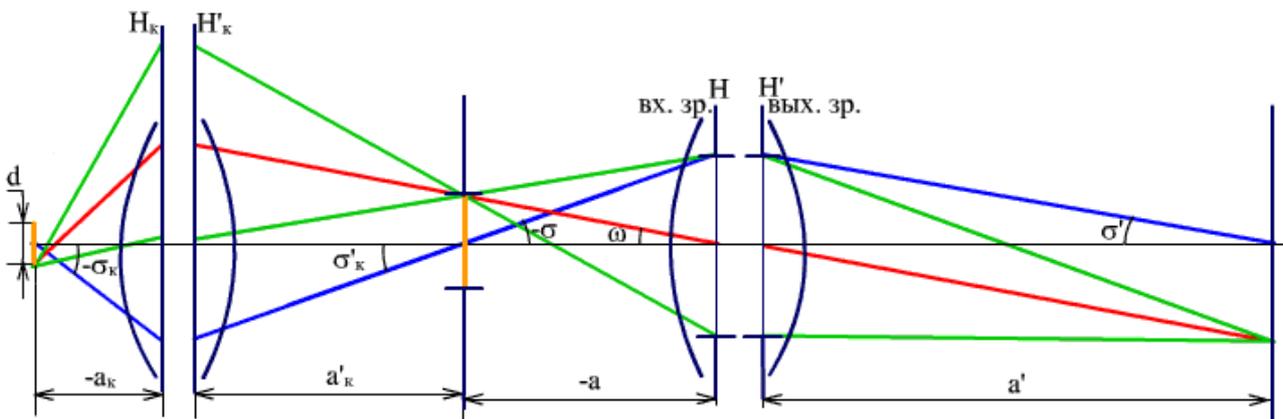


Рис. 3.11.

Расчет объектива выполняется по тем же формулам, что и в диаскопической проекции первого типа. Отличие заключается в расчете конденсора.

Из рис. 3.11 следует:

$$\sigma'_k = \sigma,$$

$$\beta_{\kappa} = -\frac{2y}{d}, \quad (3.16)$$

$$\beta_{\kappa} \approx \frac{\sin \sigma_{\kappa}}{\sin \sigma'_{\kappa}}, \quad (3.17)$$

$$\beta_{\kappa} = \frac{a'_{\kappa}}{a_{\kappa}}. \quad (3.18)$$

Если выбрана лампа, увеличение конденсора определяется по формуле (3.16), а затем по формуле (3.17) находим угол охвата конденсора и в зависимости от его значения выбираем тип конденсора.

Из рисунка 3.11 видно, что диаметр конденсора будет зависеть от отрезка a'_{κ} , желательно, чтобы он был поменьше, но в этом случае отрезок a_{κ} может получиться таким маленьким, что лампа не поместится. Поэтому лучше задать отрезок a_{κ} , а затем по формуле (3.18) найти отрезок a'_{κ} . Фокусное расстояние конденсора определяется по известной формуле отрезков.

Для уменьшения габаритов конденсора и согласования зрачков, вблизи кадрового окна можно установить линзу – коллектив, которая не окажет влияния на ход апертурного луча, но изменит ход главного таким образом, что входной и выходной зрачки конденсора будут находиться вблизи главных плоскостей.

3.3. Проекционные эпископические системы

Принципиальная схема эпископической проекционной системы дана на рис. 3.12.

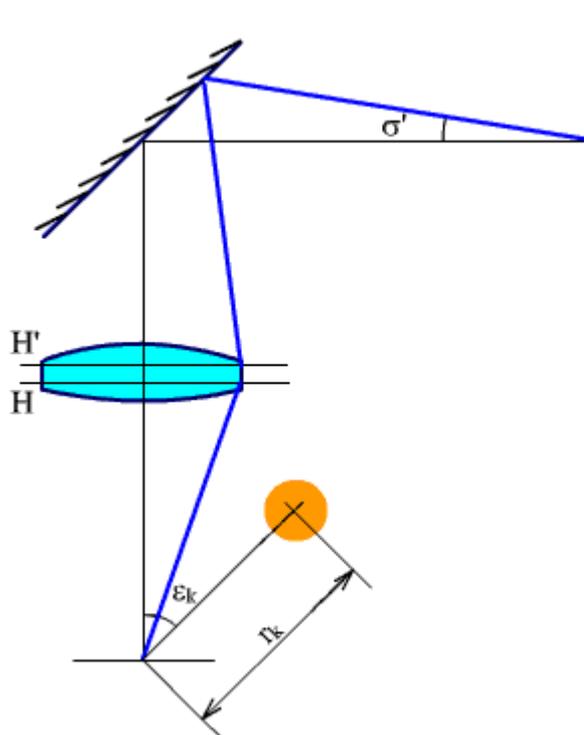


Рис. 3.12.

Предмет освещается несколькими источниками света и с помощью проекционного объектива и плоского зеркала изображение строится на экране.

При расчете эпископической системы сначала нужно выбрать светосильный объектив, затем найти необходимую освещенность в плоскости предмета и количество ламп.

Если выбран объектив с относительным отверстием $1:k$, тогда $\sin \sigma' = \frac{1}{2k}$

и освещенность в плоскости экрана будет:

$$E' = \pi \cdot \tau \cdot L \cdot \sin^2 \sigma', \quad (3.19)$$

где L - яркость предмета, τ - коэффициент пропускания системы.

Яркость и освещенность диффузно рассеивающей поверхности связаны зависимостью:

$$L = \frac{\rho \cdot E}{\pi}, \quad (3.20)$$

где ρ - коэффициент отражающей способности.

По формуле (3.19) находим яркость предмета L , а по формуле (3.20) требуемую освещенность E . Освещенность в центре предмета определяется по формуле:

$$E = \sum_{k=1}^{k=n} \frac{I_k \cdot \cos \varepsilon_k}{r_k^2}, \quad (3.21)$$

где I_k - сила света источника, ε_k - угол между нормалью к освещаемой поверхности и направлением на источник света, r_k - расстояние от центра поверхности до источника.

В зависимости от требуемой освещенности E находим число источников n .

4. Работа оптического прибора совместно с глазом человека

4.1. Глаз

4.1.1. Строение глаза

Глаз человека часто действует с оптическими приборами, поэтому при разработке оптических приборов необходимо учитывать оптические и физиологические свойства глаза.

На рис. 4.1 дан разрез глазного яблока.

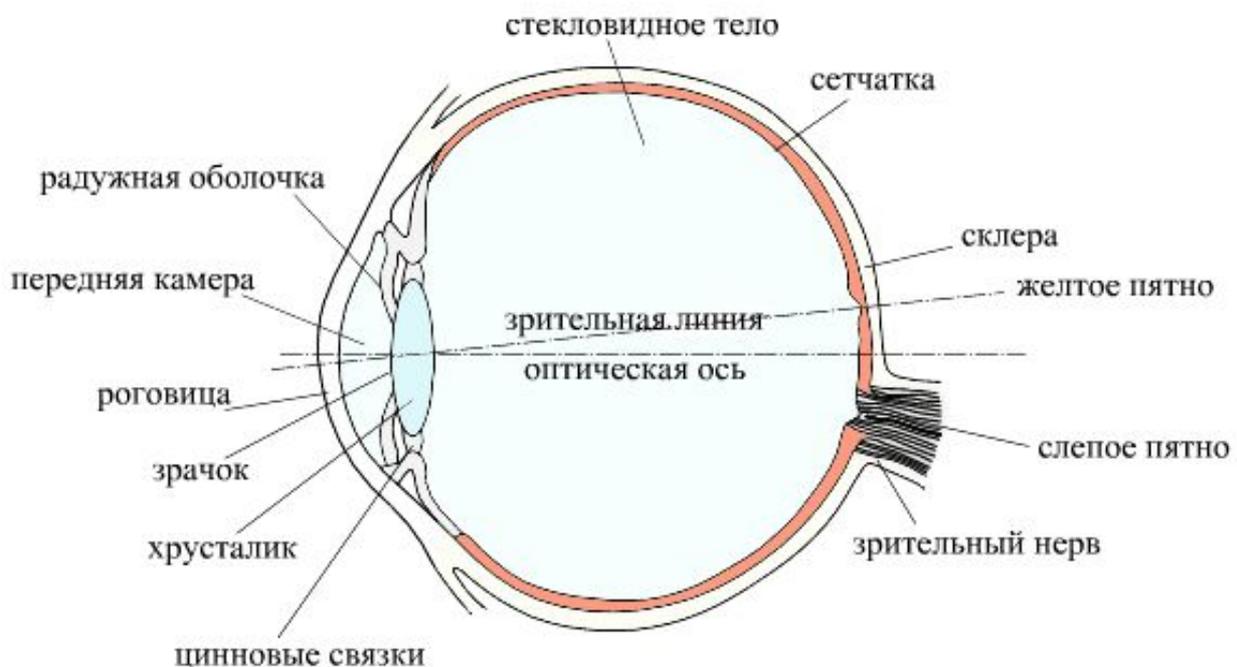


Рис. 4.1.

Глазное яблоко заключено в оболочку, которая называется **склерой**, впереди прозрачная часть оболочки называется **роговицей**.

Передняя камера глаза заполнена водянистой влагой и отделяется от задней, заполненной стекловидным телом, непрозрачной радужной оболочкой. По окраске радужки определяется цвет глаз человека. В центре радужной оболочки находится отверстие, которое называется **зрачком** глаза. За радужной оболочкой в передней части задней камеры находится **хрусталик** – линзообразное прозрачное тело. Хрусталик прикрепляется к мускульному кольцу с помощью **цинновых связок**. Внутренняя поверхность склеры со стороны стекловидного тела покрыта светочувствительной оболочкой, которая

называется **сетчаткой**. В слое сетчатки заключены **палочки** и **колбочки** - светочувствительные окончания нервных волокон. Местом наиболее ясного видения служит **желтое пятно** сетчатки. Сбоку от желтого пятна расположено **слепое пятно**, здесь нет палочек и колбочек, здесь нервные волокна, идущие от палочек и колбочек, сплетаются в зрительный нерв.

Переднее и заднее фокусное расстояние глаза не равны друг другу вследствие формулы:

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

где $n = 1$, $n' = 1.336$.

4.1.2. Острота зрения. Аккомодация. Адаптация

Под **остротой зрения** понимают способность глаза человека видеть раздельно две точки, две линии. Острота зрения определяется по формуле:

$$S = \frac{1}{\gamma},$$

где γ - разрешающая способность глаза в минутах,

Разрешающая способность нормального глаза:

$$\gamma = 1' = 0.0003 \text{ радиана} .$$

Если глаз расположен от предмета на расстоянии 250мм , то разрешающая способность глаза в линейной мере будет:

$$e = 250 \cdot 0.0003 = 0.075\text{мм} .$$

Острота зрения зависит:

- от контраста предметов;
- от освещенности в поле наблюдения;
- от диаметра зрачка глаза;
- от места изображения на сетчатке;
- от дефектов зрения.

Аккомодация - способность глаза видеть предметы, находящиеся на различных расстояниях.

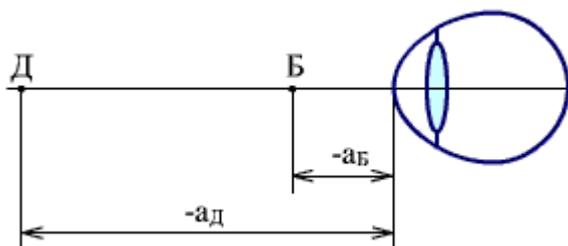


Рис. 4.2.

Дальняя точка ($-a_D$) – точка, которую глаз видит без напряжения аккомодации, $a_D = \infty$ – для нормального (**эмметропического**) глаза.

Если дальняя точка не лежит на бесконечности, то глаз называется **аметропическим**. Если a_D – перед наблюдателем, то глаз близорукий (**миопический**), если a_D – за наблюдателем, то глаз дальнозоркий (**гиперметропический**).

Ближняя точка ($-a_B$) – точка, которую глаз видит при максимальном напряжении аккомодации (рис. 4.2).

Положение ближней точки меняется с возрастом. У молодого человека – 125 мм, у ребенка – 60 мм.

В офтальмологической оптике принято диоптрийное счисление.

Объем аккомодации в диоптриях:

$$B_A = \frac{1}{a_B} - \frac{1}{a_D},$$

где a_B и a_D в метрах.

Рефракция оптической системы:

$$D = \frac{n'}{f'}.$$

Длина отрезка в диоптрийной мере:

$$A = \frac{n}{a}.$$

1 диоптрия – это рефракция линзы с фокусным расстоянием в 1 м.

Объем аккомодации для нормального глаза – 8 *диоптрий*.

Адаптация – способность глаза приспосабливаться к различной степени освещенности. Глаз способен работать в широком диапазоне яркости ($10^{-7} \div 10^5 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$).

Адаптация осуществляется за счет следующих механизмов:

- в зависимости от степени освещенности работают те или иные окончания нервных волокон (палочки и колбочки);
- за счет изменения диаметра зрачка (2 ÷ 8 мм);
- за счет изменения чувствительности сетчатки.

4.1.3. Коррекция недостатков зрения

Основное назначение очков заключается в коррекции аметропии глаза. Перед глазом помещается линза, которая создает изображение осевой точки бесконечно удаленного предмета в дальней точке глаза.

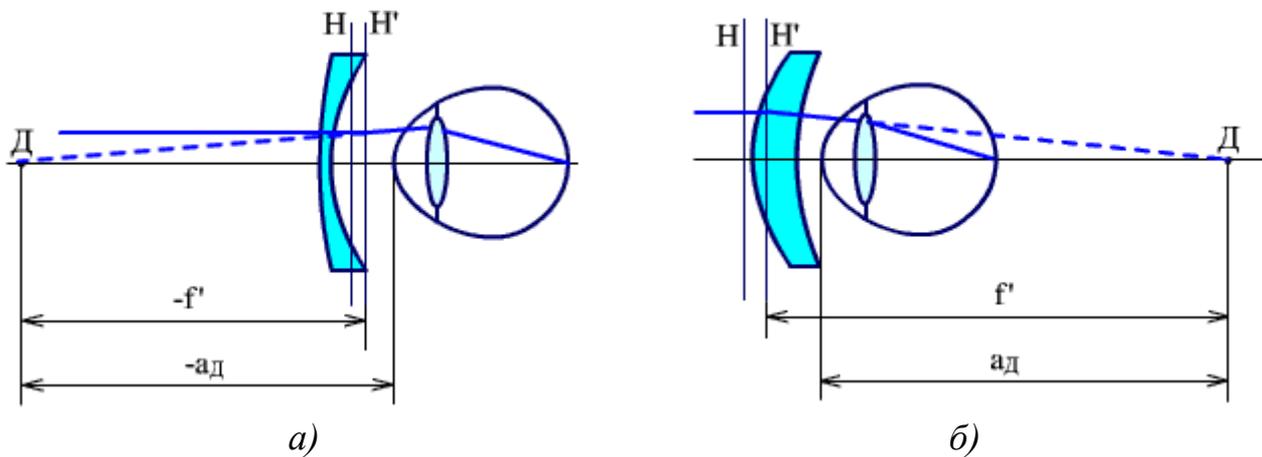


Рис. 4.3

На рис. 4.3. (а) показана коррекция близорукого глаза с помощью отрицательного мениска. $a_{д} \approx f'$.

На рис. 4.3. (б) показана коррекция дальнозоркости с помощью положительного мениска.

В очковых линзах исправляется астигматизм, поэтому они и имеют форму менисков.

Довольно часто встречается недостаток зрения, который называется **астигматизмом**. Астигматизм заключается в том, что оптическая сила глаза в двух взаимно перпендикулярных сечениях (главных сечениях) различная. Астигматизм глаза исправляется цилиндрическими и торическими линзами.

4.2. Работа прибора совместно с глазом. Видимое увеличение

4.2.1. Определение видимого увеличения. Видимое увеличение лупы

Существуют следующие виды увеличений:

- линейное (поперечное) увеличение;
- угловое увеличение;
- продольное увеличение;
- видимое увеличение (используется только в приборах, работающих с глазом).

Видимое увеличение – это отношение изображения на сетчатке глаза при наблюдении через оптическую систему и невооруженным глазом, или отношение углов, под которыми глаз видит изображение через оптическую систему и предмет без нее.

Обратимся к рис. 4.4.

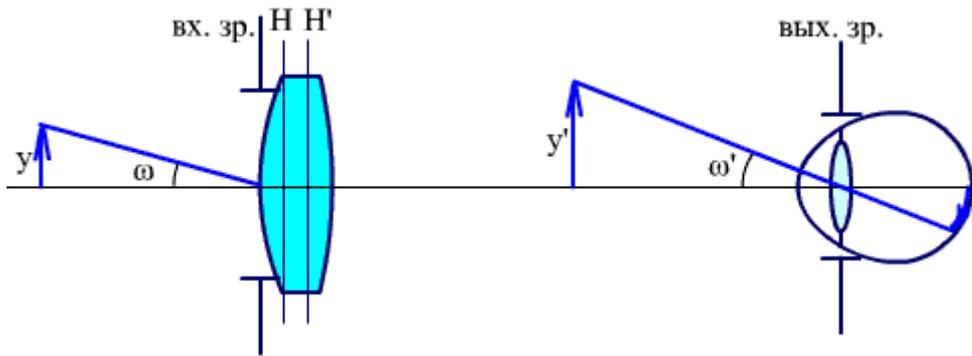


Рис. 4.4

Пусть предмет находится на большом расстоянии от наблюдателя, тогда изображение на сетчатке глаза без оптического прибора равно:

$$y'_1 = -f'_{\text{эл}} \cdot \text{tg}\omega. \quad (4.1)$$

Если глаз рассматривает изображение после оптической системы под углом ω' , тогда:

$$y'_2 = -f'_{\text{эл}} \cdot \text{tg}\omega'. \quad (4.2)$$

Принимая во внимание (4.1) и (4.2) получаем:

$$\Gamma = \frac{\text{tg}\omega'}{\text{tg}\omega}. \quad (4.3)$$

Если рассматривается объект, который находится на близком расстоянии от наблюдателя (рис. 4.5), тогда:

$$\text{tg}\omega = \frac{y}{250}, \quad (4.4)$$

где 250мм - расстояние наилучшего видения.

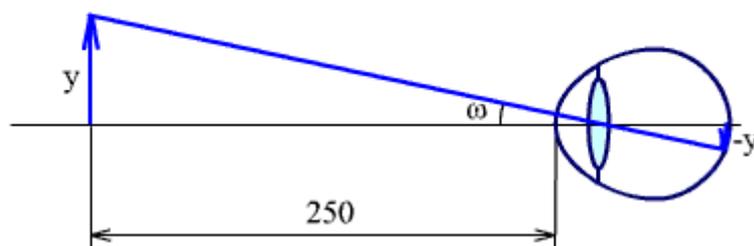


Рис. 4.5

Рассмотрим видимое увеличение лупы, когда предмет расположен в передней фокальной плоскости (рис. 4.6).

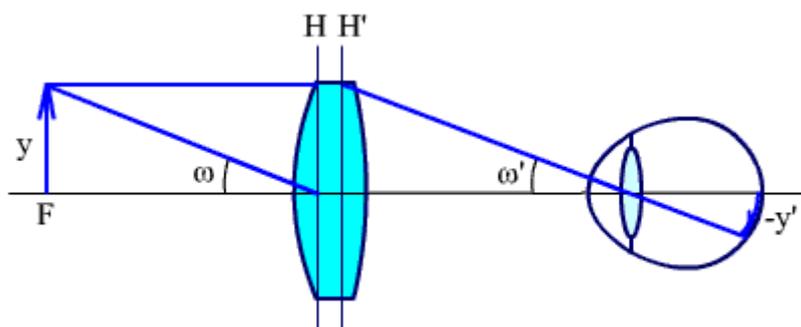


Рис. 4.6

Глаз видит изображение после лупы под углом ω' :

$$\operatorname{tg}\omega' = \frac{y}{f'}. \quad (4.5)$$

Принимая во внимание (4.4) и (4.5) получаем формулу для определения видимого увеличения лупы, когда предмет находится в передней фокальной плоскости лупы:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg}\omega'}{\operatorname{tg}\omega} = \frac{250}{f'}. \quad (4.6)$$

Рассмотрим увеличение лупы в общем случае, когда предмет расположен не в передней фокальной плоскости (рис. 4.7).

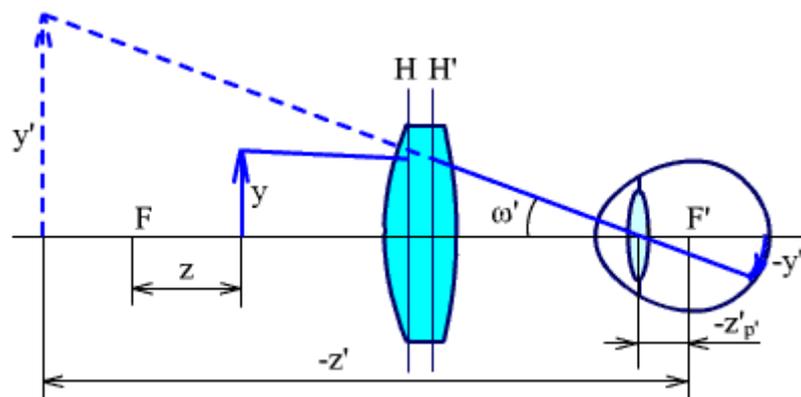


Рис. 4.7.

Без лупы наблюдатель видит объект под углом:

$$\operatorname{tg}\omega = \frac{y}{250}.$$

Линейное увеличение лупы равно:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{f'}{z}.$$

Наблюдатель видит изображение объекта под углом ω' , который равен:

$$tg\omega' = \frac{y'}{-z' + z'_{p'}} = \frac{y \cdot f'}{z \cdot \left(\frac{(f')^2}{z} + z'_{p'} \right)} = \frac{y \cdot f'}{(f')^2 + z'_{p'} \cdot z} = \frac{y}{f'} \cdot \frac{1}{1 + \frac{z \cdot z'_{p'}}{(f')^2}}. \quad (4.7)$$

Подставляя в формулу (4.3) значения тангенсов углов из (4.4) и (4.7), получаем формулу для видимого увеличения лупы в общем виде:

$$\bar{\Gamma} = \frac{tg\omega'}{tg\omega} = \frac{250}{f'} \cdot \frac{1}{1 + \frac{z'_{p'} \cdot z}{f'^2}}. \quad (4.8)$$

Из формулы (4.8) следует, что видимое увеличение лупы определяется по формуле (4.6) только в двух случаях, когда $z = 0$ (предмет находится в передней фокальной плоскости) и $z'_{p'} = 0$ (выходной зрачок находится в задней фокальной плоскости).

4.2.2. Видимое увеличение при фотографировании и проекции

Рассмотрим видимое увеличение для приборов, у которых предмет находится на бесконечности или на значительном расстоянии от прибора и наблюдателя.

В этом случае и прибор, и наблюдатель видят предмет под одним и тем же углом ω .

При фотографировании размер изображения в задней фокальной плоскости равен:

$$y'_1 = -f' \cdot tg\omega.$$

Если полученный снимок увеличивается, тогда:

$$y'_2 = y'_1 \cdot \beta.$$

Угол, под которым наблюдатель рассматривает снимок, равен:

$$tg\omega' = \frac{y'_2}{l},$$

где l - расстояние, с которого рассматривают снимок.

Видимое увеличение в этом случае будет:

$$\Gamma = \frac{tg\omega'}{tg\omega} = \frac{-f' \cdot tg\omega \cdot \beta}{l \cdot tg\omega} = -\frac{f' \cdot \beta}{l},$$

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

При фотографировании и проекции должно выполняться условие **естественного впечатления**. Оно возникает, если снимок виден под тем же углом, что и объект:

$$tg\omega = tg\omega'.$$

Видимое увеличение в этом случае:

$$\Gamma = 1.$$

Из формулы (4.9) следует, что условие естественного впечатления:

$$l = -f' \cdot \beta. \quad (4.10)$$

Формула (4.10) позволяет найти расстояние, на котором наблюдатель получит естественное впечатление.

Основные обозначения и определения

Приведенные термины, определения и буквенные обозначения соответствуют ГОСТ 7427-76.

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

Передняя главная плоскость – плоскость в пространстве предметов, сопряженная с плоскостью в пространстве изображений, для которой линейное увеличение равно $+1$.

Задняя главная плоскость – плоскость в пространстве изображений, сопряженная с плоскостью в пространстве предметов, для которой линейное увеличение равно $+1$.

Передняя (задняя) главная точка ($H[H']$) – точка пересечения передней (задней) главной плоскости с оптической осью.

Передняя (задняя) узловая точка ($N[N']$) – точка на оптической оси в пространстве предметов (изображений), для которой угловое увеличение равно $+1$.

Передний фокус (F) – точка на оптической оси в пространстве предметов, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве изображений.

Задний фокус (F') – точка на оптической оси в пространстве изображений, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве предметов.

Переднее фокусное расстояние (f) – расстояние от передней главной точки до переднего фокуса.

Заднее фокусное расстояние (f') – расстояние от задней главной точки до заднего фокуса.

Передний фокальный отрезок (S_F) – расстояние от вершины передней поверхности до переднего фокуса.

Задний фокальный отрезок ($S'_{F'}$) – расстояние от вершины задней поверхности до заднего фокуса.

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

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

Осевая точка предмета (изображения) ($A[A']$) – точка пересечения плоскости предмета (изображения) с оптической осью.

Осевая точка входного (выходного) зрачка ($P[P']$) – точка пересечения плоскости входного (выходного) зрачка с оптической осью.

Радиус сферической поверхности (r) – расстояние от вершины преломляющей или отражающей поверхности до центра кривизны сферической поверхности.

S_H - расстояние от вершины передней поверхности до передней главной точки.

S'_H - расстояние от вершины задней поверхности до задней главной точки.

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.

Передний отрезок (S) – расстояние от вершины преломляющей или отражающей поверхности до точки пересечения падающего луча с оптической осью.

Задний отрезок (S') – расстояние от вершины преломляющей или отражающей поверхности до точки пересечения преломленного или отраженного луча с оптической осью.

d - расстояние от вершины поверхности до вершины последующей по ходу луча поверхности.

h - расстояние от оптической оси до точки преломления или отражения меридионального луча.

z - расстояние от переднего фокуса до осевой точки предмета.

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

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

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 OY (в меридиональной плоскости).

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

Угол падения (ε) – угол между лучом, падающим на преломляющую или отражающую поверхность, и нормалью к поверхности в точке падения.

Угол преломления (отражения) (ε') – угол между преломленным (отраженным) лучом и нормалью к поверхности в точке преломления (отражения).

α - угол между оптической осью и параксиальным лучом, выходящим из осевой точки предмета до преломления или отражения.

α' - угол между оптической осью и параксиальным лучом, выходящим из осевой точки предмета после преломления или отражения. σ - угол между оптической осью и меридиональным лучом.

φ - угол между нормалью к поверхности и оптической осью.

Апертурный луч – луч, выходящий из осевой точки предмета и идущий на край апертурной диафрагмы.

Апертурный угол в пространстве предметов (σ_A) – угол между оптической осью и апертурным лучом.

Апертурный угол в пространстве изображений ($\sigma'_{A'}$) – угол между оптической осью и апертурным лучом, проходящим через край апертурной диафрагмы и осевую точку изображения.

Линейное увеличение (β) – увеличение в сопряженных плоскостях, перпендикулярных оптической оси, определяемое отношением размера параксиального изображения к размеру предмета.

Угловое увеличение (γ) – увеличение в сопряженных точках на оптической оси, определяемое отношением углов параксиальных лучей с оптической осью в пространстве изображений и пространстве предметов:

$$\gamma = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{\sigma'}{\sigma}.$$

Продольное увеличение в сопряженных точках на оптической оси (α) – отношение размера параксиального изображения бесконечно малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка: $\alpha = \frac{dz'}{dz}$.

Видимое увеличение (Γ) – отношение тангенса угла, под которым наблюдается параксиальное изображение, к тангенсу угла, под которым наблюдается предмет невооруженным глазом.

Апертурная диафрагма – диафрагма, ограничивающая пучок лучей, выходящий 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.

Диаметр входного (выходного) зрачка ($D[D']$).

Числовая апертура в пространстве предметов (A) – произведение показателя преломления на абсолютное значение синуса апертурного угла:
$$A = n \cdot |\sin \sigma_A|.$$

Относительное отверстие (D/f') – абсолютное значение отношения удвоенного расстояния от оптической оси до точки преломления или отражения апертурного луча, параллельного оптической оси в пространстве предметов и проходящего через край апертурной диафрагмы, к заднему фокусному расстоянию системы.

Диафрагменное число (K) – величина, обратная относительному отверстию.

Линейное поле оптической системы в пространстве предметов ($2y$) – наибольший размер изображаемой части плоскости предмета, расположенной на конечном расстоянии.

Линейное поле оптической системы в пространстве изображений ($2y'$) – наибольший размер изображения, лежащего на конечном расстоянии.

Угловое поле оптической системы в пространстве предметов (2ω) – абсолютное значение удвоенного угла между оптической осью и лучом в пространстве предметов, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы.

Угловое поле оптической системы в пространстве изображений ($2\omega'$) – абсолютное значение удвоенного угла между оптической осью и лучом в пространстве изображений, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы.

Виньетирующая диафрагма – любая диафрагма, кроме апертурной и полевой, которая ограничивает пучки лучей, выходящих из точек предмета, лежащих вне оптической оси.

Входное (выходное) окно – параксиальное изображение виньетирующей диафрагмы в пространстве предметов (изображений).

Оптическая сила системы (Φ) – отношение показателя преломления в пространстве изображений к заднему фокусному расстоянию системы:
$$\Phi = \frac{n'}{f'}$$
.

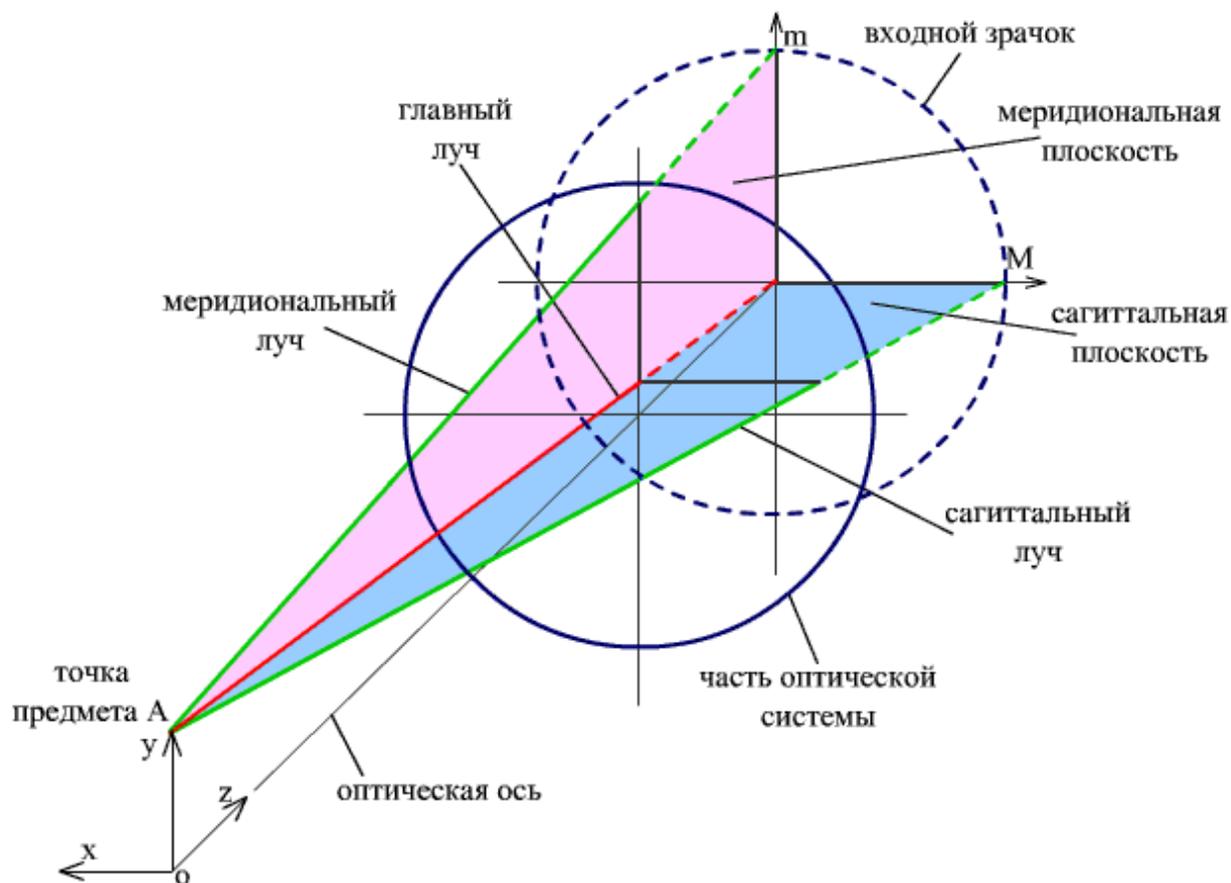


Рис. 1. Меридиональная и сагиттальная плоскости.

Меридиональная плоскость – плоскость, содержащая главный луч и оптическую ось (рис. 1).

Сагиттальная плоскость – плоскость, перпендикулярная меридиональной, и содержащая главный луч.

Направление оптической оси совпадает с направлением оси z . Плоскость YOX - плоскость предметов, плоскость YOZ - меридиональная плоскость.

Правило знаков

Свет идет слева направо.

Отрезки, перпендикулярные к оптической оси, считаются **положительными**, если они лежат выше оптической оси, ниже оптической оси – отрицательными.

Продольные отрезки (лежащие на оптической оси) считаются **положительными**, если их направление совпадает с направлением света, в противном случае они считаются отрицательными. Нужно знать начало отрезка. Например, начало отрезков f , f' , a , a' у главных плоскостей, а отрезков z , z' у фокусов.

Углы, образованные поворотом луча от оптической оси (нормали) по часовой стрелке, считаются **положительными**, против часовой – отрицательными.

Литература

1. Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.Н. Теория оптических систем: Учебное пособие. 4-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2008. – 446с.: ил.
2. Прикладная оптика: Учебное пособие / Л.Г.Бибчук и др. Под ред. Н.П. Заказнова. 2-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2007. – 320с.: ил.
3. Цуканова Г.И., Карпова Г.В., Карпов В.Г., Багдасарова О.В., Кривоустова Е.В., Ежова К.В. Прикладная оптика. Часть 1. Учебно-методическое пособие под редакцией профессора Шехонина А.А.-СПб: СПб ГУИТМО, 2003. –75с.:ил.
4. Цуканова Г.И., Карпова Г.В., Карпов В.Г., Багдасарова О.В., Кривоустова Е.В., Ежова К.В. Прикладная оптика. Часть 2. Учебно-методическое пособие под редакцией профессора Шехонина А.А.-СПб: СПб ГУИТМО, 2003. –75с.:ил.
5. Апенко М.И. Запрягаева Л.А., Свешникова И.С. Задачник по прикладной оптике. Учебное пособие. Издательство: Высшая школа, 2003, 592с.
6. Г. Шредер, Х. Трайбер Техническая оптика. Серия: Мир физики и техники Издательство: Техносфера, 2006 г, 424 с.
7. Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1992 –446 с.
8. Запрягаева Л.А., Свешникова И.С. Расчет и проектирование оптических систем. М.: Логос. 2000.-581 с.
9. Вычислительная оптика : справочник. / М.М. Русинов [и др.]. - 2-е изд. – СПб: ЛКИ, 2008. – 424 с
10. Сборник задач по теории оптических систем. / Андреев Л.Н., Грамматин А.П. и др. М.: Машиностроение, 1987.
11. Прикладная оптика / Дубовик А.С., Апенко М.И., Дурейко Г.В. и др. М.: Недра, 1982.
12. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем., Л.: Машиностроение, 1982.

13. Цуканова Г.И., Бахолдин А.В. Специальные разделы прикладной оптики. Учебно- методическое пособие под редакцией профессора Шехонина А.А.-СПб: СПб ГУ ИТМО, 2008. –79с.:ил.
14. Можаров, Г.А. Основы геометрической оптики / Г.А. Можаров. – М.: Издательский дом ЛОГОС, 2006 – 280 с.
15. Теория оптических приборов./ Чуриловский В.Н. М.;Л.: Машиностроение, 1966, - 559с.:ил.
16. Верхотуров, О.П. Введение в вычислительную оптику / О.П. Верхотуров. - Новосибирск: СГГА, 1998. – 272 с.
- 17.Справочник конструктора оптико-механических приборов. / В.А.Панов, М.Я.Кругер, В.В.Кулагин и др.; Под общ. ред. В.А.Панова. 3-е изд., перераб. и доп.-Л.: Машиностроение, Ленингр. отд., 1980. – 742с., ил.

5.

6.

7.

8.

9.

10.

11.

12. Оглавление

Глава 1. Основные сведения из геометрической оптики.

- 1.1. Принцип Ферма. Основные законы геометрической оптики.
- 1.2. Полное внутренне отражение и его техническое применение.
- 1.3. Оптические материалы. Оптические постоянные.
- 1.4. Закон отражения в векторном виде.

Глава 2. Элементная база оптики

- 2.1. Плоские зеркала
 - 2.1.1. Изображение в плоском зеркале
 - 2.1.2. Отражение от нескольких плоских зеркал
- 2.2. Плоскопараллельная пластинка
- 2.3. Отражательные призмы
 - 2.3.1. Классификация призм
 - 2.3.2. Призмы с одним отражением
 - 2.3.3. Призмы с двумя и тремя отражениями
 - 2.3.4. Расчёт призм
 - 2.3.5. Призмы с крышей
 - 2.3.6. Призменные системы
- 2.4. Клинья
 - 2.4.1. Работа клиньев. Вращающиеся и перемещающиеся клинья.
 - 2.4.2. Ахроматизация клиньев.
- 2.5. Сферические и асферические зеркала
 - 2.5.1. Формулы идеальной оптической системы для зеркал
 - 2.5.2. Анаберрационные зеркальные поверхности
 - 2.5.3. Анаберрационные зеркальные системы
- 2.6. Преломляющие поверхности
 - 2.6.1. Плоские преломляющие поверхности
 - 2.6.2. Сферическая преломляющая поверхность. Анаберрационные точки.
- 2.7 Линзы со сферическими и асферическими поверхностями
 - 2.7.1. Линзы со сферическими поверхностями
 - 2.7.2. Апланатические линзы
 - 2.7.3. Хроматизм линз. Виды коррекции хроматизма
 - 2.7.4. Расчёт простых ахроматов
 - 2.7.5. Симметричные оптические системы
 - 2.7.6. Анаберрационные линзы с асферическими поверхностями
- 2.8. Цилиндрические и торические линзы
- 2.9. Аксиконы

- 2.10. Световоды и волоконная оптика
 - 2.10.1. Единичный световод
 - 2.10.2. Потери света в световодах
 - 2.10.3. Волоконные детали
 - 2.10.4. Оптические системы с волоконными элементами
- 2.11. Линзы Френеля
- 2.12. Растровые системы
- 2.13. Киноформы. Градиентная оптика

Глава 3. Проекционные системы

- 3.1. Виды проекции. Основные характеристики.
- 3.2. Оптические системы для диапроекции
 - 3.2.1. Диаскопическая система первого вида
 - 3.2.2. Типы конденсоров
 - 3.2.3. Расчёт конденсоров на минимум сферической aberrации
 - 3.2.4. Диаскопическая система второго вида
- 3.3. Эпископические проекционные системы

12.1. Глава 4. Работа оптического прибора совместно с глазом человека

- 4.1. Глаз
 - 4.1.1. Строение глаза
 - 4.1.2. Аккомодация. Адаптация.
 - 4.1.3. Коррекция недостатков зрения
- 4.2. Видимое увеличение 1,0 час.
 - 4.2.1. Определение видимого увеличения. Видимое увеличение лупы.
 - 4.2.2. Видимое увеличение при фотографировании и проекции.