

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ТОЧНОЙ МЕХАНИКИ И ОПТИКИ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А.П. ГРАММАТИН

**МЕТОДЫ СИНТЕЗА
ОПТИЧЕСКИХ
СИСТЕМ**

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Санкт-Петербург
2002

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ТОЧНОЙ МЕХАНИКИ И ОПТИКИ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А.П. Грамматин

МЕТОДЫ СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ



Санкт-Петербург
2002

Грамматин А.П. Методы синтеза оптических систем. Учебное пособие. – СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2002. - 65 с.

Изложены основные положения теории аберраций. Представлены зависимости аберраций третьего порядка от координат пресечения лучей с плоскостями предмета и входного зрачка. Приведены способы идентификации аберраций путем анализа результатов расчета хода лучей. Сформулированы аберрационные свойства в области третьих порядков систем, состоящих из тонких компонентов. Изложен метод синтеза оптических систем из поверхностей, обладающих особыми свойствами. Рассмотрены хроматические аберрации систем, состоящих из тонких компонентов.

Для студентов по направлениям подготовки «Оптехника» специальности «Прикладная оптика».

Учебное пособие подготовлено на кафедре Прикладной и компьютерной оптики Санкт-Петербургского государственного института точной механики и оптики (технического университета).

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки бакалавров и магистров 551900 – Оптехника и направлению подготовки дипломированных специалистов 654000 – Оптехника, специальности 190700 Оптико-электронные приборы и системы.

© Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики (технический университет), 2002

© А.П. Грамматин, 2002

Введение

Под синтезом понимается этап проектирования оптической системы, на котором оптик-конструктор устанавливает её структуру, т. е. количество и взаимное расположение линз (зеркал), материалы, из которых они будут выполнены, а также численные значения конструктивных параметров для последующей оптимизации. Методы синтеза базируются на теории aberrаций, которая позволяет примерно оценить коррекционные возможности оптической системы – возможности исправления тех или иных aberrаций с целью получения требуемого качества изображения.

Успех синтеза зависит в большой степени не только от знания теории aberrаций, но и от опыта и интуиции оптик-конструктора. Синтез оптических систем с принципиально новыми свойствами является предметом изобретательства.

Целью данного учебного пособия является формирование у студентов необходимого объема знаний в области теории aberrаций третьего порядка как в общем случае, так и применительно к тонким компонентам, а также к системам, состоящим из нескольких тонких компонентов, по методу Г.Г. Слюсарева; знаний метода синтеза систем из поверхностей с особыми aberrационными свойствами по методу М.М. Русинова; знаний теории хроматических aberrаций и вторичного спектра.

1. Понятие об аберрациях

Термин – аберрации – относится к понятиям геометрической оптики – раздела оптики, изучающего условия получения изображений и основывающегося на модели физических явлений, происходящих в оптических системах, справедливой, когда длина волны света бесконечно мала. Положения геометрической оптики представляют собой первые приближения, согласующиеся с наблюдаемыми явлениями, если эффекты, вызываемые волновой природой света – интерференцией, дифракцией и поляризацией – несущественны. Положения геометрической оптики особенно эффективно используются при расчете оптических систем – совокупностей преломляющих и отражающих поверхностей, обладающих заданными свойствами. Особое прикладное значение в геометрической оптике имеет теория центрированной оптической системы, где все поверхности имеют общую ось вращения, называемую оптической осью. В таких системах для области пространства, бесконечно близкой к оптической оси и называемой параксиальной областью, действуют простые законы, связывающие положение луча, вышедшего из системы, с входящим в неё лучом. Исходными принципами параксиальной оптики, называемой также оптикой Гаусса, являются законы солинейного сродства, которые гласят, что каждой прямой в пространстве предметов соответствует одна сопряженная с ней прямая в пространстве изображений; каждой точке – сопряженная с ней точка; каждой плоскости – сопряженная с ней плоскость. Параксиальная оптика позволяет оценить явления, происходящие в центрированных оптических системах, в первом приближении. С помощью условного распространения действия законов параксиальной оптики на всё пространство вводится понятие идеальной оптической системы, изображающей любую точку пространства предметов в виде точки пространства изображений. Любая геометрическая фигура, расположенная в пространстве предметов на плоскости, перпендикулярной оптической оси, изображается в виде геометрически подобной фигуры в пространстве изображений также на плоскости, перпендикулярной оптической оси.

Реальная оптическая система в приближении геометрической оптики отличается от идеальной наличием аберраций – дефектов изображения проявляющихся в том, что точки пространства предметов изображаются в виде пятен, а также в нарушении геометрического подобия между изображением и предметом. В оптических системах, содержащих преломляющие поверхности и работающих в некохроматическом свете, возникают ещё и хроматические аберрации, обусловленные дисперсией оптических материалов и вызывающие появление цветной каймы у деталей изображения.

Точные значения аберраций на стадии проектирования оптической системы вычисляются путём расчета хода лучей, выполняемым на компьютерах, по тригонометрическим формулам, в основе которых лежат законы преломления и отражения. Поэтому решение прямой задачи – определения аберраций для системы с известными значениями конструктивных параметров – не

представляет трудностей. Для решения обратной задачи – вычисления значений конструктивных параметров системы, обладающей заданными свойствами и приемлемыми величинами аберраций, необходимо иметь формулы, связывающие аберрации с конструктивными параметрами. В общем случае получить такие формулы не удаётся. Аналитическая связь аберраций с конструктивными параметрами оптической системы – радиусами кривизны оптических поверхностей, расстояниями между их вершинами, показателями преломления сред и коэффициентами асферических поверхностей – может быть установлена лишь приближенно на основе разложения в ряд. Если тригонометрические функции, входящие в формулы расчета хода лучей, заменить двумя первыми членами разложения в ряд, то можно получить приближенные алгебраические формулы, связывающие значения, так называемых, аберраций третьего порядка с конструктивными параметрами. В общем случае эти связи нелинейны. Поэтому для определения значений конструктивных параметров необходимо решить систему алгебраических нелинейных уравнений, что, как известно, представляет собой нерешённую проблему. Однако формулы аберраций третьего порядка становятся весьма простыми и наглядными в предположении, что оптическую систему можно представить в виде групп тонких линз, разделенных произвольными воздушными промежутками. В этом случае задача сводится, как правило, к решению системы линейных уравнений. Понятно, что решение, полученное на этой основе, является приближённым и подлежащим дальнейшему уточнению. В настоящее время для получения окончательного решения используются различные методы постепенных приближений, реализованные в виде оптимизационных программ для компьютеров.

Формулы Г.Г. Слюсарева [1], полученные на основе теории аберраций и нашедшие широкое распространение в отечественной практике расчета оптических систем, построены с применением, так называемых, переменных М. Ланге, являющихся величинами, характеризующими ход двух параксиальных лучей. В обычных формулах оптики Гаусса для определения положения изображения предмета s' , линейного увеличения V , положения выходного зрачка a_p' , называемых параксиальными характеристиками, используются соответственно положение предмета s , положение входного зрачка a_p , а также конструктивные данные оптической системы – радиусы кривизны оптических поверхностей r , расстояния между их вершинами d и показатели преломления сред n . М. Ланге ввел понятие двух параксиальных лучей, один из которых как бы имитирует ход апертурного луча, выходящего из осевой точки предмета, а второй – ход главного луча, проходящего через центр входного зрачка. Ход каждого из параксиальных лучей определяется углами с осью и высотами пересечения с поверхностями системы. Так ход первого параксиального луча принято характеризовать углами с осью α и высотами h , а ход второго параксиального луча – углами β и высотами y . На первый взгляд, введение переменных М. Ланге создает явную избыточность. Во-первых, ход одного параксиального луча однозначно определяет оптическую систему, т. е. на его

основе можно вычислить ход любого другого параксиального луча, в том числе и второго параксиального, проходящего через центр входного зрачка. Кроме того, сам ход луча характеризуется двумя величинами: углом с осью и высотой пересечения с поверхностью вместо одной величины – расстоянием плоскости предмета от поверхности. Однако, использование этих переменных приводит к существенному упрощению формул, связывающих конструктивные параметры оптической системы с aberrациями.

С другой стороны, применение переменных М. Ланге вызывает определённые трудности, поскольку выбор углов параксиальных лучей с осью является произвольным, но от него не зависит конечный результат. В то же время промежуточные вычисления и порядок величин, входящих в формулы, существенно зависят от этого выбора, называемого нормировкой. Выработанные практикой расчётов рекомендуемые значения углов α и β следующие: если предмет расположен на бесконечности и $\alpha_1 = 0$, то $h_1 = 1$, $\beta_1 = 1$. Рекомендуется также в качестве единицы измерения использовать фокусное расстояние системы, т. е. все линейные величины выражать в долях фокусного расстояния. Если предмет расположен на конечном расстоянии, то наиболее удобно принять $\alpha_1 = V$, где V – линейное увеличение оптической системы. Если входной зрачок находится на конечном расстоянии, то целесообразно принять $\beta_1 = 1$. При входном зрачке, расположенном на бесконечности, $\beta_1 = 0$, а высоту второго параксиального луча на первой поверхности y_1 можно принять за единицу.

Поскольку aberrации зависят, как от конструктивных параметров оптической системы, так и от размеров предмета l и зрачка t , то формулы, предназначенные для их вычисления имеют вид произведений из сочетаний величин l и t на, так называемые, коэффициенты aberrаций, зависящие от переменных М. Ланге и показателей преломления сред. Любопытно, что радиусы оптических поверхностей в формулы коэффициентов aberrаций при этих переменных не входят.

1.1. Монохроматические aberrации третьего порядка

Aberrации оптической системы являются, с одной стороны, функциями её конструктивных параметров и положений предмета и входного зрачка, а, с другой стороны, функциями координат точек пересечения лучей с плоскостями предмета и входного зрачка. Классификация aberrаций осуществляется по виду их зависимостей от этих координат.

Рассмотрим сначала aberrации в меридиональной плоскости (рис.1.1). Здесь: A – осевая точка предмета; $B_1 AB$ – плоскость предмета; P – плоскость входного зрачка; S – оптическая система; A'_0 – параксиальное изображение точки A ; B'_0 – параксиальное изображение точки B ; $B'_0 A'_0 B'_{1,0}$ – плоскость параксиального изображения – плоскость Гаусса; B'' – точка пересечения реального луча, идущего на верхний край входного зрачка, с плоскостью Гаусса. Геометрической поперечной aberrацией в меридиональной плоскости

$\delta g'$ называется разность ординат l' точек пересечения реального и параксиального лучей с плоскостью Гаусса. Нетрудно видеть, что, благодаря осевой симметрии оптической системы, одновременная смена знаков у ординат l и m не приводит к изменению абсолютной величины aberrации $\delta g'$, но вызывает смену знака этой aberrации. Действительно, повернем луч BB'' вокруг оптической оси на 180° .

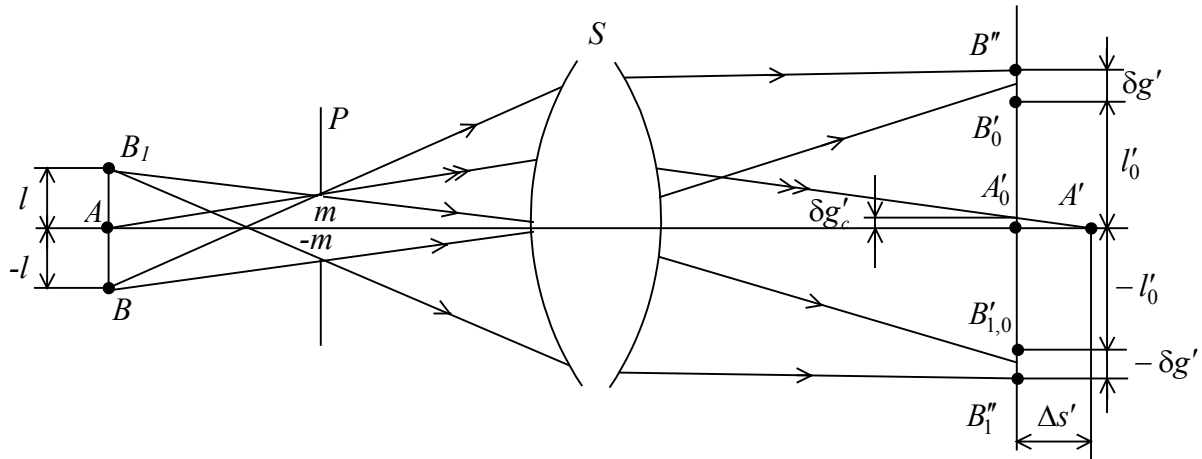


Рис.1.1.Аберрации в меридиональной плоскости

Тогда он займет симметричное относительно оси положение B_1B_1'' . Поперечная aberrация $\delta g'$ сменила знак на обратный. При повороте произошла также смена знаков у величин l и m . Отсюда следует, что сумма степеней l и m в разложении aberrаций в ряд должна быть нечетной. Иными словами, aberrации должны иметь вид суммы членов $l^p m^t$ с некоторыми коэффициентами, где $p + t$ – нечетное число. Нетрудно показать, что сумма степеней не может быть равна 1. Действительно, для луча, выходящего из осевой точки предмета, идущего бесконечно близко к оптической оси и пересекающего входной зрачок на высоте dm , поперечная aberrация отсутствует, т.к. бесконечно тонкий пучок фокусируется в плоскости Гаусса. Поэтому наименьшее значение суммы $p + t = 3$. Отсюда вытекает наименование первого члена разложения поперечных геометрических aberrаций в ряд – aberrации третьего порядка. Таким образом, поперечная aberrация третьего порядка в меридиональном сечении должна представляться в виде:

$$\delta g' = a_1 m^3 + a_2 l m^2 + a_3 l^2 m + a_4 l^3. \quad (1.1)$$

Проанализируем полученную формулу. Первый член разложения не содержит величину изображения l (формально l входит в нулевой степени). Следовательно, эта aberrация постоянна в пределах поля изображения. Кроме того, при $l = 0$ имеет место только одна эта aberrация. Её принято называть сферической. Последний член разложения не содержит координату m . Поэтому при отсутствии других aberrаций внеосевой пучок фокусируется в одну точку, ордината которой не совпадает с точкой пересечения параксиального луча с плоскостью Гаусса. Следовательно, эта aberrация проявляется в нарушении линейного увеличения, т. е. искажении формы изображения. Эта aberrация называется дисторсией.

Сферическую aberrацию удобнее оценивать не в поперечной $\delta g'_c$, а в продольной мере $\Delta s'$ (рис. 1.1), поскольку знак поперечной aberrации зависит от знака координаты m , а знак продольной aberrации – не зависит.

Второй член ряда, представленного формулой (1.1), соответствует aberrации, называемой комой. Меридиональные лучи внеосевого пучка лучей, имеющие противоположные знаки координат m , пересекаются между собой в одной точке B' (рис.1.2), лежащей в плоскости Гаусса. Однако эта точка не совпадает с точкой пересечения главного луча с плоскостью Гаусса $B'_Г$.

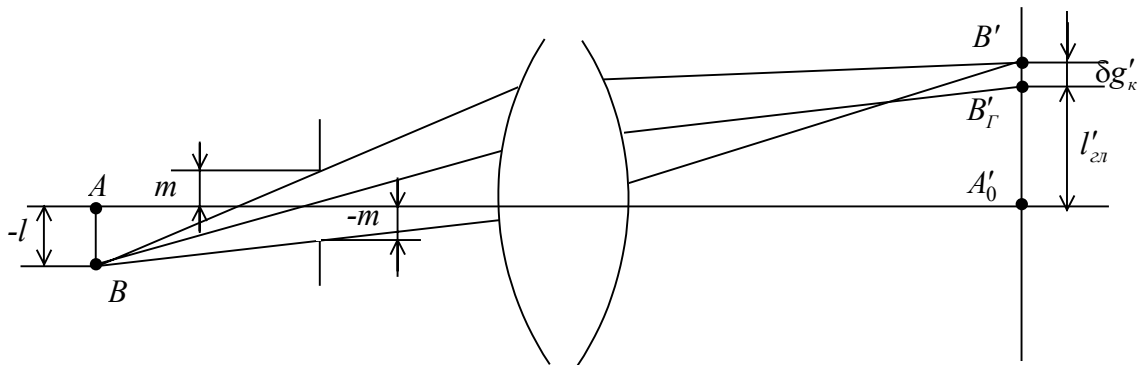


Рис.1.2. Кома в меридиональной плоскости

Теоретически доказано, что кома третьего порядка $\delta g'_k$ линейно связана с величиной отступления от условия изопланатизма η , вычисляемой по результатам расчета хода осевого луча. Так:

$$\delta g'_k = 3 \eta l', \quad (1.2)$$

где l' - величина изображения.

В свою очередь величина η определяется по формуле

$$\eta = m / (\sin \sigma' f_0') - 1 + \Delta s' / (a'_p - s'_o), \quad (1.3)$$

если предмет расположен на бесконечности. Здесь $\Delta s'$ – продольная сферическая aberrация (рис.1.1), a'_p - расстояние выходного зрачка от последней поверхности, s'_o – расстояние плоскости Гаусса от последней поверхности, f_0' – фокусное расстояние, σ' – угол между лучом и осью в пространстве изображений.

Если предмет расположен на конечном расстоянии, то величина η определяется по формуле:

$$\eta = n \sin \sigma / (n' \sin \sigma' V) + \Delta s' / (a'_p - s'_o), \quad (1.4)$$

здесь V - линейное увеличение, σ – угол между лучом и осью в пространстве предметов, n и n' – показатели преломления сред в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно.

Связь комы с величинами, вычисляемыми на основании расчета хода осевого луча, позволяла в докомпьютерную эпоху экономить время на разработку оптической системы, сокращая объем рутинной работы. В настоящее время использование величины η позволяет, во-первых, осуществлять контроль качества изображения в области, близкой к оптической оси, а, во-вторых, упрощает целый ряд расчетов в особенности на стадии синтеза.

Логически объяснить связь комы с aberrацией фокусного расстояния (или увеличения) можно следующим образом. Как известно, фокусное расстояние определяется двояко: как расстояние заднего фокуса от задней главной плоскости и как множитель, связывающий угловое поле в пространстве предметов ω с линейным полем l' в пространстве изображений:

$$l' = -f' \operatorname{tg} \omega. \quad (1.5)$$

Если возникла aberrационная погрешность фокусного расстояния $\Delta f'$, то естественно возникает и погрешность у величины l' .

Погрешность $\Delta f'$, как величина продольная, должна зависеть от чётных степеней координаты m . Для aberrации третьего порядка эта степень должна равняться 2. Поэтому и погрешность величины l' тоже будет зависеть от m^2 , что в соответствии с формулой (1.1) является комой.

Рассмотрим третий член ряда формулы (1.1). Нетрудно видеть, что при отсутствии других aberrаций $d\delta g'/dm \neq 0$. Это означает, что бесконечно тонкий меридиональный пучок фокусируется в точку, которая не расположена в плоскости Гаусса. Широкий наклонный пучок также фокусируется в эту точку. Расстояние фокуса меридионального пучка лучей от плоскости Гаусса Z'_m составит:

$$Z'_m = \delta g' f'/m. \quad (1.6)$$

Эта величина называется меридиональной составляющей астигматизма.

Наклонный пучок лучей, лежащий в плоскости, перпендикулярной меридиональной, и содержащий главный луч, называется саггитальным. При отсутствии других aberrаций этот пучок фокусируется в точке, расстояние которой от плоскости Гаусса составляет Z'_s и определяется по формуле:

$$Z'_s = \delta G' f'/M. \quad (1.7)$$

Эта величина называется саггитальной составляющей астигматизма. Собственно астигматизмом называется разность $Z'_m - Z'_s$. Если астигматизм равен нулю, а $Z'_m = Z'_s = Z'_p \neq 0$, то величина Z'_p представляет собой aberrацию третьего порядка, называемую кривизной изображения или кривизной Петцваля. При наличии этой aberrации изображение фокусируется не на плоскости, а на параболоидальной поверхности, которую в области близкой к оптической оси можно принять сферической. В отличие от других aberrаций третьего порядка кривизна Петцваля весьма просто связана с конструктивными параметрами оптической системы. Покажем это.

На рис. 1.3 изображена сферическая поверхность с радиусом r и центром C , P – плоскость предмета, P' – плоскость изображения, A – осевая точка предмета, A'_0 – параксиальное изображение осевой точки предмета. Сферическая поверхность имеет бесчисленное множество осей: любая прямая, проходящая через центр поверхности C может рассматриваться, как оптическая ось. Если исходную оптическую ось повернуть на некоторый угол так, чтобы точка A_0 заняла положение A_1 , то её параксиальное изображение для оси CA_1 займет положение A'_1 . Из рис.1.3 видно, что параксиальное изображение предмета, расположенного на сферической поверхности с радиусом $R = s - r$, располагается на сферической поверхности с радиусом $R' = s' - r$. Теория

аббераций предполагает предмет плоским. Переместим точку A_1 вдоль вспомогательной оптической оси в точку A_2 , расположенную в плоскости предмета. С точностью до величин второго порядка малости это перемещение составит:

$$ds = -l^2 / (2R). \quad (1.8)$$

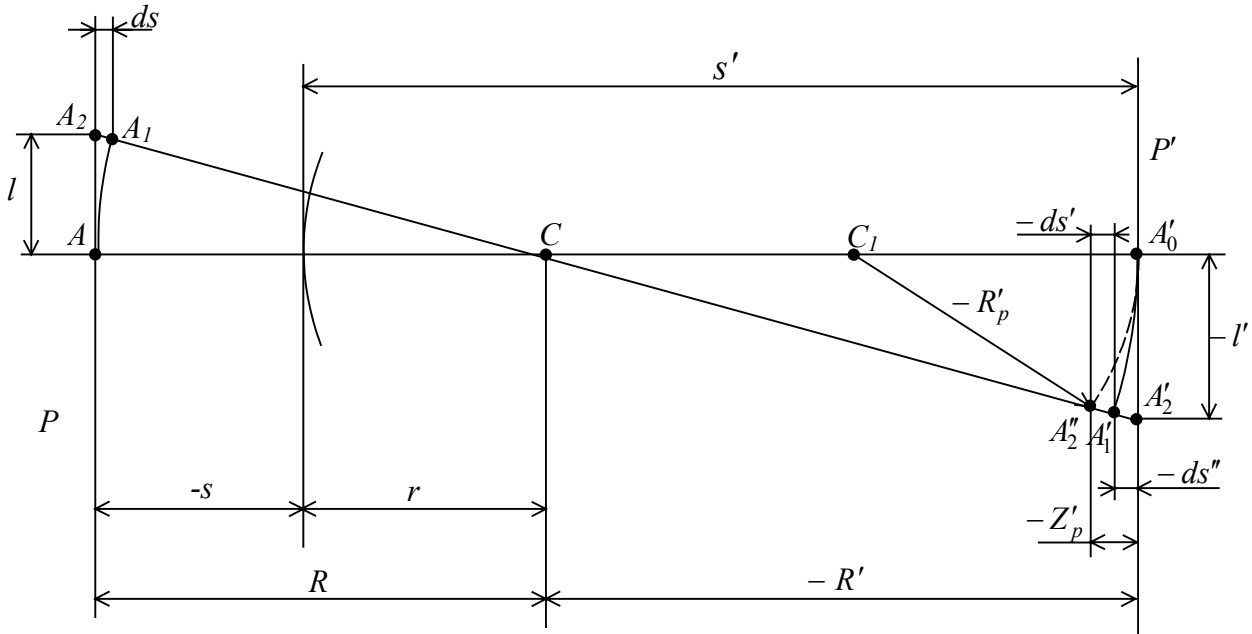


Рис.1.3. Кривизна изображения одиночной поверхности

Соответствующее перемещение изображения из точки A_1' в точку $A_2'' - ds'$ можно найти из формулы продольного увеличения малых отрезков:

$$ds'/ds = V^2 n'/n, \quad (1.9)$$

где V – линейное увеличение. Примем также во внимание, что

$$R'/R = l'/l = V = s' n' / (s n'). \quad (1.10)$$

Искомая величина кривизны изображения Z'_p , называемая иногда стрелкой Петцваля, может быть представлена тогда в виде:

$$Z'_p = 0.5 l'^2 n' (s/s' - 1) / (r - s) n. \quad (1.11)$$

Воспользовавшись инвариантом Аббе:

$$n'/s' - n/s = (n' - n) / r, \quad (1.12)$$

преобразуем формулу (1.11) к виду:

$$Z'_p = 0.5 l'^2 (n - n') / n r. \quad (1.13)$$

Полученная формула определяет кривизну изображения одной поверхности. Если система состоит из ряда поверхностей, то стрелку Петцваля каждой поверхности следует перенести в пространство изображений всей системы и просуммировать, поскольку, как это видно из формулы (1.13) кривизна изображения любой поверхности не зависит от кривизны изображения предыдущих поверхностей. Этот перенос осуществляется путём применения формулы (1.9). В результате такого переноса и суммирования формула (1.13) приобретает следующий окончательный вид:

$$Z'_p = -0.5 l'^2 \sum (n' - n) / n' n r. \quad (1.14)$$

В теории aberrаций третьего порядка для упрощения вида формул принято использовать символ Δ , обозначающий разность одноименных величин после поверхности и до поверхности. Так, например, разность $n' - n$ может быть представлена как Δn . Используя символ Δ , формулу (1.14) можно представить в более изящном виде:

$$Z'_p = 0.5 l'^2 \sum \Delta (1/n)/r, \quad (1.15)$$

где суммирование распространяется на все поверхности оптической системы, а изображение находится в воздушной среде. Величину суммы в формуле (1.15), являющуюся коэффициентом aberrации, принято обозначать как S_{IV} и называть суммой Петцваля.

Введем понятие радиуса кривизны Петцваля – радиуса кривизны поверхности изображения R'_p . По-прежнему, с точностью до вторых порядков малости можем считать, что поверхность изображения представляет собой сферу. Тогда из формулы (1.15) следует, что

$$R'_p = -1/S_{IV}. \quad (1.16)$$

Из этой формулы следует, что радиус кривизны изображения не зависит ни от положения предмета и его размера, ни от положения входного зрачка.

Асферизация оптических поверхностей не влияет на кривизну Петцваля. Если поверхность асферическая, то в формулу (1.15) в качестве r_i следует подставить радиус кривизны поверхности при вершине.

Для определения вида пятен рассеяния, возникающих при наличии каждой из рассмотренных aberrаций, следует проанализировать зависимость меридиональной $\delta g'$ и сагиттальной $\delta G'$ составляющих поперечных aberrаций от двух координат пересечения лучей с входным зрачком m и M (рис. 1.4).

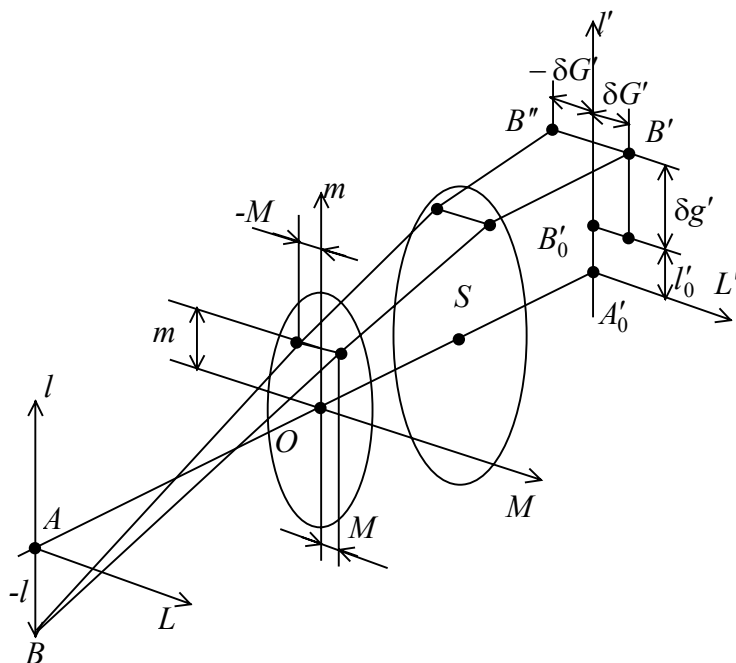


Рис.1.4. Меридиональная и сагиттальная составляющие поперечной aberrации

Отметим, что анализ зависимости поперечных aberrаций от второй координаты в плоскости предмета L , благодаря осевой симметрии оптической

системы, не требуется. На этом рисунке lAL – плоскость предмета; mOM – плоскость входного зрачка; S – оптическая система; $l'A'_0L'$ – плоскость Гаусса; A'_0 – параксиальное изображение точки A ; B'_0 – параксиальное изображение точки B ; B' – точка пересечения реального луча, вышедшего из точки B и пересекающего входной зрачок в точке с координатами m и M , с плоскостью Гаусса; $\delta g'$ – меридиональная составляющая поперечной aberrации; $\delta G'$ – сагиттальная составляющая поперечной aberrации.

Рассмотрим осевую точку изображения (рис.1.1), когда при $l = 0$ все aberrации, кроме сферической, отсутствуют. Все лучи осевого пучка являются меридиональными, т. к. лежат в плоскостях, содержащих оптическую ось. Повернём произвольный луч осевого пучка на 360° вокруг оптической оси. В пространстве изображений возникнет конический пучок с вершиной в точке пересечения произвольного луча с оптической осью. В плоскости изображения образуется круг с радиусом, равным поперечной сферической aberrации:

$$\delta g' = a_1 m^3. \quad (1.17)$$

Таким образом, фигура рассеяния при наличии сферической aberrации представляет собой систему концентрических окружностей с радиусами, пропорциональными третьей степени координат на входном зрачке m (рис.1.5).

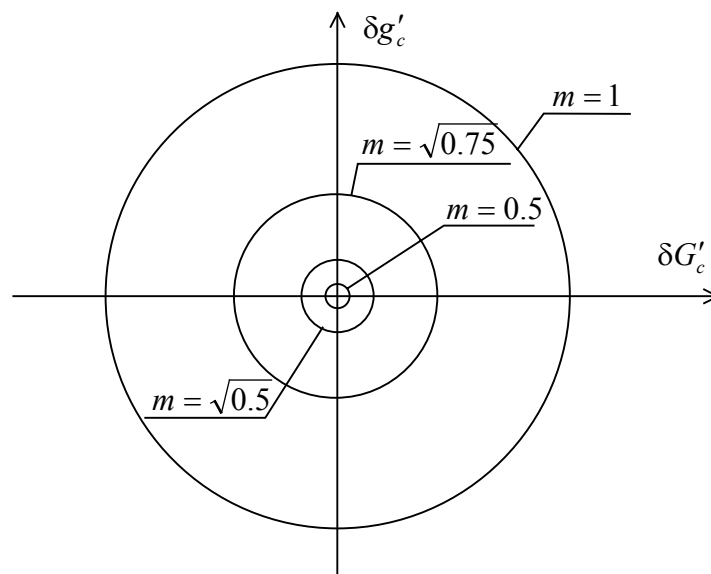


Рис.1.5. Фигура рассеяния при наличии сферической aberrации третьего порядка

На этом рисунке у каждой из четырёх окружностей указан соответствующий относительный радиус на входном зрачке m . Очевидно, что концентрация энергии в пятне рассеяния неравномерная. Действительно, полагая, что на входном зрачке световой поток Φ распределен равномерно, находим, что световой поток Φ_1 , падающий на некоторый круг с радиусом m_1 на входном зрачке и центром на оптической оси и равный:

$$\Phi_1 = \Phi (m_1/m)^2, \quad (1.18)$$

распределяется по круглой площадке изображения с радиусом

$$\delta g'_1 = a_1 m_1^3. \quad (1.19)$$

Пусть полный диаметр пятна рассеяния составляет

$$\delta g' = a_1 m^3. \quad (1.20)$$

Тогда, выполнив алгебраические преобразования, нетрудно получить:

$$\Phi_1/\Phi = (\delta g'_1/\delta g')^{4/3}. \quad (1.21)$$

Воспользуемся последней формулой и оценим как распределяется световой поток в пределах пятна рассеяния. Внутри круга с радиусом $0.1\delta g'$ сосредоточено примерно 5% светового потока, а средняя освещенность превосходит среднюю по всему пятну в пять раз. Внутри круга с радиусом $0.5\delta g'$ находится 40% потока, а средняя освещенность в 1.6 раза выше средней по всему пятну.

Найдем связь поперечной сферической аберрации с координатами пересечения лучей с плоскостью входного зрачка m и M . На рис. 1.6 а представлена плоскость входного зрачка, а на рис. 1.6 б – плоскость изображения. Переходя от декартовых координат к полярным, находим:

$$m = \rho \sin\theta, \quad (1.22)$$

$$M = \rho \cos\theta, \quad (1.23)$$

$$\rho = (m^2 + M^2)^{0.5}. \quad (1.24)$$

Примем во внимание, что

$$\delta g'_1 = a_1 \rho^3, \quad (1.25)$$

$$\delta g' = \delta g'_1 \cos\theta, \quad (1.26)$$

$$\delta G' = \delta g'_1 \sin\theta. \quad (1.27)$$

Выполнив простые преобразования, получаем:

$$\delta g' = a_1 m(m^2 + M^2), \quad (1.28)$$

$$\delta G' = a_1 M(m^2 + M^2). \quad (1.29)$$

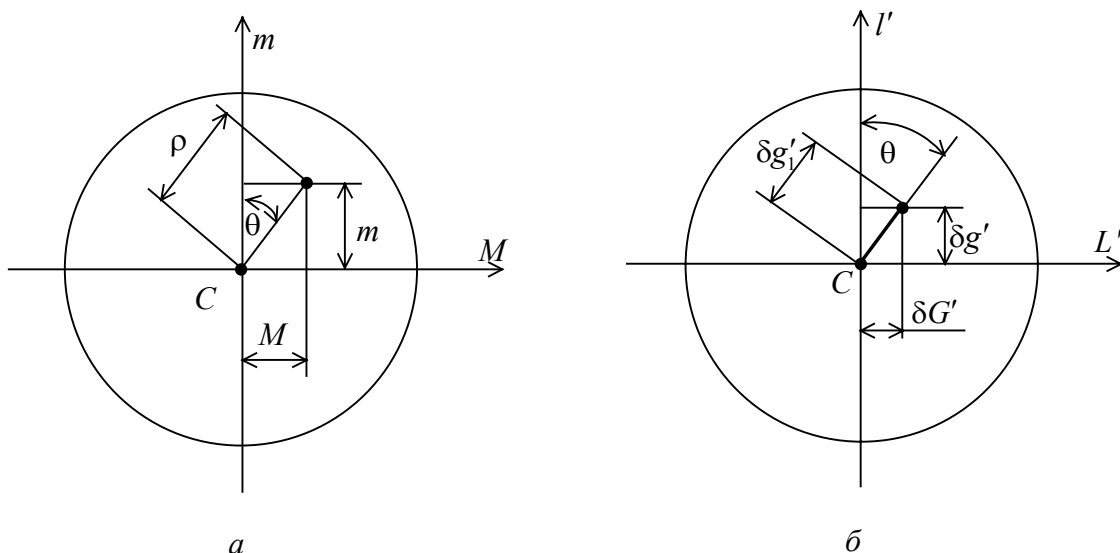


Рис.1.6. Соответствие между координатами лучей в плоскости зрачка и в плоскости изображения при наличии сферической аберрации

Определим фигуру рассеяния при наличии комы. Вернёмся к рис. 1.4, на котором представлен ход двух внемеридианных (косых) лучей BB' и BB'' ,

пересекающих плоскость входного зрачка в точках с координатами m ; M и m ; ($-M$). Видно, что при смене знака у координаты M происходит смена знака у поперечной аберрации $\delta G'$, а знак у поперечной аберрации $\delta g'$ сохраняется. Следовательно, в выражение для $\delta g'$ координата M может входить только во второй степени, а в выражение для $\delta G'$ – в первой или третьей. Последнее исключается поскольку тогда $\delta G'$ становится независимой от l . Поэтому из простых логических рассуждений приходим к выводу, что меридиональная $\delta g'$ и саггитальная $\delta G'$ составляющие комы зависят от координат m и M следующим образом:

$$\delta g' = a_2 l m^2 + b l M^2, \quad (1.30)$$

$$\delta G' = c l m M. \quad (1.31)$$

Классическая теория аберраций позволяет получить значения коэффициентов a_2 , b и c :

$$\delta g' = a_2 l (3 m^2 + M^2), \quad (1.32)$$

$$\delta G' = 2 a_2 m M. \quad (1.33)$$

Переходя от декартовых координат к полярным с помощью формул (1.22) и (1.23) и выполнив элементарные тригонометрические преобразования, получаем:

$$\delta g' = 2 a_2 l \rho^2 + a_2 l \rho^2 \cos 2\theta, \quad (1.34)$$

$$\delta G' = a_2 l \rho^2 \sin 2\theta. \quad (1.35)$$

$$\text{Поскольку } l = l'/V, \quad (1.36)$$

то в формулах (1.34) и (1.35) можно перейти от величин l к величинам l' , изменив только численные значения коэффициентов a_2 на

$$a_2^* = a_2 / V. \quad (1.37)$$

Тогда выражения (1.34) и (1.35) примут вид:

$$\delta g' = 2 a_2^* l' \rho^2 + a_2^* l' \rho^2 \cos 2\theta, \quad (1.38)$$

$$\delta G' = a_2^* l' \rho^2 \sin 2\theta. \quad (1.39)$$

Перенесем начало координат в точку с ординатой

$$\delta g^* = 2 a_2^* l' \rho^2. \quad (1.40)$$

Тогда, очевидно, уравнение фигуры рассеяния при постоянных l' и ρ будет представлять собой окружность с радиусом

$$\rho^* = a_2^* l' \rho^2. \quad (1.41)$$

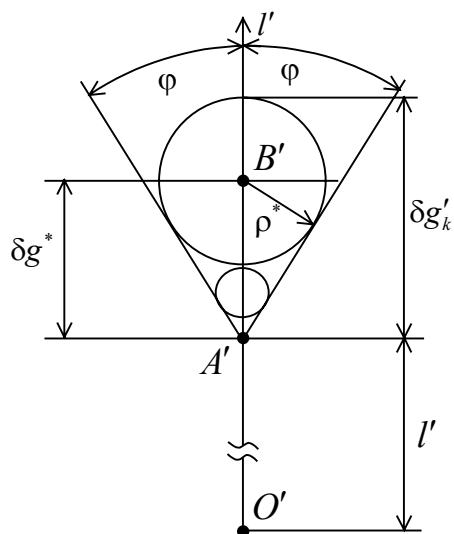
Таким образом, фигура рассеяния при наличии комы третьего порядка представляет собой множество окружностей, радиусы которых определяются по формуле (1.41), а центры – расположены радиально по отношению к центру поля изображения на расстояниях от точки пересечения главного луча с осью, определяемых по формуле (1.40). Фигура рассеяния представлена на рис. 1.7. Огибающими всех окружностей являются две прямые, образующие между собой угол 2φ . Из рис. 1.7 и формул (1.40), (1.41) следует:

$$\sin \varphi = \rho^* / \delta g^* = 0.5. \quad (1.42)$$

Таким образом, $2\varphi = 60^\circ$.

Из формул (1.34) и (1.35) вытекает, что, если луч обегает входной зрачок по радиусу ρ однократно, то точка пересечения этого луча с плоскостью Гаусса дважды описывает окружность. На рис. 1.8 а представлены точки пересечения

лучей с плоскостью входного зрачка, условно пронумерованные, как это принято в программном комплексе САРО. На рис. 1.8 б изображены точки пересечения этих лучей с плоскостью изображения при наличии комы.



Рси.1.7. Кома третьего порядка.

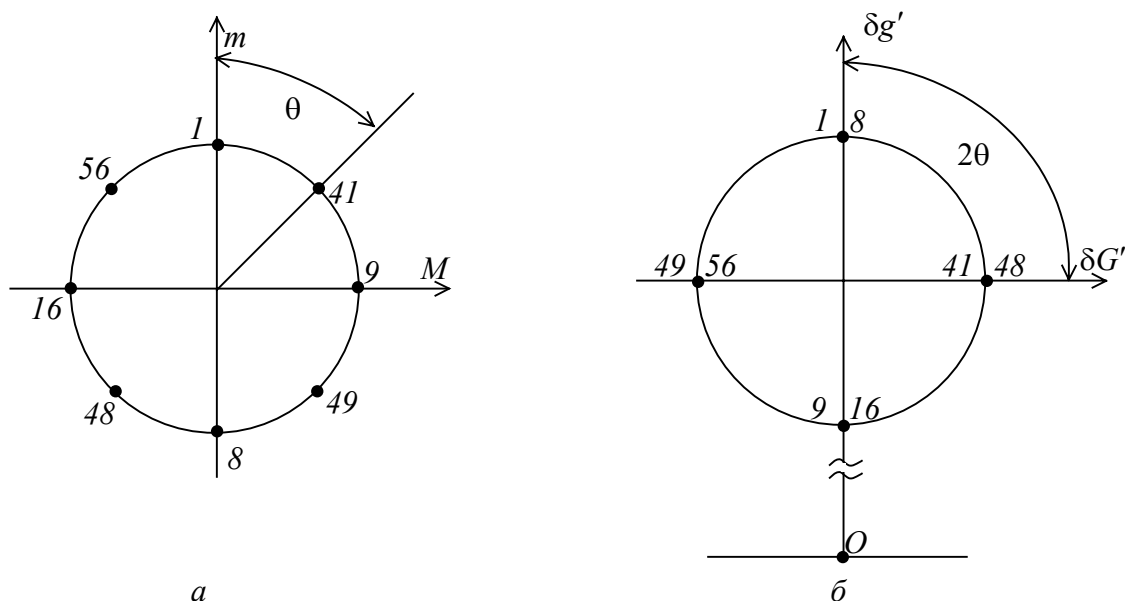


Рис.1.8. Соответствие между координатами лучей на зрачке и в плоскости Гаусса при наличии комы

Для определения вида фигуры рассеяния при наличии астигматизма следует снова перейти от декартовых координат к полярным:

$$\delta g' = a_3 l^2 m = a_3 l^2 \rho \cos \theta, \quad (1.43)$$

$$\delta G' = b_3 l^2 M = b_3 l^2 \rho \sin \theta. \quad (1.44)$$

Выполнив элементарные преобразования, получаем:

$$[\delta g'/(a_3 l^2 \rho)]^2 + [\delta G'/(b_3 l^2 \rho)]^2 = 1. \quad (1.45)$$

Это уравнение эллипса с полуосями, равными $a_3 l^2 \rho$ и $b_3 l^2 \rho$ (рис. 1.9 а). Если $a_3 = b_3$, т. е. астигматизм отсутствует и имеет место кривизна изображения, то эллипс превращается в круг (рис. 1.9 г). Если один из коэффициентов a_3 или b_3 равен нулю, то эллипс вырождается в прямую линию, называемую фокальной. При $b_3 = 0$ фокальная линия расположена радиально по отношению к центру поля изображения (рис. 1.9 б). При $a_3 = 0$ – в перпендикулярном направлении (рис. 1.9 в).

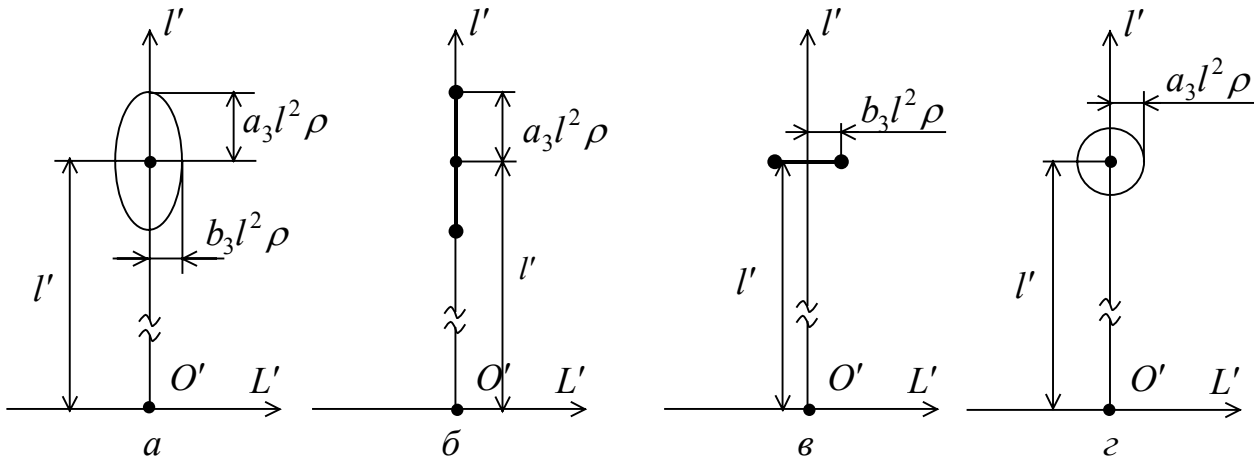


Рис.1.9. Пятна рассеяния при наличии астигматизма.

Концентрация энергии в пятне изображения равномерная. Действительно, световой поток, падающий на некоторую круглую площадку входного зрачка с радиусом ρ , попадает на эллипсоидную площадку плоскости изображения с полуосями, величины которых приведены выше. При этом площадь на входном зрачке составит $\pi \rho^2$, а площадь на изображении будет равна $\pi a_3 b_3 l^4 \rho^2$. Нетрудно видеть, что отношение этих площадей для любой произвольной точки изображения, соответствующей некоторой величине l , остается постоянным. Поэтому остается постоянным соотношение между освещенностями в пятне рассеяния и на входном зрачке. При равномерной засветке входного зрачка пятно рассеяния имеет равномерную освещенность.

При изучении влияния четвертого члена формулы (1.1), определяющего дисторсию, на качество изображения следует обратить внимание на независимость этой аберрации от координаты пересечения лучей с плоскостью входного зрачка t . Поэтому дисторсия проявляется и при $t = 0$, т. е. для главных лучей. В отличие от остальных монохроматических аберраций дисторсия не вызывает размытия изображения точек, а приводит к смещению их положения в радиальном направлении. На рис. 1.10 представлено изображение квадрата при наличии отрицательной, так называемой, бочкообразной дисторсии, когда $\delta g' / l' < 0$. Пунктирными линиями показано безаберрационное изображение квадрата. Будем в дальнейшем обозначать дисторсию через $\Delta l'$. Визуально дисторсия воспринимается, как искривление прямых линий. Оценим стрелку изгиба прямой линии $\delta u'$ (рис. 1.8) для угла квадрата, где расположена точка B . Для точки изображения A дисторсия направлена перпендикулярно стороне квадрата и равна:

$$\Delta l'_A = a_4 (0.707 l')^3. \quad (1.46)$$

Для точки изображения B дисторсия составляет:

$$\Delta l'_B = a_4 l'^3 \quad (1.47)$$

и направлена радиально, т. е. под углом 45° к стороне квадрата.

На основании формул (1.46) и (1.47) получаем, что

$$\delta y' = 0.354 a_4 l'^3 = 0.354 \Delta l'_B. \quad (1.48)$$

Таким образом стрелка изгиба стороны вписанного в поле изображения квадрата составляет примерно одну треть от величины дисторсии на краю изображения.

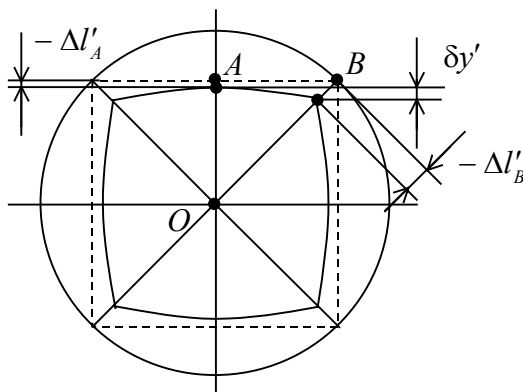


Рис. 1.10. Изображение квадрата при наличии дисторсии третьего порядка.

Для большинства оптических систем дисторсию принято оценивать в относительной мере $\Delta l' / l'$, выраженной в процентах. Линейную меру дисторсии используют преимущественно для оптических систем со строгими требованиями к ортоскопии, т. е. с малыми величинами допустимой дисторсии. К таким системам относятся объективы для геодезической аэрофотосъемки и для фотолитографии при изготовлении изделий микроэлектроники.

1.2. Хроматические аберрации

Причиной возникновения хроматических аберраций в оптических системах является дисперсия, т. е. зависимость показателей преломления материалов, из которых они выполнены, от длины волны света, в результате чего при преломлении некогерентного луча на поверхности системы происходит его расщепление на пучок монохроматических лучей, идущих в различных направлениях.

Визуально хроматические аберрации проявляются в виде цветных ореолов, окружающих отдельные элементы изображения. Если приемник изображения не воспринимает цветовые различия, например, черно-белая фотографическая пленка, то хроматические аберрации приводят к размытию (нерезкости) изображения.

Как известно, такие величины, характеризующие оптическую систему, как фокусное расстояние, положение плоскости Гаусса, линейное увеличение и т. п. зависят от её конструктивных параметров, в том числе и от показателей

преломления сред. Следовательно, эти величины зависят и от длины волны света. Поэтому хроматические aberrации возникают прежде всего в параксиальной области. Формально такие aberrации можно называть aberrациями первого порядка.

Хроматические aberrации имеют место и для реальных (не параксиальных) лучей. Поскольку сферическая aberrация зависит от показателей преломления сред, то существует понятие сферохроматической aberrации, как разности сферических aberrаций для двух длин волн. Эта aberrация проявляется заметным образом в подавляющем большинстве оптических систем и поэтому наиболее изучена. Остальные хроматические разности монохроматических aberrаций, за исключением хроматической разности дисторсий, проявляются редко.

1.2.1. Оптические характеристики бесцветных оптических стёкол

Оптическое бесцветное стекло по ГОСТ 3514-94 предназначено, главным образом, для использования в приборах, работающих в видимой, а также в ближней ИК и УФ областях спектра. Большинство стекол, содержащихся в этом стандарте, прозрачно в диапазоне длин волн 0.365 – 2.6 мкм. Кроме стандарта, области прозрачности и показатели преломления для любых длин волн в этих областях могут быть найдены с помощью программных комплексов ОПАЛ и САРО, предназначенных для автоматизированного расчета оптических систем.

При расчете оптических систем для видимой области спектра в отечественной практике принято за основную длину волны использовать $\lambda_e = 546.1$ нм. Спектральная линия *e* характерна для спектра паров ртути и легко выделяется с помощью интерференционного светофильтра. С другой стороны, соответствующая ей длина волны достаточно близка к длине волны максимальной чувствительности глаза – 560 нм. Спектральный диапазон ограничивается обычно длинами волн $\lambda_F = 479.99$ нм и $\lambda_C = 643.85$ нм. Спектральные линии *F'* и *C'* возникают в парах кадмия. При расчетах оптических систем, обеспечивающих высокое качество цветопередачи, расчетная область спектра продлевается в коротковолновую часть до длин волн $\lambda_g = 435.83$ нм и даже до $\lambda_h = 404.66$ нм. Высокая точность измерения показателей преломления обеспечивается строгим постоянством длин волн спектральных линий, выделяемых интерференционными фильтрами из спектров ртутных и кадмиевых ламп.

Расчёты оптических систем, выполненные примерно до середины 70^х годов прошлого века, ориентировались на ГОСТ 3514 – 67, в котором за основную длину волны была принята $\lambda_D = 589.3$ нм, а расчётную область видимого спектра ограничивали длинами волн $\lambda_F = 486.1$ нм и $\lambda_C = 656.3$ нм. За спектральную линию *D* принималась середина из дублета спектральных линий спектра паров натрия, что не могло обеспечить точность измерения показателей преломления до единиц шестого знака после запятой, необходимую при

производстве длиннофокусных объективов. Спектральные линии F и C возникают в парах водорода.

Показатели преломления, приведенные в ГОСТ 3514-94, определены для температуры 20°C относительно воздуха при атмосферном давлении 1 атм. Вычисление показателей преломления при иных температуре и давлении можно выполнять с помощью упомянутых выше вычислительных комплексов.

Разность показателей преломления для каких-либо двух длин волн называется средней дисперсией. В качестве основной принята средняя дисперсия $n_{F'} - n_{C'}$. Коэффициент дисперсии (число Аббе) определяется по формуле:

$$v_e = (n_e - 1)/(n_{F'} - n_{C'}). \quad (1.49)$$

Относительной частной дисперсией называется отношение:

$$p_{F',e} = (n_{F'} - n_e)/(n_{F'} - n_{C'}). \quad (1.50)$$

Для оптического стекла большей части марок зависимость относительных частных дисперсий от коэффициентов дисперсий близка к линейной. Соответствующую прямую принято называть "нормальной". В отечественном каталоге бесцветных оптических стекол в качестве нормальной принята прямая, проходящая через координаты $p_{F',e}$ и v_e стекол марок К18 и Ф13 (рис.1.11). Уравнение этой прямой в системе координат $v_e - p_{F',e}$ имеет следующий вид:

$$p_{F',e} \cdot 10^3 = 542.9 - 0.5702 v_e. \quad (1.51)$$

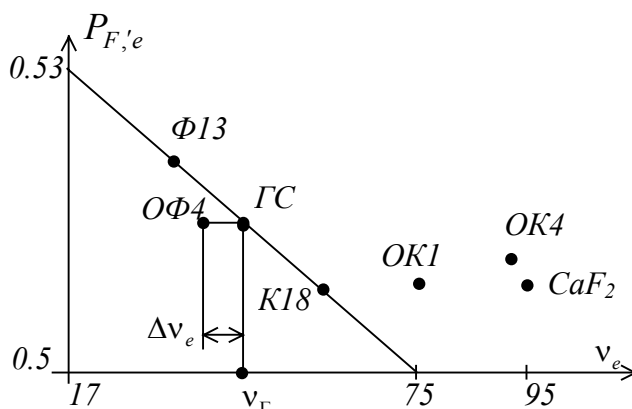


Рис.1.11. Нормальная прямая.

При воздействии радиационного излучения коэффициент пропускания стекла в видимой области спектра уменьшается. Для работы оптических приборов в условиях сильного облучения предусмотрены радиационно-оптически устойчивые стекла, мало темнеющие в этих условиях. Марки таких стекол образуются путем прибавления числа 100 к марке обычного стекла с практически теми же оптическими постоянными. Эти марки стекол принято называть стеклами серии 100.

Некоторые стекла серии 100 имеют отличные от аналогичных обычных марок оптические постоянные. К этим маркам относятся: ЛК107, ТК123, КФ100, ФК114, Ф101, 102, 104, 106, 108, 109, 113, ТФ103, 104, 107. Показатели преломления и области прозрачности этих стекол можно найти в программных комплексах ОПАЛ и САРО.

1.2.2. Хроматизм положения

Назовем длину волны света, соответствующую максимальной чувствительности приемника излучения, основной и обозначим её через λ_0 . Для оптических систем, работающих совместно с глазом наблюдателя, а также для фотографических объективов $\lambda_0 = 546.1$ нм, что соответствует спектральной линии e . Диапазон спектра, который воспринимает приемник излучения, ограничен длинами волн λ_1 и λ_2 . Для большинства визуальных приборов принято использовать диапазон от $\lambda_2 = 479.99$ нм (линия спектра F') до $\lambda_1 = 643.85$ нм (линия спектра C'). При расчете фотографических объективов и высококачественных объективов для микроскопа принято использовать более широкий спектральный диапазон, начиная от $\lambda_2 = 435.83$ нм (спектральная линия g).

Рассмотрим одиночную линзу с толщиной d , равной нулю. Тогда ее оптическая сила φ составит:

$$\varphi = (n - 1)(1/r_1 - 1/r_2). \quad (1.52)$$

Логарифируя, а затем дифференцируя (1.42), получим:

$$d\varphi = dn/(n - 1). \quad (1.53)$$

Приняв во внимание, что оптическая сила $\varphi = 1/f'$, а для линзы с толщиной $d = 0$ положение плоскости Гаусса от последней поверхности $s' = f'$, находим:

$$ds' = -f' dn/(n - 1). \quad (1.54)$$

Заменим в формуле (1.54) дифференциалы конечными разностями ds' на $s_{F'} - s_{C'}$ и dn на $n_{F'} - n_{C'}$, а n на n_e . Тогда, принимая во внимание формулу (1.49), получаем приближенное выражение для определения расстояния между фокальными плоскостями для спектральных линий F' и C' у одиночной линзы с толщиной, равной нулю:

$$s'_{F'} - s_{C'} = -f'/v_e. \quad (1.55)$$

Величина $s'_{F'} - s_{C'}$ называется хроматизмом положения.

Оценка погрешности формулы (1.55), выполненная для стекла К8 с $v_e = 63.87$, показывает, что таковая не превышает 0.05%. Относительная погрешность возрастает при уменьшении коэффициента дисперсии. Так для стекла ТФ4 с $v_e = 27.94$ погрешность равна 0.2%.

Определим также погрешность этой формулы, вызванную пренебрежением толщиной линзы. Если принять линзу из стекла К8 двояковыпуклой с одинаковыми по абсолютной величине радиусами, с толщиной 5 мм и фокусным расстоянием 100 мм, то расчет на компьютере дает $s'_{F'} - s_{C'} = -1,548$ мм, а расчет по формуле (1.55) – 1,566 мм. Относительная погрешность составляет 1.2%.

Таким образом, примененные выше приемы замены дифференциала разностью показателей преломления и пренебрежения толщиной линзы не приводят к заметным погрешностям в оценке хроматизма положения и позволяют получить наглядную и простую формулу (1.55).

Найдем хроматизм положения для одиночной линзы, когда предмет находится на конечном расстоянии. Положим, как и ранее, толщину линзы, равной

нулю. Расстояние предмета от совмещенных главных плоскостей линзы до предмета обозначим через s . Обозначим угол параксиального луча с осью в пространстве предметов через α . Тогда высота луча на совмещенных главных плоскостях h будет равна $-s \alpha$. Воспользовавшись известной формулой

$$\alpha' = \alpha + h \varphi \quad (1.56)$$

и соотношением

$$s' = h/\alpha', \quad (1.57)$$

дифференцируя, находим

$$ds' = -h^2 \varphi / (v_e \alpha'^2). \quad (1.58)$$

Заменим в формуле (1.58) $(h/\alpha')^2$ на s'^2 в соответствии с формулой (1.57), а φ на $1/f'$. Кроме того, дифференциал ds' заменим конечной разностью $s'_{F'} - s'_{C'}$.

Окончательно получим:

$$s'_{F'} - s'_{C'} = -s'^2 / (f' v_e). \quad (1.59)$$

Для системы, состоящей из ряда тонких одиночных линз, разделенных воздушными промежутками конечной величины, хроматизм положения удобно выражать через параметры α и h , а не через отрезки s и s' . Для этого рассмотрим последнюю линзу системы. Хроматическую aberrацию части системы, предшествующей последней линзе, предварительно обозначим через ds . Тогда, полагая $\alpha = const$, находим, что

$$dh = -s \alpha. \quad (1.60)$$

Вновь продифференцируем формулу (1.57) принимая во внимание выражения (1.58) и (1.59). Заменим дифференциалы конечными разностями. В результате найдем:

$$s'_{F'} - s'_{C'} = -h^2 \varphi / (\alpha'^2 v_e) + (s'_{F'} - s'_{C'}) (\alpha/\alpha')^2. \quad (1.61)$$

Из этого выражения видно, что его первый член представляет собой хроматизм положения последней линзы, а второй член – хроматизм положения предшествующей части системы, перенесенный в пространство изображений, поскольку для воздушных сред величина $(\alpha/\alpha')^2$ представляет собой продольное увеличение малых отрезков. На этом основании можно сделать важный вывод о том, что хроматизм положения первого порядка какого-либо компонента сложной системы не зависит от хроматизма положения предшествующей части системы. Поэтому суммарный хроматизм положения является суммой хроматических aberrаций положения отдельных линз, перенесенных в пространство изображений. На этом основании формула (1.61) для системы из нескольких компонентов, разделенных конечными воздушными промежутками приобретает вид:

$$s'_{F'} - s'_{C'} = - (1/\alpha'^2) \sum h^2 \varphi / v_e. \quad (1.62)$$

Рассмотрим возможность устранения хроматизма положения – ахроматизации – компонента, состоящего из двух соприкасающихся тонких линз. Обозначим оптические силы линз через φ_1 и φ_2 . Для упрощения выкладок примем суммарную оптическую силу компонента за единицу:

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1. \quad (1.63)$$

Тогда из формулы (1.55), заменяя для упрощения вида дальнейших преобразований v_e на v , получаем:

$$\varphi_1/v_1 + (1 - \varphi_1)/v_2 = 0. \quad (1.64)$$

Откуда следует, что непременным условием устранения хроматизма положения является $v_1 \neq v_2$. Из уравнения (1.64) находим:

$$\varphi_1 = v_1/(v_1 - v_2). \quad (1.65)$$

Для осуществления ахроматизации в видимой области спектра разработано большое количество стекол, предусмотренных стандартом ГОСТ 3514- 94 и разделяющихся условно на две группы: группу кронов, у которых коэффициент дисперсии $v_e \geq 50$, и группу флинтгов, у которых $v_e \leq 50$.

Для расчета оптических систем, состоящих из компонентов, образованных группами бесконечно тонких линз, разделенных конечными воздушными промежутками, Г.Г. Слюсарев ввел понятие основных параметров компонентов. В качестве основного параметра, характеризующего хроматические aberrации, он предложил использовать величину C^* , определяемую формулой:

$$C^* = (s'_{F'} - s'_{C'})/f', \quad (1.66)$$

где $s'_{F'} - s'_{C'}$ – хроматизм положения компонента, соответствующий бесконечно удаленному предмету. Для одиночной линзы основной параметр C^* равен:

$$C^* = -1/v_e. \quad (1.67)$$

Для компонента, состоящего из двух склеенных или близко расположенных линз, как это следует из формулы (1.55):

$$C^* = - [\varphi_1/v_1 + (1 - \varphi_1)/v_2]. \quad (1.68)$$

В общем случае, когда каждый компонент сложной системы представляет собой несколько соприкасающихся тонких линз и обладает основным параметром C^* , формула (1.62) приобретает вид:

$$s'_{F'} - s'_{C'} = (1/\alpha'^2) \sum h^2 \varphi C^*. \quad (1.69)$$

Если предмет расположен на бесконечности, то применяя формулу (1.69), целесообразно использовать нормировку, при которой фокусное расстояние и соответственно оптическая сила всей системы равны единице. Тогда, приняв $h_1 = 1$, получим, что $\alpha' = 1$. Вычисления упрощаются в особенности тогда, когда хроматизм положения системы следует устранить. В противном случае, учитывая принятую нормировку, левую часть формулы следует разделить на требуемое фокусное расстояние.

1.2.3. Вторичный спектр

При исправлении хроматизма положения достигается совмещение плоскостей изображения для двух длин волн, в частности, в видимой области спектра для $\lambda_{F'}$ и $\lambda_{C'}$. Однако при этом совмещенные плоскости могут не совпадать с плоскостью изображения для длины волны λ_e . Эта aberrация называется вторичным спектром. Рассмотрим вторичный спектр системы, состоящей из двух соприкасающихся (или склеенных) линз, когда предмет расположен на бесконечности. С этой целью определим оптическую силу первой линзы φ_1 из формулы (1.65), полагая $C^* = 0$:

$$\varphi_1 = v_1 / (v_1 - v_2), \quad (1.70)$$

где коэффициенты дисперсии v_1 и v_2 соответствуют показателям преломления для спектральных линий e , C' , F' . Для нахождения параметра C^{**} , соответствующего вторичному спектру, в формулу (1.68) следует подставить коэффициенты дисперсии v^* , в которых разности показателей преломления $n_{F'} - n_{C'}$ заменены на разности $n_{F'} - n_e$, а величина φ_1 взята из формулы (1.59). В результате этих подстановок получаем:

$$C^{**} = - (v_1/v_1^* - v_2/v_2^*) / (v_1 - v_2). \quad (1.71)$$

Нетрудно видеть, что отношения v/v^* представляют собой не что иное, как относительные частные дисперсии из формулы (1.50). Поэтому, используя обозначения из этой формулы, можем написать:

$$C^{**} = - [(p_{F',e})_1 - (p_{F',e})_2] / (v_{e,1} - v_{e,2}). \quad (1.72)$$

В параграфе 1.2.1 было отмечено, что для подавляющего большинства стекол стандарта ГОСТ 3514-94 существует линейная зависимость между относительной частной дисперсией $p_{F',e}$ и коэффициентом дисперсии v_e . Эта зависимость представлена формулой (1.51). Воспользовавшись этой формулой, выражение (1.72) можно преобразовать к виду:

$$C^{**} = 0.5702 \cdot 10^{-3}. \quad (1.73)$$

Приняв во внимание формулу (1.73), находим, что вторичный спектр компонента из двух соприкасающихся линз, когда предмет находится на бесконечности, а линзы выполнены из обычных стекол ГОСТ 3514-94, прямо пропорционален фокусному расстоянию компонента:

$$s'_{F'} - s'_e = 0.5702 \cdot 10^{-3} f'. \quad (1.74)$$

Можно легко показать, что даже при любом количестве линз, входящих в компонент и выполненных из нормальных стёкол, вторичный спектр остаётся неизменным и определяется по формуле (1.74). Действительно, основной параметр C^{**} , характеризующий вторичный спектр можно представить, как:

$$C^{**} = \sum \varphi / v^*, \quad (1.75)$$

$$\text{где } v^* = v / p. \quad (1.76)$$

При этом

$$C^* = \sum \varphi / v = 0, \quad (1.77)$$

$$\text{а } \sum \varphi = 1. \quad (1.78)$$

Путем элементарных преобразований величина C^{**} в формуле (1.75), учитывая значение p из формулы (1.51), вновь становится равной $0.5702 \cdot 10^{-3}$.

Для устранения вторичного спектра необходимо, чтобы компонент содержал по крайней мере три линзы, выполненные из различных стекол, одно из которых не должно находиться на нормальной прямой. С этой целью разработаны специальные стекла, которые названы особыми. Отклонения коэффициентов дисперсий Δv_e этих стекол от нормальной прямой (рис.1.11) приводятся в каталоге и дают ценную информацию о возможности устранения вторичного спектра, а именно, позволяют вычислить относительную оптическую силу линзы, выполненной из особого стекла. Выведем формулу для определения этой оптической силы, которую обозначим через φ_{oc} . Для исправления вторичного спектра в соответствии с формулой (1.72) необходимо, чтобы относительные частные дисперсии особого и нормального стекол были

равны. Однако в общем случае на нормальной прямой стекло с необходимой относительной частной дисперсией $(p_{F',e})_{oc}$ отсутствует. Найдем с помощью формулы (1.51) соответствующий величине $(p_{F',e})_{oc}$ коэффициент дисперсии v_T некоторого гипотетического стекла ГС, лежащего на нормальной прямой (рис.1.11). Для того, чтобы реализовать эти константы можно использовать две линзы, выполненные из обычных стекол, причем при получении требуемого v_T автоматически будет получено необходимое для устранения вторичного спектра значение $(p_{F',e})_{oc}$. Теперь компонент можно условно считать двухлинзовым: одна из линз выполнена из особого стекла, а вторая – из некоторого гипотетического стекла, лежащего на нормальной прямой. Для определения относительной оптической силы особого стекла можно воспользоваться формулой (1.65), из которой следует:

$$\varphi_{oc} = v_{oc}/(v_{oc} - v_T). \quad (1.79)$$

Но величина, находящаяся в скобках представляет собой ни что иное, как отклонение коэффициента дисперсии Δv_e для особого стекла, представленное в каталоге. Поэтому

$$\varphi_{oc} = v_{oc}/\Delta v_e. \quad (1.80)$$

Системы с исправленным вторичным спектром называются апохроматами, а соответствующая коррекция хроматизма положения – апохроматизацией. Относительная оптическая сила φ_{oc} определяет возможность реализации апохроматического компонента. Это число показывает во сколько раз относительное отверстие линзы, выполненной из особого стекла, больше относительного отверстия компонента. Так для особого флинта ОФ3, у которого $v_e = 43.88$ и $\Delta v_e = -6.9$, в соответствии с формулой (1.80) $\varphi_{oc} = -6.4$. Если требуемое относительное отверстие компонента составляет, например, 1:4, то относительное отверстие линзы, выполненной из стекла ОФ3, составит $1:(4/6.4) = 1:0.63$. Показатель преломления стекла ОФ3 $n_e = 1.6157$. Радиусы оптических поверхностей линзы, если даже её выполнить двояковыпуклой симметричной, будут равны $r_1 = -r_2 = 2 \times 0.6157 f' = 1.2314 f'$. При относительном отверстии $1:0.63 = D:f'$ световой диаметр D линзы составит $D=1.59 f'$, а соотношение между радиусами и световым диаметром будет равно $r/D = 0.77$. При $r/D = 0.5$ линза превращается в шар. Поэтому необходимое относительное отверстие в этом примере нереально. Практика расчётов показывает, что для короткофокусных систем, например, объективов микроскопов, относительное отверстие отдельных линз не должно превышать 1:1,2 – 1:1. Для более длиннофокусных систем, например, фотографических объективов оно должно быть еще меньше.

Особые стекла стандарта ГОСТ 3514-94 образуют две группы: особые кроны, у которых $\Delta v_e > 0$, и особые флинты, у которых $\Delta v_e < 0$. Стекло ОК1 обладает наибольшим значением $\Delta v_e = 16.4$. Среди особых флинтов наибольшее отклонение имеет ОФ6 $\Delta v_e = -6.7$. Выдающимся достижением в области разработок новых стекол является особый крон ОК4, освоенный Лыткаринским заводом оптического стекла и еще не включенный в стандарт. У этого стекла $v_e = 91.53$, а $\Delta v_e = 28.4$. Обычное стекло К8 образует с ним идеальную

апохроматическую пару – $C^{**} = 0.4 \cdot 10^{-5}$, причем К8 играет роль флинта, т. е. из него выполняется линза с отрицательной оптической силой.

Кроме особых оптических стекол для апохроматизации оптических систем, в первую очередь объективов микроскопов, традиционно используют флюорит – кристаллический фтористый кальций CaF_2 . В настоящее время его выращивают, а не используют естественный, добытый в природе. Флюорит обладает уникальными оптическими константами, которые располагаются весьма далеко от нормальной прямой, а именно, $v_e = 94.97$, $p_{F',e} = 0.5087$, $\Delta v_e = 35.0$. Оптическая сила $\varphi_{oc} = 2.71$. Недостатками флюорита являются малый показатель преломления $n_e = 1.43496$ и большой коэффициент термического расширения, не позволяющий склеивать флюоритовые линзы с линзами из обычных стекол, при диаметрах, превышающих 10 – 15 мм.

Стекло, расположенное на нормальной прямой и обладающего относительной частной дисперсией, равной таковой у флюорита, нет. Однако, благодаря большому значению величины Δv_e , использование флюорита даже с обычными стеклами приводит к существенному уменьшению вторичного спектра. Так в двухлинзовой системе, линзы которой выполнены из флюорита и стекла Ф1, параметр $C^{**} = 0.22 \cdot 10^{-3}$ вместо соответствующего обычным стеклам $C^{**} = 0.57 \cdot 10^{-3}$ (формула (1.73)).

Ещё больший эффект дает сочетание флюорита с особыми флинтами. Так, например, двухлинзовая система из флюорита и особого флинта ОФ3 обладает параметром $C^{**} = 0.1 \cdot 10^{-3}$.

Наименьшее значение параметра C^{**} , характеризующего вторичный спектр, достигается в двухлинзовой комбинации флюорит – сверхтяжелый крон СТК15 – $C^{**} = 0.3 \cdot 10^{-4}$.

Рассмотрим вторичный спектр в системе, состоящей из двух ахроматизованных компонентов, разделенных конечным воздушным промежутком. Будем полагать, что все линзы, составляющие систему, выполнены из обычных стекол. Поскольку вторичный спектр представляет собой хроматическую aberrацию положения, вычисленную как разность последних отрезков s' между дополнительной и основной длинами волн, то суммарный вторичный спектр можно определить по формуле (1.54). Поскольку основной параметр C^{**} , т. е. вторичный спектр, для обоих компонентов одинаков, то вынося его значение $0.5702 \cdot 10^{-3}$ за знак суммы, получим:

$$C^{**} = 0.5702 \cdot 10^{-3} \sum h^2 \varphi. \quad (1.81)$$

Воспользуемся известной формулой для суммарной оптической силы нескольких компонентов, разделенных конечными воздушными промежутками, и примем суммарную оптическую силу за единицу. Тогда:

$$\sum h \varphi = 1. \quad (1.82)$$

Преобразуем выражения (1.81) и (1.82), обозначив расстояние между компонентами через d , задний отрезок через s' , а величину $\sum h^2 \varphi$ через a , получим:

$$a = (1 - s')^2 / d + s'. \quad (1.83)$$

Итак, вторичный спектр системы, состоящей из двух ахроматизованных компонентов, разделенных воздушным промежутком d и выполненных из

обычных стекол, пропорционален величине a . При $a = 1$ он такой же по величине, как и в тонком компоненте. Уменьшение вторичного спектра достигается при $a < 1$. Устранить полностью вторичный спектр можно только при мнимом изображении, когда $s' < 0$. Анализируя формулу (1.83), нетрудно видеть, что уменьшение a достигается при небольших значениях s' и $d > 1$, т. е. когда общая длина системы $d + s' = L$ больше 1, т. е. больше фокусного расстояния системы. Так при $d = 1.5$ и $s' = 0.1$ величина $a = 0.64$. Уменьшить вторичный спектр за счет увеличения длины системы L удастся практически не более чем на 40%. Если длина системы L существенно меньше фокусного расстояния, что имеет место в фотографических объективах, называемых телеобъективами, то вторичный спектр существенно возрастает. Так при $L = 0.5$ и $s' = 0.1$ величина a возрастает до 2.125.

1.2.4. Оптические характеристики материалов для ИК области спектра

Для работы в ближней инфракрасной (ИК) области спектра, которая используется в частности в приборах ночного видения (ПНВ), когда наибольшая длина волны не превышает 2.6 мкм, могут применяться обычные бесцветные оптические стекла. Однако, в диапазоне длин волн 1 – 1.8 мкм подавляющее большинство оптических бесцветных стекол имеет практически одинаковый коэффициент дисперсии, равный примерно $\nu_{1.4} \approx 50$, что исключает возможность коррекции хроматизма. Только сочетание особых стекол ОК1 и ОФ4 позволяют исправить хроматизм в этой области спектра, поскольку у ОК1 $\nu_{1.4} = 75.62$, а у ОФ $\nu_{1.4} = 41.83$. Ещё лучшие результаты могут быть получены при замене стекла ОК1 на флюорит, имеющий коэффициент дисперсии $\nu_{1.4} = 105.63$.

В области спектра 2 – 2.6 мкм у обычных бесцветных стекол наблюдаются существенные различия в коэффициентах дисперсии, причем характерно, что коэффициенты дисперсий флинтгов становятся больше таковых у кронов. Так, у стекла К8 $\nu_{2.3} = 47.04$, а у стекла ТФ4 $\nu_{2.3} = 78.01$. Сочетание особых кронов с особыми флинтами, а именно, ОК1 с ОФ4 по-прежнему даёт отличный результат, поскольку у ОК1 $\nu_{2.3} = 82.2$, а у ОФ4 $\nu_{2.3} = 40.85$.

Приведенные данные показывают, что с применением обычных стекол исключается возможность создания ахроматических оптических систем, работающих в широкой области спектра, включая видимую и ближнюю инфракрасную. Используя особые стекла ОК1 и ОФ4, или флюорит принципиально возможно создание ахроматов от видимой области спектра до длины волны 2.6 мкм. Вторичный спектр достигает при этом весьма большого значения: $C^{**} = -2.2 \cdot 10^{-3}$. Ахромат для области спектра 1 – 1.8 мкм обладает коэффициентом вторичного спектра $C^{**} = -4.2 \cdot 10^{-4}$, а для области спектра 2 – 2.6 мкм – $C^{**} = -4 \cdot 10^{-4}$.

В дальней ИК области спектра земная атмосфера имеет два окна прозрачности: 3 – 5 мкм и 8 – 12 мкм. Эти спектральные диапазоны используются, главным образом, для тепловидения. Количество материалов, обладающих малым поглощением излучения в этих диапазонах и хорошими физико-химическими свойствами крайне ограничено. В особенности это относится ко второму длинноволновому диапазону. Оптические константы основных материалов, используемых для области спектра 3 – 5 мкм, приведены в таблице 1.1. За основную длину волны принята $\lambda = 4$ мкм. Дополнительные длины волн $\lambda_1 = 5$ мкм и $\lambda_2 = 3$ мкм. Хорошие результаты в отношении вторичного спектра даёт сочетание флюорита с фтористым литием: $C^{**} = -0.4 \cdot 10^{-4}$.

Эта пара материалов предпочтительна и с технологических позиций, т. к. они оба прозрачны и в видимой области спектра, что упрощает центрировку линз. Германий с кремнием дают несколько больший вторичный спектр, составляющий $C^{**} = 0.16 \cdot 10^{-3}$.

Наименование материала	n_4	v_4	p
Флюорит	1.40966	21.68	0.4349
Фтористый литий <i>LiF</i>	1.34942	8.74	0.4296
Германий <i>Ge</i>	4.02453	101.9	0.6959
Кремний <i>Si</i>	3.42550	239.0	0.6739
Селенид цинка <i>ZnSe</i>	2.43410	192.5	0.5584

Таблица 1.1. Материалы для области спектра 3 – 5 мкм

Оптические константы основных материалов, используемых в дальнейшем диапазоне ИК спектра с длинами волн 8 – 14 мкм, приведены в таблице 1.2. Здесь за основную длину волны принята $\lambda_0 = 10.6$ мкм, соответствующая длине волны излучения CO_2 – лазера; $v_0 = (n_0 - 1) / (n_8 - n_{14})$; $p = (n_8 - n_0) / (n_8 - n_{14})$.

Наименование материала	n_0	v_0	p
ИКС25	2.76563	93.27	0.6181
ИКС29	2.59822	74.65	0.6231
Германий <i>Ge</i>	4.00203	938.1	1.3125
Селенид цинка <i>ZnSe</i>	2.40553	33.07	0.6666

Таблица 1.2. Материалы для области спектра 8 – 14 мкм

Наиболее часто используется сочетание германия с селенидом цинка. При этом относительная оптическая сила положительной линзы из германия, обеспечивающая ахроматизацию в соответствии с формулой (1.65), близка к единице и составляет всего лишь 1.037, а относительная оптическая сила отрицательной линзы из селенида цинка равна – 0.037. Вторичный спектр при этом достигает $C^{**} = 0.7 \cdot 10^{-4}$. Небольшие относительные оптические силы линз наряду с большими показателями преломления позволяют получить высокое качество изображения при высокой светосиле.

1.2.5. Хроматизм увеличения

Аберрация под названием хроматизм увеличения проявляется в виде неравномерности парааксиальных изображений для двух дополнительных длин волн λ_1 и λ_2 в плоскости Гаусса, соответствующей основной длине волны λ_0 . При наличии этой аберрации парааксиальные лучи дополнительных длин волн λ_1 и λ_2 пересекают плоскость изображения для основной длины волны λ_0 в разных точках, образуя поперечную хроматическую аберрацию $l_2' - l_1'$.

На рис. 1.12 показан ход двух парааксиальных лучей. Одиночная линза представлена в виде совмещенных главных плоскостей HH' .

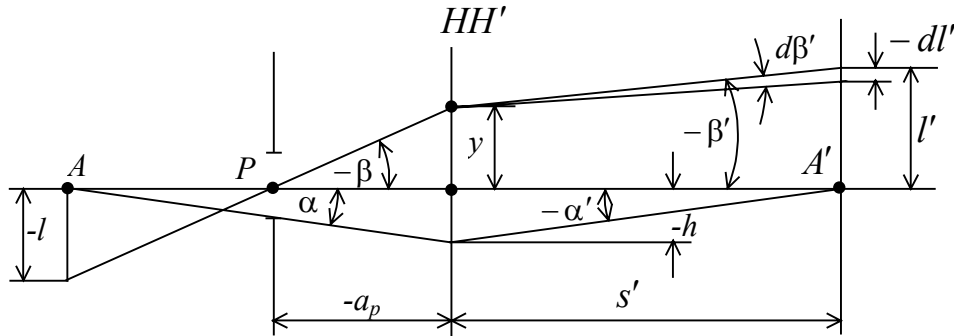


Рис.1.12. Ход первого и второго парааксиальных лучей.

Второй парааксиальный луч, проходящий через центр входного зрачка P образует с осью угол β и пересекает совмещенные главные плоскости на высоте y . Угол второго парааксиального луча с осью после линзы можно определить по известной формуле:

$$\beta' = \beta + y \varphi. \quad (1.84)$$

Оптическая сила линзы φ является функцией показателя преломления. Примем, как и при рассмотрении хроматизма положения (см. параграф 1.2.2), толщину линзы равной нулю. При изменении показателя преломления на величину dn произойдет изменение оптической силы на $d\varphi$. Заменяя дифференциал dn конечной разностью $n_{F'} - n_{C'}$, а $d\varphi$ – на φ/v , преобразуем формулу (1.84) к виду:

$$d\beta' = y \varphi / v. \quad (1.85)$$

На рис. 1.12 видно, что изменение угла β' на величину $d\beta'$ вызовет изменение величины изображения – хроматизм увеличения, равный

$$dl' = -s' d\beta'. \quad (1.86)$$

Заменяя расстояние изображения от линзы s' на h/α' и используя выражение (1.85), преобразуем формулу (1.86) к виду:

$$dl' = -h y \varphi / v \alpha'. \quad (1.87)$$

В формуле (1.87) в явном виде отсутствует величина изображения l' , от которой хроматизм увеличения, очевидно, должен зависеть. Преобразуем эту формулу, приняв во внимание инвариант Лагранжа-Гельмгольца, который при наличии воздуха в пространствах предметов и изображений, приобретает вид:

$$J = \alpha l = \alpha' l'. \quad (1.88)$$

Заменив в формуле (1.87) величину α' на её значение из формулы (1.88), получаем окончательно:

$$dl' = l'_{F'} - l'_{C'} = - (h y \varphi / J v_e) l'. \quad (1.89)$$

Если предмет расположен на бесконечности, то, используя нормировку $h_l = 1$, фокусное расстояние всей системы $f' = 1$, $\beta_1 = 1$, получим более простую формулу:

$$dl'/l' = h y \varphi / v_e. \quad (1.90)$$

Для компонента, состоящего из группы тонких соприкасающихся линз, вводя основной хроматический параметр C^* и заменяя дифференциал dl' на конечную разность $l'_{F'} - l'_{C'}$, формула (1.90) приобретает вид:

$$(l'_{F'} - l'_{C'})/l' = -h y \varphi C^*. \quad (1.91)$$

Для системы, образованной несколькими компонентами, учитывая, что хроматизм каждого компонента не зависит от хроматизма предшествующей части и что хроматизм, выраженный в относительной мере, сохраняет свою величину при переходе из одного пространства в другое, получим:

$$(l'_{F'} - l'_{C'})/l' = - \sum h y \varphi C^*. \quad (1.92)$$

Сопоставляя величины хроматизма положения из формулы (1.69) и хроматизма увеличения из формулы (1.92), видим, что при $C^* = 0$ устраняются оба хроматизма. Следовательно, при ахроматизации каждого из компонентов сложной системы достигается одновременное устранение хроматизма положения и увеличения, которое не изменяется при любых подвижках компонентов. Такая ахроматизация называется стабильной.

Из формулы (1.91) следует, что хроматизм увеличения компонента равен нулю, когда зрачок совпадает с компонентом.

Выполнив преобразования, аналогичные тем, которые были сделаны при выводе вторичного спектра для плоскостей Гаусса, нетрудно убедиться, что эта aberrация проявляется и при исправлении хроматизма увеличения. Для марок стёкол, константы которых располагаются на нормальной прямой, вторичный спектр хроматизма увеличения определяется по формуле:

$$(l'_{F'} - l'_e)/l' = 0.57 \cdot 10^{-3}. \quad (1.93)$$

Видно, что эта aberrация проявляется при больших линейных полях изображения. Так при $l' = 100$ мм $l'_{F'} - l'_e = 0.057$, что соответствует разрешающей способности примерно 15 мм^{-1} .

Рассмотрим широко распространенный прием ахроматизации путем введения, так называемых, хроматических радиусов. Приём базируется на использовании пары или нескольких марок стёкол, обладающих близкими значениями показателей преломления для основной длины волны e , но существенно различными коэффициентами дисперсий v_e . При склеивании таких стёкол друг с другом появляются поверхности, разделяющие среды с одинаковыми или весьма близкими показателями преломления для основной длины волны, которые не изменяют или почти не изменяют монохроматические aberrации системы. Варьируя радиусами склеиваемых поверхностей, удастся изменять нуж-

ным образом хроматические aberrации, почти не изменяя монохроматические aberrации.

В качестве "хроматических" пар стекол можно рекомендовать следующие: СТК19(СТК9) – ТФ4, ТК16 – Ф1, СТК12 – ТФ8, СТК7 – ТФ8, ФК24 – ЛФ9, ТК23 – ЛФ9, СТК12 – ТФ4.

В отечественной практике получил распространение прием расчета, при котором на первом этапе осуществляется исправление монохроматических aberrаций, а затем в некоторые компоненты вводятся хроматические радиусы, т. е. одиночные линзы заменяются склейками и корригируются хроматические aberrации.

Однако, при использовании хроматических радиусов следует соблюдать осторожность, помня о том, что при изготовлении оптической системы показатели преломления стёкол будут отличаться от номиналов в пределах допусков, предусмотренных техническими условиями. Эти допуски лежат в пределах от 0.0002 для наивысшей категории до 0.002 для последней категории. Опыт расчетов показывает, что такие отклонения показателей преломления могут вызвать существенные изменения монохроматических aberrаций, особенно при больших углах падения лучей на поверхность хроматической склейки.

2. Синтез оптических систем, состоящих из тонких компонентов

Синтез оптических систем, состоящих из тонких компонентов, разработан проф. Г.Г. Слюсаревым [1] в первой половине XX века. Метод, основанный на теории aberrаций третьего порядка, позволяет находить предварительные значения конструктивных параметров оптических систем, состоящих из групп линз, соприкасающихся вершинами и разделёнными конечными воздушными промежутками. Особенно эффективно метод используется для расчетов объективов и оборачивающих систем зрительных труб, компонентов сложных микроскопов, расположенных между объективом и окуляром, систем для формирования лазерного излучения. Важнейшими условиями его применения является отсутствие в составе оптической системы линз с толщинами, соизмеримыми с их фокусными расстояниями, и небольшие угловые поля и числовые апертуры. Однако, некоторые важные выводы теории тонких компонентов, позволяют на стадии синтеза выбрать перспективные конструктивные решения, не прибегая к расчету предварительных значений конструктивных параметров.

2.1. Аберрационные свойства одиночного тонкого компонента

2.1.1. Предмет на бесконечности

Основным выводом теории Г.Г. Слюсарева [1] является то, что все монохроматические аберрации третьего порядка тонкого компонента, находящегося в воздухе, независимо от количества оптических поверхностей, входящих в этот компонент, определяются всего лишь тремя свободными параметрами P^* , W^* и π (не путать с числом пи из геометрии!). Параметры P^* и W^* связаны с аберрациями третьего порядка в случае, когда предмет находится на бесконечности, а входной зрачок совпадает с компонентом, следующими формулами:

$$\Delta s' = -0,5 m^2 P^* / f', \quad (2.1)$$

$$\eta = 0,5 (m/f')^2 W^*, \quad (2.2)$$

где $\Delta s'$ – продольная сферическая аберрация третьего порядка;

m – высота падения луча на первой поверхности компонента;

f' – фокусное расстояние компонента;

η – отступление от условия изопланатизма, определяющее кому третьего порядка.

Параметр π связан с кривизной изображения компонента – стрелкой Петцваля Z'_p – следующей зависимостью:

$$Z'_p = -0,5 (l'^2 / f') \pi, \quad (2.3)$$

где l' – величина изображения.

Параметры P^* и W^* связаны с конструктивными параметрами компонента алгебраическими формулами, вид которых зависит от числа линз, входящих в компонент. Параметр π зависит только от относительных оптических сил линз компонента φ_i , их показателей преломления n_i и вычисляется по формуле:

$$\pi = \sum_{i=1}^{i=p} \varphi_i / n_i, \quad (2.4)$$

где $\varphi_i = f' / f'_i$, p – количество линз в компоненте. В свою очередь f' – фокусное расстояние компонента, f'_i – фокусные расстояния отдельных линз, входящих в состав компонента.

В оптических системах, работающих в видимой области спектра, показатели преломления стекол, как правило, находятся в диапазоне от 1,45 до 1,95. Опыт расчета таких систем показывает, что параметр π с достаточной точностью можно считать постоянным, равным 0,7, и тогда на основании формулы (2.3), кривизна изображения Z'_p тонкого компонента составит:

$$Z'_p = -0,35 l'^2 / f'. \quad (2.5)$$

Если входной зрачок совпадает с тонким компонентом, то составляющие астигматизма Z'_m и Z'_s не зависят от основных параметров P^* и W^* и вычисляются по простым формулам:

$$Z'_m = -0,5 l'^2 (3 + \pi) / f' \approx -1,85 l'^2 / f', \quad (2.6)$$

$$Z'_s = -0,5 l'^2 (1 + \pi) / f' \approx -0,85 l'^2 / f'. \quad (2.7)$$

Если одну или несколько поверхностей тонкого компонента подвергнуть деформации, т.е. асферизовать, то происходит только изменение параметра P^* , а параметры W^* и π остаются неизменными.

Когда входной зрачок не совпадает с компонентом, а находится на расстоянии a_p от него, связь между сферической aberrацией и основным параметром P^* остается прежней (2.1), а отступление от условия изопланазии η выражается следующим образом:

$$\eta = 0,5(m/f')^2 (W^* + P^*a_p/f'). \quad (2.8)$$

Составляющие астигматизма при этом равны:

$$Z'_m = -0,5(3S_{III} + \pi) l'^2/f', \quad (2.9)$$

$$Z'_s = -0,5(S_{III} + \pi) l'^2/f', \quad (2.10)$$

где в свою очередь:

$$S_{III} = 1 + (a_p/f')^2 P^* + 2(a_p/f') W^*. \quad (2.11)$$

2.1.2. Предмет на конечном расстоянии

Все aberrации третьего порядка тонкого компонента, если предмет расположен на конечном расстоянии, по-прежнему определяются тремя основными параметрами P^* , W^* и π . Продольная сферическая aberrация $\Delta s'$ вычисляется по формуле:

$$\Delta s' = -0,5.V. s_l.P.\sigma'^2, \quad (2.12)$$

где V – линейное увеличение,

s_l – расстояние от компонента до предмета,

σ' – апертурный угол в пространстве изображений (в радианах), а параметр P связан с основным параметром P^* следующей зависимостью:

$$P = (1 - V)^3 P^* + 4V(1 - V)^2 W^* + V(1 - V)[2V(2 + \pi) - 1]. \quad (2.13)$$

Отступление от условия изопланатизма η находится по формуле:

$$\eta = 0,5 \sigma'^2 (W + tP), \quad (2.14)$$

$$\text{где } W = (1 - V)^2 W^* + V(1 - V)(2 + \pi), \quad (2.15)$$

$$t = a_p/V(a_p - s_l). \quad (2.16)$$

Составляющие астигматизма в этом случае равны:

$$Z'_m = -0,5(3 S_{III} + \pi/f') l'^2, \quad (2.17)$$

$$Z'_s = -0,5(S_{III} + \pi/f') l'^2, \quad (2.18)$$

$$\text{где } S_{III} = [1/f' + (tP - 2W)t/s_l V]. \quad (2.19)$$

Сопоставляя формулы (2.17, 2.18) с формулами (2.9, 2.10) нетрудно получить, что при совпадении входного зрачка с тонким компонентом, когда $a_p = 0$ и соответственно на основе формулы (2.16) $t = 0$, составляющие астигматизма не зависят ни от основных параметров P , W ни от положения предмета и определяются по формулам (2.6 и 2.7).

Кривизна изображения у тонкого компонента (2.5) существенно меньше составляющих астигматизма и зависит только от основного параметра π , который при использовании обычных стекол может быть принят примерно равным 0,7. В ИК области спектра, когда в качестве материалов линз приме-

няются высокопреломляющие германий, селенид цинка и кремний, основной параметр π составляет 0,25 – 0,41.

2.2. Синтез систем, состоящих из нескольких тонких компонентов

Монохроматические aberrации третьего порядка системы, состоящей из нескольких тонких компонентов, разделенных конечными воздушными промежутками, зависят от основных параметров компонентов P^* , W^* и π , а также от внешних параметров, определяющих положения предметов и зрачков для каждого из компонентов. В формулах Г.Г. Слюсарева в качестве внешних параметров используются высоты пересечения лучей с совмещенными главными плоскостями компонентов двух параксиальных лучей (рис.2.1): первого, выходящего из осевой точки предмета под углом $\alpha_1 = V$, где V – линейное увеличение всей системы, и имеющего на главных поверхностях компонентов высоты h_i , второго, выходящего из центра входного зрачка под углом $\beta_1 = 1$ и имеющего на главных поверхностях компонентов высоты y_i .

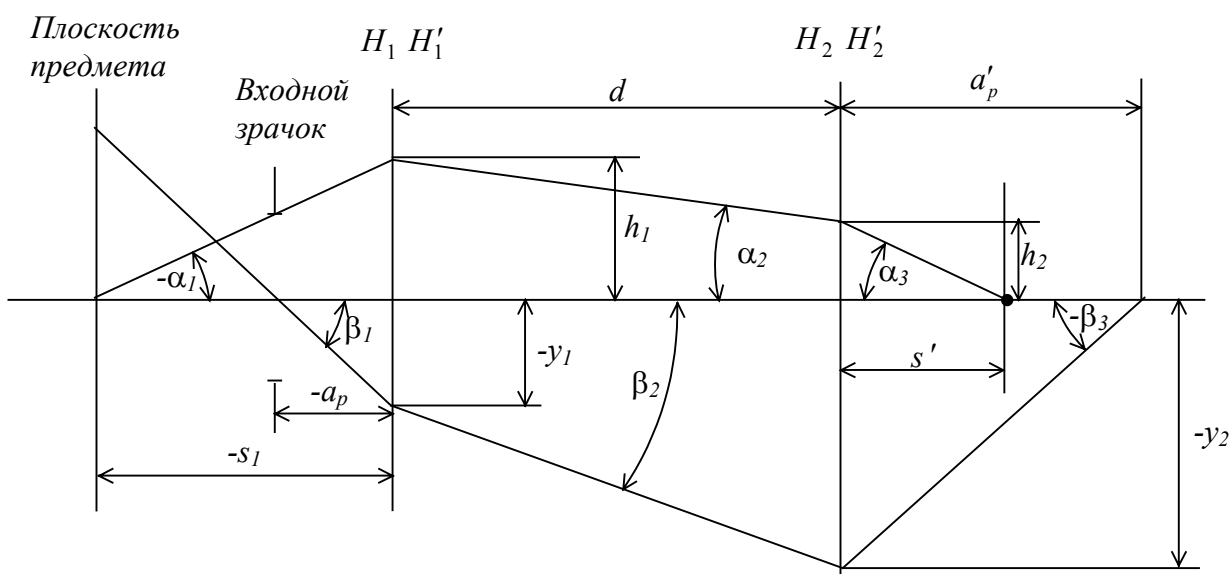


Рис.2.1. Ход первого и второго параксиальных лучей

В качестве внутренних параметров используются параметры P и W компонентов, связанные с основными параметрами следующими зависимостями:

$$P_i = (\alpha_{i+1} - \alpha_i)^3 P^* + 4\alpha_i (\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2 W^* + \alpha_i (\alpha_{i+1} - \alpha_i) [2\alpha_i (2 + \pi) - \alpha_{i+1}] \quad (2.20)$$

$$W_i = (\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2 W^* + \alpha_i (\alpha_{i+1} - \alpha_i) (2 + \pi). \quad (2.21)$$

Коэффициенты aberrаций третьего порядка: S_I – определяющий сферическую aberrацию; S_{II} – определяющий кому; S_{III} – определяющий астиг-

матизм; S_{IV} – определяющий кривизну изображения; S_V – определяющий дисторсию, связаны с внутренними параметрами компонентов P , W и π , а также с внешними параметрами h_i и y_i следующим образом:

$$S_I = \sum h_i P_i, \quad (2.22)$$

$$S_{II} = \sum y_i P_i - V(a_p - s_l) \sum W_i, \quad (2.23)$$

$$S_{III} = \sum y_i^2 P_i / h_i - 2V(a_p - s_l) \sum y_i W_i / h_i + V^2 (a_p - s_l)^2 \sum \varphi_i, \quad (2.24)$$

$$S_{IV} = \sum \varphi_i \pi_i, \quad (2.25)$$

$$S_V = \sum y_i^3 P_i / h_i^2 - 3V(a_p - s_l) \sum y_i^2 W_i / h_i + V^2 (a_p - s_l)^2 \sum y_i \varphi_i (3 + \pi) / h_i. \quad (2.26)$$

Использование довольно громоздких формул (2.20 – 2.26) в практической работе при синтезе оптических систем нерационально, т.к. требует большой вычислительной работы на микрокалькуляторе. Однако анализ формул (2.22–2.25) позволяет сделать весьма важный практический вывод. Исправим каждый компонент системы на сферическую aberrацию и кому, т.е. примем все параметры компонентов $P_i = W_i = 0$. Тогда на основании формул (2.22 – 2.23) в оптической системе будут скорректированы сферическая aberrация и кома третьего порядка. Если при этом выполнить условие $\sum \varphi_i = 0$, то из формулы (2.25), принимая во внимание, что $\pi_i \approx 0,7$, вытекает $S_{IV} \approx 0$. Следовательно, кривизна изображения третьего порядка будет невелика. Далее, на основании формулы (2.24) можно утверждать, что астигматизм третьего порядка будет также устранен. Таким образом, при выполнении вышеперечисленных условий оптическая система, состоящая из нескольких тонких компонентов, разделенных конечными воздушными промежутками, обладает только дисторсией, величина которой, как правило, незначительна благодаря малым полям, с которыми работают системы рассматриваемого типа. Устранение сферической aberrации и комы в каждом из компонентов, кроме удобства расчета, позволяет получить оптическую систему, устойчивую к погрешностям изготовления и сборки.

Если предмет расположен на бесконечности использование формул (2.23), (2.24) и (2.26) невозможно, т. к. возникают неопределенности, связанные с произведениями величин $s_l = \infty$ и $V = 0$. В этом случае при расчете первого и второго парааксиальных лучей целесообразно использовать нормировку, при которой фокусное расстояние системы принимается за единицу измерения $f' = 1$, а $h_l = f' = 1$. Тогда по-прежнему

$$S_I = \sum h_i P_i, \quad (2.27)$$

$$S_{II} = \sum y_i P_i + \sum W_i, \quad (2.28)$$

$$S_{III} = \sum y_i^2 P_i + 2 \sum y_i W_i + \sum \varphi_i, \quad (2.29)$$

$$S_{IV} = \sum \varphi_i \pi_i, \quad (2.30)$$

Aberrации третьего порядка связаны с коэффициентами aberrаций следующими зависимостями:

$$\Delta s' = -0.5m^2 S_I / f', \quad (2.31)$$

$$\eta = 0.5m^2 S_{II} / f'^2, \quad (2.32)$$

$$Z'_m = -0.5l'^2 (3S_{III} + S_{IV}) / f', \quad (2.33)$$

$$Z'_s = -0.5l'^2 (S_{III} + S_{IV}) / f', \quad (2.34)$$

$$Z'_p = -0.5l'^2 S_{IV} / f', \quad (2.35)$$

где m – высота, на которой осевой луч пересекает входной зрачок, f' – фокусное расстояние системы, l' – величина изображения.

2.3. Аберрации третьего порядка одиночного зеркала

При синтезе зеркальных систем следует помнить, что при каждом отражении происходит смена знака у показателя преломления. Это правило не имеет под собой физического смысла, а является формальным, позволяющим использовать формулы расчета хода лучей, полученные из условий преломления, для отражения. Одновременно с изменением знака у показателя преломления и изменения направления хода лучей на обратный изменяются знаки и у продольных отрезков. Так фокусное расстояние вогнутого зеркала, создающего действительное изображение, является отрицательным. Продольная сферическая аберрация такого зеркала, при которой апертурные лучи пересекают оптическую ось ближе к вершине зеркала, чем параксиальные лучи, является положительной.

В отличие от тонкого компонента, образованного преломляющими поверхностями, зеркальная поверхность обладает одним "внутренним" параметром – формой поверхности. Аберрации третьего порядка, как показывает теория, зависят только от эксцентриситета кривой, образующей поверхность. По этой причине при синтезе зеркальных систем не имеет смысла осуществлять разделение параметров на основные P^* и W^* , соответствующие бесконечно удалённому предмету, и просто параметры P и W .

Аберрации третьего порядка одиночного зеркала, если предмет расположен на бесконечности, определяются по нижеследующим формулам:

$$\Delta s' = 0.125a_2 m^2 / f', \quad (2.26)$$

$$\eta = 0.25(1 - 0.5a_2 t) m^2 / f'^2, \quad (2.27)$$

$$Z'_m = -0.5l'^2 (0.75t^2 a_2 - 3t + 2) / f', \quad (2.28)$$

$$Z'_s = -0.5l'^2 (0.25t^2 a_2 - t) / f', \quad (2.29)$$

$$Z'_p = 0.5l'^2 / f', \quad (2.30)$$

где a_2 – коэффициент, связанный с эксцентриситетом e кривой, образующей поверхность, соотношением $a_2 = 1 - e^2$;

$t = a_p / f'$, где, в свою очередь, a_p – расстояние входного зрачка от зеркала.

Из вышеприведенных формул можно сделать важные выводы:

1. Если входной зрачок расположен в центре сферического зеркала, то $t = 2$, $a_2 = 1$. Нетрудно видеть, что при этом $\eta = 0$ и $Z'_m = Z'_s$, т.е. кома и астигматизм отсутствуют.

2. Если входной зрачок совпадает с зеркалом, т.е. $t = 0$, то отступление от условия изопланатизма η не зависит от коэффициента a_2 , следовательно, с

помощью деформации зеркала нельзя устранить кому. Сагиттальная составляющая астигматизма Z'_s при таком положении зрачка всегда равна нулю.

3. Для параболидальной поверхности, когда $a_2 = 0$, сферическая aberrация отсутствует. Если при этом входной зрачок совмещен с передней фокальной плоскостью, т.е. $t = 1$, то $Z'_m = Z'_s$ – устранён астигматизм.

Если предмет расположен на конечном расстоянии, то aberrации третьего порядка одиночного зеркала определяются по формулам:

$$\Delta s' = -0.5Vs_1 P\sigma^2, \quad (2.31)$$

$$\eta = 0.5\sigma^2 (W + tP), \quad (2.32)$$

$$Z'_m = -0.5l'^2 (3S_{III} - 1/f'), \quad (2.33)$$

$$Z'_s = -0.5l'^2 (S_{III} - 1/f'), \quad (2.34)$$

$$\text{где } P = 0.25(1 - V)[4V + a_2(1 - V)^2], \quad (2.35)$$

$$W = 0.5(1 - V^2), \quad (2.36)$$

$$S_{III} = (V - 1 - t^2P + 2tW)/s_1V. \quad (2.37)$$

Здесь t определяется по формуле (2.16). Путем несложных преобразований нетрудно показать, что когда входной зрачок находится в центре сферической поверхности, когда $t = 2/(V + 1)$, по-прежнему отсутствуют кома и астигматизм.

2.4. Синтез систем, состоящих из нескольких зеркал

При синтезе систем, состоящих из нескольких зеркал, удобно определять систему не радиусами кривизны зеркал или их оптическими силами, а углами первого параксиального луча с осью. Высоты этого луча на главных плоскостях, совпадающих с вершинами зеркал, рассчитываются по обычной формуле

$$h_{i+1} = h_i - \alpha_{i+1}d_i. \quad (2.38)$$

Не следует забывать, что после каждого отражения в соответствии с изменением направления хода лучей следует изменять знак воздушного промежутка d_i на обратный.

Если предмет расположен на конечном расстоянии, то $\alpha_l = V$, а для второго параксиального луча $\beta_l = 1$. Если предмет находится на бесконечности, то используется нормировка, при которой за единицу измерения принимается фокусное расстояние системы $f' = 1$, а $h_l = f' = 1$. Оптические силы зеркал φ_i , которые в дальнейшем будут использоваться при расчете коэффициентов aberrаций, определяются по формуле:

$$\varphi_i = n_i(\alpha_i + \alpha_{i+1})/h_i. \quad (2.39)$$

Для расчета хода второго параксиального луча, проходящего через центр входного зрачка и образующего в пространстве предметов угол $\beta_l = 1$ с осью, следует использовать формулу, учитывающую смену знака у показателя преломления при отражении:

$$\beta_{i+1} = n_i y_i \varphi_i - \beta_i. \quad (2.40)$$

Для каждого из зеркал вычисляются параметры P_i и W_i :

$$P_i = 0.25(\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2 / (\alpha_{i+1} / n_{i+1} - \alpha_i / n_i), \quad (2.41)$$

$$W_i = 0.5(\alpha_{i+1} - \alpha_i) / (\alpha_{i+1} / n_{i+1} - \alpha_i / n_i). \quad (2.42)$$

Если предмет расположен на бесконечности, то коэффициенты аберраций третьего порядка определяются по формулам:

$$S_I = \sum h_i P_i, \quad (2.43)$$

$$S_{II} = \sum y_i P_i + \sum W_i, \quad (2.44)$$

$$S_{III} = \sum y_i^2 P_i / h_i + 2 \sum y_i W_i / h_i + \sum \varphi_i, \quad (2.45)$$

$$S_{IV} = \sum \varphi_i. \quad (2.46)$$

Для вычисления аберраций третьего порядка используются выше-приведенные формулы (2.26) – (2.30).

2.5. Основные параметры одиночной линзы

Оптические системы в виде одиночной линзы используются преимущественно совместно с лазерами, т. е. в монохроматическом свете. Исследование основных параметров P^* и W^* удобно выполнить, используя в качестве переменной величину угла первого параксиального луча с осью α_2 внутри линзы при условиях $\alpha_1 = 0$, $\alpha_3 = 1$. В общем случае основные параметры P^* и W^* связаны с углами первого параксиального луча с осью α и показателями преломления n следующими зависимостями:

$$P^* = \sum [(\alpha' - \alpha)(1/n' - 1/n)]^2 \cdot (\alpha'/n' - \alpha/n), \quad (2.47)$$

$$W^* = \sum (\alpha' - \alpha)(1/n' - 1/n) \cdot (\alpha'/n' - \alpha/n). \quad (2.48)$$

В этих формулах суммирование выполняется по поверхностям с первой поверхности, включая последнюю. Для одиночной линзы формулы (2.47) и (2.48) приобретают вид:

$$P^* = [n/(n-1)]^2 [1 - (2 + 1/n) \alpha_2 + (1 + 2/n) \alpha_2^2], \quad (2.49)$$

$$W^* = n[1 - (n + 1) \alpha_2/n] / (n - 1). \quad (2.50)$$

Преобразуя формулы (2.49) и (2.50) к виду:

$$P^* = P_0 + b(W^* + c)^2, \quad (2.51)$$

можно получить, что:

$$P_0 = (4n - 1) n / [4(2 + n) (n - 1)^2], \quad (2.52)$$

$$b = 1 - 1/(1 + n)^2, \quad (2.53)$$

$$c = -0.5/(2 + n). \quad (2.54)$$

Г.Г. Слюсарев [2] обратил внимание на то, что величины b и c при изменении показателей преломления в диапазоне, характерном для видимой области спектра, остаются практически постоянными и приближенно равными $b = 0.85$, $c = 0.14$. Поэтому формула (2.51) приобретает вид:

$$P^* = P_0 + 0.85(W^* - 0.14)^2. \quad (2.55)$$

Некоторые материалы, используемые в ИК области спектра, обладают большими показателями преломления, достигающими примерно 4, как у германия. При $n = 4$ формула (2.55) преобразуется следующим образом:

$$P^* = P_0 + 0.96(W^* - 0.09)^2. \quad (2.56)$$

Выражение (2.55) представляет собой уравнение параболы с вершиной в точке $W^* = 0.14$. При этом основной параметр P^* достигает своего минимального значения, равного P_0 (формула (2.52)). Численное исследование этой формулы показывает, что величина P_0 существенным образом зависит от показателя преломления и уменьшается с его увеличением, оставаясь положительной. В видимой области спектра при показателях преломления, лежащих в диапазоне 1.44 – 1.96, значения P_0 находятся в пределах от 2.57 до 0.92. Для германия $P_0 = 0.28$.

Таким образом, в одиночной линзе, когда предмет находится на бесконечности сферическая aberrация неустранима. Отступление от условия изопланатизма, пропорциональное величине W^* , когда входной зрачок совпадает с линзой, может принимать любые значения, включая ноль. Так, если сделать линзу выпукло-плоской, когда $\alpha_2 = 1/n$, и принять показатель преломления линзы равным $n = 1.618$, то из формулы (2.50) следует что $W^* = 0$.

Однако сферическая aberrация может быть исправлена путем асферизации одной или обеих поверхностей линзы. В теории aberrаций третьего порядка доказано, что при асферизации какой-либо преломляющей или от-ражающей поверхности происходит изменение только параметра P , а параметр W сохраняется. Это изменение ΔP связано с показателями преломления сред n и n' , находящимися до и после поверхности, и углом первого параксиального луча с осью внутри линзы α_2 следующей зависимостью:

$$\Delta P^* = (a_2 - 1)(\alpha_2 n)^3 / (n - 1)^2, \quad (2.57)$$

где, как и ранее:

$$a_2 = 1 - e^2. \quad (2.58)$$

Здесь e – эксцентриситет асферической поверхности второго порядка.

Продолжив предыдущий пример с выпукло-плоской линзой при $n = 1.618$, по формуле (2.49) находим, что $P^* = 1.618$. Для исправления сферической aberrации необходимо иметь $\Delta P^* = -1.618$. Из формулы (2.57) определяем, что $a_2 = 0.3808$.

Одиночные линзы с асферической поверхностью в настоящее время используются в оптических головках CD плееров и PC компьютеров. Если отступления асферической поверхности от ближайшей сферы превосходят технологически допустимые величины, то деформируют обе поверхности линзы.

2.6. Основные параметры компонента из двух склеенных линз

Компонент, состоящий из двух склеенных линз (рис.2.2.а), чрезвычайно широко распространён. Он используется в качестве объективов и оборачивающих систем зрительных труб, ахроматических линз и элементов

систем смены увеличения в микроскопах. Его отличает хорошая технологичность, проявляющаяся в том, что при его изготовлении не требуется соблюдения жестких допусков на отклонения толщин линз от номиналов и на децентрировку.

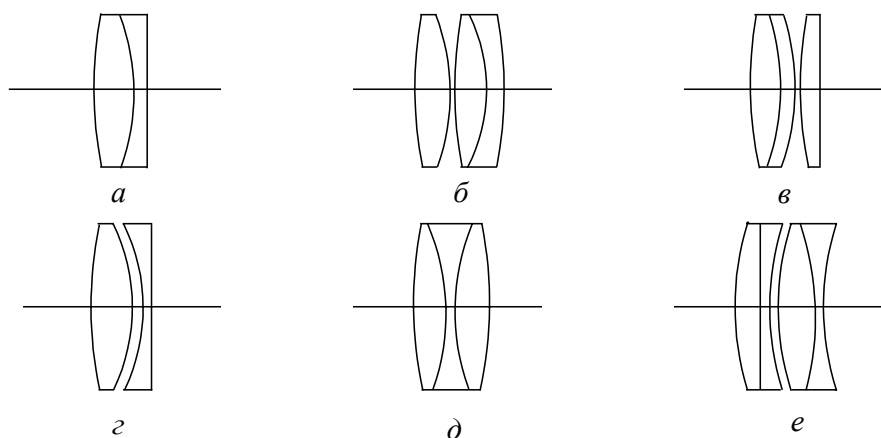


Рис.2.2. Типы компонентов

В этом компоненте может быть осуществлено исправление хроматических aberrаций, если коэффициенты дисперсий стёкол ν в соответствии с формулой (1.55) не равны друг другу.

Главным свойством основных параметров двухлинзового компонента является то, что при фиксированном параметре C^* , т. е. постоянном хроматизме положения, между параметрами P^* и W^* существует такая же квадратичная зависимость, как и у одиночной линзы (формула (2.56)). Минимальное значение параметра $P^* - P_0$ зависит от комбинации стекол и изменяется в достаточно широких пределах. Поэтому в таком компоненте, несмотря на наличие всего лишь двух свободных параметров α_2 и α_3 , подбирая комбинацию стёкол, можно получить требуемые значения основных параметров P^* , W^* и C^* . Для облегчения поиска комбинации стёкол составлены таблицы [2, 3], в которых приведены значения параметра P_0 в зависимости от C^* . Для расчёта компонента, состоящего из двух склеенных линз, исходя из заданных основных параметров P^* , W^* и C^* , необходимо сначала обратиться к формуле (2.56) и найти значение P_0 . Затем по таблице определить комбинацию стекол, обладающую требуемыми значениями параметров C^* и P_0 . В дальнейшем для определения конструктивных данных – радиусов кривизны оптических поверхностей – возможны три пути:

1. Использовать программное требование 7 комплекса автоматизированного проектирования оптических систем САРО. По заданным значениям основных параметров P^* и W^* и комбинации стекол программа найдет конструктивные данные компонента [6].
2. Использовать оптимизационную программу 11 комплекса САРО, задав непосредственно значения требуемых aberrаций [4, 6].
3. Использовать традиционный, неавтоматизированный способ расчета,

изложенный в описаниях к таблицам [2,3].

Если двухлинзовый компонент работает в монохроматической области спектра, то при произвольном значении основного параметра C^* и неравенстве показателей преломления линз $n_2 \neq n_3$ практически достижимы любые значения P^* и W^* .

Для двухлинзового компонента характерно присутствие сферической аберрации пятого порядка и сферохроматической аберрации третьего порядка, особенно заметных при диафрагменных числах, меньших 4 и параметре P_0 , имеющим отрицательные значения, существенно меньшие -1 . При подборе стекол с помощью таблиц следует выбирать пары с возможно большей разностью показателей преломления для основной длины волны. Если эта разность мала, то при почти постоянном значении величины P_0 , как это видно из таблиц [3], происходят существенные изменения хроматического параметра C^* и, как результат, недостоверность в выборе пары стекол. Использование вышеописанной методики для расчёта склеенного из двух линз компонента с, так называемым, хроматическим радиусом склейки, когда показатели преломления линз для основной длины волны равны или очень близки друг к другу, а коэффициенты дисперсий существенно различны, недопустимо. В этом случае на первом этапе компонент рассчитывается как одиночная линза, а на втором этапе путем изменения радиуса поверхности склейки осуществляется требуемая ахроматизация. С этой целью следует использовать оптимизационные программы.

2.7. Автоматизированный расчет тонких компонентов в области аберраций третьего порядка

С помощью программного комплекса САРО (Система Автоматизированного Расчета Оптики), ориентированного на использование персональных компьютеров серии РС, можно рассчитать конструктивные данные оптических систем, представленных на рис.2.2, по заданным значениям основных параметров P^* , W^* и C^* и выбранной пользователем комбинации стёкол [6]. В основе программы лежат формулы, связывающие значения углов первого параксиального луча осью α_i с этими параметрами. Последовательность расположения положительных и отрицательных линз может быть произвольной, а не только такой, как это представлено на рисунке. Расчёт выполняется при нормировке $h_1 = f'$, $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$. Программа автоматически определяет толщины положительных линз на основе заданных световых диаметров и толщин линз по краю. Поскольку в большинстве случаев в основе алгоритма программы лежат квадратные уравнения, могут выдаваться два решения в виде двух наборов радиусов кривизны оптических поверхностей, толщин линз и величины воздушного промежутка. Для облегчения выбора оптимума полученные конструктивные данные сопровождаются результатами расчета хода двух лучей осевого пучка. Выдаётся продольная сферическая аберрация $\Delta s'$, отступление от условия изопланазии η и хроматическая разность

$s'_{\lambda 2} - s'_{\lambda 1}$. Расчёт может выполняться для любых произвольных длин волн λ_1 и λ_2 , ограниченных только областями прозрачности стёкол.

При расчёте компонента, представленного на рис.2.2.а, т. е. системы из двух склеенных линз, количество свободных параметров α_2 , α_3 меньше количества условий P^* , W^* , C^* . Поэтому расчёт производится, когда заданы только два параметра P^* и W^* . Как было отмечено в параграфе 2.10, в этом случае обязательно существует решение, если только $n_2 \neq n_3$. Когда полученное решение является неудовлетворительным в отношении хроматизма положения, следует вычислить поправку на хроматический параметр C^* и с помощью таблиц [2, 3] найти новую комбинацию стекол и повторить расчёт по программе.

При расчёте компонентов, представленных на рис. 2.2 б и 2.2 в, количество свободных параметров α_2 , α_3 , α_4 , α_5 превышает количество условий P^* , W^* , C^* . В этом случае пользователю предоставляются две возможности: либо самостоятельно задать угол параксиального луча внутри воздушного промежутка между линзами; либо, не задавая этот угол, получить от программы интервалы значений угла, при которых квадратные уравнения, используемые в алгоритме, имеют действительные решения.

Если полученные в результате расчёта любого вида компонента некоторые радиусы оптических поверхностей оказываются меньше по абсолютному значению половине светового диаметра, программа выдает информацию в виде соответствующего текста.

При расчёте компонента, представленного на рис.2.2.е., количество свободных параметров превышает количество условий на два. Здесь необходимо, кроме угла α_4 между линзами, задать ещё значения C_1^* и C_2^* - хроматические параметры первой и второй пар склеенных линз при условии, что $C_1^* + C_2^* = C^*$.

Программа допускает задание материалов как марками и кодами стекол, так и непосредственно показателями преломления для основной и двух дополнительных длин волн. Обязательным условием успешной работы программы является неравенство показателей преломления основной длины волны для любых склеиваемых между собой линз. В противном случае при вычислениях происходит деление на ноль и, как следствие, аварийный останов. Результаты, полученные в результате работы программы, практически всегда в большей или меньшей степени отличаются от заданных, что является, в первую очередь, следствием как аббераций высших порядков, так и перехода от нулевых толщин линз и промежутков между линзами к их требуемым значениям. Таким образом программа позволяет получить не конечные результаты, а некий полуфабрикат, соответствующий этапу синтеза оптической системы.

3. Анализ аберраций

При синтезе оптических систем необходимо уметь анализировать полученные результаты путем выделения аберраций как по типам (сферическая аберрация, кома и т. п.), так и по порядкам (третий порядок, высшие порядки). Такой анализ позволяет разработчику оптических систем выбрать направление дальнейших действий по созданию оптимального варианта схемы.

3.1. Сферическая аберрация

Для выделения сферической аберрации в программах, предназначенных для проектирования оптических систем, выполняется расчёт пучка лучей основной длины волны для осевой точки предмета, поскольку другие монохроматические аберрации в центре поля отсутствуют. Как правило, по умолчанию осуществляется расчёт четырёх лучей: крайнего, пересекающего входной зрачок на высоте, равной его радиусу m , и трёх зональных лучей с высотами $\sqrt{0.75}m$, $\sqrt{0.5}m$ и $0.5m$. Для упрощения изложения в дальнейшем пронумеруем эти лучи, как принято в программном комплексе САРО соответственно первый, второй, третий и четвёртый лучи. В подавляющем большинстве случаев для анализа четырёх лучей достаточно. Однако, в системах с большой числовой апертурой, например, в объективах микроскопа, а также в системах, содержащих асферические поверхности сложной формы, возникает сферическая аберрация высоких порядков с несколькими перегибами кривой на графике. В этом случае целесообразна предусмотренная во всех программах выдача графической информации. В некоторых программах предусмотрена возможность расчёта удвоенного количества лучей.

Если сферическая аберрация меняется по закону третьих порядков, то её продольные величины, пропорциональные m^2 , для четырёх вышеуказанных лучей должны соотноситься как 1: 0.75: 0.5: 0.25. Обычно при анализе порядка сферической аберрации ограничиваются сравнением значений для первого и третьего лучей.

Предположим, что в системе присутствуют третьи и пятые порядки поперечной сферической аберрации. Тогда можно написать:

$$\Delta s' = a m^2 + b m^4. \quad (3.1)$$

Обозначим продольную сферическую аберрацию для первого луча через $\Delta s'_1$, а для третьего луча через $\Delta s'_3$. Тогда на основании (3.1) можно составить систему двух уравнений с двумя неизвестными коэффициентами сферической аберрации a и b :

$$\Delta s'_1 = a m^2 + b m^4, \quad (3.2)$$

$$\Delta s'_3 = 0.5 a m^2 + 0.25 b m^4. \quad (3.3)$$

Откуда следует:

$$a m^2 = 4 \Delta s'_3 - \Delta s'_1, \quad (3.4)$$

$$b m^4 = 2 \Delta s'_1 - \Delta s'_3. \quad (3.5)$$

Величина $a m^2$ в формуле (3.4) представляет собой продольную сферическую aberrацию третьего порядка для первого луча $\Delta s'_{III}$, а величина $b m^4$ – продольную сферическую aberrацию пятого порядка $\Delta s'_{V}$ для того же луча. Окончательно можно написать:

$$\Delta s'_{III} = 4 \Delta s'_3 - \Delta s'_1, \quad (3.6)$$

$$\Delta s'_{V} = 2 \Delta s'_1 - 4 \Delta s'_3. \quad (3.7)$$

Полученные формулы позволяют на основе расчёта хода лучей выделить сферическую aberrацию пятого порядка, которая, как показывает практика, трудно поддаётся исправлению. Зная величину этой aberrации и полагая её постоянной, можно заранее, путём изменения сферической aberrации третьего порядка, определить какие значения будет иметь сферическая aberrация при оптимальной коррекции, которая достигается при $\Delta s'_1 = 0$. Из формулы (3.7) находим, что

$$\Delta s'_3 = -0.25 \Delta s'_{V}. \quad (3.8)$$

Покажем, что $\Delta s'_3$ представляет собой максимальное значение продольной сферической aberrации. Продифференцируем выражение (3.1) по координате m и приравняем производную нулю. Получаем:

$$m_{max} = \sqrt{-0.5a/b}. \quad (3.9)$$

Приравняв левую часть уравнения (3.2) нулю, находим:

$$a = -b m^2. \quad (3.10)$$

Подставив значение a в формулу (3.9), окончательно определяем, что

$$m_{max} = \sqrt{0.5} m. \quad (3.11)$$

Следовательно, максимальное значение продольной сферической aberrации соответствует третьему лучу.

Графическое представление продольной сферической aberrации при оптимальной коррекции изображено на рис. 3.1

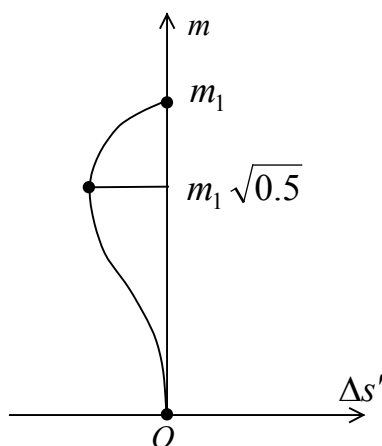


Рис.3.1. Оптимальная коррекция сферической aberrации

При расчёте aberrаций с помощью программных комплексов предусмотрено по умолчанию определение aberrаций в плоскости Гаусса или относительно этой плоскости. При юстировке или при эксплуатации оптических прибо-

ров осуществляется фокусировка на плоскость наиболее резкого изображения, в которой aberrации минимальны. При расчётах оптических систем такая плоскость называется плоскостью установки или плоскостью наилучшей установки (ПНУ). Как правило, ПНУ не совпадает с плоскостью Гаусса. Рассмотрим как можно с помощью введения ПНУ уменьшить размеры пятна рассеяния при наличии сферической aberrации третьего порядка.

Обратимся к рис. 3.2. При смещении плоскости установки на величину Δ относительно плоскости Гаусса поперечная сферическая aberrация становится равной:

$$\delta g'_y = \delta g' - \Delta \operatorname{tg} \sigma'. \quad (3.12)$$

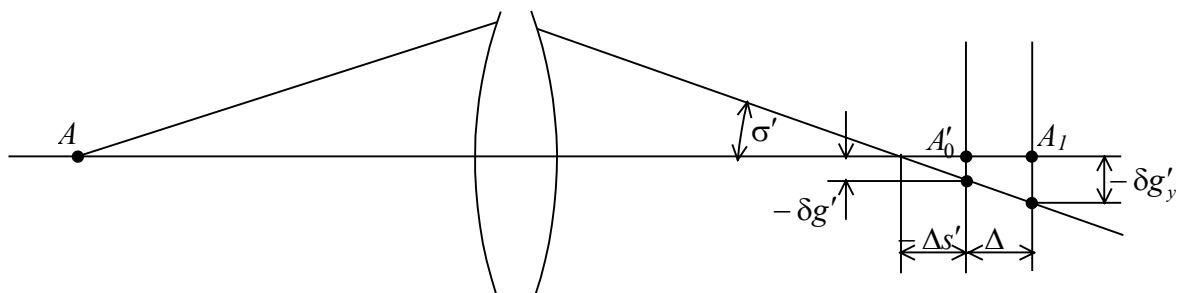


Рис.3.2. Сферическая aberrация при смещении ПНУ

Полагая, что в области aberrаций третьего порядка, когда углы σ' невелики, тангенсы углов апертурных лучей с осью пропорциональны координатам на входном зрачке m . Тогда можно написать:

$$\delta g'_y = \delta g' - \Delta k m. \quad (3.13)$$

Обозначим $\Delta k = c$. Учитывая формулу (1.8), последнее выражение преобразуем к виду:

$$\delta g'_y = a m^3 - c m. \quad (3.14)$$

Пусть радиус входного зрачка составляет m_l . Тогда поперечная сферическая aberrация до введения плоскости установки для крайнего луча представится в виде:

$$\delta g'_l = a m_l^3. \quad (3.15)$$

Необходимо на основании соотношений (3.14) и (3.15) найти смещение плоскости установки, при котором поперечная сферическая aberrация имеет минимальное значение в пределах полной апертуры. На рис. 3.3 представлен график поперечной сферической aberrации $\delta g'$ в плоскости Гаусса, как функции координаты на зрачке m .

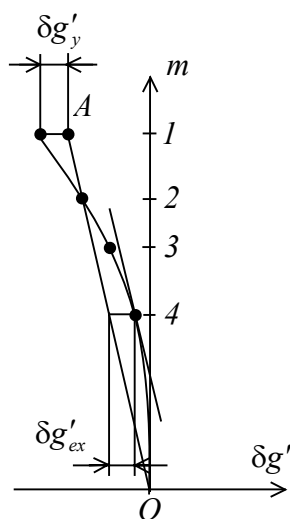


Рис.3.3. Введение ПНУ при наличии сферической aberrации третьего порядка

На этом графике прямая линия AO представляет собой плоскость установки. При её введении отсчёт абсцисс осуществляется не от оси ординат, а от этой прямой. Нетрудно видеть, что плоскости наилучшей установки соответствует такое положение прямой AO , при котором сферическая aberrация на краю отверстия $\delta g'_y$ равна по абсолютной величине и противоположна по знаку экстремальному значению $\delta g'_{ex}$. Найдем это экстремальное значение. Продифференцируем величину $\delta g'_y$ из формулы (3.14) по m и приравняем производную нулю. Тогда получим:

$$c = 3 a m_{ex}^2, \quad (3.16)$$

где m_{ex} – координата на зрачке, для которой поперечная сферическая aberrация в плоскости установки достигает экстремального значения:

$$\delta g'_{ex} = -2 a m_{ex}^3. \quad (3.17)$$

Поскольку, как отмечалось выше:

$$\delta g'_{ex} = -\delta g'_y, \quad (3.18)$$

то, используя выражения (3.14) и (3.18), находим:

$$2 a m_{ex}^3 = a m_1^3 - c m_1. \quad (3.19)$$

Подставим в это соотношение величину c из формулы (3.16) и сократим коэффициент a . Получим уравнение, связывающее величины m_{ex} и m_1 :

$$2 m_{ex}^3 = -3 m_{ex}^2 m_1 + m_1^3. \quad (3.20)$$

Для решения этого уравнения предварительно обозначим:

$$m_1 = k m_{ex}. \quad (3.21)$$

Подставив m_1 из формулы (3.21) в выражение (3.20), получаем кубическое уравнение с одним неизвестным – величиной k . Решение уравнения даёт $k = 2$. Следовательно:

$$m_{ex} = 0.5 m_1. \quad (3.22)$$

Тогда выражение (3.17) приобретает вид:

$$\delta g'_{ex} = 0.25 a m_1^3. \quad (3.23)$$

Сравнивая (3.23) с (3.15), находим, что введение ПНУ позволило уменьшить кружок рассеяния, вызванный сферической aberrацией третьего порядка, в четыре раза.

Определим соответствующую величину смещения ПНУ относительно плоскости Гаусса Δ . Для этого определим при каком значении m поперечная сферическая aberrация в ПНУ $\delta g_y'$ обращается в ноль. Воспользуемся формулой (3.14) и подставим в неё величину c из формулы (3.16). Приняв во внимание значение m_{ex} из соотношения (3.22) и приравняв $\delta g_y'$ нулю, найдем:

$$m = m_1 \sqrt{0.75}. \quad (3.24)$$

Таким образом, поперечная сферическая aberrация в ПНУ становится равной нулю для второго луча с координатой на входном зрачке, определяемой выражением (3.24). Очевидно, что одновременно с поперечной сферической aberrацией становится равной нулю и продольная. Следовательно, смещение ПНУ относительно плоскости Гаусса должно равняться продольной сферической aberrации для второго апертурного луча.

Обратим внимание на интересную закономерность, связывающую значения поперечной сферической aberrации третьего порядка в ПНУ с координатами пересечения лучей с плоскостью входного зрачка, установленными в программах для РС. Для второго апертурного луча с координатой $m\sqrt{0.75}$ сферическая aberrация равна нулю. Для четвертого апертурного луча с координатой $0.5m$ поперечная сферическая aberrация достигает максимального значения, равного таковому с обратным знаком для первого луча с координатой m . Этим и объясняется странный, на первый взгляд, выбор координат. Напомним, что, как показано выше (см. формулу (3.11)), для третьего луча с координатой $m\sqrt{0.5}$ достигает максимального значения продольная сферическая aberrация, когда присутствуют aberrации третьих и пятых порядков, а для первого луча aberrация равна нулю.

3.2. Кома

Кома в большинстве программ, предназначенных для расчёта оптических систем, в явном виде не выдаётся. Для её определения следует проанализировать результаты расчёта внеосевых пучков лучей. На основе формул, приведённых в главе 1, можно написать общие выражения для aberrаций третьего порядка в меридиональном $\delta g'$ и сагиттальном $\delta G'$ сечениях:

$$\delta g' = a_1 m (m^2 + M^2) + a_2 (3m^2 + M^2) l + a_3 m l^2 + a_4 l^3, \quad (3.25)$$

$$\delta G' = a_1 M (m^2 + M^2) + 2a_2 m M + b_3 M l^2. \quad (3.26)$$

Для упрощения анализа aberrаций в автоматизированных программах принято для меридионального сечения выдавать не величины $\delta g'$, включающие в себя дисторсию, а величины

$$\delta y' = \delta g' - \Delta l', \quad (3.27)$$

где $\Delta l' = a_4 l^3$ – дисторсия.

Рассмотрим результаты расчёта двух внеосевых лучей одного пучка, имеющих одинаковые по величине, но противоположные по знаку координаты на входном зрачке $+m$ и $-m$. Такие лучи нумеруются в комплексе SAPO как

первый и восьмой для внеосевого пучка. Обозначим aberrации, соответствующие этим лучам, через $\delta y'_1$ и $\delta y'_8$. Подставим координаты и aberrации в формулу (3.25). Просуммируем правые и левые части полученных выражений. В результате находим:

$$\delta y'_1 + \delta y'_8 = 2 a_2 (3m^2 + M^2) l, \quad (3.28)$$

где правая часть представляет собой удвоенное значение меридиональной комы $\delta g'_k$. Окончательно получаем:

$$\delta g'_k = 0.5(\delta y'_1 + \delta y'_8). \quad (3.29)$$

Обратим внимание на то, что кома проявляется и для лучей в сагиттальном сечении. Проанализируем aberrацию в меридиональном сечении для луча с координатами $m = 0$ и $M = m_1$, где m_1 – радиус входного зрачка. Этот луч в обозначениях, принятых в комплексе САРО, имеет номер девять. Поэтому aberrацию в меридиональном сечении для этого луча можно обозначить как $\delta y'_9$. Из формулы (3.25) получаем:

$$\delta y'_9 = a_2 m_1^2 l. \quad (3.30)$$

Сравнивая с выражением (3.28), находим:

$$\delta g'_k = 3 \delta y'_9. \quad (3.31)$$

Следовательно, величина комы третьего порядка может быть определена на основе результатов расчёта хода двух меридиональных лучей или одного сагиттального луча. Существенное несовпадение величин комы, полученных по формулам (3.29) и (3.31), означает присутствие комы высших порядков.

Для области, близкой к оптической оси, величина комы может быть определена, исходя из связи величины отступления от условия изопланатизма η с комой в соответствии с формулой (1.2). Однако, эта формула справедлива лишь тогда, когда отступление от условия изопланатизма η зависит от координат на входном зрачке, как и кома, по закону третьих порядков:

$$\eta = a_5 m^2. \quad (3.32)$$

При этом величина η_1 для первого апертурного луча с координатой на зрачке m_1 в два раза больше величины η_3 для третьего апертурного луча с координатой на зрачке $m_1 \sqrt{0.5}$.

В системах с относительными отверстиями большими 1: 4 зачастую проявляются пятые порядки отступления от условия изопланатизма, т. е. зависимость величины η от координаты на зрачке в этом случае представляется в виде:

$$\eta = a_k m^2 + b_k m^4. \quad (3.33)$$

Кому, величина которой пропорциональна четвертой (а не второй) степени координаты m , иногда называют апертурной комой. Наиболее заметно её проявление в объективах микроскопов, где числовые апертуры велики, а линейные поля незначительны. Для определения комы при малых полях, когда отступление от условия изопланатизма зависит от величины m так, как это представлено соотношением (3.31), можно воспользоваться следующими формулами, где $\delta g'_{k1}$ – кома для крайних апертурных лучей, а $\delta g'_{k3}$ – кома для третьих лучей пучка, пересекающих зрачок на высотах с координатами $\pm m_1 \sqrt{0.5}$:

$$\delta g'_{k1} = 7\eta_1 - 8\eta_3, \quad (3.34)$$

$$\delta g'_{k3} = \eta_1 + \eta_3. \quad (3.35)$$

Здесь, в свою очередь, η_1 и η_3 – отступления от условия изопланатизма для первого и третьего лучей осевого пучка соответственно.

Оптимальная коррекция комы достигается при $\delta g'_{k1} = -\delta g'_{k2}$, когда $\eta_1 = 7/8 \eta_3$, и составляет:

$$\delta g'_{k1} = -2.14 \eta_1 l'. \quad (3.36)$$

Нетрудно видеть, что при наличии зависимости величины η от m по закону третьих порядков, когда $\eta_3 = 0.5 \eta_1$ формулы (3.32) и (3.33) дают тот же результат, что и формула (1.2).

Определим, как влияет смещение плоскости установки на величину комы. Рассмотрим рис. 3.4. При смещении плоскости установки на величину Δ относительно плоскости Гаусса ордината пересечения любого луча с плоскостью установки составит:

$$l'_{\Delta} = l' + \delta l' = l' - \Delta \operatorname{tg} \sigma'. \quad (3.37)$$

На основании формул (3.25) и (3.29) кома в плоскости Гаусса может быть представлена в виде:

$$\delta g'_k = 0.5 (l'_1 + l'_8) - l'_0, \quad (3.38)$$

где l'_0 – ордината пересечения главного луча (имеющего в комплексе САРО условный номер 0) с плоскостью Гаусса. В плоскости установки в соответствии с выражением (3.35) получим:

$$\delta g'_{k,\Delta} = \delta g'_k - 0.5 \Delta (\operatorname{tg} \sigma'_1 - \operatorname{tg} \sigma'_0 + \operatorname{tg} \sigma'_8 - \operatorname{tg} \sigma'_0). \quad (3.39)$$

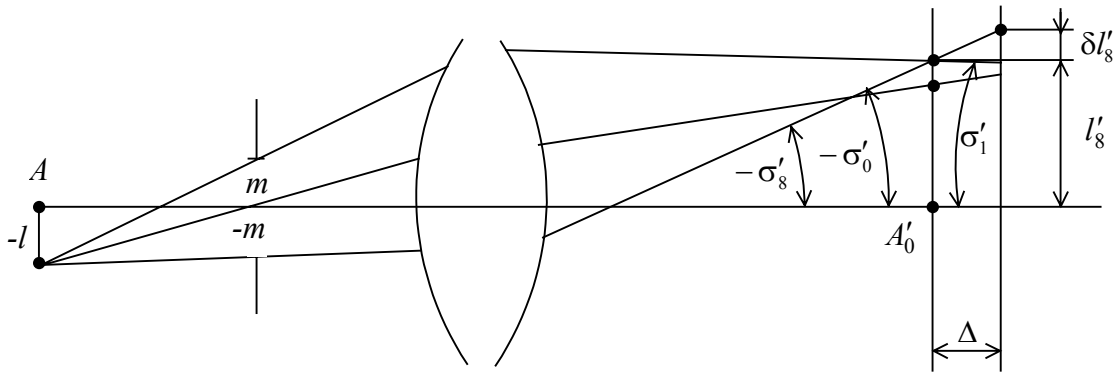


Рис.3.4. Влияние смещения плоскости установки на кому

Выражение, находящееся в скобках, при $l' \rightarrow 0$ обращается в ноль, поскольку лучи, пересекающие входной зрачок с координатами m , имеющими противоположные знаки, образуют в пространстве изображений одинаковые углы с осью, также имеющие противоположные знаки. В области аббераций третьего порядка, когда координаты l и m невелики, выражение в скобках несущественно отличается от нуля. На этом основании можно утверждать, что при смещении плоскости установки величина комы третьего порядка не изменяется.

3.3. Астигматизм

Для вычисления астигматизма в отечественных программных комплексах, предназначенных для расчёта оптических систем, используются формулы Аббе [1], в которые входят некоторые величины, определяемые при расчёте хода главного луча. По формулам Аббе рассчитываются два пучка лучей, выходящих из внеосевой точки предмета и образующих с главным лучом бесконечно малые углы. Если предмет находится на бесконечности, то в пространстве предметов эти лучи параллельны главному и пересекают входной зрачок с бесконечно малыми координатами. Один из пучков находится в меридиональной плоскости и называется соответственно меридиональным, а другой – в плоскости, перпендикулярной к меридиональной и содержащей главный луч, называемый сагиттальным. Программы выдают положения точек, в которых фокусируются меридиональный и сагиттальный пучки, относительно плоскости Гаусса – соответственно Z'_m и Z'_s .

В оптических системах, обладающих значительными угловыми полями, например, в окулярах зрительных труб, фотографических объективах и т. п., наряду с астигматизмом третьего порядка присутствуют более высокие порядки этой аберрации. Если ограничиться рассмотрением пятых порядков астигматизма, то можно представить зависимость его составляющих от линейного поля изображения в виде:

$$Z' = a_3 l'^2 + a_5 l'^4. \quad (3.40)$$

Это выражение аналогично формуле (3.2), где представлена зависимость продольной сферической аберрации третьего и пятого порядка от координаты на зрачке. Поэтому выделение третьего и пятого порядка составляющих астигматизма можно выполнять по формулам, аналогичным таковым для продольной сферической аберрации (3.6) и (3.7):

$$Z'_{III} = 4Z'_3 - Z'_1, \quad (3.41)$$

$$Z'_{V} = 2Z'_1 - 4Z'_3, \quad (3.42)$$

где Z'_1 – одна из составляющих астигматизма, вычисленная для главного луча, идущего на край поля и пересекающего плоскость Гаусса в точке с координатой l'_1 ; Z'_3 – то же для луча с координатой $l'_3 = \sqrt{0.5} l'_1$.

Рассмотрим важную для практического применения зависимость между изменениями Z'_m и Z'_s , проявляющуюся в области третьих порядков. На рис. 3.5 представлена сферическая поверхность с центром в точке C .

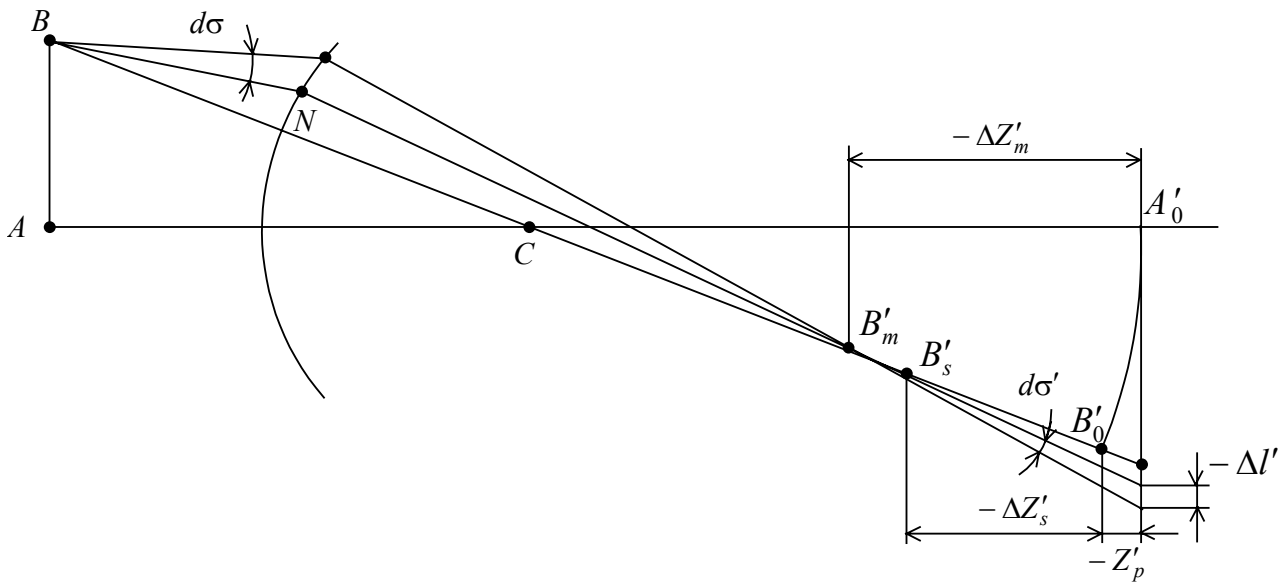


Рис.3.5. Связь между изменениями составляющих астигматизма.

AB – плоскость предмета. A'_0 – параксиальное изображение точки A . Через точки B и C проведём прямую линию, которую можно рассматривать как вспомогательную оптическую ось. Точка B'_0 представляет собой параксиальное относительно вспомогательной оптической оси изображение точки B . Естественно, что точка B'_0 расположена на поверхности Петцваля и находится на расстоянии Z'_p от плоскости Гаусса. Проведём из точки B ещё один луч, образующий со вспомогательной оптической осью малый, но конечный угол, и примем этот луч за главный. Создадим бесконечно тонкий меридиональный пучок, образующий с главным лучом BN угол $d\sigma$ и сфокусированный в пространстве изображений в некоторой точке B'_m . В пространстве изображений бесконечно близкий к главному лучу меридиональный луч образует с главным лучом угол $d\sigma'$ и пересекает плоскость Гаусса на расстоянии dl' от точки пересечения главного луча с этой плоскостью. Пренебрегая косинусами углов, можно написать, что расстояние между точками B'_0 и B'_m , измеренное вдоль основной оптической оси AA'_0 и обозначенное как $\Delta Z'_m$, равно:

$$\Delta Z'_m = dl'/d\sigma'. \quad (3.43)$$

Сагиттальный пучок образуем путём вращения главного луча BN на малый угол вокруг вспомогательной оптической оси BC . Очевидно, что сагиттальный бесконечно тонкий пучок сфокусируется в пространстве изображений в точке B'_s , лежащей на вспомогательной оптической оси. Расстояние этой точки от точки B'_0 , измеренное вдоль основной оптической оси AA'_0 , может рассматриваться как $\Delta Z'_s$. В то же время расстояние $B'_0 B'_s$ вдоль главного луча представляет собой продольную сферическую aberrацию главного луча $\Delta s'$. Вновь пренебрежем косинусом угла главного луча с осью в пространстве изображений. Тогда:

$$\Delta Z'_s = \Delta s'. \quad (3.44)$$

В области aberrаций третьего порядка:

$$\Delta s' = a \sigma'^2. \quad (3.45)$$

Величина dl' в формуле (3.41) представляет собой приращение поперечной сферической аберрации и поскольку

$$l' = a \sigma'^3, \quad (3.46)$$

то

$$\Delta Z'_m = dl'/d\sigma' = 3 a \sigma'^2. \quad (3.47)$$

Сопоставляя формулы (3.44), (3.45) и (3.47), находим:

$$\Delta Z'_m = 3 \Delta Z'_s. \quad (3.48)$$

Следовательно, при сохранении кривизны изображения изменения меридиональной и сагиттальной составляющих астигматизма связаны линейной зависимостью, представленной формулой (3.48). Из рисунка 3.5 видно, что сами величины Z'_m и Z'_s могут быть определены как:

$$Z'_m = Z'_p + \Delta Z'_m, \quad (3.49)$$

$$Z'_s = Z'_p + \Delta Z'_s. \quad (3.50)$$

Принимая во внимание формулу (3.48), из последних двух формул можно найти стрелку Петцваля:

$$Z'_p = 0.5 (3Z'_s - Z'_m). \quad (3.51)$$

Формула (3.51) имеет важное практическое значение, поскольку позволяет вычислить кривизну изображения по результатам расчёта астигматизма и тем самым установить его оптимальную коррекцию. В некоторых случаях оптимальной принимается коррекция, когда $Z'_m = -Z'_s$. Тогда, как это следует из формулы (3.51),

$$Z'_m = -0.5 Z'_p = -Z'_s. \quad (3.52)$$

В других случаях, например, в простейших объективах микроскопа с неисправленной кривизной изображения, за оптимальную принята коррекция, когда:

$$Z'_m = Z'_s = Z'_p. \quad (3.53)$$

3.4. Дисторсия

В программных комплексах, предназначенных для расчёта оптических систем дисторсия вычисляется и выдаётся как поперечная аберрация главного луча, т. е. как разность ординаты точки пересечения главного луча с плоскостью Гаусса l' и величины параксиального изображения l'_0 . Если предмет расположен на конечном расстоянии, то дисторсия определяется по формуле:

$$\Delta l' = l' - V l, \quad (3.54)$$

где V – линейное увеличение, l – величина предмета.

Если предмет расположен на бесконечности, то

$$\Delta l' = l' - f'_0 \operatorname{tg} \omega, \quad (3.55)$$

где f'_0 – фокусное расстояние, ω – полевой угол в пространстве предметов.

Для телескопических систем, когда изображение находится на бесконечности, дисторсию принято выдавать в относительной мере:

$$\Delta = (\Gamma - \Gamma_0) / \Gamma_0, \quad (3.56)$$

где Γ_0 – видимое увеличение в параксиальной области, а Γ – реальное видимое увеличение, определяемое по формуле:

$$\Gamma = \operatorname{tg} \omega' / \operatorname{tg} \omega, \quad (3.57)$$

где ω' – угол главного луча с осью в пространстве изображений.

Также в относительной мере принято оценивать дисторсию для фотографических объективов широкого применения. В этих случаях, как правило, дисторсия зависит от величины предмета по закону третьих и пятых порядков и может быть представлена в виде:

$$\Delta l' = e_3 l^3 + e_5 l^5. \quad (3.58)$$

Искажение стороны вписанного в поле изображения квадрата (рис.1.10) при этом составит:

$$\delta y' = \Delta l'_3 - \Delta l'_1, \quad (3.59)$$

где $\Delta l'_1$ – дисторсия в линейной мере для главного луча, выходящего из крайней точки предмета с координатой l_1 , $\Delta l'_3$ – то же для главного луча, выходящего из точки предмета с координатой $l_3 = l_1 \sqrt{0.5}$.

В объективах, предназначенных для фотограмметрии – определения размеров объектов и их положения по фотографическим изображениям, дисторсия оценивается в линейной мере, а к её коррекции предъявляются весьма жесткие требования. Обратим внимание, что при моделировании оптических систем путём расчёта хода лучей в определение дисторсии входит параксиальное увеличение или параксиальное фокусное расстояние – абстрактные величины, аналогичные положению плоскости Гаусса, которые в реальных оптических системах не могут быть измерены. Для моделирования фокусировки изображения вводится понятие плоскости наилучшей установки. Аналогично для уменьшения дисторсии вводятся понятие масштаба изображения. Рассмотрим это на примере оптической системы, в которой дисторсия в линейной мере изменяется по полю по закону третьих порядков:

$$\Delta l' = e_3 l^3. \quad (3.60)$$

В соответствии с этой формулой величина изображения l' – расстояние точки пересечения главного луча с плоскостью изображения до оптической оси – может быть представлена в виде:

$$l' = V_0 l + e_3 l^3, \quad (3.61)$$

где V_0 – параксиальное увеличение.

Выберем такой масштаб изображения M , при котором отклонения координат точек пересечения главных лучей с плоскостью изображения $\delta l'$ от величин $M l$ были бы минимальны в пределах всего поля изображения:

$$\delta l' = l' - M l \quad (3.62)$$

Принимая во внимание выражение (3.61), получаем:

$$\delta l' = e_3 l^3 + (V_0 - M) l. \quad (3.63)$$

Эта зависимость аналогична зависимости поперечной сферической аберрации третьего порядка от смещения плоскости установки (3.14). Поэтому минимальная дисторсия $\delta l'$, представленная выражением (3.62) и называемая фотограмметрической, в четыре раза меньше дисторсии третьего порядка $\Delta l'$ из формулы (3.62). Масштаб изображения при этом определяется как отношение:

$$M = l'_2 / l_2, \quad (3.64)$$

где индексы "2" обозначают принадлежность величин l к главному лучу, выходящему из точки с координатой $l_2 = l_1 \sqrt{0.75}$, а l_1 – радиус предметного поля.

Следовательно, в точке изображения l'_2 фотограмметрическая дисторсия отсутствует. На краю поля её величина достигает наибольшего значения и составляет:

$$\delta l' = 0.25 \Delta l' . \quad (3.65)$$

Экстремальное значение фотограмметрической дисторсии, равное её величине из формулы (3.63), но с обратным знаком, имеет место для половины поля изображения при $l'_4 = 0.5 l'_1$.

$$(3.66)$$

3.5. Хроматические aberrации

В программных комплексах для расчёта оптических систем обычно принято в пределах одного обращения к компьютеру ограничиваться выдачей численных результатов расчёта хода лучей для трёх длин волн: основной λ_0 и двух дополнительных λ_1 и λ_2 . При необходимости выполнения расчётов для большего числа длин волн следует изменить величины дополнительных длин волн, сохраняя основную длину волны неизменной. Если оптическая система работает в нескольких узких спектральных диапазонах с возможностью самостоятельной фокусировки в каждом диапазоне, то естественно необходимо при каждом обращении к компьютеру изменять и основную длину волны.

При определении хроматических aberrаций для осевой точки предмета в программах предусмотрена выдача разности расстояний точек пересечения реальных лучей дополнительных длин волн с осью от последней поверхности системы $s'_2 - s'_1$. Для параксиальных лучей эта разность представляет собой рассмотренный выше хроматизм положения $(s'_2 - s'_1)_0$. Для реальных лучей осевого пучка эту разность можно представить как хроматизм положения плюс разность продольной сферической aberrации для лучей второй и первой дополнительных длин волн:

$$s'_2 - s'_1 = (s'_2 - s'_1)_0 + \Delta s'_2 - \Delta s'_1 . \quad (3.67)$$

Разность сферических aberrаций для дополнительных длин волн называют сферохроматической aberrацией. Она проявляется даже в простых оптических системах таких, как двухлинзовые склеенные и несклеенные объективы. При диафрагменных числах порядка 4 – 5 или числовых апертурах, меньших 0.5 у объективов микроскопа сферохроматическая aberrация имеет преимущественно третий порядок.

Выразим хроматические aberrации для осевой точки изображения в поперечной мере. Тогда поперечный хроматизм положения будет пропорционален первой степени координаты на зрачке m , а сферохроматическая aberrация третьего порядка – третьей степени m :

$$\delta g'_2 - \delta g'_1 = a m (s'_2 - s'_1) + a m^3 (\Delta s'_2 - \Delta s'_1) . \quad (3.68)$$

Полученное выражение имеет вид, аналогичный формуле (3.14) для поперечной сферической aberrации в плоскости установки. Поэтому оптимальная коррекция поперечной хроматической aberrаций для осевой точки изобраа-

жения достигается тогда, когда разность поперечных хроматических aberrаций для дополнительных длин волн равна нулю для лучей с координатами на зрачке:

$$m_2 = \sqrt{0.75} m_1, \quad (3.69)$$

где m_1 – радиус входного зрачка, а индексы соответствуют нумерации лучей, принятой в программном комплексе SAPO.

Минимальное значение поперечной хроматической aberrации зависит только от сферохроматической aberrации и по аналогии с поперечной сферической aberrацией может быть вычислена по приближённой формуле:

$$(\delta g'_2 - \delta g'_1)_{\min} = 0.25[(s'_2 - s'_1)_1 - (s'_2 - s'_1)_0] \operatorname{tg} \sigma', \quad (3.70)$$

где σ' – угол крайнего апертурного луча с осью в пространстве изображений.

Погрешность формулы (3.70) связана с изменением сферохроматической aberrации, которое происходит при изменении коррекции хроматизма положения.

При синтезе оптических систем, работающих в широкой области спектра, важнейшей aberrацией, определяющей качество изображения, является вторичный спектр. Весьма важно иметь возможность оценить его величину на этапе синтеза, когда ещё хроматические aberrации исправлены далеко не оптимальным образом. Предположим, что выполняется расчёт сложной системы, в которой использованы обычные стёкла, находящиеся поблизости от прямой, описываемой уравнением (1.51). Известны значения хроматизма положения для трёх длин волн, например, e , C' и F' . Необходимо определить величину вторичного спектра, когда хроматизм положения будет исправлен, т. е. прогнозировать величину $s'_{F'} - s'_e$ при $s'_{F'} - s'_{C'} = 0$. Если система состоит из нескольких тонких компонентов, разделённых конечными воздушными промежутками, а предмет находится на бесконечности, то можно воспользоваться формулой (1.62) и получить следующие выражения:

$$s'_{F'} - s'_{C'} = -f' \sum h^2 \phi / v_e, \quad (3.71)$$

$$s'_{F'} - s'_e = -f' \sum h^2 \phi p_{F',e} / v_e. \quad (3.72)$$

Поскольку стёкла, составляющие оптическую систему являются обычными, то их относительные частные дисперсии $p_{F',e}$ и коэффициенты дисперсий v_e связаны между собой соотношением (1.51). Подставив эту связь в формулы (3.71) и (3.72), получаем, что:

$$s'_{F'} - s'_e = -0.5429 (s'_{F'} - s'_{C'}) + 0.00057 f' \sum h^2 \phi. \quad (3.73)$$

Если хроматизм положения устранён, т. е. $s'_{F'} - s'_{C'} = 0$, то вторичный спектр, как было показано ранее, для пары обычных стёкол будет равен последнему члену формулы (3.73). Поэтому для прогнозирования величины вторичного спектра по известным величинам $s'_{F'} - s'_{C'}$ и $s'_{F'} - s'_e$ можно, используя обозначения, принятые в параграфе 1.2.3, преобразовать формулу (3.73) к виду:

$$f' C^{**} = s'_{F'} - s'_e + 0.5429 (s'_{F'} - s'_{C'}). \quad (3.74)$$

Точность этой формулы определяется изменениями коэффициента при втором члене правой части. Нетрудно показать, что для какой-либо пары стёкол этот коэффициент, который обозначим через t , вычисляется по формуле:

$$t = (p_2 v_1 - p_1 v_2) / (v_1 - v_2). \quad (3.75)$$

Анализ стёкол стандарта ГОСТ 3514-94, а также флюорита и нового стекла ОК4, показывает, что коэффициент t изменяется в узких пределах от 0.51 до 0.55, причём меньшие его значения соответствуют апохроматическим парам. Следовательно, формула (3.73) позволяет прогнозировать вторичный спектр при неисправленном хроматизме положения с довольно высокой точностью, что подтверждено практическими расчётами.

4. Синтез оптических систем из поверхностей с особыми свойствами

Профессором М.М. Русиновым разработан, нашедший широкое применение в практике расчетов оптических систем метод [5], основанный на использовании поверхностей, у которых частично или полностью устранены некоторые aberrации. Суть метода сводится к постепенному усложнению оптической схемы путём постепенного добавления к уже образованной части системы дополнительных поверхностей. Метод особенно эффективен для разработки оптических систем с большими угловыми полями и не очень высокими требованиями к качеству изображения. Если в методе Г.Г. Слюсарева основными элементами, из которых синтезируется оптическая система, являются тонкие компоненты, содержащие, как правило, более чем одну линзу, то в методе М.М. Русинова основным элементом является отдельная, преимущественно преломляющая, поверхность. В этом случае толщина линз не ограничивается условиями применения метода.

Из всех типов поверхностей, предложенных М.М. Русиновым, ограничимся рассмотрением только сферических.

4.1. Апланатическая поверхность

На рис. 4.1 представлен ход реального (непараксиального) луча через сферическую поверхность. Заданы: расстояние осевой точки предмета A от вершины поверхности s и угол луча с осью в пространстве предметов σ . Известны также: радиус поверхности r и показатели преломления сред пространства предметов n и пространства изображений n' . Необходимо определить расстояние точки пересечения луча с оптической осью A' от вершины поверхности s' и угол преломленного луча с осью σ' в пространстве изображений. Расчёт выполняется по известным тригонометрическим формулам с использованием закона преломления [1]. Сперва определяется синус угла падения:

$$\sin \varepsilon = (r - s) \sin \sigma / r. \quad (4.1)$$

Затем вычисляется синус угла преломления:

$$\sin \varepsilon' = (n \sin \varepsilon) / n'. \quad (4.2)$$

После этого находим угол луча с осью в пространстве изображений:

$$\sigma' = \sigma + \varepsilon' - \varepsilon. \quad (4.3)$$

Из формулы, аналогичной формуле (4.1), определяем величину s' :

$$r - s' = r \sin \varepsilon' / \sin \sigma'. \quad (4.4)$$

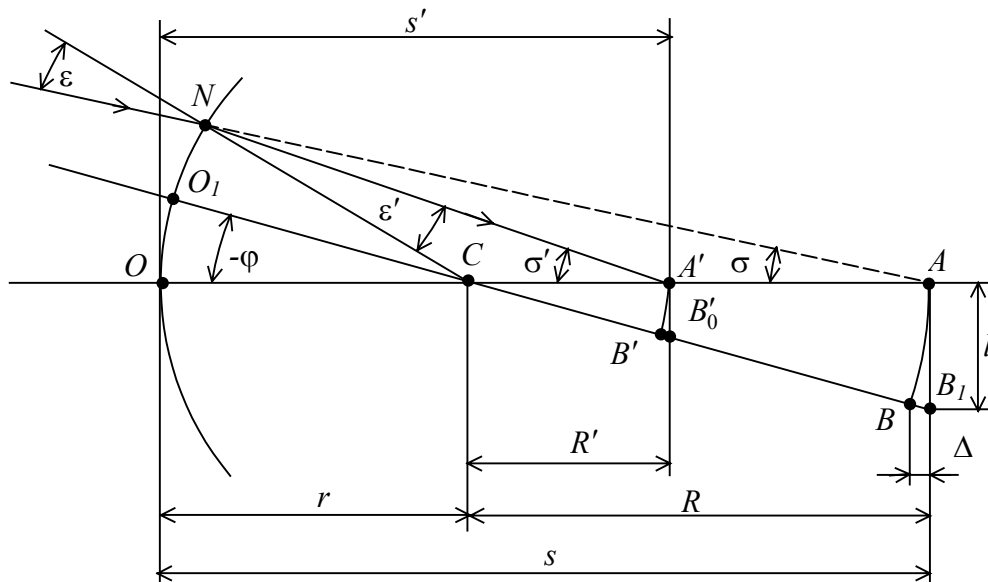


Рис.4.1. Апланатическая поверхность

Очевидно, что в общем случае отрезок s' представляет собой функцию величины σ , что указывает на наличие сферической аберрации. Однако, в частном случае при

$$s = r(n + n')/n \quad (4.5)$$

положение иное. Действительно, подставив значение s из (4.5) в формулу (4.1) и приняв во внимание закон преломления (4.2), находим, что:

$$\sin \varepsilon' = -\sin \sigma. \quad (4.6)$$

Из уравнения (4.3) вытекает:

$$\sigma' = -\varepsilon. \quad (4.7)$$

Подставив в формулу (4.4) вместо угла σ' угол $-\varepsilon$ и учтя закон преломления (4.2), окончательно получаем:

$$(r - s')/r = -n/n' = \text{const}. \quad (4.8)$$

Следовательно, отрезок s' не зависит от угла σ и сферическая аберрация отсутствует. Далее, из формул (4.6), (4.7) и (4.2) вытекает, что:

$$\sin \sigma' / \sin \sigma = \sin \varepsilon / \sin \varepsilon' = n' / n = \text{const}. \quad (4.9)$$

Напомним, что в главе 1 была приведена связь комы с отступлением от условия изопланатизма η , выраженная формулой (1.4). Из этой формулы видно, что при отсутствии сферической аберрации и соблюдении закона синусов (4.9), кома в рассматриваемом случае в области, близкой к оптической оси, отсутствует. Оптические системы с исправленными сферической аберрацией и комой принято называть апланатическими. В частности это определение применяется и к отдельно взятой поверхности.

Для параксиальных лучей, заменив в формуле (4.9) синусы углами первого параксиального луча с осью α , найдем:

$$\alpha n' = \alpha' n, \quad (4.10)$$

откуда найдем линейное увеличение апланатической поверхности V :

$$V = (n/n')^2. \quad (4.11)$$

Отметим, что при синтезе апланатической поверхности значительно удобнее пользоваться записью конструктивных параметров не через радиусы оптических поверхностей, а через углы первого паракиального луча с осью α , что значительно сокращает ручную вычислительную работу.

Рассмотрим aberrации апланатической поверхности для внеосевой точки предмета. Для этого повернём оптическую ось OA на рис.4.1 на некоторый угол φ вокруг центра поверхности C так, чтобы она заняла положение O_1CB . Тогда точки A и A' займут соответственно положения B и B' . Изображение B' точки B будет по-прежнему безаберрационным для пучка лучей с любой апертурой. По отношению к исходной оптической оси точки B и B' являются внеосевыми. Следовательно, внеосевая точка B' является безаберрационной. Но эта точка принадлежит изображению не плоского, а сферического предмета, расположенного на поверхности с радиусом R . В плоскости предмета находится точка B_1 , паракиальным изображением которой относительно вспомогательной оси O_1CB служит точка B'_0 . Расстояние между точками B и B_1 , измеренное вдоль исходной оптической оси, составляет Δ и может быть представлено с точностью до вторых порядков малости в виде:

$$\Delta = 0.5 l^2 / R . \quad (4.12)$$

Кома $\delta g'_k$ и астигматизм $Z'_m - Z'_s$ третьего порядка в соответствии с формулами (1.1; 1.43; 1.44) зависят от величины предмета l следующим образом:

$$\delta g'_k = a_2 l m^2, \quad (4.13)$$

$$Z'_m - Z'_s = (a_3 - b_3) l^2. \quad (4.14)$$

При смещении положения предметной точки на величину Δ и сохранении с точностью до величин второго порядка малости значения l (рис. 4.1) в выражениях (4.13) и (4.14) правые части могут измениться только за счет величин коэффициентов a_2 , a_3 и b_3 . В первом приближении между величиной Δ и изменениями коэффициентов должна существовать линейная связь. Но величина Δ в соответствии с формулой (4.12) зависит от второй степени величины предмета l . Следовательно, кома, возникшая за счет смещения точки предмета вдоль оси на величину Δ , будет зависеть от третьей степени l , а астигматизм в соответствии с формулой (4.14) – от четвертой степени l . Эти aberrации имеют порядок выше третьего. Поэтому таким образом доказано, что у апланатической поверхности отсутствуют наряду со сферической aberrацией кома и астигматизм третьего порядка. Сферическая aberrация отсутствует полностью. Однако, числовая апертура апланатической поверхности в том случае, когда она разделяет воздух со стеклом, ограничена геометрическими соотношениями. Действительно, угол апертурного луча с осью после преломления σ' не может превышать 90° . На основании формулы (4.9) и, принимая во внимание, что $n = 1$ и $\sin \sigma' < 1$, получаем:

$$\sin \sigma < 1 / n'. \quad (4.15)$$

Апертурные лучи, идущие под углами большими, чем это следует из формулы (4.15), не пересекают апланатическую поверхность.

4.2. Конфокальная поверхность

Если центр сферической поверхности расположен в плоскости предмета, то такую поверхность по предложению М.М. Русинова принято называть конфокальной (рис. 4.2).

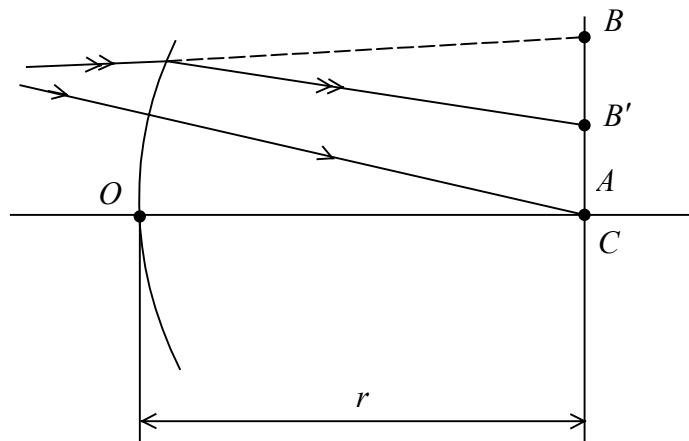


Рис.4.2. Конфокальная поверхность

Осевая точка предмета A совпадает с центром поверхности C . Лучи осевого пучка лучей проходят через поверхность без преломления, поскольку углы падения этих лучей равны нулю. Следовательно, сферическая aberrация отсутствует. Равенство углов осевых лучей с осью до и после поверхности предопределяет соблюдение закона синусов, что одновременно с устранением сферической aberrации гарантирует выполнение условия изопланатизма. По этой причине отсутствует кома третьего порядка. По сути дела конфокальная поверхность является разновидностью апланатической поверхности.

Рассмотрим ход произвольного главного луча, пересекающего плоскость предмета в точке B , а плоскость изображения – в точке B' . Повернём рисунок на бесконечно малый угол вокруг оси BC . Этим самым мы образуем бесконечно тонкий сагиттальный пучок. Очевидно, что после преломления этот пучок останется гомоцентрическим, а его фокус будет находиться в точке B' . Следовательно, сагиттальная составляющая астигматизма Z'_s конфокальной поверхности при любом положении входного зрачка точно равна нулю. Более того, нетрудно видеть, что и при повороте рисунка (4.2) на произвольный угол вокруг той же оси BC широкий сагиттальный пучок будет строго фокусироваться в точке B' . Поэтому у конфокальной поверхности aberrации $\delta G'$ для любых лучей сагиттального пучка при $m = 0$ и произвольных значениях M отсутствуют.

Воспользовавшись соотношением между составляющими астигматизма, представленными формулой (3.49), нетрудно найти меридиональную составляющую третьего порядка конфокальной поверхности:

$$Z'_m = 3Z'_s - 2Z'_p = -2Z'_p. \quad (4.16)$$

Подставив значение Z'_p из формулы (1.15) в выражение (4.16), находим:

$$Z'_m = l'^2 (n' - n) / r n n'. \quad (4.17)$$

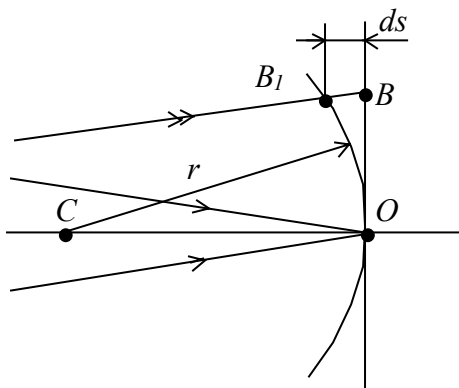
Обратим внимание на знак величины Z'_m . Если конфокальная поверхность разделяет воздух и стекло, а $r > 0$, то $Z'_m > 0$. Поскольку у тонкого компонента с положительной оптической силой в соответствии с формулой (2.6) $Z'_m < 0$, то добавление к нему конфокальной поверхности, расположенной на некотором расстоянии, позволяет добиться необходимой коррекции астигматизма.

Линейное увеличение конфокальной поверхности, поскольку $\alpha = \alpha'$, составляет:

$$V = n / n' \quad (4.18)$$

4.3. Близфокальная поверхность

Если плоскость предмета проходит через вершину поверхности O (рис. 4.3), то такую поверхность М.М. Русинов называет близфокальной. Осевая точка предмета A совпадает с вершиной поверхности. Её изображение, очевидно, находится там же. Следовательно, плоскость Гаусса совпадает с плоскостью предмета. Гомоцентричность осевого пучка лучей не нарушается, поэтому сферическая aberrация отсутствует. Угол падения осевого луча на поверхность совпадает с углом этого луча с осью. Соответственно такое же совпадение существует между углом преломления и углом преломленного луча с осью в пространстве изображений. Из этого следует, что для близфокальной поверхности соблюдается закон синусов. В сочетании с устранением сферической aberrации этим гарантируется исправление комы в области близкой к оптической оси. Таким образом, близфокальная поверхность является одной из разновидностей апланатических поверхностей.



4.3. Близфокальная поверхность

Внеосевая точка плоского предмета B не лежит на близфокальной поверхности. Поэтому очевидно для этой точки кома и астигматизм будут иметь значения, отличные от нуля. Используя приём, который был использован при рассмотрении комы и астигматизма апланатической поверхности (формулы (4.13), (4.14) и соответствующий текст) можно показать, что эти aberrации будут иметь порядок выше третьего. Таким образом, доказывается, что кома и астигматизм третьего порядка у близфокальной поверхности отсутствуют.

Линейное увеличение V близфокальной поверхности равно единице, поскольку $\alpha n = \alpha' n'$, а

$$V = \alpha n / \alpha' n' = 1. \quad (4.19)$$

Близфокальную поверхность не рекомендуется задавать через углы первого параксиального луча с осью α , т. к. при высоте падения параксиального луча на поверхность $h = 0$ возникает неопределённость при вычислении радиуса поверхности по формуле:

$$r = h (\Delta n) / (\Delta \alpha n), \quad (4.20)$$

где в соответствии с формулой (4.18) $\Delta \alpha n = 0$.

На практике близфокальная поверхность, как правило, располагается вблизи плоскости изображения, что оправдывает её название. При смещениях от плоскости изображения на величину существенно меньшую радиуса кривизны поверхности появляются aberrации третьего порядка: незначительная сферическая aberrация и несколько большие кома и астигматизм.

Кривизна изображения близфокальной поверхности с высокой степенью точности может быть оценена по формуле (1.15). Близфокальные поверхности находят применение в коллективах телескопических систем, а также в компенсаторах кривизны изображения в объективах, где допускается малое расстояние изображения от последней поверхности.

4.4. Поверхность, концентричная зрачку

Если центр поверхности совпадает с центром зрачка, то главные лучи, выходящие из центра зрачка, совпадают с нормальными к поверхности. Каждый главный луч может быть принят за вспомогательную оптическую ось, являющуюся осью симметрии внеосевого пучка как меридиональных, так и сагиттальных лучей. После преломления симметрия пучков относительно главного луча сохраняется. Благодаря этому отсутствуют кома и астигматизм. Положение предмета при этом роли не играет. В общем случае сферическая aberrация такой поверхности не устранена. Однако, поместив плоскость предмета на расстояние s в соответствии с формулой (4.5), можно устранить и сферическую aberrацию. При этом условии поверхность окажется строго апланатичной и анастигматичной.

Линейное увеличение поверхности, концентричной зрачку, не определено. Поэтому задать такую поверхность углами первого параксиального луча с осью невозможно. Добавление такой поверхности к сформированной части системы осуществляется на основе данных, полученных в результате расчёта хода лучей, а именно, положения выходного зрачка.

Поверхность, концентричная зрачку, находит самостоятельное практическое применение в виде сферического зеркала в широкоугольных коллиматорах. Единственная aberrация такого зеркала – сферическая aberrация зеркала определяется формулой по формуле (2.26).

4.5. Примеры

Рассмотрим некоторые примеры синтеза линз, образованных из рассмотренных выше поверхностей с особыми абберационными свойствами.

На рис.4.4.а представлена линза с конфокальной первой и апланатической второй поверхностями. Устранены сферическая абберация и выполнено условие изопланатизма. Астигматизм не зависит от положения зрачка. Астигматическая разность $(Z'_m - Z'_s) < 0$. Линейное увеличение линзы $V = n$, где n – показатель преломления материала, из которого выполнена линза.

Линзы такого типа используются, главным образом, во фронтальной части объективов микроскопа и конденсорах.

На рис. 4.4.б представлена плосковыпуклая линза, образованная первой поверхностью, concentричной входному зрачку, и апланатической поверхностью. Входной зрачок расположен на бесконечности, что соответствует условиям работы фронтальной линзы объектива микроскопа. Устранён астигматизм и выполнено условие изопланатизма. Первая поверхность вносит отрицательную сферическую абберацию, если предмет расположен в воздухе. Для иммерсионных мкрообъективов обычно показатель преломления стекла линзы выбирается равным показателю преломления иммерсии, которая заполняет пространство предметов. В этом случае первая поверхность становится безабберационной в монохроматическом свете, а линза – строго апланатичной и анастигматичной в области аббераций третьего порядка.

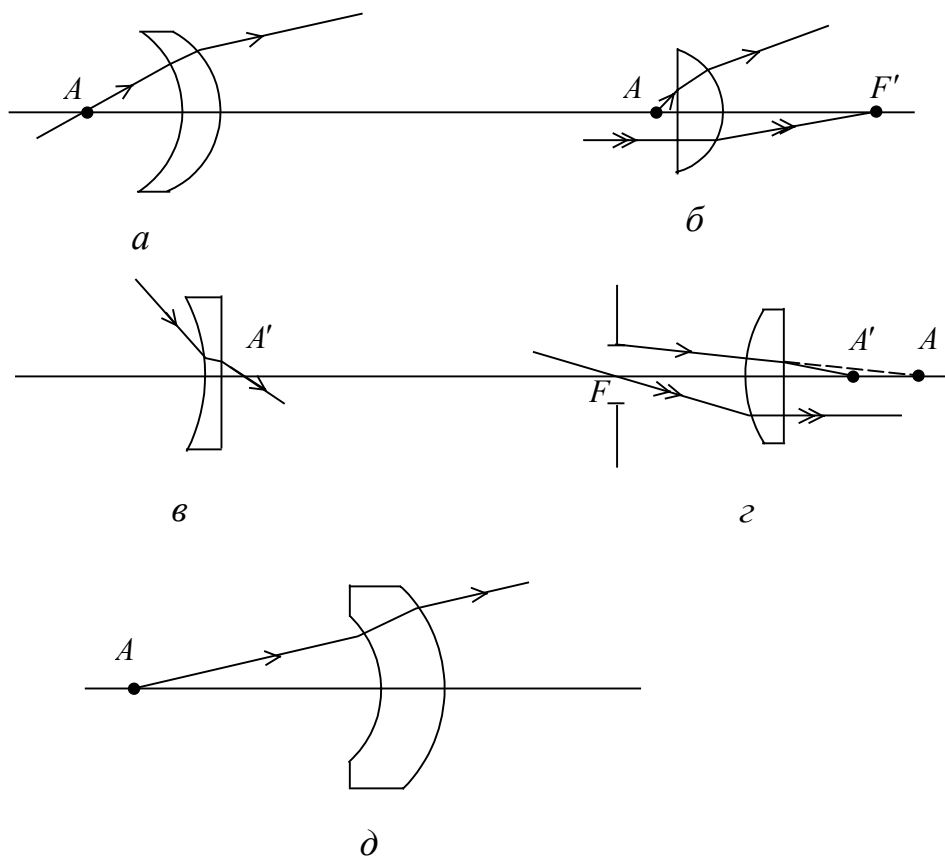


Рис.4.4. Линзы, образованные поверхностями с особыми свойствами

Линзы такого типа используются почти исключительно в качестве фронтальных компонентов объективов микроскопа. Линейное увеличение такой линзы V не зависит от наличия иммерсии и составляет $V = n^2$.

На рис.4.4.в изображена, так называемая, линза Смита, предназначенная для коррекции кривизны изображения фотографических объективов с малыми задними отрезками. Обе поверхности линзы являются близфокальными. Линза обладает небольшой сферической aberrацией и комой, вызванными сдвигом поверхностей линзы относительно поверхности изображения. Астигматизм пятого порядка может достигать заметных значений особенно тогда, когда радиус кривизны поверхности линзы соизмерим с величиной изображения.

На рис. 4.4.г изображена линза, образованная первой конфокальной поверхностью и плоской поверхностью, concentричной выходному зрачку. Линза обладает астигматизмом, обратным по знаку астигматизму тонкого компонента, что позволяет использовать её для создания анастигматических систем. У этой линзы соблюдается условие изопланатизма, т. е. устранение комы в области aberrаций третьего порядка. Сферическая aberrация может быть устранена, если вторая поверхность будет близфокальной. На базе использования таких линз строятся объективы микроскопа с малыми и средними значениями числовых апертур, а также фотографические объективы – анастигматы типа Петцваля.

На рис. 4.4.д изображена линза, образованная двумя апланатическими поверхностями и предназначенная для компенсации кривизны изображения в системах с небольшими полями изображения, такими, как объективы микроскопов с небольшими числовыми апертурами и некоторыми типами фотографических объективов. Такая линза не вносит сферическую aberrацию. У неё соблюдено условие изопланатизма и устранён астигматизм третьего порядка. Однако при числовых апертурах, превышающих 0.3, заметно проявление комы и астигматизма пятых порядков.

Обратим внимание, что при синтезе оптических систем из поверхностей с особыми aberrационными свойствами по методу М.М. Русинова, хроматические aberrации игнорируются. Предполагается, что в дальнейшем они будут устранены с помощью введения хроматических радиусов. Это обстоятельство предопределяет ограниченный выбор марок стёкол.

Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчёта оптических систем. Л.: Машиностроение. 1969.
2. Слюсарев Г.Г. Расчёт оптических систем. Л.: Машиностроение. 1975.
3. Трубка С.В. Расчёт двухлинзовых склеенных объективов. Л.: Машиностроение. 1984.
4. Русинов М.М. и др. Вычислительная оптика. Справочник. Л.: Машиностроение. 1984.
5. Русинов М.М. Композиция оптических систем. Л.: Машиностроение. 1989.
6. Грамматин А.П. Автоматизация проектирования оптических систем. Учебное пособие. Л.: ЛИТМО. 1989.

Оглавление

Введение	3
1. Понятие об aberrациях	4
1.1. Монохроматические aberrации третьего порядка	6
1.2. Хроматические aberrации	18
1.2.1. Оптические характеристики бесцветных стёкол	18
1.2.2. Хроматизм положения	20
1.2.3. Вторичный спектр	23
1.2.4. Оптические характеристики материалов для ИК области спектра	27
1.2.5. Хроматизм увеличения	29
2. Синтез оптических систем, состоящих из тонких компонентов.....	31
2.1. Aberrационные свойства одиночного тонкого компонента	32
2.1.1. Предмет на бесконечности	32
2.1.2. Предмет на конечном расстоянии	33
2.2. Синтез систем, состоящих из нескольких компонентов	34
2.3. Aberrации третьего порядка одиночного зеркала	36
2.4. Синтез систем, состоящих из нескольких зеркал	37
2.5. Основные параметры одиночной линзы.....	38
2.6. Основные параметры компонента из двух склеенных линз.....	39
2.7. Автоматизированный расчет тонких компонентов в облас- ти aberrаций третьего порядка.....	441
3. Анализ aberrаций	43
3.1. Сферическая aberrация.....	43
3.2. Кома	47
3.3. Астигматизм.....	50
3.4. Дисторсия.....	52
3.5. Хроматические aberrации	54
4. Синтез систем из поверхностей с особыми свойствами	56
4.1. Апланатическая поверхность	56
4.2. Конфокальная поверхность	59
4.3. Близфокальная поверхность.....	60
4.4. Поверхность, концентричная зрачку.....	61
4.5. Примеры.....	62
Литература.....	64

Название кафедры прикладной и компьютерной оптики Санкт-Петербургского государственного института точной механики и оптики (технического университета) отражает новейшую тенденцию проникновения компьютерных технологий во все сферы науки и техники. В то же время эта кафедра является прямой наследницей старейших оптических кафедр России – кафедры теории оптических приборов, физиологической оптики, оптических приборов, лабораторных, а затем оптико-механических приборов. В разное время этими кафедрами заведовали и работали на них такие выдающиеся ученые как академик В.П. Линник, член-корреспондент Академии наук СССР профессор В.С. Игнатовский, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор, доктор технических наук В.Н. Чуриловский, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, лауреат Ленинской и четырех Государственных премий, премии Французской Академии наук, профессор, доктор технических наук М.М. Русинов, заслуженный деятель науки и техники РСФСР профессор, доктор технических наук И.И. Крыжановский, член-корреспондент Академии артиллерийских наук, профессор, доктор технических наук А.Н. Захарьевский, заслуженный деятель науки РФ, лауреат Ленинской премии и премии Совета Министров СССР, профессор, доктор технических наук В.А. Зверев, лауреат Государственной премии и премии Совета Министров СССР профессор, доктор технических наук А.П. Грамматин, лауреат Государственной премии профессор, доктор технических наук П.Д. Иванов, лауреат премии Совета Министров СССР, профессор, доктор технических наук С.А. Родионов.

Таким образом кафедра прикладной и компьютерной оптики по праву может считаться ведущей оптической кафедрой России, продолжающей дело таких основоположников как В.С. Игнатовский, В.Н. Чуриловский, М.М. Русинов, В.П. Линник, А.Н. Захарьевский, и собравшей в своем составе ведущих представителей школы прикладной и вычислительной оптики: Л.Н. Андреева, А.П. Грамматина, В.А. Зверева, П.Д. Иванова, С.А. Родионова и их учеников.

В списке достижений кафедры: создание непревзойденных широкоугольных аэрофотосъемочных объективов с улучшенным светораспределением по полю и приборов обработки аэрофотоснимков (М.М. Русинов, Н.А. Агальцова), превосходящие зарубежные аналоги гидросъемочные объективы (М.М. Русинов, П.Д. Иванов, Л.Н. Курчинская), методы и средства контроля главного зеркала телескопа БТА (В.А. Зверев, С.А. Родионов, В.В. Усоскин), металлостеклянная оптика (И.И. Крыжановский, С.М. Никитин), оптика для космического проекта “Вега” (Г.И. Цуканова), высокоскоростные кинокамеры для научных исследований (И.И. Крыжановский, В.И. Решеткин), компьютерные пакеты автоматизированного проектирования оптики (С.А. Родионов с сотрудниками). Эти достижения в свое время были отмечены двумя ленинскими премиями, пятью государственными премиями, премией Совета Министров СССР, премией французской академии наук.

В настоящее время кафедра ведет подготовку специалистов и научную работу в следующих взаимосвязанных направлениях:

- теория и проектирование оптических систем, традиционно называемые вычислительной оптикой;
- оптические измерения и контроль оптических элементов и систем;
- оптические приборы, включая общую теорию, микроскопы и контрольно-измерительные приборы, геодезические приборы, офтальмологическая оптика;
- математические методы, алгоритмы, программы и компьютерные системы решения оптических задач, что можно коротко назвать компьютерной оптикой.

О последнем направлении следует сказать несколько подробнее. Следует подчеркнуть тот известный факт, что вычислительная оптика не только явилась первым практическим приложением для компьютеров (одним из первых применений первой в мире ЭВМ Марк-1 в 1944 году был расчет оптических систем), но и способствовала развитию многих новых методов прикладной математики (методов оптимизации, численного интегрирования, решения некорректных задач и т.д.)

В России работы в этом направлении были начаты А.П. Грамматиным (1958 г.). В ЛИТМО в 1960 году были построены одни из первых отечественных ЭВМ ЛИТМО-1 и ЛИТМО-2, предназначенные главным образом для расчета оптических систем; а соответствующий математический аппарат был разработан доцентом кафедры оптико-механических приборов В.В. Хваловским.

С 1965 г. на кафедре оптико-механических приборов благодаря новаторским идеям и методам С.А. Родионова получает развитие новое направление в прикладной оптике – разработка математических методов, алгоритмов и программного обеспечения для решения оптических задач. Результаты фундаментальных исследований С.А. Родионова в области формирования изображения, теории дифракции и математического моделирования были положены в основу разработки пакета программ для автоматизированного проектирования оптических систем ОПАЛ, широко известного в оптической промышленности.

В настоящее время объектами исследований в области компьютерной оптики, проводимых на кафедре являются:

- методы и программы проектирования оптических систем (методы синтеза, анализа aberrаций и качества изображения, методы оптимизации, расчет допусков);
- обработка данных контроля оптических элементов и систем (интерферограммы, гартманнограммы и т.п.);
- компьютерное моделирование изображения с учетом различных факторов (частичная когерентность, поляризация, нелинейности и неизопланатизм и т.д.)
- теория и методы оптимальной компьютерной юстировки;
- моделирование процессов ближнепольной оптики.

Основным и наиболее перспективным направлением развития кафедры представляется именно компьютерная оптика как основа для подготовки так называемых “компьютерных инженеров” – специалистов, профессия которых, по нашему мнению и по мнению авторитетных зарубежных экспертов, станет ведущей в наступающем веке.

Область деятельности таких специалистов – это решение сложных инженерных и научных задач (в нашем конкретном случае прикладной оптики) на основе интенсивного использования математических методов и компьютерных технологий, а также разработка такого рода технологий.

Общепрофессиональная и специальная подготовка специалистов базируется на следующих составляющих:

- фундаментальных и широких знаний в области предмета разработки и исследования (прикладной оптики, оптотехники, оптических приборов и систем);
- глубоких знаний прикладной математики, включая математическое моделирование, численные методы, методы оптимизации и т.п.;
- владения современными компьютерными технологиями, особенно применяемыми в инженерной и научной деятельности.;

Как показывает опыт, задачи прикладной оптики настолько разнообразны, сложны и комплексны, а применяемые для их решения методы, модели и средства настолько универсальны, что специалист по компьютерной оптике может с успехом практически безо всякой адаптации работать в любой области, требующей владения математическими методами и компьютерными технологиями.

С информацией о кафедре можно ознакомиться на сервере: aco.ifmo.ru

Грамматин Александр Пантелеймонович
Методы синтеза оптических систем
Учебное пособие

В авторской редакции

Компьютерное макетирование

Зав. редакционно-издательским отделом

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати 25.06.02

Отпечатано на ризографе. Тираж 100 экз. Заказ № 526.

А.П. Грамматин

Н.Ф. Гусарова