

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_{s2}}{s_2 \cos \varepsilon_2} = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_2 - \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_1}. \quad (365)$$

Тогда формула (364) преобразуется:

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_{s2}}{s'_2 \cos \varepsilon'_2} = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_2 - \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_1} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \varepsilon'_1}{r_2} = (\operatorname{tg} \varepsilon'_2 - \operatorname{tg} \varepsilon_2)(1/r_1 - 1/r_2). \quad (366)$$

Согласно сагиттальному инварианту Гульстранда - Юнга

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n' \cos \varepsilon'}{r} = \frac{n}{s} - \frac{n \cos \varepsilon}{r} \quad (367)$$

для первой поверхности

$$\frac{n'_1}{s'_1} = \frac{n_2}{s_2} = \frac{n_2 \cos \varepsilon'_1 - n_1 \cos \varepsilon_1}{r_1}, \quad (368)$$

для второй

$$\frac{n'_2}{s'_2} - \frac{n_2}{s_2} = \frac{n'_2 \cos \varepsilon'_2 - n_2 \cos \varepsilon_2}{r_2}, \quad (369)$$

или, используя формулу (368),

$$\frac{n'_2}{s'_2} = (n_2 \cos \varepsilon_2 - n_1 \cos \varepsilon_1)(1/r_1 - 1/r_2). \quad (370)$$

Возвращаясь к формуле (366), находим

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_{s2}}{\cos \varepsilon_1} (n_2 \cos \varepsilon_2 - n_1 \cos \varepsilon_1) = \operatorname{tg} \varepsilon_1 - \operatorname{tg} \varepsilon_2, \quad (371)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \psi'_{s2} = \cos \varepsilon_1 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1 - \operatorname{tg} \varepsilon_2}{n_2 \cos \varepsilon_2 - n_1 \cos \varepsilon_1}. \quad (372)$$

Окончательно

$$\operatorname{tg} \psi'_{s2} = \frac{\cos \varepsilon_1}{n \cos \varepsilon_2} \operatorname{tg} \varepsilon_1. \quad (373)$$

Таким образом, угол наклона сагиттального изображения также не зависит от формы линзы и ее оптической силы.

Составляя разность тангенсов углов наклона меридионального и сагиттального изображений, получаем простое выражение

$$\operatorname{tg} \psi'_{i2} - \operatorname{tg} \psi'_{s2} = 2 \operatorname{tg} \varepsilon_1, \quad (374)$$

которое не зависит даже от показателя преломления.

Афокальный компенсатор из двух тонких соприкасающихся линз.

Имея в своем распоряжении две близко расположенные тонкие линзы с равными оптическими силами, различными по знаку, возможно варьировать значения их сил и углов наклона к ходу центрального луча.

Для выяснения характера работы такого афокального компенсатора можно суммировать aberrации от обеих линз компенсатора в плоскости промежуточного изображения.

Продольный астигматизм тонкой наклонной линзы, совмещенной со зрачком, можно определить, исходя из меридионального и сагиттального инвариантов Гульстранда - Юнга.

Используя формулы (355) и (370), можно определить фокальные отрезки t'_F и s'_F для тонкой линзы. Поскольку при размещении линзы в воздухе наблюдаются равенства $n_1 = n'_2 = 1$; $n'_1 = n_2 = n$ и $\varepsilon_1 = \varepsilon'_2$; $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$, получаем фокальные отрезки

$$\left. \begin{aligned} t'_F &= \frac{\cos^2 \varepsilon_1}{(n \cos \varepsilon'_1 - \cos \varepsilon_1)(1/r_1 - 1/r_2)}; \\ s'_F &= \frac{1}{(n \cos \varepsilon'_1 - \cos \varepsilon_1)(1/r_1 - 1/r_2)}. \end{aligned} \right\} \quad (375)$$

Составляя разность t'_F и s'_F , находим продольный астигматизм

$$t'_F - s'_F = \frac{\cos^2 \varepsilon_1 - 1}{(n \cos \varepsilon'_1 - \cos \varepsilon_1)(1/r_1 - 1/r_2)} = -\frac{\sin^2 \varepsilon_1}{\Phi_s} = -\frac{\sin^2 \vartheta}{\Phi_s}. \quad (376)$$

Из формулы (376) следует, что значение продольного астигматизма не должно зависеть от знака угла наклона и от формы линзы.

При суммировании продольного астигматизма необходимо учитывать, что для второй линзы он определяется в обратном ходе лучей, и это приводит к изменению его знака на обратный.

Таким образом, исходя из равенства абсолютных значений оптических сил обеих линз, получаем

$$\sum (t'_F - s'_F) = -\frac{\sin^2 \vartheta_I}{\Phi_{sI}} - \frac{\sin^2 \vartheta_{II}}{\Phi_{sII}} = \frac{\sin^2 \vartheta_{II} - \sin^2 \vartheta_I}{\Phi_{sI}}. \quad (377)$$

Из формулы (377) следует, что значение суммарного продольного астигматизма компенсатора также не зависит от знака углов наклона и формы линз.

Рассматривая наклонный астигматизм компенсатора, обратимся к формуле (374), согласно которой наклонный астигматизм тонкой линзы, совмещенной со зрачком, зависит лишь от угла ее наклона к ходу центрального луча и не зависит от оптической силы. Поэтому, учитывая изменение знака при обратном ходе лучей,

$$\text{tg}\psi'_{t2} - \text{tg}\psi'_{s2} + \text{tg}\psi'_{t1} - \text{tg}\psi'_{s1} = 2\text{tge}_I - 2\text{tge}_{II}, \quad (378)$$

откуда следует, что при противоположных наклонах линз наклонный астигматизм первой и второй линз компенсатора будет суммироваться.

Проанализируем кому афокального компенсатора астигматизма. Для упрощения выводов ограничимся рассмотрением комы тонкой линзы с первой плоской поверхностью. Тогда кома такой линзы согласно инварианту меридиональной комы определится комой только от ее второй поверхности. Таким образом, для случая расположения предмета в бесконечности можно записать

$$\frac{R'_2 \cos^3 \varepsilon'_2}{t'^3_2 \sin \varepsilon'_2} + 3 \frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{t'^2} - 3 \frac{\cos \varepsilon'_2}{t'r} = 0. \quad (379)$$

Меридиональный инвариант Гульстранда - Юнга для бесконечно удаленного предмета имеет вид

$$\frac{\cos^2 \varepsilon'}{t'_F} = \frac{\cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon}{r}, \quad (380)$$

откуда отношение

$$\frac{t'_F}{r} = \frac{\cos^2 \varepsilon'}{\cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon}. \quad (381)$$

Делая сокращения в формуле (379) и используя формулу (381), получим

$$R' = \frac{3 \operatorname{tg} \varepsilon'}{\cos \varepsilon' / n \cos \varepsilon - 1} t'_F. \quad (382)$$

Суммируя кому в плоскости промежуточного изображения и учитывая изменение знака для второй линзы при обратном ходе лучей, находим

$$R'_I + \bar{R}'_{II} = 3 \left(\frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_I}{\cos \varepsilon'_I / n \cos \varepsilon_I - 1} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_{II}}{\cos \varepsilon'_{II} / n \cos \varepsilon_{II} - 1} \right) t'_F. \quad (383)$$

В формуле (383) углы ε'_I и ε'_{II} можно рассматривать как углы наклона ϑ_I и ϑ_{II} обеих линз компенсатора.

Полученные результаты анализа работы афокального компенсатора показывают, что с его помощью можно получать любые значения всех трех основных aberrаций нецентрированных систем - продольного и наклонного астигматизмов и комы. Кроме того, меняя форму линз компенсатора без изменения их оптических сил и наклонов, можно воздействовать и на центрированную сферическую aberrацию.

В анализе работы афокального компенсатора aberrации рассматривались в плоскости промежуточного изображения. Влияние их на aberrации всей системы можно определить через продольное (или линейное) увеличение совокупности второй линзы компенсатора и последующей части системы.

Тонкая воздушная прослойка

При выводе изображения после отражения от силовых зеркал с помощью плоскости, используемой как преломляющая, так и отражающая поверхность, приходится сталкиваться с тонкой воздушной прослойкой, позволяющей избежать преобразования изображения на сильно наклоненной плоской преломляющей поверхности. Однако при этом возникает необходимость (во избежание возникновения интерференционной картины) обеспечения некоторого зазора между двумя преломляющими параллельными плоскостями.

Рассмотрим работу воздушной прослойки, используя рис. 36, на котором показаны две параллельные плоскости, разделенные тонкой воздушной прослойкой толщиной d . Показатели преломления до и после этих плоскостей обозначим n_1 , $n'_1 = 1 = n_2$ и $n'_2 = n_I$. Углы падения и преломления на первой и второй плоскостях обозначим ε_1 , ε'_1 и $\varepsilon_2 = \varepsilon'_1$, $\varepsilon'_2 = \varepsilon_1$.

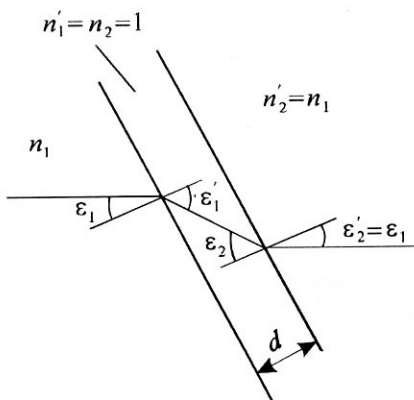


Рис. 36. Воздушная прослойка

В соответствии с меридиональным инвариантом Гульстранда - Юнга можно записать (если радиусы кривизны равны нулю)

$$\frac{n' \cos^2 \varepsilon'}{t'} = \frac{n \cos^2 \varepsilon}{t}. \quad (384)$$

Отрезки t_2 перед второй поверхностью и t'_1 после первой поверхности будут связаны через косую толщину

$$t_2 = t'_1 - \tilde{d}. \quad (385)$$

В свою очередь, косая толщина \tilde{d} и толщина воздушной прослойки d связываются через косинус угла $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$:

$$d = \tilde{d} \cos \varepsilon'_1 = \tilde{d} \cos \varepsilon_2. \quad (386)$$

Для первой поверхности согласно инварианту Гульстранда - Юнга, выраженному формулой (384), отрезок

$$t'_1 = \frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{n_1 \cos^2 \varepsilon_1} t_1, \quad (387)$$

что позволяет, пользуясь формулой (385), найти отрезок перед второй поверхностью

$$t_2 = \frac{\cos^2 \varepsilon_1'}{n_1 \cos^2 \varepsilon_1} t_1 - \tilde{d} \quad (388)$$

и затем (по аналогии с t_1') определить отрезок

$$t_2' = \frac{n_2' \cos^2 \varepsilon_2'}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} (t_1' - \tilde{d}) = \frac{n_2' \cos^2 \varepsilon_2'}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} t_1' - \frac{n_2' \cos^2 \varepsilon_2'}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} \tilde{d}. \quad (389)$$

После сокращений получаем

$$t_2' = t_1' - \frac{n_2' \cos^2 \varepsilon_2'}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} \tilde{d}. \quad (390)$$

Для сагиттальной плоскости также можно записать

$$s_2' = s_1' - \frac{n_2'}{n_2} \tilde{d}. \quad (391)$$

Составляя разность отрезков t_2' и s_2' , находим астигматизм, вносимый воздушной прослойкой:

$$t_2' - s_2' = -\frac{n}{\cos \varepsilon_2} \left(\frac{\cos^2 \varepsilon_2'}{\cos^2 \varepsilon_2} - 1 \right) \tilde{d}. \quad (392)$$

После некоторых преобразований получаем

$$t_2' - s_2' = -\frac{\operatorname{tg}^2 \varepsilon_2}{n \cos \varepsilon_2 (n^2 - 1)} d. \quad (393)$$

Численно, задавая угол $\varepsilon_2 = 60^\circ$ и $n = 1,5$, получаем $t_2' - s_2' = -5d$.

В ряде случаев, когда разделительная поверхность, используемая для компенсации продольного астигматизма от силовой поверхности, становится неплоской, воздушная прослойка превращается в тонкую наклонную воздушную линзу.

Рассмотрим случай, когда вторая поверхность прослойки - сферическая, ее толщина равна нулю. Определим астигматизм, создаваемый такой линзой. Тогда, вследствие равенства толщины прослойки нулю, отрезки t_2 и s_2 остаются равными отрезкам t_1' и s_1' . Следовательно,

$$\frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{t'_2} = \frac{n_2 \cos^2 \varepsilon_2}{t_2} + \frac{n'_2 \cos \varepsilon'_2 - n_2 \cos \varepsilon_2}{r_2}. \quad (394)$$

Поскольку показатели преломления $n'_2 = n_1 = n$ и $n'_1 = n_2 = 1$, а углы $\varepsilon'_2 = \varepsilon_1$ и $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$, выражение (394) преобразуется:

$$\frac{1}{t'_2} = \frac{1}{t_1} + \frac{n \cos \varepsilon_1 - \cos \varepsilon_2}{nr_2 \cos^2 \varepsilon_1}. \quad (395)$$

Для сагиттальной плоскости будет аналогичное выражение

$$\frac{1}{s'_2} = \frac{1}{s_1} + \frac{n \cos \varepsilon_1 - \cos \varepsilon_2}{nr_2}. \quad (396)$$

Полагая предметную точку свободной от астигматизма, что равносильно равенству отрезков $t_1 = s_1$, можно составить разность выражений (395) и (396):

$$\frac{1}{t'_2} - \frac{1}{s'_2} = \frac{n \cos \varepsilon_1 - \cos \varepsilon_2}{nr_2} \left(\frac{1}{\cos^2 \varepsilon_1} - 1 \right), \quad (397)$$

или

$$\frac{1}{t'_2} - \frac{1}{s'_2} = \frac{n \cos \varepsilon_1 - \cos \varepsilon_2}{nr_2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon_1. \quad (398)$$

Из формулы (398) можно получить астигматическую разность

$$t'_2 - s'_2 = \frac{\cos \varepsilon_2 - n \cos \varepsilon_1}{nr_2} t'_2 s'_2 \operatorname{tg}^2 \varepsilon_1. \quad (399)$$

Сопоставляя формулы (399) и (393), видим, что при отрицательном значении радиуса кривизны второй поверхности вносимый ею астигматизм будет иметь обратный знак по сравнению с астигматизмом плоскопараллельной воздушной прослойки.

Численно для ранее рассмотренного случая, когда радиус кривизны $r_2 = -14142$, отрезки t' , s' - около 100 мм, а угол $\varepsilon_2 = 30^\circ$, получим значение астигматизма тонкой наклонной воздушной линзы, которое приблизительно на порядок меньше по сравнению с астигматизмом,

вносимым той же поверхностью, но работающей как поверхность отражательная.

Аналогично воздушной плоскопараллельной прослойке рассмотрим работу наклонной плоскопараллельной пластинки.

Пользуясь, как и ранее, инвариантом Гульстранда - Юнга, для обеих поверхностей пластинки можно записать

$$\frac{n'_1 \cos^2 \varepsilon'_1}{t'_1} = \frac{n_1 \cos^2 \varepsilon_1}{t_1} \quad \text{и} \quad \frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{t'_2} = \frac{n_2 \cos^2 \varepsilon_2}{t_2}. \quad (400)$$

При этом отрезки t_2 и t'_1 связываются между собой через косую толщину

$$t_2 = t'_1 - \tilde{d} \quad (401)$$

Выражая отрезок t'_2 через отрезок t_2 , получаем

$$t'_2 = \frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} (t_1 - \tilde{d}). \quad (402)$$

Имея в виду, что показатели преломления $n'_2 = n_1 = 1$ и $n'_1 = n$, а углы $\varepsilon'_2 = \varepsilon_1$ и $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$, после сокращений получим

$$t'_2 = t'_1 - \frac{\cos^2 \varepsilon_1}{\cos^2 \varepsilon_2} \frac{\tilde{d}}{n}. \quad (403)$$

Для отрезка s'_2 также

$$s'_2 = s'_1 - \frac{\tilde{d}}{n}. \quad (404)$$

Далее составляем разность отрезков

$$t'_2 - s'_2 = \left(1 - \frac{\cos^2 \varepsilon_1}{\cos^2 \varepsilon_2} \right) \frac{\tilde{d}}{n} \quad (405)$$

и окончательно, после некоторых преобразований, находим

$$t'_2 - s'_2 = (n^2 - 1) \frac{d \operatorname{tg}^2 \varepsilon_2}{n \cos \varepsilon_2}. \quad (406)$$

Следует отметить, что формула (406) совпадает с выражением (393) для воздушной прослойки, отличаясь лишь знаком.

В ряде случаев необходимо устранить астигматизм наклонной пластинки, расположенной в сходящемся ходе лучей. С этой целью одной из преломляющих поверхностей пластинки можно придать сферическую форму.

Для решения поставленной задачи обратимся к общей формуле инварианта Гульстранда - Юнга

$$\frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{t'_2} - \frac{n_2 \cos^2 \varepsilon_2}{t_2} = \frac{n'_2 \cos \varepsilon'_2 - n_2 \cos \varepsilon_2}{r_2} = \frac{n'_2}{s'_2} - \frac{n_2}{s_2} = \Phi_s. \quad (407)$$

Умножая правую часть формулы (407) на $\cos^2 \varepsilon'_2$, получаем

$$\frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{s'_2} - \frac{n_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{s_2} = \Phi_s \cos^2 \varepsilon'_2. \quad (408)$$

Составляя разность выражения (408) и левой части формулы (407), а также соблюдая условие устранения астигматизма $s'_2 = t'_2$, получаем

$$-\frac{n_2 \cos^2 \varepsilon_2}{t_2} + \frac{n_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{s_2} = \Phi_s \sin^2 \varepsilon'_2. \quad (409)$$

Отрезки t_2 и s_2 можно выразить через отрезки t'_1 и s'_1 , и тогда вместо формулы (409) будем иметь

$$-\frac{\cos^2 \varepsilon_2}{t'_1 - \tilde{d}} + \frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{s'_1 - \tilde{d}} = \frac{\Phi_s}{n} \sin^2 \varepsilon_2. \quad (410)$$

Поскольку для предметной точки предполагалось отсутствие астигматизма, т.е. равенство отрезков $t_1 = s_1$, для первой плоской поверхности можно отрезок t'_1 выразить через отрезок s'_1 .

Таким образом,

$$-\frac{\cos^2 \varepsilon_2}{\frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{\cos^2 \varepsilon_1} s'_1 - \tilde{d}} + \frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{s'_1 - \tilde{d}} = \frac{\Phi_s}{n} \sin^2 \varepsilon_1 \quad (411)$$

или, заменяя отрезок s'_1 через s_1 ,

$$-\frac{1}{\frac{ns_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - \tilde{d}} + \frac{1}{\frac{ns_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - \tilde{d}} = \frac{\Phi_s}{n} \sin^2 \varepsilon_1 \quad (412)$$

Окончательно для анастигматической наклонной пластинки, работающей в сходящемся ходе лучей, получаем

$$-\frac{1}{\frac{s_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - \frac{\tilde{d}}{n \cos^2 \varepsilon_2}} + \frac{1}{\frac{s_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - \frac{\tilde{d}}{n \cos^2 \varepsilon_1}} = \Phi_s \sin^2 \varepsilon_1. \quad (413)$$

Численно, полагая угол $\varepsilon_1 = 45^\circ$, показатель преломления $n = 1,5163$ и толщину пластинки $d = 5$ мм, получим значение радиуса второй поверхности $r_2 = -4429$. Таким образом, анастигматическая наклонная пластинка обладает положительной оптической силой.

Преломляющий клин в сходящемся ходе лучей

При преломлении пучка лучей на плоской поверхности возникает астигматизм, связанный с расстоянием от предметной точки до точки преломления луча и углами луча с нормалью к преломляющей поверхности. Однако при сочетании двух плоских поверхностей, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, возможна взаимная компенсация астигматизма.

Используя инварианты астигматизма для обеих поверхностей, для первой поверхности можно записать

$$n'_1 \cos^2 \varepsilon'_1 / t'_1 = n_1 \cos^2 \varepsilon_1 / t_1; \quad n'_1 / s'_1 = n_1 / s_1, \quad (414)$$

откуда можно получить выражение для возникающего на ней астигматизма

$$t'_1 - s'_1 = \frac{n'_1 \cos^2 \varepsilon'_1}{n_1 \cos^2 \varepsilon_1} t_1 - \frac{n'_1}{n_1} s_1. \quad (415)$$

При отсутствии астигматизма у предмета, когда $t_1 = s_1$,

$$t'_1 - s'_1 = \frac{n'_1}{n_1} \left(\frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - 1 \right) s_1. \quad (416)$$

Формула (416) показывает, что астигматизм плоскости пропорционален предметному расстоянию.

Для второй плоскости отрезки t'_2 и s'_2 выразятся формулами

$$t'_2 = \frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} t_2; \quad s'_2 = \frac{n'_2}{n_2} s_2. \quad (417)$$

Отрезки t_2 и s_2 связываются через косую толщину \tilde{d} - расстояние между точками преломления луча на обеих плоскостях:

$$t_2 = t'_1 - \tilde{d} \quad \text{и} \quad s_2 = s'_1 - \tilde{d}. \quad (418)$$

Таким образом, формулы (417) преобразуются:

$$t'_2 = \frac{n'_2 \cos^2 \varepsilon'_2}{n_2 \cos^2 \varepsilon_2} (t'_1 - \tilde{d}) \quad \text{и} \quad s'_2 = \frac{n'_2}{n_2} (t'_1 - \tilde{d}). \quad (419)$$

Для устранения астигматизма после обеих поверхностей выражения (419) следует приравнять:

$$\frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_2} (t'_1 - \tilde{d}) = s'_1 - \tilde{d}. \quad (420)$$

Возвращаясь к формулам (414), отрезки t'_1 и s'_1 можно выразить через отрезки $t_1 = s_1$:

$$\frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_2} \left(\frac{n'_1 \cos^2 \varepsilon'_1}{n_1 \cos^2 \varepsilon_1} s_1 - \tilde{d} \right) = \frac{n'_1}{n_1} s_1 - \tilde{d}. \quad (421)$$

Полагая $n_1 = 1$, $n'_1 = n$ и раскрывая скобки, находим

$$\left(\frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_2} \frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{\cos^2 \varepsilon_1} - 1 \right) n s_1 = \left(\frac{\cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_2} - 1 \right) \tilde{d}. \quad (422)$$

Полученная формула (422), выражающая пропорциональность косой толщины \tilde{d} к предметному расстоянию s_1 , и является условием анастигматичности преломляющего клина в сходящемся ходе лучей. Из нее можно сделать выводы:

1. В частном случае при наличии клина, работающего в минимуме угла отклонения, когда углы $\varepsilon'_1 = -\varepsilon_2$ и $\varepsilon'_2 = -\varepsilon_1$, выражение в скобках

в левой части формулы (422) обращается в нуль, в то время как выражение в скобках ее правой части остается отличным от нуля.

Таким образом, при различных значениях отрезка s_1 и косо́й толщины \tilde{d} , отличных от нуля, условие (422) невыполнимо, что равносильно отсутствию возможности исправления астигматизма.

2. В общем случае при телецентрическом ходе лучей и при соблюдении условия (422) отношение отрезка s_1 к косо́й толщине \tilde{d} должно оставаться постоянным. Следствием этого является наклон предметной плоскости и соответственно - плоскости изображения.

Необходимо иметь в виду, что клин, работающий в сходящемся ходе лучей, создает хроматизм увеличения в плоскости его главного сечения, постоянный по всему полю.

Аналогично работе наклонного клина в сходящемся ходе лучей, можно рассмотреть работу тонкой воздушной клиновидной прослойки. При этом существенными отличиями воздушного клина являются возможность использования очень малых толщин прослойки и значительные углы преломления в воздушной среде при сравнительно небольших углах наклона, что и обуславливает существенное воздействие клиновидной прослойки на аберрации.

Обращаясь к инвариантам Гульстранда - Юнга для плоских поверхностей, представленным формулами (414), в отличие от стеклянного наклонного клина, можно принять (учитывая, что толщина прослойки мала) равенства отрезков $t_2 = t'_1$ и $s_2 = s'_1$. Тогда, полагая показатели преломления $n_1 = n = n_3$ и $n_2 = 1$, для отрезков t'_2 и t'_1 получаем

$$\frac{n \cos^2 \varepsilon'_2}{t'_2} = \frac{\cos^2 \varepsilon_2}{t_2}; \quad \frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{t'_1} = \frac{n \cos^2 \varepsilon_1}{t_1}. \quad (423)$$

Разделив оба равенства (423) друг на друга, находим

$$\frac{t'_2 \cos^2 \varepsilon_1}{t_1 \cos^2 \varepsilon'_2} = \frac{\cos^2 \varepsilon'_1}{\cos^2 \varepsilon_2}, \quad (424)$$

откуда

$$t'_2 = \frac{\cos^2 \varepsilon'_1 \cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_1 \cos^2 \varepsilon_2} t_1. \quad (425)$$

Отрезки s'_2 , s_2 , s'_1 и s_1 в сагиттальной плоскости связываются равенством $s'_2 = s_1$. Тогда при $s_1 = t_1$ астигматическая разность - продольный астигматизм - выразится формулой

$$t'_2 - s'_2 = \left(\frac{\cos^2 \varepsilon'_1 \cos^2 \varepsilon'_2}{\cos^2 \varepsilon_1 \cos^2 \varepsilon_2} - 1 \right) s_1. \quad (426)$$

Разность углов $\varepsilon_2 - \varepsilon'_1$ определяет угол воздушной прослойки.

В соответствии с инвариантом меридиональной комы (231) клиновидная воздушная прослойка обладает комой. Для плоских поверхностей этот инвариант упрощается:

$$\frac{R' \cos^3 \varepsilon'}{t'^3 \sin \varepsilon'} + 3 \frac{\cos^2 \varepsilon'}{t'^2} = \frac{R \cos^3 \varepsilon}{t^3 \sin \varepsilon} + 3 \frac{\cos^2 \varepsilon}{t^2}. \quad (427)$$

Разделив инвариант (427) на квадрат зависимости (423), находим

$$\frac{R'}{n'^2 t' \sin \varepsilon' \cos \varepsilon'} + \frac{3}{n'^2 \cos^2 \varepsilon'} = \frac{R}{n^2 t \sin \varepsilon \cos \varepsilon} + \frac{3}{n^2 \cos^2 \varepsilon}. \quad (428)$$

Затем, умножая на квадрат выражения закона преломления $n' \sin \varepsilon' = n \sin \varepsilon$, получаем

$$\frac{R'}{t'} \operatorname{tge}' + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon' = \frac{R}{t} \operatorname{tge} + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon. \quad (429)$$

Используя формулу (429) для двух поверхностей, можно записать

$$\left. \begin{aligned} \frac{R'_2}{t'_2} \operatorname{tge}'_2 + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon'_2 &= \frac{R}{t_2} \operatorname{tge}_2 + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon_2; \\ \frac{R'_1}{t'_1} \operatorname{tge}'_1 + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon'_1 &= \frac{R}{t_1} \operatorname{tge}_1 + 3 \operatorname{tg}^2 \varepsilon_1. \end{aligned} \right\} \quad (430)$$

Учитывая равенства $R_2 = R'_1$ и $t_2 = t'_1$, из формул (430) можно исключить R_2 и R'_1 . Тогда

$$\begin{aligned} & \left[\frac{R'_2}{t'_2} \operatorname{tge}'_2 + 3(\operatorname{tge}'_1 \operatorname{tge}_2 + \operatorname{tg}^2 \varepsilon'_2) \right] \frac{1}{\operatorname{tge}_2} = \\ & = \left[\frac{R_1}{t_1} \operatorname{tge}_1 + 3(\operatorname{tge}_2 \operatorname{tge}'_1 + \operatorname{tg}^2 \varepsilon_1) \right] \frac{1}{\operatorname{tge}'_1}. \end{aligned} \quad (431)$$

При отсутствии комы на предмете, когда $R_1 = 0$, получаем

$$\frac{R'_2}{t'_2} \operatorname{tg} \varepsilon'_2 = 3(\operatorname{tg} \varepsilon_2 \operatorname{tg} \varepsilon'_1 + \operatorname{tg}^2 \varepsilon_1) \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{\operatorname{tg} \varepsilon'_1} - 3(\operatorname{tg} \varepsilon'_1 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \operatorname{tg}^2 \varepsilon'_2). \quad (432)$$

Формула (432) показывает, что радиус комы R'_2 линейно связан с расстоянием t'_2 до изображения и значениями углов ε ; при изменении знака углов ε на обратный изменяется и знак R'_2 .

Глава 5. Сочетание базовых элементов

Пара близко расположенных наклонных зеркал

Пару близко расположенных наклонных зеркал можно охарактеризовать их силами и углами наклона.

Для анализа работы таких зеркал обратимся к инвариантам наклонного астигматизма. Для меридиональной плоскости можно предположить, что зрачок входа для обеих поверхностей совпадает с самими поверхностями, т.е. наблюдается равенство отрезков до зрачков $p_1 = p'_1 = p_2 = p'_2 = 0$.

Воспользуемся формулой (325) для наклона элементов меридионального изображения после зеркальной поверхности, совмещенной со зрачком, имея в виду $\varepsilon' = \varepsilon$:

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon - \operatorname{tg} \psi_i) \frac{\cos \varepsilon}{t} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon + \operatorname{tg} \psi'_i) \frac{\cos \varepsilon}{t'} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r}. \quad (433)$$

Полагая элемент предметной поверхности перпендикулярным центральному лучу, что равнозначно равенству $\psi_i = 0$, получаем

$$-2 \operatorname{tg} \varepsilon \frac{\cos \varepsilon}{t} + 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon + \operatorname{tg} \psi'_i) \frac{\cos \varepsilon}{t'} \quad (434)$$

или

$$-2 \sin \varepsilon \left(\frac{1}{t} + \frac{1}{t'} \right) + 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = \operatorname{tg} \psi'_i \frac{\cos \varepsilon}{t'}. \quad (435)$$

Исходя из меридионального инварианта Гульстранда - Юнга

$$\frac{n' \cos^2 \varepsilon'}{t'} - \frac{n \cos^2 \varepsilon}{t} = \frac{n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon}{r} \quad (436)$$

и учитывая равенства $n = 1$, $n' = -1$ и $\varepsilon' = -\varepsilon$, находим

$$\frac{1}{t'} + \frac{1}{t} = \frac{2}{r \cos \varepsilon}, \quad (437)$$

что позволяет преобразовать выражение (435):

$$-2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = \operatorname{tg} \psi'_t \frac{\cos \varepsilon}{t'}. \quad (438)$$

Полагая предмет расположенным в бесконечности, когда $t = \infty$ и $t' = t'_F$, вместо формулы (437) будем иметь

$$\frac{1}{t'_F} = \frac{2}{r \cos \varepsilon}. \quad (439)$$

В результате сопоставления с формулой (438) получаем

$$\operatorname{tg} \psi'_t = -\operatorname{tg} \varepsilon. \quad (440)$$

Обращаясь ко второй поверхности, можно записать

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \psi'_{t_2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \operatorname{tg} \psi'_{t_2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2}. \quad (441)$$

Далее, заменяя $\operatorname{tg} \psi'_{t_2}$, согласно формуле (438), получим

$$-\frac{\sin \varepsilon_2}{t_2} + \frac{2}{r_2} \operatorname{tg} \varepsilon_2 = 2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2} + \operatorname{tg} \psi'_{t_2} \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2} \quad (442)$$

или

$$-\left(\frac{1}{t_2} + \frac{1}{t'_2}\right) \sin \varepsilon_2 - \frac{\sin \varepsilon_2}{t'_2} + \frac{2}{r_2} \operatorname{tg} \varepsilon_2 = \operatorname{tg} \psi'_{t_2} \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2}, \quad (443)$$

откуда после ряда сокращений

$$\operatorname{tg} \psi'_{t_2} = -\operatorname{tg} \varepsilon_2 = \operatorname{tg} \varepsilon_1 = -\operatorname{tg} \vartheta, \quad (444)$$

где ϑ - угол наклона зеркал.

Следует обратить внимание, что угол наклона меридионального элемента изображения не зависит от величины радиуса кривизны обоих зеркал.

Рассмотрим наклоны элементов сагиттального изображения, используя общий вид сагиттального инварианта

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{s^2 \cos \varepsilon} \frac{(p-s) \operatorname{tg} \psi_s + p \operatorname{tg} \varepsilon}{1 - p/r \cos \varepsilon} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = \\ & = -\frac{1}{s'^2 \cos \varepsilon'} \frac{(p'-s') \operatorname{tg} \psi'_s + p' \operatorname{tg} \varepsilon'}{1 - p'/r \cos \varepsilon'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r}, \end{aligned} \quad (445)$$

откуда при совмещении зрачка с наклонными зеркалами, когда $p = p' = 0$, получаем

$$-\frac{\operatorname{tg} \psi'_s}{s' \cos \varepsilon'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r} = \frac{\operatorname{tg} \psi_s}{s \cos \varepsilon} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r}. \quad (446)$$

Полагая плоскость элемента предмета перпендикулярной центральному лучу, когда $\psi_s = 0$, и учитывая равенство углов при отражении $\varepsilon' = -\varepsilon$, находим

$$\operatorname{tg} \psi'_s = \frac{2 \operatorname{tg} \varepsilon}{r} s \cos \varepsilon. \quad (447)$$

Из сагиттального инварианта Гульстранда - Юнга с учетом отражения определяем

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2 \cos \varepsilon}{r}. \quad (448)$$

Для бесконечно удаленного предмета при $s = \infty$ отрезок s' переходит в фокальный отрезок s'_F . Тогда получаем

$$s'_F \cos \varepsilon = \frac{r}{2} \quad (449)$$

и окончательно - равенство, аналогичное выражению (440), но с обратным знаком:

$$\operatorname{tg} \psi'_s = \operatorname{tg} \varepsilon. \quad (450)$$

Рассмотрим противоположно наклоненные зеркала.

Обращаясь к инварианту наклонов элементов меридионального изображения при совмещении зрачка с зеркальной поверхностью [формула (433)], для первой поверхности, если предмет расположен в бесконечности ($t = \infty$), запишем

$$2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1}{r_1} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon_1 + \operatorname{tg} \psi'_{t_1}) \frac{\cos \varepsilon_1}{t'_{1F}}. \quad (451)$$

Согласно меридиональному инварианту астигматизма для зеркал имеем

$$\frac{1}{t'} + \frac{1}{t} = \frac{2}{r \cos \varepsilon} = \frac{1}{t'_F}. \quad (452)$$

После сокращений в формуле (451) получаем

$$\operatorname{tg} \psi'_t = -\operatorname{tg} \varepsilon. \quad (453)$$

Для второй поверхности угол ψ_{t_2} должен быть равен углу ψ_{t_1}' , поэтому, возвращаясь к исходной формуле (433), можно записать

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \psi_{t_2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \operatorname{tg} \psi'_{t_2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2}. \quad (454)$$

Учитывая равенство отрезков $t_2 = t'_1$ и используя меридиональный инвариант (452), преобразуем формулу (454):

$$-3 \operatorname{tg} \varepsilon_2 \frac{2}{r_1} + 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \operatorname{tg} \psi'_{t_2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2}. \quad (455)$$

В соответствии с формулой (452) найдем отношение

$$\frac{1}{t'_2} = \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \frac{2}{\cos \varepsilon_2}. \quad (456)$$

Тогда формулу (455) можно представить в виде

$$-6 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_1} + 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = (2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \operatorname{tg} \psi'_{t_2}) 2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (457)$$

или после сокращений

$$2 \left(-\frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_1} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} \right) = 2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \operatorname{tg} \psi'_{t_2}. \quad (458)$$

Окончательно

$$-\left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1}\right) \operatorname{tg} \varepsilon_2 = \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) \operatorname{tg} \psi'_{i2}. \quad (459)$$

В частном случае равенства радиусов кривизны по абсолютному значению и различии по знаку угол наклона ψ'_{i2} обращается в нуль.

Переходим к рассмотрению картины наклонов элементов сагиттального изображения. Инвариант наклонов при совмещении зрачка с поверхностью имеет вид

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_s}{s \cos \varepsilon} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = \frac{\operatorname{tg} \psi'_s}{s' \cos \varepsilon'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r}. \quad (460)$$

Для предмета, расположенного в бесконечности, когда отрезки $s = \infty$ и $s' = s'_F$, получаем

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_s}{s'_F \cos \varepsilon'} = 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r}. \quad (461)$$

Далее, используя сагиттальный инвариант

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2 \cos \varepsilon}{r} = \frac{1}{s'_F}, \quad (462)$$

получаем равенство

$$\operatorname{tg} \psi'_s = \operatorname{tg} \varepsilon. \quad (463)$$

Для второй поверхности, учитывая равенство углов $\varepsilon'_2 = -\varepsilon_2$, запишем

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_{s_2}}{s_2 \cos \varepsilon_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = \frac{\operatorname{tg} \psi_{f_2}}{s'_2 \cos \varepsilon_2} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2}. \quad (464)$$

Используя формулу (463), получаем

$$\frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{s_2 \cos \varepsilon_2} + 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = \frac{\operatorname{tg} \psi_{f_2}}{s'_2 \cos \varepsilon_2}. \quad (465)$$

После сокращений

$$2 \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1} \right) \operatorname{tg} \varepsilon_2 = 2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \operatorname{tg} \psi'_{s_2}. \quad (466)$$

В частном случае равенства радиусов r_1 и r_2 по абсолютному значению и различии по знаку угол ψ'_{s_2} становится равным нулю (аналогично картине в меридиональной плоскости). Таким образом, устраняется наклонный астигматизм. Однако при этом продольный астигматизм не равен нулю, и для его устранения требуется добавление к силовому компоненту какого-либо коррекционного элемента, например, наклонной плоскопараллельной пластинки, которую заодно можно использовать и для компенсации возникающей наклонной комы.

Так, применяя в качестве силового компонента пару зеркал, наклоненных к ходу центрального луча на углы $\vartheta = 22^\circ 30'$, т.е. образующих как бы пару отражательных граней пентапризмы, и две наклонные плоскопараллельные пластины, одна из которых может использоваться одновременно как призма с крышей, приходим к оптической системе, создающей прямое изображение (рис. 37).

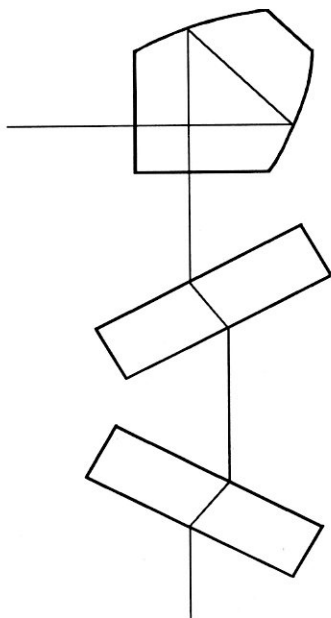


Рис. 37. Объективный узел на пентапризме

Заметим, что одним из особых свойств подобной оптической системы является анаморфотное преобразование изображения.

В качестве второго примера устранения наклонного астигматизма можно привести систему из двух пар встречно-наклоненных зеркал, расположенных взаимно перпендикулярно. Такую систему можно создать на основе оборачивающих призм Порро, гипотенузные грани которых - сферические.

Действующий макет подобной системы показан на рис. 38. Для компенсации небольшого остаточного продольного астигматизма после оборачивающих призм введена наклонная плоскопараллельная пластинка.

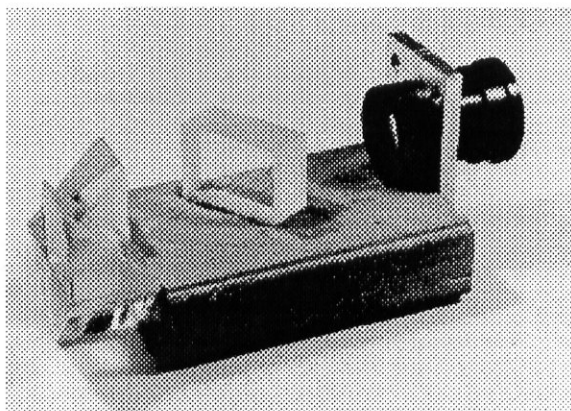


Рис. 38. Внешний вид макета зрительной трубы с объективным узлом из системы призм Порро

Тонкий силовой компонент

В рассмотренном случае использования наклонного сферического зеркала в качестве силового компонента предполагалось, что все пространство после зеркала вплоть до изображения будет заполнено массой стекла. Таким образом, длина хода луча в стекле получалась равной фокусному расстоянию в стекле силовой поверхности, т.е. произведению фокусного расстояния в воздухе на показатель преломления стекла.

Такая большая длина хода в стекле не всегда целесообразна как из-за габаритных размеров, так и значительной массы стекла.

В целях уменьшения массо-габаритных размеров возможно расположить после силовой зеркальной поверхности преломляющую конфокальную поверхность, как это показано на рис. 39.

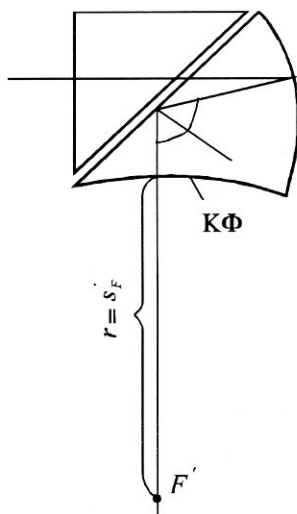


Рис. 39. Зеркально-конфокальный компонент

Условимся называть сочетание силового наклонного зеркала и конфокальной поверхности зеркально-конфокальным компонентом. Подобное сочетание силовой и конфокальной поверхностей по своим свойствам будет близким к тонким линзовым компонентам.

Фокусное расстояние зеркально-конфокального компонента будет равно фокусному расстоянию зеркальной поверхности. Расстояние от последней поверхности до изображения, равное ее радиусу, будет близко к фокусному расстоянию.

Сферическая aberrация зеркально-конфокального компонента определится сферической aberrацией силовой зеркальной поверхности; такой компонент будет свободен от хроматизма положения и хроматизма увеличения.

При зрачке, совмещенном с зеркальной поверхностью, центрированный астигматизм будет величиной постоянной, определяемой произведением квадрата полевого угла и фокусного расстояния. В отличие от тонкого линзового компонента кривизна поля будет положительной.

Использование конфокальной поверхности определенным образом должно воздействовать на нецентрированные абберации, возникающие после силового наклонного зеркала.

Полагая, что продольный астигматизм силовой поверхности еще до добавления конфокальной поверхности был устранен с помощью сильно наклоненного коррекционного зеркала большого радиуса, рассмотрим воздействие конфокальной поверхности на изменение наклонного астигматизма от силовой поверхности. Уместно предположить при этом, что вершина конфокальной поверхности будет совмещена с центром входного зрачка.

Обратимся к инварианту наклонов меридионального изображения для случая совмещения зрачка с вершиной поверхности при $p = p' = 0$:

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon - \operatorname{tg} \psi_t) \frac{\cos \varepsilon}{t} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} = -(2 \operatorname{tg} \varepsilon' - \operatorname{tg} \psi'_t) \frac{\cos \varepsilon'}{t'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r}. \quad (467)$$

Пользуясь меридиональным инвариантом астигматизма

$$\frac{n' \cos^2 \varepsilon'}{t'} - \frac{n' \cos \varepsilon'}{r} = \frac{n \cos^2 \varepsilon}{t} - \frac{n \cos \varepsilon}{r} \quad (468)$$

и вынося за скобки произведения $n' \cos \varepsilon'$ и $n \cos \varepsilon$, получаем

$$\left(\frac{\cos \varepsilon'}{t'} - \frac{1}{r} \right) n' \cos \varepsilon' = \left(\frac{\cos \varepsilon}{t} - \frac{1}{r} \right) n \cos \varepsilon. \quad (469)$$

Полагая, что отрезок t равен проекции радиуса на ход главного луча:

$$t = r \cos \varepsilon, \quad (470)$$

приходим к равенству

$$t' = r \cos \varepsilon'. \quad (471)$$

Далее, используя равенства (470) и (471) и возвращаясь к формуле (467), после ряда сокращений находим

$$\operatorname{tg} \psi_t - \operatorname{tg} \varepsilon = \operatorname{tg} \psi'_t - \operatorname{tg} \varepsilon'. \quad (472)$$

Обратимся к инварианту наклонов сагиттального изображения для случая совмещения зрачка с вершиной поверхности

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_s}{s' \cos \varepsilon'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r} = \frac{\operatorname{tg} \psi_s}{s \cos \varepsilon} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r}. \quad (473)$$

Согласно сагиттальному инварианту астигматизма

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n' \cos \varepsilon'}{r} = \frac{n}{s} - \frac{n \cos \varepsilon}{r}, \quad (474)$$

полагая, что $s \cos \varepsilon = r$, приходим к равенству $s' \cos \varepsilon' = r$.

Тогда формула (473) также существенно упрощается:

$$\operatorname{tg} \psi_s + \operatorname{tg} \varepsilon = \operatorname{tg} \psi'_s + \operatorname{tg} \varepsilon'. \quad (475)$$

Формула (475) аналогична формуле (472) для меридиональной плоскости и отличается лишь знаком $\operatorname{tg} \varepsilon$ и $\operatorname{tg} \varepsilon'$.

Из формул (472) и (475) следует, что при выходе луча из стекла в воздух наклоны меридионального и сагиттального изображений будут возрастать соответственно разности тангенсов углов ε' и ε , но в противоположных направлениях.

Проанализируем кому конфокальной поверхности, совмещенной со зрачком, для чего воспользуемся инвариантом меридиональной комы:

$$\frac{R'}{\sin \varepsilon'} \frac{\cos^3 \varepsilon'}{t'^3} + 3 \left(\frac{\cos^2 \varepsilon'}{t'^2} - \frac{\cos \varepsilon'}{t'r} \right) = \frac{R}{\sin \varepsilon} \frac{\cos^3 \varepsilon}{t^3} + 3 \left(\frac{\cos^2 \varepsilon}{t^2} - \frac{\cos \varepsilon}{tr} \right). \quad (476)$$

Для ранее рассмотренного случая, когда соблюдалось равенство $t = r \cos \varepsilon$, инвариант меридиональной комы значительно упрощается:

$$\frac{R'}{\sin \varepsilon'} = \frac{R}{\sin \varepsilon}. \quad (477)$$

Далее, умножая формулу (477) на выражение закона преломления, получаем

$$n'R' = nR \quad (478)$$

независимо от углов ε и ε' . Вследствие этого радиус комы после силовой поверхности, постоянный по полю, сохранится и после конфокальной поверхности.

Сочетание силового и коррекционного наклонных зеркал

В отличие от равнонаклоненных зеркалам можно придавать различные углы наклона. Так, придавая одному из зеркал, создающему основу оптической силы компонента, небольшие углы наклона и, наоборот, второму зеркалу - значительные, можно устранить продольный астигматизм при очень небольшой силе второго зеркала, которое и будет коррекционным.

Такие наклоны зеркал являются характерными при разделении падающих и отраженных лучей, когда используется явление полного внутреннего отражения.

Задачу устранения продольного астигматизма можно определить условием равенства отрезков t_2' и s_2' в меридиональной и сагиттальной плоскостях после обоих зеркал. Для облегчения решения задачи будем полагать, что расстояние между зеркалами равно нулю. При этом отрезки должны быть равны:

$$t_2 = t_1'; \quad s_2 = s_1'. \quad (479)$$

В соответствии с меридиональным инвариантом Гульстранда - Юнга для обеих поверхностей зеркал можно записать

$$\frac{1}{t_1'} + \frac{1}{t_1} = \frac{2}{r_1 \cos \varepsilon_1}; \quad \frac{1}{t_2'} + \frac{1}{t_2} = \frac{2}{r_2 \cos \varepsilon_2}. \quad (480)$$

Если предмет расположен в бесконечности ($t_1 = \infty$), отрезок t_1' переходит в отрезок до меридионального фокуса t_{1F}' , который по условию (479) равен предметному отрезку t_2 для второй поверхности. Таким образом,

$$\frac{1}{t_2} = \frac{1}{t_{1F}'} = \frac{2}{r_1 \cos \varepsilon_1}. \quad (481)$$

Следовательно, обратное значение отрезка t_2' выразится формулой

$$\frac{1}{t_2'} = \frac{2}{r_2 \cos \varepsilon_2} - \frac{2}{r_1 \cos \varepsilon_1} = 2 \left(\frac{1}{r_2 \cos \varepsilon_2} - \frac{1}{r_1 \cos \varepsilon_1} \right). \quad (482)$$

Для сагиттальной плоскости

$$\frac{1}{s_1'} + \frac{1}{s_1} = \frac{2 \cos \varepsilon_1}{r_1}; \quad \frac{1}{s_2'} + \frac{1}{s_2} = \frac{2 \cos \varepsilon_2}{r_2}. \quad (483)$$

Полагая $s_1 = \infty$, найдем обратное значение отрезка s_2' :

$$\frac{1}{s_2'} = 2 \left(\frac{\cos \varepsilon_2}{r_2} - \frac{\cos \varepsilon_1}{r_1} \right). \quad (484)$$

Приравнявая выражения (482) и (484), получаем условие устранения продольного астигматизма

$$\frac{1}{r_2 \cos \varepsilon_2} - \frac{1}{r_1 \cos \varepsilon_1} = \frac{\cos \varepsilon_2}{r_2} - \frac{\cos \varepsilon_1}{r_1}, \quad (485)$$

которое можно представить в виде

$$\frac{\sin^2 \varepsilon_2}{r_2 \cos \varepsilon_2} = \frac{\sin^2 \varepsilon_1}{r_1 \cos \varepsilon_1}. \quad (486)$$

Из формулы (486) следует, что оба радиуса r_1 и r_2 должны иметь одинаковые знаки.

Формула (486) позволяет, задавая значения обоих углов наклона и одного из радиусов, определять второй радиус. Заметим, что в этой формуле при изменении знака одного из углов и сохранении его абсолютного значения радиусы изменяться не будут.

Перейдем к рассмотрению углов наклона изображения в меридиональной плоскости. Было установлено, что углы наклона меридионального и сагиттального изображений для одного наклонного зеркала при предмете, расположенном в бесконечности, равны:

$$\operatorname{tg} \psi'_i = -\operatorname{tg} \varepsilon \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \psi'_s = \operatorname{tg} \varepsilon. \quad (487)$$

Обращаясь к инварианту наклона меридионального изображения при совмещении зрачка с вершиной поверхности, для второй отражающей поверхности можно записать

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \varepsilon'_1) \frac{\cos \varepsilon_2}{t_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} = -(2 \operatorname{tg} \varepsilon'_2 - \operatorname{tg} \psi'_{i2}) \frac{\cos \varepsilon_2}{t'_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_2}{r_2} \quad (488)$$

или

$$-(2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \varepsilon'_1) \frac{t'_2}{t_2} + 2 \frac{t'_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2 \cos \varepsilon_2} = -2 \operatorname{tg} \varepsilon'_2 + \operatorname{tg} \psi'_{i2}, \quad (489)$$

откуда угол наклона меридионального изображения

$$\operatorname{tg} \psi'_{i2} = 2 \operatorname{tg} \varepsilon'_2 - (2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 - \operatorname{tg} \varepsilon'_1) \frac{t'_2}{t_2} + 2 \frac{t'_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2 \cos \varepsilon_2}. \quad (490)$$

Если рассматриваемая пара зеркал была исправлена в отношении продольного астигматизма, то для нее угол ε_1' мог иметь разные знаки при одном и том же абсолютном значении. В соответствии с этим угол ψ'_{i2} будет иметь два различных значения.

При дальнейшем преобразовании

$$\operatorname{tg} \psi'_{t_2} = \left(-\frac{1}{t'_2} + \frac{1}{r_2 \cos \varepsilon_2} - \frac{1}{t_2} \right) 2t_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + \frac{t'_2}{t_2} \operatorname{tg} \varepsilon'_1. \quad (491)$$

Учитывая формулу (480), выражение в скобках упрощается:

$$\operatorname{tg} \psi'_{t_2} = -2 \frac{t'_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2 \cos \varepsilon_2} + \frac{t'_2}{t_2} \operatorname{tg} \varepsilon'_1. \quad (492)$$

Используя формулу (481) и заменив значение отрезка t_2 , получаем

$$\operatorname{tg} \psi'_{t_2} = 2 \left(\frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{r_1 \cos \varepsilon_1} - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2 \cos \varepsilon_2} \right) t'_2. \quad (493)$$

При этом t'_2 является задним фокальным отрезком в меридиональной плоскости для всей системы из пары зеркал.

Обратимся к инварианту наклонов сагиттального изображения при совмещении зрачка с вершиной поверхности:

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_s}{s' \cos \varepsilon'} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'}{r} = \frac{\operatorname{tg} \psi_s}{s \cos \varepsilon} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r}. \quad (494)$$

В рассматриваемом случае отрезок $s = \infty$, следовательно, тангенс угла наклона сагиттального элемента изображения

$$\operatorname{tg} \psi'_s = 2 \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{r} s' \cos \varepsilon'. \quad (495)$$

Для первой поверхности

$$\operatorname{tg} \psi'_s = \operatorname{tg} \varepsilon = -\operatorname{tg} \varepsilon'; \quad (496)$$

для второй -

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_{s_2}}{s'_2 \cos \varepsilon'_2} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_2}{r_2} = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1}{s'_1 \cos \varepsilon_1} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} \quad (497)$$

или, выражая произведение $s'_1 \cos \varepsilon_1$ через отношение $r_1 / 2$,

$$\frac{\operatorname{tg} \psi'_{s_2}}{s'_2 \cos \varepsilon_2} = \frac{2 \operatorname{tg} \varepsilon_1}{r_1} + \frac{2 \operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2}, \quad (498)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \psi'_{s_2} = 2 \left(\frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1}{r_1} + \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{r_2} \right) s'_2 \cos \varepsilon_2. \quad (499)$$

Рассмотрим численный пример. Задавая второй радиус $r_2 = -200$, угол наклона второго зеркала $\varepsilon_2 = 6^\circ$, а угол наклона первого - $\varepsilon_1 = 45^\circ$, по формуле (486) определяем значение первого радиуса, которое получится $r_1 = -12872$. Для углов наклона меридионального и сагиттального изображений получаем $\psi'_{i_2} = 4,883^\circ$ и $\psi'_{s_2} = -5,196^\circ$.

Из приведенного примера следует, что введение коррекционной отражательной поверхности одновременно с исправлением продольного астигматизма несколько уменьшает и наклонный.

Сочетание силового наклонного зеркала и тонкой наклонной линзы

Использование в качестве коррекционного элемента для устранения продольного астигматизма одной из поверхностей разделительной воздушной прослойки предопределяет большие углы наклона этих поверхностей по отношению к ходу центрального луча, что существенно ограничивает их коррекционные возможности лишь устранением продольного астигматизма. Однако можно воздействовать и на другие нецентрированные aberrации, если в качестве коррекционного элемента воспользоваться тонкой линзой, свободно расположенной относительно силового наклонного компонента.

Такой коррекционной тонкой линзе можно придать различную оптическую силу (но определенного знака!); можно также варьировать угол наклона по отношению к ходу центрального луча. При этом, устраняя продольный астигматизм, знаки углов наклона можно задавать как положительные, так и отрицательные, сохраняя их абсолютное значение. Тем самым можно изменить знак комы, вносимой коррекционной линзой, а следовательно, компенсировать кому от силового компонента. Варьируя прогиб коррекционной линзы и сохраняя ее оптическую силу, получаем астигматизм этой линзы неизменным, что позволяет полностью устранить кому. Остающийся при этом неисправленный нецентрированный наклонный астигматизм можно скомпенсировать наклонным астигматизмом другого наклонного силового компонента.

В качестве практического примера подобного рода оптической системы на основе сочетания силового зеркального компонента с тонкой наклонной

коррекционной линзой приведены следующие конструктивные данные и углы ϑ наклона поверхностей:

$$\begin{array}{llll}
 r_1 = 600 & d_1 = 20 & n_1 = -1,5163 & \vartheta_1 = 6^\circ \\
 r_2 = \infty & d_2 = 2 & n_2 = 1,5163 & \vartheta_2 = 0^\circ \\
 r_3 = 280 & d_3 = 0 & n_3 = 1 & \vartheta_3 = 10^\circ 30' \\
 r_4 = 140 & & n_4 = 1,5163 & \vartheta_4 = 10^\circ 30' \\
 & & n_5 = 1 &
 \end{array}$$

Первый силовой компонент в этом примере выполнен в виде стеклянной линзы с наклонной сферической зеркальной поверхностью, радиус кривизны которой $r_1 = 600$, и плоской преломляющей поверхностью $r_2 = \infty$, перпендикулярной к ходу центрального луча.

Фокусное расстояние первого компонента $f_{s1}' = 198,94$, а продольный астигматизм $t' - s' = 183,58 - 185,75 = -2,17$.

Тонкая наклонная коррекционная линза с радиусами кривизны $r_3 = 280$ и $r_4 = 140$ работает с увеличением $V_s = 1,521$. Следовательно, фокусное расстояние для всей системы в совокупности получается $f_s' = 302,60$. Продольный астигматизм после всей системы будет равен $t' - s' = 279,42 - 279,50 = -0,08$.

Заметим, что использование тонкой наклонной линзы при соответственной ее оптической силе позволило также скомпенсировать хроматизм положения переднего силового компонента.

Зеркальный коллектив

В различного рода оптических приборах нередко используются линзы, расположенные вблизи промежуточного изображения, связывающие друг с другом расположение зрачков. Такие линзы, называемые коллективными или просто коллективами, вследствие их близости к изображению не создают значительных aberrаций, за исключением большой отрицательной кривизны поля, устранение которой в линзовых оптических системах сопряжено с известными трудностями.

Применение в качестве коллективов зеркал, создающих положительную кривизну поля, требует вывода отраженных лучей из пространства, в котором проходили падающие лучи. Это приводит к необходимости наклона зеркального коллектива, следствием чего является возникновение нецентрированных aberrаций - продольного и наклонного астигматизмов и комы.

При совмещении зеркального коллектива с промежуточным изображением продольный астигматизм и кома исчезают. Однако на практике совме-

щение зеркального коллектива с изображением нежелательно, так как на последнем будут видны все дефекты изготовления поверхности коллектива. Поэтому приходится иметь дело с некоторым расстоянием между коллективом и плоскостью изображения.

Учитывая изложенное, рассмотрим продольный астигматизм для наклонного зеркала, расположенного на некотором расстоянии $s = t$ от плоскости промежуточного изображения.

Обращаясь к меридиональному и сагиттальному инвариантам Гульстранда - Юнга, можем записать формулы

$$\frac{1}{t'} + \frac{1}{t} = \frac{2}{r \cos \varepsilon} \quad \text{и} \quad \frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2 \cos \varepsilon}{r}, \quad (500)$$

справедливые для зеркальной поверхности.

Составляя разность выражений (500), получаем

$$\frac{1}{t'} - \frac{1}{s'} = \frac{2}{r \cos \varepsilon} - \frac{2 \cos \varepsilon}{r} = \frac{2 \sin^2 \varepsilon}{r \cos \varepsilon}. \quad (501)$$

Следовательно, астигматическая разность

$$t' - s' = -2 \frac{t's'}{r} \frac{\sin^2 \varepsilon}{\cos \varepsilon}. \quad (502)$$

Полагая, что отрезки $t = s = kr$, и используя формулы (500), можно отрезки t' и s' выразить через радиус зеркала r . Таким образом,

$$\frac{1}{t'} = \frac{2}{r \cos \varepsilon} - \frac{1}{kr}; \quad \frac{1}{s'} = \frac{2 \cos \varepsilon}{r} - \frac{1}{kr}, \quad (503)$$

и формула (502) преобразуется:

$$t' - s' = -\frac{2}{r} \frac{\sin^2 \varepsilon}{\left(\frac{2}{r \cos \varepsilon} - \frac{1}{kr}\right) \left(\frac{2 \cos \varepsilon}{r} - \frac{1}{kr}\right) \cos \varepsilon}. \quad (504)$$

Умножая и сокращая в знаменателе, находим

$$t' - s' = -\frac{2rk^2 \sin^2 \varepsilon}{\left[4k^2 - 2k \left(\frac{1}{\cos \varepsilon} + \cos \varepsilon\right) + 1\right] \cos \varepsilon}. \quad (505)$$

Анализируя формулу (505), видим, что если коэффициент k , связывающий отрезки $t = s$ и радиус r , равен 0,1, то даже при угле наклона зеркала $\varepsilon = 15^\circ$ продольный астигматизм равен $0,0021r$. Его легко исправить при наличии в системе или коррекционного зеркала большого радиуса, или другого коррекционного элемента, например, наклонной плоскопараллельной пластинки.

Заметим, что значительный наклон зеркала-коллектива позволяет отказаться от вывода отраженных лучей при использовании явления полного внутреннего отражения, что существенно упрощает оптическую схему.

В качестве примера рассмотрим исправление продольного астигматизма наклонного коллективного зеркала добавлением к нему плоскопараллельной пластинки с таким же углом наклона 15° . При выполнении пластинки из стекла марки К8 с показателем преломления $n = 1,5163$ потребуется ее толщина $d = 10$ мм. Подобную пластинку можно выполнить в виде плоского зеркала толщиной $0,5d$, позволяющего сохранить направление оси до зеркального коллектива. Схема такого конструктивного узла показана на рис. 40.

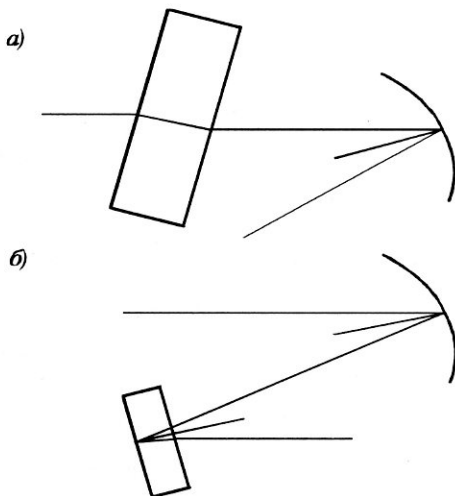


Рис. 40. Исправление продольного астигматизма наклонного зеркала:
 а - наклонной плоскопараллельной пластинкой;
 б - наклонным плоским зеркалом

В отличие от продольного наклонный астигматизм зеркального коллектива, совмещенного с плоскостью промежуточного изображения, не будет равен нулю. Для определения наклонного астигматизма можно было бы воспользоваться инвариантами наклонов меридионального и сагиттального изображений. Однако аналитическое определение наклонов изображений сопряжено с известными трудностями, поскольку все отрезки t , t' и s , s' для центрального луча обращаются в нуль и выражения инвариантов наклона переходят в неопределенность.

Поэтому для упрощения расчетов и большей наглядности целесообразно воспользоваться численным примером. На рис. 41 показан ход телецентрического пучка лучей, центральный луч которого проходит на расстоянии m_0 от центра отрагательной поверхности радиуса r .

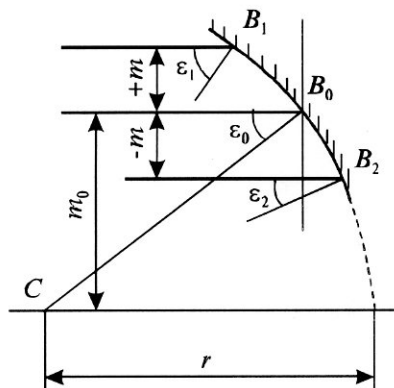


Рис. 41. Телецентрический ход лучей

Угол центрального луча с нормалью к поверхности зеркала одновременно равен углу падения ε_0 в некоторой точке B_0 встречи центрального луча с отрагательной поверхностью.

Значение этого угла определится из соотношения

$$\sin \varepsilon_0 = \frac{m_0}{r} = \sin \vartheta. \quad (506)$$

Также можно определить углы и для других лучей пучка, идущих на расстоянии $\pm m$ от центрального луча:

$$\sin \varepsilon_1 = \frac{m_0 + m}{r}; \quad \sin \varepsilon_2 = \frac{m_0 - m}{r}. \quad (507)$$

Расстояния точек B_1 и B_2 от плоскости, перпендикулярной центральному лучу и проходящей через точку B_0 его встречи с поверхностью, определяются как разности

$$t_1 = s_1 = r \cos \varepsilon_1 - r \cos \varepsilon_0 \quad \text{и} \quad t_2 = s_2 = r \cos \varepsilon_2 - r \cos \varepsilon_0. \quad (508)$$

Эти расстояния будут расстояниями предметных точек от отражательной поверхности.

Согласно меридиональному и сагиттальному инвариантам астигматизма можно найти отрезки t_1', s_1' и t_2', s_2' изображений предметных точек от точки отражения лучей от зеркала. Обратные значения этих отрезков выражаются формулами

$$\frac{1}{t'} = \frac{2}{r \cos \varepsilon} - \frac{1}{t}; \quad \frac{1}{s'} = \frac{2 \cos \varepsilon}{r} - \frac{1}{s}. \quad (509)$$

Численно, задавая значение радиуса поверхности $r = 100$, высоты центрального луча $m_0 = 30$ и высоты других лучей $m = \pm 10$, определим синусы углов по формулам (506) и (507): $\sin \varepsilon_0 = 0,3$; $\sin \varepsilon_1 = 0,4$; $\sin \varepsilon_2 = 0,2$. Соответственно получаем значения углов: $\varepsilon_0 = 17,458^\circ$; $\varepsilon_1 = 23,578^\circ$ и $\varepsilon_2 = 11,537^\circ$.

Используя формулы (508), находим отрезки $t_1 = s_1 = 3,744$ и $t_2 = s_2 = -2,590$.

Далее находим значения $2/r \cos \varepsilon$ и $2 \cos \varepsilon / r$ для первого из лучей, параллельного центральному:

$$\frac{2}{r \cos \varepsilon_1} = -0,022 \quad \text{и} \quad \frac{2 \cos \varepsilon_1}{r} = -0,018.$$

Затем по формулам (509) определяем отрезки t_1' и s_1' : $t_1' = -3,461$ и $s_1' = -3,504$. При этом астигматическая разность $t_1' - s_1' = 0,043$.

Аналогично для второго луча $t_2' = 2,734$; $s_2' = 2,729$; $t_2' - s_2' = 0,005$.

Полученные астигматические разности показывают, что, несмотря на значительный угол наклона зеркала, равный $17,458^\circ$, астигматизм для обоих лучей не превышает полупроцента размера изображения, что практически малоопутимо.

Рассмотрим перспективные преобразования, вносимые зеркальным коллективом. Если наклонное зеркало-коллектив совмещено с промежуточным изображением, имеет место совмещение сопряженных плоскостей

предмета и изображения с центром проекции. Происходящее при этом преобразование уже рассматривалось: см. формулы (33) для определения перспективных фокусных расстояний.

Поскольку для зеркальных коллективов углы наклона зеркал могут быть достаточно большими, следует ожидать, что и перспективные преобразования, создаваемые наклонными зеркалами, расположенными вблизи промежуточного изображения, также могут оказаться значительными.

При необходимости для устранения перспективных преобразований изображения можно предложить один из способов - использование в качестве зеркального коллектива пары наклонных зеркал, расположенных симметрично относительно плоскости промежуточного изображения.

Конструктивно эту задачу можно решить, используя пентапризму, у которой обе отражающие грани - сферические, выпуклые и имеют одинаковый радиус кривизны. В этом случае при симметричном расположении зрачков можно обеспечить строгое устранение перспективных преобразований изображения.

Компенсатор наклонного астигматизма

При рассмотрении свойств различных конструктивных узлов с использованием наклонных сферических зеркал выявлены нецентрированные aberrации - продольный и наклонный астигматизмы и кома.

Устранение продольного астигматизма и комы не вызывает затруднений, однако исправить наклонный астигматизм более сложно, и связано это с его компенсацией при сочетании двух базовых элементов, что не всегда удобно. Поэтому целесообразно иметь коррекционный узел, не обладающий оптической силой и создающий наклонный астигматизм, используемый в качестве компенсатора наклонного астигматизма основного силового компонента.

Таким компенсатором может служить совокупность двух тонких положительной и отрицательной линз, которые наклонены в разные стороны и образуют афокальную систему, размещаемую вблизи зрачка основной системы.

Схема компенсатора наклонного астигматизма показана на рис. 42. Полагая углы наклона ϑ_1 и ϑ_2 обеих линз и их оптические силы равными по абсолютному значению, но различными по знаку, нетрудно усмотреть, что продольный астигматизм таких линз одинаковый по абсолютному значению, но различается по знаку. Вследствие этого при малом расстоянии между линзами компенсатора происходит взаимная компенсация продоль-

ного астигматизма и сохраняется афокальность системы из двух линз. Однако в тех случаях, когда полевым углом ω станет равным углу наклона ϑ одной из линз, ее астигматизм будет устраняться, и тогда астигматизм пары линз будет определяться астигматизмом второй линзы. Поэтому изменение полевого угла ω в пределах от значения угла наклона ϑ до $-\vartheta$ связано с изменением знака астигматизма, что и обуславливает возникновение наклонного астигматизма.

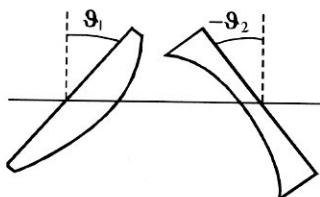


Рис. 42. Компенсатор наклонного астигматизма

Астигматическая разность отрезков $t' - s'$ тонкой линзы, совмещенной со зрачком, выражается формулой

$$t' - s' = -s' \sin^2 \varepsilon, \quad (510)$$

где угол ε луча с нормалью определяется разностью полевого угла ω и угла ϑ наклона линзы:

$$\varepsilon = \omega - \vartheta. \quad (511)$$

Таким образом, для первой линзы

$$t'_1 - s'_1 = -s'_1 \sin^2(\omega - \vartheta_1); \quad (512)$$

для второй линзы в обратном ходе лучей

$$\leftarrow \leftarrow \leftarrow \\ t'_2 - s'_2 = -s'_2 \sin^2(\omega - \vartheta_2). \quad (513)$$

Суммируя оба астигматизма, находим

$$\sum(t' - s') = -s' [\sin^2(\omega - \vartheta_1) - \sin^2(\omega + \vartheta_2)]. \quad (514)$$

После некоторых преобразований

$$\sum(t' - s') = -s' \sin 2\omega \sin 2\vartheta. \quad (515)$$

Формула (515) показывает, что астигматическая разность носит линейный характер относительно угла ω и обращается в нуль при $\omega = 0$.

Астигматизм системы из двух тонких линз, противонаклоненных друг к другу, был определен для пространства между этими линзами. Однако интерес представляет астигматизм в пространстве после компенсатора, когда изображение уходит в бесконечность. Поэтому следует оценивать астигматизм в диоптрийной мере.

Используя формулу (515) и помня, что при переходе линейных величин в диоптрийную меру необходимо взять их обратное значение, выраженное в метрах, умножаем правую часть этой формулы на 1000 и делим на квадрат отрезка s' . Таким образом, получаем

$$D'_t - D'_s = -\frac{1000}{s'} \sin 2\omega \sin 2\vartheta. \quad (516)$$

В проделанных выводах нигде не оговаривалась форма линз компенсатора, следовательно, можно, изменяя прогиб линз, воздействовать на устранение центрированных aberrаций всей системы.

Оборачивающая система

При использовании сферического зеркала, работающего с увеличением $V = -1$, сферическая aberrация, кома и хроматизм положения строго отсутствуют.

Наклон сферического зеркала, необходимый для вывода отраженных лучей из пространства, в котором шли падающие лучи, будет связан с возникновением продольного и наклонного астигматизмов.

Использование для вывода отраженных лучей поверхности, работающей как преломляющая и как отражающая (вследствие полного внутреннего отражения), требует заполнения пространства до и после отражающей поверхности массой стекла, что не всегда приемлемо. Поэтому блок наклонного зеркала должен быть разграничен с воздушным пространством преломляющими поверхностями.

Однако применение плоских разграничивающих поверхностей приводит к возникновению центрированной сферической aberrации и хроматизма положения. Во избежание этого в качестве разграничивающих поверхностей удобно использовать конфокальные поверхности, которые не вносят ни сферической aberrации, ни хроматизма положения. При этом оборачивающая система сохранится свободной от сферической aberrации

и хроматизма положения. Ее продольный астигматизм легко можно исправить с помощью коррекционной отрагательной поверхности, а наклонный астигматизм потребует дополнительных средств, например, добавления компенсатора наклонного астигматизма.

Схема подобной оборачивающей системы показана на рис. 43. Заметим, что наклонный астигматизм можно также устранить с помощью двух последовательно расположенных друг за другом оборачивающих систем.

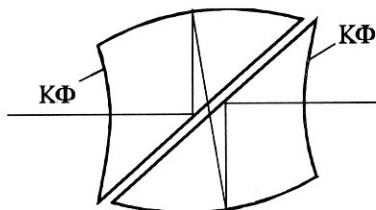


Рис. 43. Оборачивающая система из зеркально-конфокальных компонентов

ЧАСТЬ 3. КОНСТРУКЦИИ НЕКОТОРЫХ НЕЦЕНТРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Глава 6. Некоторые исторические сведения

Схема зеркального телескопа М.В. Ломоносова

Первой нецентрированной оптической системой является схема телескопа с наклонным главным зеркалом, предложенная М.В. Ломоносовым в 1748 г.

Как известно, первые оптические системы - зрительные трубы и простые микроскопы - появились в начале семнадцатого столетия; к ним относятся голландская зрительная труба, широко известная как галилеевская, и простой микроскоп А. Левенгука.

Первые оптические системы являлись линзовыми и обладали существенным недостатком - большим хроматизмом, что было обусловлено отсутствием стекол с различными дисперсиями. Это обстоятельство побудило И. Ньютона высказать предположение, что устранение хроматизма в линзовых системах невозможно и что для избежания хроматизма необходимо использовать зеркальные оптические системы.

Однако зеркальные оптические системы, выполненные как центрированные, обладали значительным экранированием, что существенно ограничивало возможность развития полей зрения и тем самым не способствовало созданию зрительных труб с относительно небольшими увеличениями.

Л. Эйлер придерживался другой точки зрения, полагая, что и в линзовых оптических системах хроматизм можно устранить при использовании стекол с различными дисперсиями.

Сам Эйлер излагал историю создания ахроматических систем следующим образом [2, с. 56]: "Наше мнение вскоре же подверглось яростным нападкам со стороны покойного Доллонда, который еще долгое время считал, что доказательство великого Ньютона обосновано настолько прочно, что не может быть ошибочным. Для подкрепления своего мнения он приступил к опытам над преломлением различных прозрачных веществ, в особенности разных сортов стекла. Эти опыты вполне подтвердили мое мнение, и Доллонд принужден был признать свою ошибку. Без сомнения, именно это важное открытие заставило искусного мастера с жаром приняться за усовершенствование обычных линз".

Мнение Эйлера было подтверждено Доллондом, создавшим в 1758 г. ахроматизированные линзовые объективы телескопа.

Возвращаясь к зеркальным оптическим системам, следует отметить, что для вывода отраженных лучей из пространства, в котором они падали на отражающие поверхности, приходилось прибегать к экранированию, доходившему до 50% по диаметру зрачка, что приводило к затенению его центральной части и ограничивало возможность развития полей зрения.

Определенные затруднения представляло также устранение прямой засветки изображения, требовавшее защитных бленд, имевших во многих случаях большие габаритные размеры.

На экранирование обратил свое внимание М.В. Ломоносов, предложивший для его устранения наклонить главное зеркало, иными словами, отказаться от центрированности оптической системы. Эти соображения были высказаны им в “Трудах по физике, астрономии и приборостроению” в разделе “Об усовершенствовании зрительных труб” [3, с. 342]: “Неудобства, связанные, повидимому, с этим изобретением, таковы: 1) наклонение зеркала объектива, которое должно изменять очертания предмета. Однако это изменение столь незначительно, что им можно пренебречь. В самом деле, пусть зеркало наклонено настолько, что его ось отстает от обычного положения на четыре градуса, что, удвоившись через отражение, составит восемь - наклонение, достаточное для выхода фокуса за окружность трубы; такое наклонение производит разность между наибольшим и наименьшим диаметрами зеркала, равную 1/120 их части, так что и изображение в глазу будет настолько же сужено. Такое различие между кругом и эллиптической фигурой в наблюдениях этого рода может быть сочтено ничтожным...”

Из этой выдержки становится известным угол наклона главного зеркала, что позволяет определить нецентрированные aberrации, возникающие вследствие наклона зеркала.

Равным образом угол наклона зеркала позволяет установить апертурный угол, с которым работает главное зеркало, а затем - центрированную сферическую aberrацию, если зеркало имеет сферическую форму.

Исходя из угла наклона зеркала и задаваясь значением его фокусного расстояния, определим численные значения возникающих aberrаций.

Апертурный угол не может превосходить угол наклона зеркала. Поэтому, принимая апертурный угол равным углу наклона зеркала, т.е. 4° или $0,07$ рад, а фокусное расстояние зеркала $f' = 1000$, находим значение центрированной сферической aberrации

$$\Delta s' = -m^2/8 f' = -0,6 .$$

Продольный астигматизм, вызванный наклоном зеркала,

$$z'_t - z'_s = -f' \sin^2 \omega = -1000 \cdot 0,0049 = -4,9;$$

наклонный астигматизм составит $\pm 4^\circ$.

Таким образом, продольный астигматизм получается примерно на порядок больше, чем продольная сферическая aberrация.

Для лучшей оценки aberrаций следует учитывать увеличение всей трубы, которое определится, исходя из фокусного расстояния окуляра. Так, используя окуляр с фокусным расстоянием $f' = 50$ мм, получаем видимое увеличение трубы $\Gamma = 20^X$. Перефокусировка окуляра на одну диоптрию будет составлять

$$f'^2 / 1000 = 50 \cdot 50 / 1000 = 2,5 \text{ мм.}$$

При усреднении фокусировки продольный астигматизм будет находиться в пределах от -1 до +1 дптр.

Выскажем одно предположение о конструктивной оптической схеме телескопа М.В.Ломоносова. Исходя из того, что непосредственное наблюдение изображения от наклоненного зеркала связано с возможностью затенения входящего пучка лучей головой наблюдателя, можем считать, что непосредственно перед окуляром было расположено плоское зеркало, наклоненное на угол 45° . При наличии подобного зеркала голова наблюдателя уже не сможет затенять головное зеркало.

Такое плоское зеркало могло быть сделано не металлическим, а стеклянным с внутренней отражающей поверхностью из ртутной амальгамы. При развертке этого зеркала его действие было бы эквивалентным действию плоскопараллельной пластинки, наклоненной к ходу центрального луча на угол 45° . Подобная наклоненная пластинка должна создавать положительный продольный астигматизм, который мог в той или иной степени компенсировать продольный астигматизм наклонного сферического зеркала.

Действительно, обращаясь к формуле (406) и полагая толщину зеркала 7 мм, что равносильно толщине пластинки $d = 14$ мм, определяем продольный астигматизм

$$t'_2 - s'_2 = (n^2 - 1) \frac{d \operatorname{tg}^2 \varepsilon_2}{n \cos \varepsilon_2} = 3,77,$$

что соизмеримо по абсолютному значению с астигматизмом, вызванным наклоном силового зеркала.

Биноклярные микроскопы

Создание биноклярных микроскопов, дающих возможность стереоскопического наблюдения объекта, впервые было осуществлено Грену в 1895 г. по схеме сочетания двух центрированных микроскопов, оси которых должны были пересекаться в центре наблюдаемого объекта.

Угол наклона осей обоих микроскопов по отношению к нормали к предметной плоскости определялся, с одной стороны, максимальной апертурой микрообъектива, а с другой - углом конвергенции глаза, равным отношению глазного базиса к удвоенному расстоянию от предмета до глаза наблюдателя. Таким образом, угол наклона осей обоих микроскопов составлял приблизительно 10° .

Если рассматривать отдельно работу наклоненного микроскопа, угол наклона оси микроскопа определяет угол наклона предметной плоскости к оси объектива. Следствием такого наклона является дефокусировка для точек предмета, не расположенных на оси микроскопа.

Значение дефокусировки можно выразить произведением тангенса угла наклона предметной плоскости ϑ на размер предмета y . Таким образом,

$$z = y \operatorname{tg} \vartheta. \quad (517)$$

Размер предмета y можно установить, исходя из фокусного расстояния микроскопа f'_M и полевого угла окуляра ω' :

$$y = f'_M \operatorname{tg} \omega'. \quad (518)$$

Фокусное расстояние микроскопа определяется через его увеличение

$$f'_M = \frac{250}{\Gamma}. \quad (519)$$

Для дефокусировки получаем формулу

$$z = \frac{250}{\Gamma} \operatorname{tg} \omega' \operatorname{tg} \vartheta. \quad (520)$$

Численно, задавая увеличение микроскопа $\Gamma = 50^X$ и полевой угол окуляра $\omega' = 15^\circ$, находим

$$z = 5 \operatorname{tg} 15^\circ \operatorname{tg} 10^\circ = 0,236$$

и, выражая значение дефокусировки в диоптрийной мере за окуляром,

$$D = \frac{z}{f_M'^2} 1000 = 9,44.$$

Полученный результат свидетельствует, что дефокусировка на краю поля выходит далеко за допустимые пределы. Однако, вводя некоторый наклон оси микрообъектива по отношению к оси всего микроскопа, т.е. децентрируя микрообъектив, можно устранить наклон плоскости изображения перед окуляром.

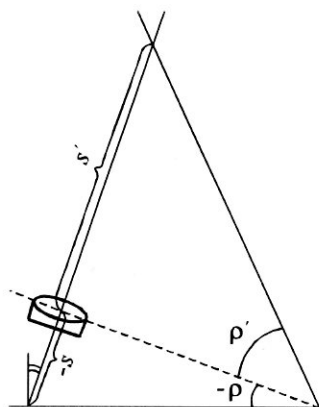


Рис. 44. Наклонный объектив микроскопа

Требуемая децентрировка микрообъектива рассчитывается следующим образом. Согласно рис. 44, на котором показан наклоненный объектив микроскопа, устанавливаем, что предметная плоскость, плоскость изображения и главные плоскости объектива должны пересекаться в одной и той же точке. Таким образом, углы наклона ρ и ρ' предметной плоскости и плоскости изображения к главным плоскостям микрообъектива связаны формулой

$$\frac{\operatorname{tg} \rho'}{\operatorname{tg} \rho} = \frac{s'}{s} = V. \quad (521)$$

С другой стороны, разность углов ρ' и ρ должна быть равной углу наклона предметной плоскости ϑ :

$$\rho' - \rho = \vartheta. \quad (522)$$

Если углы ρ' и ρ невелики, то приближенно

$$\vartheta = V\rho - \rho = (V - 1)\rho, \quad (523)$$

откуда угол наклона оси микрообъектива

$$\rho = \frac{\vartheta}{V - 1}. \quad (524)$$

Численно при увеличении микрообъектива $V = -5^X$ угол наклона оси микрообъектива составит

$$\rho = -10^\circ / 6 = 1^\circ 40'.$$

Подобный наклон оси микрообъектива, естественно, приводит к увеличению углового поля зрения микрообъектива.

Реализация требуемого угла наклона оси микрообъектива на практике осуществляется с помощью оправы микрообъектива, снабженной тремя юстировочными винтами, позволяющими наклонять ось микрообъектива в любом направлении.

Юстировочное устройство объективов микроскопа Грену схематически показано на рис. 45 (в литературе по микроскопии о работе этого устройства ничего не упоминается).

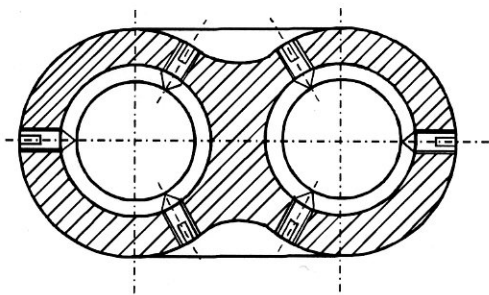


Рис. 45. Юстировочная оправа объективов микроскопа Грену

Одним из существенных недостатков бинокулярного микроскопа Грену являлось небольшое предметное расстояние и невозможность изменения увеличения при сохранении одних и тех же окуляров. Поэтому в дальнейшем вместо схемы микроскопа Грену стали использовать схему бинокулярного микроскопа с единым коллиматорным объективом, обладающим большим диаметром выходного зрачка, и двумя последующими телескопическими системами. Эта схема получила широкое распространение, так как в параллельном ходе лучей было можно разместить вращающиеся галилеевские системы, обеспечивавшие получение трех различных увеличений.

Схема бинокулярного микроскопа показана на рис. 46. Она относится к нецентрированным системам, составленным из двух центрированных, но не с единой, а с двумя параллельными осями.

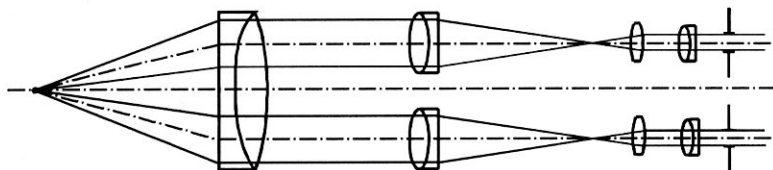


Рис. 46. Бинокулярный микроскоп

Нецентрированный перископ

Телескоп М.В. Ломоносова, как упоминалось, является первой нецентрированной оптической системой. Его поле зрения, как и в других телескопах, было невелико, поэтому подобные оптические системы имели весьма ограниченное применение.

Вполне естественно, что задача увеличения поля зрения представляла большой интерес, открывая путь к более широкому использованию нецентрированных систем. В этом направлении и была нами сделана попытка создания нецентрированного перископа с видимым увеличением, равным единице.

Подобная система была построена на основе симметричной конструкции, что существенно облегчало устранение центрированных aberrаций - комы, дисторсии и хроматизма увеличения. Предметное поле зрения у перископа с видимым увеличением, равным единице, должно было быть равно окулярному полю зрения.

В схемах обычных перископов с увеличением, близким к единице, при переходе от горизонтальной линии визирования к вертикальной оси перископа использовались плоские зеркала или призмы с отражающей гранью, составляющей с осью угол 45° .

Поскольку применение зеркал во многих случаях имеет преимущество перед линзовыми элементами, представлялось целесообразным заменить плоские зеркала сферическими с той или иной оптической силой. Однако большой угол наклона сферических зеркал, достигающий, как упоминалось, 45° , вызывал значительный нецентрированный астигматизм - продольный и наклонный.