

ГЛАВА XVI

ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ СИСТЕМЫ

Введение

Известны различного типа *компенсаторы* аберраций сферических зеркал. Их назначение — компенсировать аберрации, главным образом, сферическую и кому зеркальной части системы, без существенного нарушения при этом ее апохроматических свойств.

Некоторые типы такого рода компенсаторов, как увидим ниже, исключают необходимость придания поверхностям зеркал (или поверхностям линз) несферической формы, что при современной сложности технологии их изготовления является следствием весьма не мало-важным.

С этой точки зрения наибольший интерес представляют следующие три типа компенсаторов, разработанные за последние годы.

1. Афокальный двухлинзовый компенсатор ^[81] В. Н. Чуриловского (1934—1935 гг.), помещенный в *сходящемся пучке лучей*, отраженных от сферического зеркала или двух сферических зеркал (например, в схеме Кассегрена).

Применение компенсатора рационально в случае весьма длинно-фокусных систем с фокусными расстояниями порядка нескольких метров (1—10 м) и относительными отверстиями до 1:5.

2. Менисковый компенсатор Д. Д. МаксUTOва (1941—1942 гг.), помещенный в *параллельном пучке лучей*, т. е. впереди зеркальной части системы.

Применение компенсатора следует считать рациональным в случае систем с фокусными расстояниями до 1—2 м при относительных отверстиях до 1:2—1:3.

3. Афокальный двухлинзовый компенсатор Д. С. Волосова, Д. Ю. Гальперна и Ш. Я. Печатниковой (1942—1943 гг.), помещаемый в *параллельном пучке лучей*, т. е. впереди зеркальной части системы.

Применение компенсатора рационально в случае весьма светосильных систем с фокусными расстояниями до 0,5—1 м при относительных отверстиях до 1:1—1:1,5.

Одним из сравнительно давно известных разновидностей компенсаторов является линза Шмидта ^[1], представляющая собой весьма слабо рассеивающую пластину, одна из плоских граней которой *ретуширована*, т. е. имеет некоторые отклонения от плоскости, чем достигается компенсация отрицательной сферической аберрации зеркала. Будучи помещенной в центре кривизны сферического зеркала, она не нарушает также и исправления аберрации комы. Линза Шмидта, позволяя осуществить большие относительные отверстия при весьма совершенной коррекции аберраций, имеет принципиальный недостаток — несферичность формы одной из своих поверхностей.

Еще более стара идея, реализованная в *отражателе Манжана*, представляющем собой отрицательный линзовый мениск со сферическими поверхностями, выпуклая поверхность которого покрыта зеркальным слоем. Здесь реализована идея компенсации отрицательной сферической aberrации зеркала путем введения положительной сферической aberrации рассеивающего мениска. Однако, в подобных системах хроматические aberrации оставались не устраненными.

Известностью пользуется также двухлинзовый афокальный компенсатор Ф. Росса [1], устанавливаемый в *сходящемся пучке* лучей, отраженных от *параболического* зеркала.

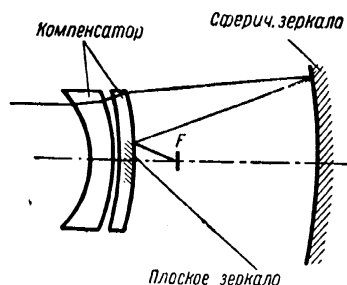


Рис. 57. Зеркально-линзовая двухменисковая система.

назвавшим системы этого типа *менисковыми*. Метод расчета этих систем излагается ниже.

Несколько позднее, когда в результате численных расчетов выяснилась невозможность достижения в менисковых системах достаточно совершенной коррекции aberrаций широких наклонных пучков при больших относительных отверстиях и малых расстояниях мениска от зеркала, Д. С. Волосовым были предложены и в начале 1942 г. разработаны двухменисковые системы (рис. 57).

Однако и эти системы полностью не устраняли некоторых принципиальных недостатков менисковых систем: во-первых, они не давали достаточно совершенной коррекции для больших относительных отверстий и больших углов поля зрения; во-вторых, системы оказались довольно трудными в изготовлении и требовали специальных приемов контроля изготовления и сборки.

Типом компенсатора, в котором полностью удалось устранить указанные ограничения, явился, как было указано выше, разработанный нами *двухлинзовый афокальный компенсатор, установленный в параллельном пучке лучей*.

Анализ этого компенсатора будет дан ниже.

Там же будет рассмотрена лишь простейшая комбинация «афокальный компенсатор — сферическое зеркало». Однако, очевидно, *любую из ранее известных схем* (Ньютона, Фершеля, Кассегрена, Гре-

гори) можно преобразовать в новую систему с афокальным компенсатором.

§ 1. Менисковый компенсатор

При выводе формул менискового компенсатора последний надлежит рассматривать, как мениск *конечной* толщины ($d_m \neq 0$). Это требование является следствием того, что кривизны преломляющих поверхностей у такого рода мениска относительно велики и, таким образом, они оказываются работающими в условиях больших относительных отверстий, хотя оптическая сила мениска в целом обычно невелика.

Таким образом, менисковый компенсатор обладает пятью свободными параметрами: оптической силой (ϕ), одним из радиусов кривизны

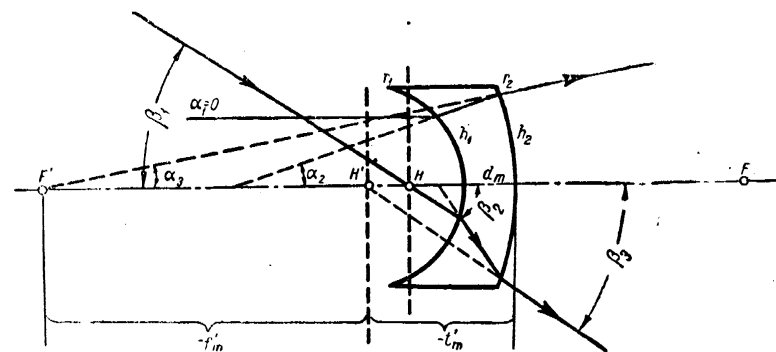


Рис. 58. Схема менискового компенсатора.

визны (r_1), толщиной (d_m), показателем преломления стекла n и дисперсией стекла Δn .

Кроме того, рациональный выбор положения компенсатора относительно катоптрической части системы может также явиться параметром.

1. Условие ахроматичности мениска. Воспользуемся известными формулами линз конечной толщины (рис. 58):

$$f'_m = \frac{nr_1r_2}{(n-1)A},$$

$$t'_m = -\frac{r_2d_m}{A},$$

$$A = n(r_2 - r_1) + (n-1)d_m,$$

где f'_m — фокусное расстояние системы со стороны пространства изображений, t'_m — расстояние второй главной точки от последней поверхности мениска.

Расстояние (s'_m) второго фокуса (F') от последней поверхности мениска выразится равенством:

$$s'_m = f'_M + t'_m.$$

Зададимся условием ахроматизации мениска для некоторых длин волн λ_1 и λ_2 .

Написав выражение для s'_{λ_1} и s'_{λ_2} и положив

$$s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2} = 0,$$

после некоторых преобразований, в которых приближенно принимается, что $n_{\lambda_1} \cdot n_{\lambda_2} \approx n^2$ находим:

$$\rho_2 = \frac{\rho_1 \left[\rho_1 \cdot \frac{d_m (n-1)^2}{n^2} - 1 \right]}{\frac{2(n-1)d_m}{n} \rho_1 - 1 - \left[\frac{(n-1)d_m}{n} \rho_1 \right]^2}, \quad (1)$$

где $\rho = \frac{1}{r}$ — обратные величины радиусов кривизн.

Пренебрегая величиной $\left[\frac{(n-1)d_m}{n} \rho_1 \right]^2$ второго порядка малости, имеем:

$$\rho_2 \approx \frac{\rho_1 \left[\rho_1 \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 d_m - 1 \right]}{\frac{2(n-1)d_m}{n} \rho_1 - 1}.$$

Последнее выражение можно представить в таком виде:

$$r_1 - r_2 \approx \frac{2(n-1)}{n} d_m - \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 \frac{r_2}{r_1} d_m. \quad (2)$$

В первом приближении можно положить, что отношение $\frac{r_1}{r_2} \approx 1$; отсюда находим приближенное условие ахроматичности:

$$r_1 - r_2 \approx \frac{n^2 - 1}{n^2} d_m. \quad (3)$$

2. Оптическая сила ахроматического мениска. Из известной формулы

$$\varphi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2}{n} \frac{d_m}{r_1 r_2}, \quad (3')$$

приняв во внимание приближенное условие (3), находим:

$$\varphi = \frac{1}{f'_M} \approx - \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 \frac{d_m}{r_1 r_2}. \quad (4)$$

Расстояния главных точек от поверхностей мениска определяются выражениями:

$$t_m = \frac{n r_1}{n-1}; \quad t'_m = \frac{n r_2}{n-1}, \quad (4')$$

или, приближенно:

$$t_m \approx t'_m \approx \pm \sqrt{-f'_M d_m}. \quad (4'')$$

Знак плюс (+) перед знаком корня берется в случае, когда мениск обращен выпуклой поверхностью в сторону пространства предметов: в противном случае берется знак минус (—).

3. Сферическая aberrация ахроматического мениска. Из условия ахроматизации, представленного в переменных Ланге, имеем:

$$-\frac{\Delta n}{n-1} \alpha_2 - h_2 \frac{\Delta n}{n-1} (1 - \alpha_2) = 0, \quad (5)$$

где α_2 — угол первого вспомогательного параксиального луча с оптической осью после его преломления через первую поверхность мениска; h_2 — высота пересечения этого луча со второй поверхностью мениска; $\Delta n = n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$. Выражение (5) написано в предположении, что $h_1 = 1$, $\alpha_1 = 0$, $\alpha_3 = 1$.

Из (5) находим:

$$h_2 = - \frac{\alpha_2}{1 - \alpha_2}. \quad (6)$$

Напишем выражение для первого коэффициента Зейделя (S_I), определяющего сферическую aberrацию системы, в тех же переменных Ланге:

$$S_I = \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left[\frac{\alpha_2^3}{n} + h_2 (1 - \alpha_2)^2 \left(1 - \frac{\alpha_2}{n} \right) \right]. \quad (7)$$

После учета условия (6) и обратив внимание, что

$$\alpha_2 = \frac{n-1}{n \bar{r}_1}, \quad (8)$$

где $\bar{r}_1$ — приведенный радиус, после подстановки в (7) находим:

$$S_I = \frac{n}{n-1} \frac{1}{\bar{r}_1} \left(\frac{n^2-1}{n^2} \frac{1}{\bar{r}_1} - 1 \right).$$

Так как величина $\frac{n^2-1}{n^2 \bar{r}_1} \gg 1$, приближенно имеем:

$$S_I \approx \frac{n+1}{n} \frac{1}{\bar{r}_1^2}. \quad (9)$$

Из формулы (4), положив $\bar{r}_1 \cdot \bar{r}_2 \approx \bar{r}_1^2$ после учета (9), получим:

$$S_I \approx -\frac{n(n+1)}{(n-1)^2 \bar{d}_m}, \quad (10)$$

где $\bar{d}_m$ — приведенная толщина мениска.

Напишем теперь выражение продольной сферической aberrации третьего порядка для случая бесконечно удаленного объекта:

$$\Delta S' = \frac{1}{2} \frac{n(n+1)}{(n-1)^2} \frac{h_m^2}{\bar{d}_m}, \quad (11)$$

где h_m и $\bar{d}_m$ уже реальные величины, т. е. взятые при реальном фокусном расстоянии мениска.

Таким образом, сферическая aberrация третьего порядка ахроматического компенсатора не зависит от формы мениска. Вместе с тем следует иметь в виду, что хотя величина $\Delta S'$ и зависит лишь от h_m и $\bar{d}_m$, но форма мениска влияет на его оптическую силу φ и, таким образом, aberrация $\Delta S'$ в пространстве изображений, т. е. после зеркальной части системы (см. ниже) — изменяется.

4. Хроматизм увеличения. Эта aberrация равна отношению:

$$\Delta = \frac{f'_{\lambda_1} - f'_{\lambda_2}}{f'} 100\% = (\varphi_{\lambda_1} - \varphi_{\lambda_2}) f' \cdot 100\%.$$

Наличие хроматизма увеличения является следствием того, что оптическая сила мениска φ является функцией показателя преломления.

Из (3') имеем:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + \frac{(n^2 - 1)}{n^2} \frac{d_m}{r_1 r_2}.$$

Приняв во внимание условие (2), находим:

$$\Delta = \left(1 - \frac{r_2}{r_1}\right) \Delta n \cdot 100\%. \quad (12)$$

Если оставаться в пределах той точности, с которой установлено условие (3'), т. е. если принять $\frac{r_2}{r_1} \approx 1$, получим:

$$\Delta = 0. \quad (12')$$

Таким образом, менисковый компенсатор можно считать исправленным в отношении хроматизма увеличения с той же степенью точности, с которой он исправлен в отношении хроматизма положения. Естественно, что, если в результате исправления системы, отношение $\frac{r_2}{r_1}$ окажется существенно отличным от единицы, следует изменить равенство (12).

5. Сферохроматическая aberrация. Хроматическая разность сферических aberrаций определяется как изменение хроматической aberrации при переходе от параксиальных лучей к лучам пересекающим входной зрачок системы на высоте h :

$$\delta = (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_h - (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_0. \quad (13)$$

В случае выполнения условия (3), имеем:

$$(s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_0 = 0.$$

Отсюда:

$$\delta = (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_h. \quad (13')$$

Оставаясь в области aberrаций третьего порядка, очевидно, можно написать:

$$\delta = \frac{\partial \Delta S'}{\partial n} \Delta n, \quad (14)$$

где

$$\Delta S' = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f_M} S_I.$$

Отсюда находим:

$$\delta = -\frac{h^2}{2} \frac{f'_M \frac{\partial S_I}{\partial n} - S_I \frac{\partial f'_M}{\partial n}}{f_M'^2} \Delta n. \quad (14')$$

Приняв во внимание равенство (12), из (14') имеем:

$$\delta = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f_M} \frac{\partial S_I}{\partial n} \Delta n. \quad (15)$$

Дифференцируя равенство (6'), рассматривая α_2 и h_2 как функции n , находим:

$$\frac{\partial S_I}{\partial n} = \frac{n}{(n-1)^2} \left(n \frac{\partial K}{\partial n} - \frac{2}{n-1} K \right), \quad (16)$$

где переменная K с точностью до величин высших порядков малости равна:

$$K \approx (n+2 - \bar{d}_m \alpha_2^2) \frac{\alpha_2^2}{n}.$$

Отсюда определяем:

$$\frac{\partial K}{\partial n} \approx \frac{2\alpha_2}{n} \frac{\partial \alpha_2}{\partial n} (n+2 - 2\bar{d}_m \alpha_2^2) - \frac{\alpha_2^2}{n^2} (2 - \bar{d}_m \alpha_2^2),$$

где (равенство 8)

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial n} = \frac{1}{n^2 r_1}.$$

После подстановки последних выражений в равенство (16) и учета (15) и (4), находим:

$$\delta = -\frac{n+1}{2(n-1)^3} \frac{h^2}{d_m} \Delta n, \quad (17)$$

где $\Delta n = n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$.

Таким образом, сферохроматическая абберация ахроматического компенсатора не зависит от формы мениска, а зависит лишь от его толщины.

Из сопоставления (17) и (11), имеем:

$$\delta = -\frac{\Delta s'}{n\nu}, \quad (18)$$

где $\Delta s'$ — продольная сферическая абберация менисового компенсатора; ν — показатель Аббе.

Из (17) следует:

1. Рациональность применения стекол с возможно малым Δn (кроны).

2. Для существующих стекол сферохроматическая абберация менисового компенсатора приблизительно в 100 раз меньше его сферической абберации.

6. **Вторичный спектр.** Если мениск ахроматизован для длин волн λ_1 и λ_2 , т. е. если выполнено условие $s'_{\lambda_1} = s'_{\lambda_2}$, то величина вторичного спектра представится разностью:

$$s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda} = s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda},$$

где λ — та длина волны, которой соответствует точка перегиба кривой $s'_{\lambda} = F(\lambda)$ вторичного спектра.

Следствием исправления хроматизма положения (равенство 5) является условие:

$$\bar{A} = \alpha_2 - h_2(1 - \alpha_2) = 0. \quad (19)$$

Величина $\bar{A}$ тождественно равна нулю при всех значениях Δn . Таким образом, вторичный спектр у ахроматического мениска отсутствует или, говоря строже, настолько мал, что при всякого рода расчетах может не приниматься во внимание.

7. **Кома ахроматического мениска.** Пусть плоскость входного зрачка совмещена с передней главной плоскостью мениска.

Обозначив через β углы с оптической осью второго вспомогательного параксиального луча, проходящего через центр входного зрачка, имеем:

$$\beta_1 = \beta_3.$$

Положив $\beta_1 = 1$ и $y_1 = \frac{t_m}{f_M}$ и воспользовавшись равенствами (4') и (6), после ряда преобразований можно получить следующее выра-

жение для второй суммы Зейделя (S_{II}), определяющей абберацию комы

$$S_{II} = \pm \frac{f'_M}{(n-1)r_1}. \quad (20)$$

Верхний знак (+) [берется при положении мениска, указанном на рис. 58.

Воспользовавшись (4), находим:

$$S_{II} \approx \pm \frac{n}{(n-1)^2} \sqrt{-\frac{f'_M}{d_m}}, \quad (21)$$

где d_m — реальная толщина мениска, т. е. взятая при фокусном расстоянии f'_M .

Меридиональная кома (третьего порядка) мениска для случая бесконечно удаленного объекта определится соотношением:

$$\delta g' = \pm \frac{3}{2} \frac{\lg \omega}{n-1} \frac{h_m^2}{r_1}, \quad (22)$$

где ω — угол поля зрения.

8. **Астигматизм и кривизна поля.** Третья сумма Зейделя (S_{III}), определяющая астигматизм, выразится:

$$S_{III} = \frac{1}{n(n-1)}. \quad (23)$$

Эта формула выведена при тех же условиях, которые были допущены в предыдущем пункте.

Четвертый коэффициент Зейделя (S_{IV}), определяющий кривизну поверхности изображения, определится из его общего выражения:

$$S_{IV} = -\sum \frac{f'_r}{r} \Delta \frac{1}{n}.$$

Приняв во внимание условие (3) и равенство (4) находим:

$$S_{IV} = \frac{n+1}{n}. \quad (24)$$

Таким образом, ни величина S_{III} , ни величина S_{IV} не зависят от конструктивных элементов компенсатора. Заметим, что величина S_{IV} , существенно отличается от значений этого коэффициента для случаев тонких компонентов, который для них равен $\frac{1}{n}$.

9. **Дисторсия.** Полагая попрежнему, что входной зрачок совмещен с передней главной плоскостью мениска, после некоторых преобразований, находим выражение для пятого коэффициента Зейделя (S_V), определяющего дисторсию:

$$S_V = \frac{1}{n^2(n-1)^2} - \frac{1}{n} - \frac{1}{n^2(1-\alpha_2)} \left[\frac{(1-\alpha_2)(1-\alpha_2)}{\alpha_2} - \frac{(n-\alpha_2)\alpha_2}{(n-1)^2(1-\alpha_2)} \right],$$

где α_2 — угол первого вспомогательного луча с оптической осью после преломления луча через первую поверхность. Имея в виду, что во всех практически интересных случаях $\alpha_2 \gg 1$, находим:

$$S_V \approx 0. \quad (24')$$

10. О зависимости между изменениями хроматической и сферической аберраций компенсатора. Установленные выше соотношения выведены в предположении, что мениск ахроматизован, т. е. что выполнено условие (3).

Как мы увидим ниже (§ 2), наличие сферохроматической аберрации (равенство 17) делает рациональным, в частности, в случае светосильных систем, введение хроматической аберрации в параксиальной области в целях ахроматизации системы для некоторой зоны отверстия.

В предположении, что оптическая сила (φ) и толщина (d_m) компенсатора остаются неизменными, определим влияние изменения параметра r_1 на изменение аберраций компенсатора.

Написав полный дифференциал функции φ (равенство 3') и положив $d\varphi = 0$, находим:

$$\Delta r_2 = \frac{[nr_2 + (n-1)d_m]r_2}{[nr_1 - (n-1)d_m]r_1} \Delta r_1. \quad (25)$$

Написав дифференциал функции Σhu , определим затем изменение хроматической аберрации:

$$(\delta \Delta s')_{\text{chr.}} = -\frac{2\Delta n}{n-1} \frac{\Delta r}{r_1} f'_m. \quad (26)$$

Из (25), (26) и (3) после некоторых преобразований, находим разность ($r_1 - r_2$) радиусов мениска, имеющего хроматическую аберрацию $(\delta \Delta s')_{\text{chr.}}$:

$$r_1 - r_2 \approx \frac{n^2 - 1}{n^2} d_m - \left(\frac{n-1}{n}\right)^2 \frac{d_m}{f'_m \Delta n} (\delta \Delta s')_{\text{chr.}} \quad (27)$$

Определив дифференциал функции S_I (равенство 7), находим затем зависимость между изменением величины Δr_1 и изменением сферической аберрации компенсатора $(\delta \Delta s')_{\text{sph.}}$:

$$(\delta \Delta s')_{\text{sph.}} = \frac{h_m^2 f'_m}{n} \cdot \frac{\Delta r}{r_1^3}. \quad (28)$$

Из (26) и (28) имеем:

$$(\delta \Delta s')_{\text{sph.}} = \frac{1}{2} \frac{n}{(n-1)\Delta n} \frac{h_m^3}{d_m f'_m} (\delta \Delta s')_{\text{chr.}}. \quad (29)$$

Заметим, что условие (3) является частным случаем $[(\delta \Delta s')_{\text{chr.}} = 0]$ уравнения (27).

§ 2. Система „менисковый компенсатор — сферическое зеркало“

Рассмотрим основной вариант менисковых систем (рис. 59).

Сферическая аберрация третьего порядка ($\Delta S'$) такой системы для случая бесконечно удаленного объекта выразится формулой:

$$\Delta S' = -\frac{1}{2} \frac{h_m^3}{h'F'} S_I, \quad (30)$$

где F' — фокусное расстояние системы; h_m — высота пересечения крайним лучом осевого пучка плоскости входного зрачка; S_I — пер-

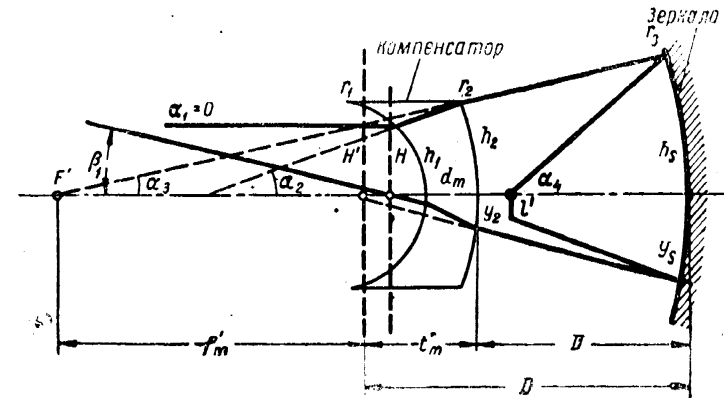


Рис. 59. Схема системы „менисковый компенсатор — сферическое зеркало“.

вый коэффициент Зейделя, который применительно к рассматриваемому случаю, может быть представлен в следующем виде:

$$S_I = \left(\frac{F'}{f'_m}\right)^3 S_I^{(1)} + \frac{h_s}{F'} P_s^*, \quad (31)$$

где $S_I^{(1)}$ — первый коэффициент Зейделя, относящийся к мениску конечной толщины (равенство 10); P_s^* — так называемый *внешний* параметр [1] зеркала, определяющий его аберрацию и зависящий от радиуса зеркала и положения плоскости предмета относительно зеркала; h_s — высота пересечения крайним лучом осевого пучка плоскости зеркала, связанная с высотой h_m соотношением:

$$h_s = h_m \left(1 - \frac{\bar{D}}{f'_m}\right), \quad (32)$$

где $\bar{D}$ — расстояние от второй главной плоскости мениска до зеркала; f'_m — фокусное расстояние мениска.

Воспользовавшись приемом разделения переменных [1], т. е. представив переменную P_s^* как функцию некоторой новой величины P_s , зависящей в нашем случае лишь от радиуса зеркала и численно равной $-\frac{1}{4}$, а также учтя полученное выше соотношение (11), после некоторых преобразований получим:

$$(2s_0 - r_s)^2 \Delta s' + r_s^2 \Delta s' = -\frac{h_s^2 (s_0 - r_s)^2}{r_s}, \quad (33)$$

где r_s — радиус зеркала; $\Delta s'$ — сферическая aberrация компенсатора (равенство 11), $\Delta s'$ — сферическая aberrация всей системы; s_0 — расстояние от изображения, даваемого мениском, до вершины зеркала.

1. Условие исправления сферической aberrации системы. Положив в уравнении (33) величину $\Delta s' = 0$, находим:

$$\Delta s' = -\frac{h_s^2 (s_0 - r_s)^2}{r_s^3}. \quad (34)$$

Воспользовавшись (11) и (34), получим условие, которому должна удовлетворять система, исправленная в отношении сферической aberrации третьего порядка:

$$\frac{1}{2} \frac{n(n+1)}{(n-1)^2} \frac{h_m^2}{d_m} = -(s_0 - r_s)^2 \frac{h_s^2}{r_s^3}, \quad (35)$$

где $s_0 = f'_m - \bar{D}$.

2. Условие исправления комы. Условие исправления aberrации комы выведем в предположении, что сферическая aberrация системы исправлена и, следовательно, без ограничения общности выводов, можно задаться произвольным положением плоскости входного зрачка. Пусть плоскость последнего совмещена с передней главной плоскостью мениска. Выражение для второго коэффициента Зейделя (S_{II}), определяющего aberrацию комы, в этом случае может быть написано в виде:

$$S_{II} = \left(\frac{F'}{f'_m}\right)^2 S_{II}^{(1)} + y_s P_s^* + W_s^*, \quad (36)$$

где $S_{II}^{(1)}$ — второй коэффициент Зейделя, относящийся к мениску (равенство 21); P_s^* и W_s^* упомянутые выше *внешние* параметры зеркала, определяющие его aberrации при заданном положении плоскости предмета и входного зрачка; y_s — высота пересечения плоскости зеркала вторым вспомогательным параксиальным лучом. Воспользовавшись приемом разделения переменных, т. е. представив переменные P_s^* и W_s^* как функции внутренних параметров P_s и W_s ,

зависящих лишь от конструктивных элементов компонента,¹ и произведя соответствующую замену в уравнении (36), получим

$$S_{II} = \pm \frac{n}{(n-1)^2} \sqrt{-\frac{f'_m}{d_m} \left(\frac{F'}{f'_m}\right)^2} + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\bar{D}}{f'_m}\right) \left(2 + \frac{\bar{D}}{F'}\right) \left(1 - \frac{F'^2}{f_m^2}\right), \quad (37)$$

или, приближенно:

$$S_{II} \approx \pm \frac{n}{(n-1)^2} \sqrt{-\frac{f'_m}{d_m} \left(\frac{F'}{f'_m}\right)^2} + \frac{1}{4} \frac{\bar{D}}{F'} \left(1 - \frac{2F'}{f'_m}\right) + \frac{1}{2}. \quad (38)$$

Отсюда можно определить положение мениска относительно зеркала, при котором кома системы исправлена ($S_{II} = 0$):

$$\bar{D} = -\left[1 \pm \frac{2n}{(n-1)^2} \sqrt{-\frac{f'_m}{d_m} \left(\frac{F'}{f'_m}\right)^2}\right] \frac{2F'}{1 - \frac{2F'}{f'_m}}. \quad (39)$$

Напомним, что (равенство 4''):

$$\bar{D} = -t'_m + D = \pm \sqrt{-f'_m d_m} + D, \quad (40)$$

где D — расстояние от мениска до зеркала;

t'_m — расстояние второй главной плоскости мениска от вершины его второй поверхности;

$\bar{D}$ — расстояние второй главной плоскости мениска от вершины зеркала.

Заметим, что установленное условие для выбора $\bar{D}$ (равенство 39) не всегда оказывается практически реализуемым; мы имеем ввиду, те случаи, когда особые требования предъявляются к сокращению габаритов системы. Как показали исследования автора, в этих случаях оказывается рациональным применение не одного ахроматического менискового компенсатора, а системы двух рядом расположенных менисков (рис. 57); в последнем случае оказывается возможным в более широкой степени влиять на параметр f'_m и, следовательно, на величину $\bar{D}$, не отказываясь при этом от удовлетворения условия апланатичности системы и не вводя при этом чрезмерно большой толщины компенсатора d_m . Эта идея была реализована автором в 1942 г. (расчеты инж. А. Е. Шахнович) при разработке ряда сверхсветосильных систем (с относительным отверстием 1:1), в которых условие малых габаритов имело особо важное значение.

¹ В случае отражающей сферы $P_s = -\frac{1}{4}$, $W_s = +\frac{1}{2}$ при условии $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = +1$; α_1 и α' — углы первого параксиального луча с оптической осью до и после отражения луча от зеркала.

Системы обладали весьма совершенным исправлением асимметрических ошибок в широких наклонных пучках.

3. Собственно расчет системы. Конструктивные элементы системы при заданном ее фокусном расстоянии F' могли бы быть найдены из совместного решения уравнений (32), (35), (39) и уравнения масштаба:

$$\frac{n'_2}{F'} = \frac{n'_1}{f'_m} + \frac{n'_2}{f'_s} - \frac{\bar{D}}{n'_1} \cdot \frac{n'_1}{f'_m} \cdot \frac{n'_2}{f'_s}, \quad (41)$$

где $f'_s = \frac{1}{2} r_s$ — фокусное расстояние зеркала; $n'_1 = -n'_2 = 1$ и последующего применения условий (3), (4) и (40) для нахождения r_1 , r_2 и D .

Однако такое их совместное решение оказывается задачей нелегкой. Можно рекомендовать следующий путь.

Вместо строгого выполнения условия (39), решая задачу в первом приближении, примем грубо приближенное условие:

$$\bar{D} \approx -\frac{2F'}{1 - \frac{2F'}{f'_m}}. \quad (42)$$

Совместное решение (32), (35), (39) и (41) приводит к кубическому уравнению относительно f'_m :

$$\left(\frac{f'_m}{F'}\right)^3 - \left(\frac{f'_m}{F'}\right)^2 + \frac{4n(n+1)}{(n-1)^2 d_m} F' \left(\frac{f'_m}{F'}\right) - \frac{8n(n+1)}{(n-1)^2 d_m} F' = 0. \quad (43)$$

Для его решения можно было бы воспользоваться, например, трисекционным методом, положив

$$\frac{f'_m}{F'} = x + \frac{1}{3},$$

и преобразовав уравнение (43) к виду:

$$x^3 - qx - R = 0. \quad (43')$$

Поскольку в нашем случае $27R^2 < 4q^3$, корень уравнения (43'), как известно, определится из формулы:

$$x = \frac{2}{\sqrt{3}} q^{\frac{1}{3}} \cos \frac{1}{3} \varphi, \text{ где } \cos \varphi = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{R}{q^{\frac{3}{2}}}. \quad (43'')$$

Остальные два корня практического интереса не представляют. Однако, для удобства последующих выкладок, вместо точного решения (43'') рационально принять следующее приближенное реше-

ние уравнения (43):

$$\frac{f'_m}{F'} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{n-1} \sqrt{-\frac{n(n+1)}{d_m} F'}; \quad (44)$$

при этом, как показали исследования, погрешность не превышает 0,5—1% от искомой величины f'_m , т. е. точность для нашего случая вполне достаточная. Заметим, что выбор толщины мениска (d_m) в равенстве (44) пока еще ограничен лишь технологическими нормами, т. е. величина d_m выбирается соответственно диаметру мениска, определенному из относительного отверстия системы.

Ниже будет указан рациональный выбор величин d_m и n , исходя из условия аналитичности.

Решение (44) ограничивается областью aberrаций третьего порядка. С возрастанием относительного отверстия начинают сказываться aberrации высших порядков. Для компенсации последних, как показали численные исследования, оказывается достаточным выражение (44) дополнить одним членом разложения вида $k \frac{F'}{d_m}$, и формула (44) принимает вид:

$$\frac{f'_m}{F'} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{n-1} \sqrt{-\frac{n(n+1)}{d_m} F'} + k \frac{F'}{d_m}, \quad (45)$$

где k — некоторый коэффициент, изменяющийся в очень нешироких пределах при изменении показателя преломления стекол мениска и зависящий лишь от относительного отверстия системы (рис. 60):

$$k \approx -\frac{1}{3} \left| \frac{2h}{F'} \right|. \quad (45')$$

Таким образом, определив f'_m из (45), находим величину $\bar{D}$ уже не из равенства (42), а из равенства (39) и величины D , r_1 , r_2 , и f'_s из равенств (40), (3), (4) и (41):

$$r_1 = \frac{1}{2} \frac{n^2-1}{n^2} d_m + \frac{n-1}{n} \sqrt{-f'_m d_m}, \quad (46)$$

$$r_2 = r_1 - \frac{n^2-1}{n^2} d_m, \quad (47)$$

$$r_s = 2f'_s = \left(\frac{f'_m - \bar{D}}{f'_m + F'} \right) 2F'. \quad (48)$$

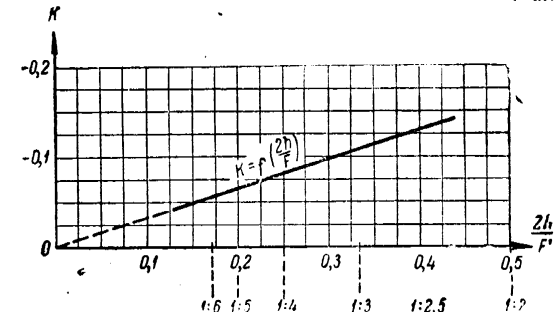


Рис. 60. График зависимости коэффициента k от относительного отверстия менисковой системы.

Выбор знака перед корнем равенства (46) оговорен выше (§ 1, п. 7).

4. Интерполяционные формулы. Как показывает опыт расчета менисковых систем различных оптических характеристик, применение предложенного метода расчета уже непосредственно приводит к достаточно совершенно скорректированной системе.

В случае расчета сверхсветоильных систем, когда необходима более тонкая коррекция aberrаций, расчет во *втором приближении* удобно производить методом интерполяции (опираясь на результат тригонометрического расчета хода лучей через систему, рассчитанную в первом приближении по указанным выше формулам), выбрав в качестве независимой переменной фокусное расстояние f'_M мениска.

В качестве интерполяционной формулы рекомендуется:

$$\Delta f'_M = \frac{(n+1)^2 d_m f'^3_M}{n(n+1)F^2 h^2} (\delta \Delta S')_{\text{sph.}}, \quad (49)$$

где $(\delta \Delta S')_{\text{sph.}}$ — взятая с обратным знаком сферическая aberrация, вычисленная из тригонометрического расчета крайнего луча осевого пучка.

Определив поправку $\Delta f'_M$ для величины f'_M находим во *втором приближении* те же величины r_1 , r_2 и f'_3 из (46), (47) и (48).

Выполнение условия Штебле-Лигоцкого достигается, как видели выше, выбором положения мениска D относительно зеркала. Если сферическая aberrация системы исправлена, можно получить следующее выражение для условия Штебле-Лигоцкого:

$$\tau_1 = \frac{\Delta F'}{F'} = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{F'} \right)^2 S_{II}, \quad (50)$$

где $\Delta F'$ — разность фокусных расстояний системы, вычисленных для некоторой зоны h отверстия и параксиальной области.

Из (38) и (40) после их дифференцирования по D находим:

$$\Delta S_{II} = \frac{1}{4F'} \left(1 - \frac{2F'}{f'_M} \right) \Delta D. \quad (51)$$

Дифференцируя $\Delta F'$ по S_{II} (равенство 50) и принимая во внимание (51), получим весьма удобную интерполяционную формулу для $\delta \Delta F'$:

$$\delta \Delta F' = \frac{1}{8} \left(\frac{h}{F'} \right)^2 \left(1 - \frac{2F'}{f'_M} \right) \Delta D. \quad (52)$$

Зная из тригонометрического расчета того же луча величину $\Delta F'$, можно, воспользовавшись (52), вычислить необходимое изменение ΔD , компенсирующее эту aberrацию.

5. О сферохроматической aberrации системы. Воспользовавшись (17), находим хроматическую разность сферической aberrации системы:

$$\delta = \frac{n+1}{2(n-1)^3} \frac{h^2}{d_m} \left(\frac{F'}{f'_M - \bar{D}} \right) \Delta n. \quad (53)$$

Если уравнение (44) написать приближенно:

$$f'_M \approx F' \sqrt{1 - \frac{4n(n+1)}{(n-1)^2 d_m} F'} \quad (53')$$

и подставить в выражение (53), приняв, что $f'_M - \bar{D} \approx f'_M$, получим:

$$\delta \approx - \frac{1}{8} \frac{h^3}{n F'^2} \quad (54)$$

Таким образом, в самом начале расчета, точнее приступая к расчету, вычислитель уже заранее может из равенства (54) предсказать величину сферохроматической aberrации и, как это будет показано в следующем пункте, соответственно задаться величиной хроматизма положения $(\Delta S')_{\text{chr.}}$ в параксиальной области.

6. Об изменении ахроматизации системы. Установленные выше формулы выведены в предположении, что система ахроматизована для параксиальной области. Переход к ахроматизации для некоторой зоны h отверстия, очевидно, потребует введения хроматической разности параксиальных лучей, равной по величине (и обратной по знаку) сферохроматической aberrации δ для зоны h отверстия (равенство 54).

Обозначив через $(\delta \Delta S')_{\text{chr.}}$ изменение хроматической aberrации всей системы в параксиальной области, приблизительно имеем:

$$(\delta \Delta S')_{\text{chr.}} = - \left(\frac{f'_M}{F'} \right)^2 (\delta \Delta S')_{\text{chr.}}, \quad (55)$$

где $(\delta \Delta S')_{\text{chr.}}$ изменение хроматической aberrации мениска (равенства 26 и 27). Воспользовавшись соотношением (29), находим изменение $(\delta \Delta S')_{\text{sph.}}$ сферической aberrации системы, вызванное изменением ее хроматизма:

$$(\delta \Delta S')_{\text{sph.}} = \frac{1}{2} \frac{n}{(n-1) \Delta n} \frac{h^2}{f'_M d_m} (\delta \Delta S')_{\text{chr.}} \quad (56)$$

Наконец, воспользовавшись формулой (49), определяем необходимую поправку $\Delta f'_M$ для компенсации изменения сферической aberrации. Новые значения r_1 , r_2 и r_3 могут быть вычислены из уравнений (27), (3') и (48) или, что значительно проще, из (26) определяется поправка Δr_1 , а из (27) и (48) находятся величины r_2 и r_3 ;

при этом здесь берется вместо величины f'_M , найденной при расчете в первом приближении, величина $f'_M + \Delta f'_M$.

При пользовании формулами (54), (55), (56), (49) и (26) подсчеты рекомендуется производить на логарифмической линейке и лишь расчеты по формулам (27) и (48) — с большей точностью.

Как показал опыт, весь расчет системы в первом приближении занимает около часа времени; если необходим расчет во втором приближении, то он также занимает около часа.

7. Астигматизм системы и возможности его исправления. В предложенном методе расчета четыре параметра системы (r_1 , r_2 , f'_s и D) использованы для удовлетворения четырем условиям: масштаба, ахроматизма, исправления сферической aberrации и комы. Выясним возможность использования оставшихся двух параметров d_m и n в целях исправления астигматизма системы.

Астигматизм, определяемый третьим коэффициентом Зейделя (S_{III}), применительно к рассматриваемой системе, может быть написан в виде:

$$S_{III} = \left(\frac{F'}{f'_M} \right) S_{III}^{(1)} + \frac{y_s^2}{h_s} P_s^* + \frac{2y_s}{h_s} W_s + \varphi_s, \quad (57)$$

где $S_{III}^{(1)}$ — третий коэффициент Зейделя, относящийся к мениску (равенство 23); P_s^* и W_s — упомянутые выше *внешние* параметры зеркала. Воспользовавшись тем же приемом разделения переменных и произведя соответствующие преобразования выражения (57), получим:

$$S_{III} = \frac{F'}{n(n-1)f'_M} - \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\bar{D}}{f'_M} \right) \left(1 + \frac{F'}{f'_M} \right) \left(2 + \frac{\bar{D}}{F'} \right)^2, \quad (58)$$

или, приближенно:

$$S_{III} \approx \frac{F'}{n(n-1)f'_M} - \frac{1}{4} \left(2 + \frac{\bar{D}}{F'} \right)^2. \quad (59)$$

В случае, если астигматизм исправлен, коэффициент $S_{III} = 0$ и из последнего уравнения находим:

$$\bar{D} = - \left(1 + \sqrt{\frac{F'}{n(n-1)f'_M}} \right) 2F'. \quad (60)$$

Сопоставляя это уравнение с условием исправления комы системы (равенство 39), можно установить условие выбора толщины компенсатора d_m , при которой система оказывается одновременно апланатической и анастигматической:

$$d_m \approx - \frac{F'}{2(n+1)^2 [2n(n-1)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (61)$$

Приняв $n = 1,5163$ (К8), находим:

$$d_m \approx - \frac{F'}{120}. \quad (61')$$

Задаввшись $n = 1,4686$ (01), имеем:

$$d_m \approx - \frac{F'}{60}. \quad (61'')$$

Таким образом, применяя наиболее легкие из известных оптических стекол и принимая во внимание технологические требования к минимальным толщинам линз заданного диаметра ($d_m \approx 0,08 - 0,10 D_0$), заключаем: условие (61) может быть строго выполнено для систем, относительное отверстие которых не превышает 1:2,5, применяя стекло 01, и для отверстия 1:5, применяя стекло К8.

При условии $S_{III} = 0$ фокуса бесконечно тонких астигматических пучков совпадают и их расстояние от плоскости Гаусса, как для меридиональных (x_m), так и сагиттальных (x_s) пучков будет равно:

$$x_m = x_s = - \frac{1}{2} \frac{F'}{n'} \operatorname{tg}^2 w S_{IV}, \quad (62)$$

где S_{IV} — коэффициент Петцваля, определяющий кривизну поверхности изображения:

$$S_{IV} = \left(\frac{F'}{f'_M} \right) S_{IV}^{(1)} + S_{IV}^{(2)}, \quad (62')$$

где $S_{IV}^{(1)}$ — коэффициент, относящийся к мениску (равенство 24); $S_{IV}^{(2)} = \frac{F'}{f'_s}$ — коэффициент Петцваля для зеркала; отсюда:

$$S_{IV} = \frac{n+1}{n} \cdot \frac{F'}{f'_M} + \frac{F'}{f'_s}. \quad (62'')$$

8. Дисторсия системы. Пятый коэффициент Зейделя (S_V), определяющий дисторсию системы, выразится формулой:

$$S_V = S_V^{(1)} + \frac{y_s^2}{h_s^2} (y_s^2 P_s^* + 3y_s W_s + 2h_s \varphi_s), \quad (63)$$

где $S_V^{(1)}$ — коэффициент, относящийся к мениску (равенство 24') и могущий быть принятым равным нулю; остальные величины, входящие в (63), относятся к зеркальной части системы.

Выражение (63) может быть преобразовано к виду:

$$S_V = - \frac{1}{4} \frac{D_{зр.}}{\left(1 - \frac{2\bar{D}}{f'_M} \right) F'} \left[\left(\frac{D_{зр.}}{F'} \right)^2 \left(1 - \frac{7F'}{f'_M} \right) - \frac{6D_{зр.}}{F'} + 8 \left(1 - \frac{\bar{D}}{f'_M} \right) \right], \quad (64)$$

где $D_{\text{зр}}$ — расстояние от центра входного зрачка системы до зеркала; $D_{\text{зр}} < 0$, если зрачок расположен с той же стороны, с какой расположен центр зеркала; в противном случае $D_{\text{зр}} > 0$; при этом величина $\bar{D} > 0$.

Из (64) можно получить грубо приближенное равенство:

$$S_V \approx -\frac{1}{4} \frac{D_{\text{зр.}}}{F'} \left[\left(\frac{D_{\text{зр.}}}{F'} - 3 \right)^2 - 1 \right]. \quad (64')$$

Заметим, что если $D_{\text{зр.}} = |2F'|$, т. е. если входной зрачок системы совмещен с центром зеркала, то $S_V = 0$, т. е. аберрация дисторсии отсутствует.

Численный пример. Требуется рассчитать систему с фокусным расстоянием 300 мм и относительным отверстием 1:3.

Примем сорт стекла мениска обычный крон К8 ($n = 1,5163$, $\nu = 64,1$). При диаметре мениска 100 мм, исходя из технологических норм, зададимся $d_m = 10$ мм.

Воспользовавшись формулой (45) и приняв $k = -0,105$ (рис. 60), находим:

$$f'_M = -13230.$$

Из (39), (40), (46) и (48) имеем:

$$\bar{D} = 762,3; D = 398,6; r_1 = -121,02; r_2 = -126,67; r_s = -620,50.$$

Контрольный тригонометрический расчет дал следующие результаты:

$$F' = -299,81; \Delta S'_{\text{sph}} = +0,019; \Delta F' = -0,012;$$

$$[(s'_F - s'_c)_{\text{chr}}]_{\text{chr}} = +0,002; [(s'_F - s'_c)_h]_{\text{chr}} = +0,016.$$

Полученные результаты указывают на то, что система исправлена достаточно совершенно.

Заметим, что сферохроматическая аберрация, вычисленная по формуле (54), равна:

$$\delta = -\frac{1}{8} \frac{h^2}{n\nu F'} = +0,011,$$

что достаточно хорошо совпадает с результатом тригонометрического контроля.

Выполним расчет во втором приближении, главным образом, в целях уменьшения хроматической разности на краю зрачка.

Положив $(\delta \Delta S')_{\text{chr}} = -0,011$, из формулы (56) находим:

$$(\delta \Delta S')_{\text{sph}} = \frac{1}{2} \frac{n}{\Delta n (n-1)} \cdot \frac{h^2}{f'_M \cdot d_m} (\delta \Delta S')_{\text{chr}} = +0,038.$$

Суммируя эту аберрацию с величиной, полученной из тригонометрического расчета, находим требуемое изменение сферической аберрации: $0,038 + 0,019 = 0,057$.

Воспользовавшись (49), положив $(\delta \Delta S')_{\text{sph}} = -0,057$, определяем:

$$\Delta f'_M = \frac{(n-1)^2 d_m f'^3_M}{n (n+1) F'^2 h^2} (\delta \Delta S')_{\text{sph}} = +410,0$$

Таким образом, фокусное расстояние мениска во втором приближении следует взять:

$$f'_M \approx -13230 + 410 = -12820.$$

Применив последнее в формуле (27) и имея в виду, что:

$$(\delta \Delta S')_{\text{chr}} \approx -\left(\frac{f'_M}{F'}\right)^2 (\delta \Delta S')_{\text{chr}},$$

находим:

$$r_1 - r_2 = 5,88.$$

Решая совместно с (3'), имеем:

$$r_1 = -124,98; r_2 = -130,86.$$

Величины D , D и r_s определяем из (39), (40) и (48):

$$\bar{D} = 769,87; D = 411,82; r_s = -621,49.$$

Контрольный тригонометрический расчет дал следующие результаты:

$$F' = -300,2; \Delta S'_{\text{sph}} = +0,010; \Delta F' = 0,000;$$

$$[(s'_F - s'_c)_0]_{\text{chr}} = -0,011; [(s'_F - s'_c)_h]_{\text{chr}} = +0,003.$$

Получили систему весьма совершенно исправленную.

Как показывает опыт, полный расчет системы по предложенным формулам занимает около $1\frac{1}{2}$ — 2 часов.

§ 3. Двухлинзовый афокальный апохроматический компенсатор

Системы с менисковым компенсатором, имея ряд преимуществ, обладают некоторыми недостатками, ограничивающими область их рационального применения.

Именно, вследствие больших кривизн преломляющих поверхностей мениска и малой разности величин радиусов кривизн этих поверхностей, во-первых, возникают большие трудности при изготовлении мениска; во-вторых, оказывается невозможной достаточно совершенная коррекция системы при достаточно больших относительных отверстиях.

Последнее обстоятельство побудило заняться поисками нового типа компенсатора. В 1942—1943 гг. нами (Д. С. Волосов, Д. Ю. Гальперн и Ш. Я. Печатникова) был разработан афокальный двухлинзовый компенсатор, который, будучи помещен в параллельном пучке лучей (т. е. до зеркальной части системы), позволяет дальнейшее повышение светосилы зеркально-линзовой системы, сохраняя при этом ее апохроматические качества.

Обе линзы этого компенсатора изготавливаются из одного и того же сорта оптического стекла; преломляющие поверхности линз обладают сравнительно малой кривизной, вследствие чего, кстати,

масса стекла, идущего на изготовление обеих линз компенсатора, не превышает массы „заготовки“ стекла, необходимого для изготовления менискового компенсатора.

Центрировка линз и контроль изготовления и сборки всего компенсатора является процессом исключительно простым, благодаря тому, что радиусы кривизны преломляющих поверхностей линз у этого компенсатора различаются как по абсолютной величине, так и по знаку.

Пусть впереди однозеркальной или двухзеркальной системы установлен двухлинзовый компонент, состоящий из двух близко друг к другу расположенных тонких линз; назначение компонента — компенсировать остаточные aberrации зеркальной части системы.

Прежде всего, такой компенсатор не должен вносить хроматических aberrаций (хроматизма положения, хроматизма увеличения и вторичного спектра), которые отсутствуют в катоптрической части системы.

Условие исправления хроматизма увеличения бесконечно тонкого компонента, как известно, является следствием удовлетворения условия коррекции хроматизма положения; последнее же условие напишется в виде:

$$\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0, \quad (65)$$

где φ_1 и φ_2 — оптические силы линз компенсатора, связанные следующим условием масштаба:

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi, \quad (66)$$

где φ — оптическая сила компенсатора.

Как известно, следствием условия исправления вторичного спектра (апохроматизации) двухлинзового тонкого компонента является требование равенства относительных частных дисперсий для соответствующих участков спектра у обоих сортов стекол; в частности, если линзы сделаны из одного и того же сорта стекла, т. е. если $\nu_1 = \nu_2$, из условия (65) находим:

$$\varphi_1 = -\varphi_2, \quad (66')$$

и из (66) имеем:

$$\varphi = 0. \quad (67)$$

Таким образом, апохроматический компенсатор может быть осуществлен из двух тонких линз, оптические силы которых равны по величине и противоположны по знаку, такая двухлинзовая комбинация, образуя афокальную систему, должна быть изготовлена из одного и того же сорта оптического стекла.

Рассмотрим вопрос о возможности коррекции монохроматических aberrаций зеркальной части такой компенсационной системой.

Предполагая, что линзы компенсатора разделены бесконечно малым воздушным промежутком, заметим, что при выбранном сорте стекла и соблюдении условия (67), система обладает тремя свободными параметрами, могущими быть использованными для коррекции монохроматических aberrаций.

В качестве таких параметров удобно выбрать углы с оптической осью α_2 и α_4 , образованные первым вспомогательным параксиальным лучом после преломления луча через первые поверхности обеих линз и угол α_3 , образованный с оптической осью лучом в пространстве между линзами.

Заметим, что если положить $h_1 = 1$, имеем:

$$\alpha_3 = \varphi_1. \quad (68)$$

В случае двухлинзового несклеенного объектива типа „коллиматорного“, оптическая сила которого φ отлична от нуля, параметр $\alpha_3 (= \varphi_1)$, как известно, определяется из условия (65) ахроматизации системы; в рассматриваемом же случае афокального компонента изменение силы линзы φ_1 позволяет выбрать либо удобную для практического изготовления форму преломляющих поверхностей компенсатора, либо фиксировать область решения, наиболее благоприятную с точки зрения коррекции сферической aberrации *высших порядков*.

В последних случаях условия одновременной коррекции сферической aberrации и комы третьего порядка оказываются функциями параметров α_2 и α_4 .

Действительно, обратив внимание, что $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_5 = 0$, после некоторых упрощений находим следующие выражения основных параметров $P_k = S_I^{(k)}$ и $W_k = S_{II}^{(k)}$ компенсатора:

$$\left. \begin{aligned} S_I^{(k)} &= \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 \left[(\alpha_1 - \alpha_2) \left(2 + \frac{1}{n}\right) \alpha_3^2 - (\alpha_4^2 - \alpha_2^2) \left(1 + \frac{2}{n}\right) \alpha_3 \right], \\ S_{II}^{(k)} &= \left(\frac{n+1}{n-1}\right) (\alpha_1 - \alpha_2) \alpha_3. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Отсюда имеем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 - \alpha_2 &= \frac{n-1}{n+1} \cdot \frac{1}{\alpha_3} S_{II}^{(k)} = a, \\ \alpha_4 + \alpha_2 &= \frac{n}{2+n} \left[\left(2 + \frac{1}{n}\right) \alpha_3 - \left(\frac{n-1}{n}\right)^2 \frac{1}{\alpha_3} S_I^{(k)} \right] = b, \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

и, следовательно, из (70) находим:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_2 &= \frac{b-a}{2}, \\ \alpha_4 &= \frac{b+a}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (70')$$

Таким образом „углы в стекле“ α_2 и α_4 выражаются в явном виде через фиксированные коэффициенты aberrаций $S_I^{(k)}$ и $S_{II}^{(k)}$ и выбранные величины n и α_3 .

Выбор же величин численных значений коэффициентов $S_I^{(k)}$ и $S_{II}^{(k)}$ определится величинами коэффициентов aberrаций последующей части системы.

Заметим также, что если коэффициент комы $S_{II}^{(k)}$ компенсатора равен нулю, то, как следует из (70), $\alpha_1 = \alpha_2$ и, следовательно, из (69) имеем:

$$S_I^{(k)} = 0,$$

т. е. „коррекционное свойство“ компенсатора в области aberrаций третьего порядка перестает проявляться.

§ 4. Система „двухлинзовый афокальный компенсатор — сферическое зеркало“

Рассмотрим основной вариант системы, состоящей из вогнутого сферического зеркала и расположенного впереди (рис. 61) двухлинзового афокального компенсатора.

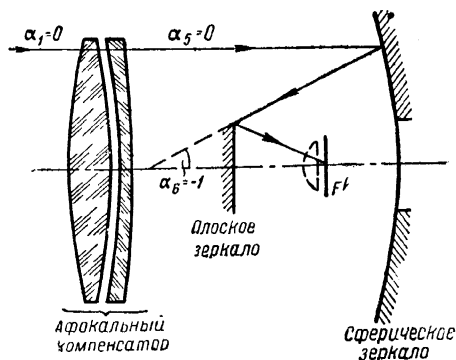


Рис. 61. Схема системы „афокальный компенсатор — сферическое зеркало“.

Обозначим через S_I и S_{II} первых два коэффициента aberrаций третьего порядка всей системы; через $S_I^{(3)}$ и $S_{II}^{(3)}$ — коэффициенты aberrаций зеркальной части системы; очевидно, имеем:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= S_I^{(k)} + S_I^{(3)}, \\ S_{II} &= S_{II}^{(k)} + S_{II}^{(3)}, \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

где $S_I^{(k)}$ и $S_{II}^{(k)}$ — коэффициенты aberrаций компенсатора; так как плоскость зрачка системы предполагается совмещенной

с плоскостью афокального компенсатора, коэффициенты $S_I^{(3)}$ и $S_{II}^{(3)}$ определяются при следующих условиях нормировки переменных Ланге:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 = \alpha_5 = 0, \quad h_1 = h_5 = 1, \quad \alpha'_p = \alpha_6 = -1, \\ \beta_1 = \beta_5 = 1, \quad y_5 = -\left|\frac{D}{F'}\right|, \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

где D — расстояние вершины зеркала от компенсатора, F' — фокусное расстояние всей системы.

Приняв во внимание условия нормировки (72), можно написать:

$$S_I^{(3)} = \bar{P}_s, \quad S_{II}^{(3)} = -\left|\frac{D}{F'}\right| \bar{P}_s + \bar{W}_s, \quad (73)$$

где $\bar{P}_s$ и $\bar{W}_s$ — основные параметры зеркала, определенные при условиях:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 = 0, \quad \alpha' = -1, \quad h_1 = 1, \\ \beta_1 = 1, \quad y_1 = 0, \quad n = -n' = 1, \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

и численно равные:

$$\bar{P}_s = \frac{1}{4}; \quad \bar{W}_s = \frac{1}{2}. \quad (75)$$

Из (71), (73) и (75) находим:

$$\left. \begin{aligned} S_I^{(k)} &= S_I - \frac{1}{4}, \\ S_{II}^{(k)} &= S_{II} + \frac{1}{4} \left|\frac{D}{F'}\right| - \frac{1}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Приняв во внимание (70), имеем:

$$\left. \begin{aligned} a &= \left(\frac{n-1}{n+1}\right) \frac{1}{\alpha_3} \left(S_{II} + \frac{1}{4} \left|\frac{D}{F'}\right| - \frac{1}{2}\right), \\ b &= \frac{n}{2+n} \left[\left(2 + \frac{1}{n}\right) \alpha_3 - \left(\frac{n-1}{n}\right)^2 \frac{1}{\alpha_3} \left(S_I - \frac{1}{4}\right)\right]. \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Третий коэффициент Зейделя S_{III} , определяющий астигматизм системы, если учесть постоянство параметров $\bar{P}_s$ и $\bar{W}_s$ зеркала (75), оказывается зависящим лишь от расстояния D между компенсатором и зеркалом:

$$S_{III} = \frac{1}{4} \left(\frac{D}{F'}\right)^2 - \left|\frac{D}{F'}\right| + 1. \quad (78)$$

Отсюда имеем:

$$\left|\frac{D}{F'}\right| = 2(1 - \sqrt{S_{III}}); \quad (78')$$

т. е., если $S_{III} = 1$, то $\left|\frac{D}{F'}\right| = 0$; если же $S_{III} = 0$, то $\left|\frac{D}{F'}\right| = 2$; в последнем случае расстояние компенсатора от зеркала равно удвоенному фокусному расстоянию системы, или, иными словами, компенсатор расположен в центре зеркала. Однако в этом случае, если одновременно задаться условием коррекции комы третьего порядка ($S_{II} = 0$), из (77) находим:

$$a = 0,$$

и, следовательно, как следует из (70) и (69):

$$\alpha_4 = \alpha_2 \quad \text{и} \quad S_I^{(k)} = 0, \quad (79)$$

и, следовательно:

$$S_I = \frac{1}{4}.$$

Таким образом, афокальный компенсатор, помещенный в центре сферического зеркала, не корригирует сферическую aberrацию третьего порядка.

Однако, это обстоятельство оказывается в некотором отношении благоприятным; а именно, обратив внимание, что компенсатор не влияет на величину петцвальной кривизны и последняя вносится лишь зеркалом, можно написать:

$$S_{IV} = -1. \quad (80)$$

Тем самым, для увеличения угла поля зрения системы, оказывается необходимой установка вблизи поверхности изображения *положительной* линзы, корригирующей кривизну изображения. Оптическая сила этой линзы задается приблизительно в n раз большей силы зеркала, где n — показатель преломления стекла линзы. Кроме того, как показывают исследования, переход к конечной толщине этой линзы вызывает вариацию третьего коэффициента Зейделя S_{III} в сторону небольших *отрицательных* величин и, таким образом, коэффициенту S_{III} в уравнении (78) рационально задавать небольшие положительные значения (порядка 0,1—0,15).

Положив, например, $S_{III} = 0,1$, из (78') находим:

$$\left| \frac{D}{F'} \right| \approx \frac{4}{3}. \quad (81)$$

Одновременно из (77) определяются условия исправления сферической aberrации и комы третьего порядка; положив в (77) $S_I = 0$ и $S_{II} = 0$, находим:

$$\left. \begin{aligned} a &= -\frac{1}{6\alpha_3} \left(\frac{n-1}{n+1} \right), \\ b &= \frac{1}{2+n} \left[(2n+1)\alpha_3 - \frac{3}{2} \frac{(n^2-1)}{n} \right], \end{aligned} \right\} \quad (81')$$

где α_3 — произвольный параметр, выбираемый из условия наилучшей коррекции сферической aberrации высших порядков. Углы α_2 и α_4 вычисляются из выражений (70').

Как показали численные исследования рассмотренной катадиоптрической системы, последняя позволяет, при весьма совершенном исправлении aberrаций, получать относительные отверстия порядка 1:1,4—1:1,2 при углах поля зрения порядка 14—15° и фокусных расстояниях порядка 200 мм.

Кроме того, как было указано выше, рассмотренный здесь тип системы отличается весьма невысокими требованиями к точностям

изготовления деталей, простотой контроля их изготовления и невысокими требованиями при сборке.

В заключение заметим следующее:

1. Вместо одного зеркала катадиоптрическая часть системы может быть более сложной (например, двухзеркальной).

В этом случае в уравнениях (71) коэффициенты aberrаций $S_I^{(s)}$ и $S_{II}^{(s)}$ будут относиться ко всей расположенной за компенсатором части системы и вычисляются при условии, что плоскость входного зрачка совмещена с плоскостью компенсатора. Таким образом, по известным величинам $S_I^{(s)}$ и $S_{II}^{(s)}$ и заданным величинам S_I и S_{II} из

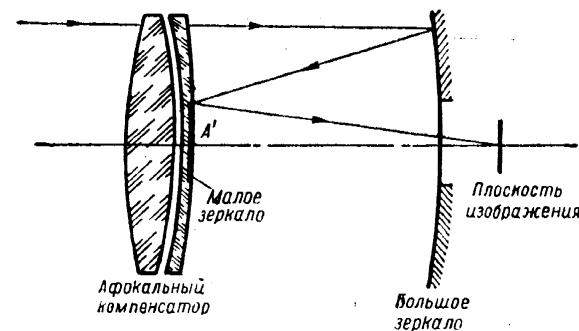


Рис. 62. Двухзеркальная система с афокальным компенсатором.

(71) определяются коэффициенты aberrаций компенсатора $S_I^{(s)}$ и $S_{II}^{(s)}$, и из (70) и (70') — вычисляются его параметры α_2 и α_4 , определяющие конструктивные элементы компенсатора.

2. Иногда может представиться рациональным использовать в качестве второго (малого) зеркала двухзеркальной катадиоптрической системы часть последней (четвертой) поверхности компенсатора, покрыв часть этой поверхности отражающим слоем (см. рис. 62).

Так как обычно величины радиусов обоих зеркал $(r_1)_s$ и $(r_2)_s$ определяются из соображений конструктивного и габаритного характера, то в этом случае оказывается удобным, после вычисления коэффициентов aberrаций $S_I^{(s)}$ и $S_{II}^{(s)}$ системы двух зеркал и определения из (71) величин коэффициентов $S_I^{(s)}$ и $S_{II}^{(s)}$ компенсатора, определять параметры α_2 и α_4 из совместного решения уравнений (70), так как параметр α_4 в этом случае оказывается уже предопределенным выбором радиуса $(r_2)_s$ малого зеркала:

$$\alpha_4 = \frac{n-1}{n} \frac{1}{(r_2)_s}.$$

§ 5. Об устранении „засветки изображения“ („паразитной“ засветки) в зеркально-линзовых фотографических системах

Зеркальные и зеркально-линзовые системы, применяющиеся для целей фотографирования, требуют особо тщательного анализа их оптической схемы как с точки зрения отсутствия „вторичного“ изображения („рефлекса“), так и отсутствия прямого попадания лучей („паразитной“ засветки изображения) на фотопластинку. Последнее явление часто имеет место в двухзеркальных фотографических системах, в частности, например, в системах типа Кассегрена. В системах этого типа не исключена возможность попадания на фотопла-

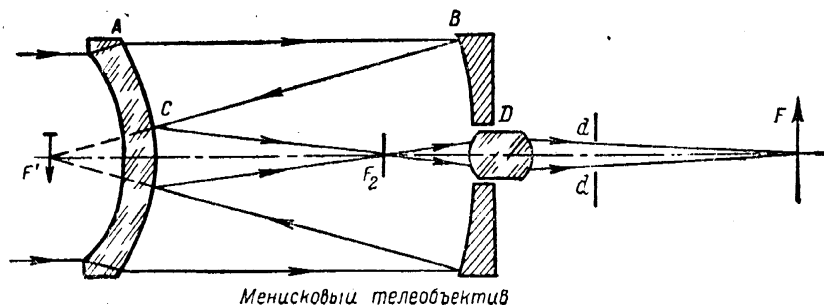


Рис. 63. Менисковый телеобъектив.

стинку не только „регулярных“ лучей, т. е. последовательно отражившихся от большого и малого зеркал системы, но и „паразитных“ лучей, непосредственно засвечивающих фотопластинку, проникая через отверстие большого зеркала. Это явление труднее устраняемо в системах, имеющих относительно малую длину, например, в зеркальных телеобъективах, длина которых обычно во много раз меньше их фокусного расстояния.

Обычно применяющиеся здесь способы устранения засветки изображения не дают вполне рационального решения. В частности, применение длинной цилиндрической трубки, помещаемой впереди зеркальной системы, чрезвычайно увеличивает габариты прибора, что делает его весьма неудобным в эксплуатации.

Второе возможное решение дает рекомендованная Д. Д. Максуповым [26] дополнительная репродукционная система D (рис. 63), проектирующая промежуточное изображение F_2 в плоскости F . Эта система обладает большим эквивалентным фокусным расстоянием при относительно малой длине и позволяет „отсекать“ лучи прямого попадания специальной диафрагмой dd , установленной в плоскости изображения малого зеркала C через проекционную систему D . Однако, как показывают численные исследования, способ введения дополни-

тельного репродукционного компонента приводит к существенному ухудшению качества коррекции системы и вместе с тем требует применения достаточно сложной (3—4-линзовой) оптики компонента D .

Изложим здесь примененный автором¹ во многих случаях и вполне зарекомендовавший себя на практике способ устранения „паразитной“ засветки изображения путем установки специальной цилиндрической (или конической) диафрагмы, расположенной в системе со стороны пространства изображений (рис. 64).

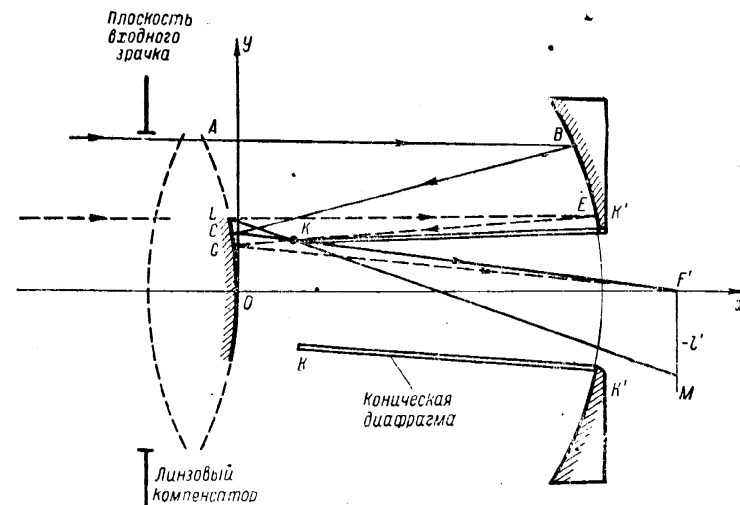


Рис. 64. Зеркально-линзовая система с конической диафрагмой.

Геометрические размеры и расположение этой конической бленды будут зависеть от диаметров зеркал (большого и малого сферического зеркала), от размеров изображения и от расстояния плоскости изображения от вершины малого зеркала (рис. 64).

Для пояснения сказанного установим, например, соотношения, определяющие диаметр отверстия конической диафрагмы и положение K ее переднего среза.

Пусть начало прямоугольной системы координат (xOy) совмещено с вершиной O малого зеркала (рис. 64). Обозначим через x_0 , y_0 координаты края диафрагмы K .

Очевидно, координаты точки $K(x_0; y_0)$ и высота $\bar{h}$ малого зеркала связаны следующими условиями:

¹ Позднее автор узнал, что приблизительно аналогичный прием был применен [31] проф. В. Н. Чуриловским в его астрофотографической системе.

1. Через точку K должен проходить луч CF' , являющийся крайним лучом осевого пучка AB , отразившегося последовательно от большого и малого зеркала.

2. Через точку K должен проходить луч EG , отразившийся от большого зеркала, будучи направлен в систему параллельно ее оптической оси на расстоянии $\bar{h}$ (равном высоте малого зеркала) от оси.

3. Точка K должна быть вместе с тем расположена на прямой ML , соединяющей край малого зеркала и крайнюю точку изображения, линейные размеры которого заранее фиксированы.

Обозначим через $\bar{H}$ и h_1 высоты пересечения крайним лучом осевого пучка AB поверхностей большого и малого зеркал; $\bar{h}$ и h_2 — высоты пересечения тех же зеркал лучом LE , направленным в систему параллельно оптической оси на высоте $\bar{h}$, равной высоте малого зеркала; заметим существование постоянного отношения:

$$\delta = \frac{h_1}{\bar{H}} = \frac{h_2}{\bar{h}}. \quad (82)$$

Уравнение луча CF' , на котором расположена точка $K(x_0; y_0)$, представится в виде:

$$y_0 = -\frac{h_1}{s'} x_0 + h_1, \quad (83)$$

где s' — расстояние плоскости изображения от малого зеркала. Выразим условие того, что точка K расположена на луче EG :

$$y_0 = \frac{\bar{h}}{d} (\delta + 1) x_0 + \bar{h}\delta, \quad (84)$$

где d — расстояние между зеркалами ($d < 0$).

Условие того, что точка K расположена на луче ML выразится соотношением:

$$y_0 = -\frac{\bar{h} + |l'|}{s'} x_0 + \bar{h}, \quad (85)$$

где l' — ордината в плоскости изображения.

Из (83), (84) и (85) находим:

$$\left[\frac{s'(\delta - 1)}{d\delta} + 1 \right] \bar{h}^2 + \left[|l'| - \bar{H}\delta - s'(\delta - 1) \frac{\bar{H}}{d} \right] \bar{h} - \bar{H}|l'| = 0, \quad (86)$$

и, далее, из (83) и (85) имеем:

$$x_0 = \frac{(\bar{h} - \bar{H}\delta)s'}{\bar{h} - \bar{H}\delta + |l'|}. \quad (87)$$

Из (84) или (85) определяется ордината y_0 :

Таким образом, как следует из уравнения 86, при заданных оптических характеристиках системы (фокусном расстоянии, относительном отверстии и поле зрения) величины $\bar{H}$ и l' оказываются заданными и, следовательно, независимыми параметрами остаются величины δ , d и s' .

Однако, эти параметры, в свою очередь, элементарно выражаются через оптическую силу φ_1 большого зеркала и коэффициент Петцваля S_{IV} системы; в случае, например, двухзеркальных систем, у которых величина фокусного расстояния имеет положительное значение ($F' > 0$), к каковым, в частности, относятся системы типа Кассегрена, имеем:

$$\left. \begin{aligned} d &= -\frac{S_{IV} + 1}{\varphi_1(\varphi_1 + S_{IV})} F', \\ s' &= \frac{\bar{\varphi}_1 - 1}{\varphi_1 + S_{IV}} F', \\ \delta &= \frac{\bar{\varphi}_1 - 1}{\varphi_1 + S_{IV}}, \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

где $\bar{\varphi}_1 = \frac{F'}{f_1} = \varphi_1 F'$ приведенная оптическая сила большого зеркала;

S_{IV} — коэффициент Петцваля системы:

$$S_{IV} = -(\varphi_1 + \varphi_2) F'. \quad (89)$$

Напомним, что оптические силы зеркал следующим образом выражаются через их радиусы кривизн:

$$\varphi_1 = -\frac{n'_1}{f_1} = n'_1 \frac{2}{r_{б.з.}}; \quad \varphi_2 = \frac{n'_2}{f_2} = n'_2 \frac{2}{r_{м.з.}}, \quad (90)$$

где $r_{б.з.}$ — радиус большого зеркала; $r_{м.з.}$ — радиус малого зеркала; так как $n'_1 = -1$ и $n'_2 = +1$; из (90) имеем:

$$\varphi_1 = -\frac{2}{r_{б.з.}}; \quad \varphi_2 = \frac{2}{r_{м.з.}}. \quad (90')$$

Таким образом, в двухзеркальной системе заданного фокусного расстояния F' , имеются лишь два свободных параметра (например, S_{IV} и $\bar{\varphi}_1$), могущих удовлетворить каким-либо двум условиям.

Весьма часто из конструктивных соображений принимается условие $s' = -d$. Задавшись, кроме того, условием коррекции кривизны Петц-

валя ($S_{IV} = 0$), из (88) и (89) находим:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varphi}_1 &= -\bar{\varphi}_2 = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{5}), \\ s' &= -d = \frac{(\sqrt{5} - 1)^2}{4} F', \\ \delta &= \frac{(\sqrt{5} - 1)^2}{4}. \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Уравнение (86) принимает в этом случае весьма простой вид:

$$\bar{h}^2 + (|l'| - \bar{H}) \delta \cdot \bar{h} - \delta |l'| \bar{H} = 0. \quad (92)$$

Установив, таким образом, конструктивные элементы катоптрической части системы и вычислив ее коэффициенты аббераций, переходим к расчету рассмотренных выше линзовых коррекционных элементов.

Не останавливаясь на специфике расчета различных типов и, в частности, ранее известных схем зеркальных систем (Ньютона, Гершеля, Кассегрена, Грегори), укажем лишь, что, очевидно, *любую из них можно преобразовать в новую систему с рассмотренным типом афокального компенсатора.*