

М.А. Ган, И.И. Богатырева

КИНОФОРМНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ И
ИХ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ
ШИРОКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

Создание оптических систем, формирующих предельно высокое (дифракционное) качество изображения для работы в широких спектральных диапазонах, является актуальной задачей современной оптики.

В [1] показано, что синтезированные голограммные оптические элементы типа киноформ [2], выполненные на подложках из обычных стекол, могут эффективно работать в достаточно широкой спектральной области. Поэтому большой интерес представляет анализ коррекционных возможностей, которые дают киноформные оптические элементы (КЭ) при создании светосильных высококачественных оптических систем, работающих с немонахроматическим излучением.

Применение голограммных оптических элементов для коррекции монохроматических aberrаций рассматривалось, например, в работах [3, 4]. Идея о возможности применения зонной пластинки (частный случай КЭ) для коррекции вторичного спектра была выдвинута Г.Г. Слюсаревым [5].

В настоящей статье рассматривается возможность и перспектива применения КЭ для создания апохроматических анастигматических систем на основе обычных промышленных стекол и коррекции остаточных aberrаций, вызванных, в частности, технологическими погрешностями изготовления.

Для выявления особых дисперсионных свойств КЭ и, как оказалось, весьма благоприятного расположения КЭ на диаграмме $(p-v)$, определяющей связь между числом Аббе v и относительной частной дисперсией $p=v'/v$, рассмотрим свойства обобщенного инварианта Аббе [6].

Обобщенный инвариант Аббе для осесимметричной поверхности с КЭ имеет вид:

$$Q = n(1 - c(1 - m\mu \frac{n_o}{n}) - m\mu \frac{n_o}{n} l_o), \quad (1)$$

где

c - кривизна поверхности КЭ;

$l = 1/S$;

$l_o = 1/S_o$;

S, S_o - положение источников при работе и записи голограммного оптического элемента;

n, n_o - соответствующие показатели преломления для длин волн λ, λ_o ;

m - номер дифракционного порядка.

Отсюда следует выражение для оптической силы поверхности с КЭ:

$$\varphi = C(n' - n - m\mu(n'_o - n_o)) + m\mu\varphi_o, \quad (2)$$

где

$$\varphi_o = n'_o l'_o - n_o l_o.$$

Для КЭ, работающего в воздухе на пропускание и отражение, выражение для оптической силы упрощается соответственно:

для КЭ, работающего на пропускание ($n=n'=n_o=n'_o=1$):

$$\varphi = \mu\varphi_o \text{ при } m=1; \quad (3)$$

для КЭ, работающего на отражение ($n=-n'=n_o=-n'_o=1$):

$$\varphi = -2C(1-\mu) + \mu\varphi_o \text{ при } m=1. \quad (4)$$

Выражение для первой хроматической суммы тонкой линзы, как известно, имеет вид:

$$S_I^{xp} = h^2 \delta\varphi = h^2 \frac{\varphi}{v},$$

где

h - высота первого параксимального луча;

φ - оптическая сила;

v - число Аббе.

Для КЭ аналогичные выражения, в соответствии с (3) и (4), принимают вид:

$$S_I^{xp} = h^2 \delta_{\mu\varphi} \quad (5)$$

и $S_I^{xp} = h^2 \delta_{\mu\varphi} (1 + 2C/\varphi).$ (6)

Тогда v для КЭ можно определить следующим образом:

для КЭ, работающего на пропускание,

$$v = \frac{\lambda_o}{\delta\lambda} \quad (7)$$

и для КЭ, работающего на отражение,

$$v = \frac{\lambda_o}{\delta\lambda} \frac{1}{(1 + 2C/\varphi)}. \quad (8)$$

КЭ, работающий на отражение, если $C = -\varphi/2$, не обладает диспергирующими свойствами, а если $C = 0$, то его диспергирующие свойства не отличаются от свойств КЭ, работающего на пропускание. Следует также отметить, что если $C \neq 0$, $\varphi_o = 0$, то такой КЭ также обладает диспергирующими свойствами, однако в этом случае v не определено и

$$S_I^{xp} = h^2 2C \delta\mu. \quad (9)$$

Для того, чтобы наглядно представить возможность получения качественно новых результатов, обеспечивающих в комбинации КЭ с обычными стеклами возможность создания систем с апохроматическими свойствами, рассмотрим положение КЭ на диаграмме $(p-v)$.

Относительная частная дисперсия КЭ имеет вид:

$$p = v'/v = \delta\lambda/\delta\lambda'. \quad (10)$$

Например, $v_D = -3,46$; $p_{F-D} = 0,61$ и $p_{D-C} = 0,39$. На рис. 1 схематически показана диаграмма $(p-v)$. Как видно из этой диаграммы, КЭ занимает совершенно особое место и отстоит от "нормальной" прямой значительно дальше, чем даже кристаллы типа флюорит. Кроме того, среди оптических стекол и кристаллов, по-видимому, нет ни одного материала, который обладал бы такой же относительной частной дисперсией. Таким образом, понятно, что создание апохроматической комбинации КЭ с одной маркой стекла невозможно, однако весьма перспективно создание апохромата на основе КЭ с применением двух марок стекол, при этом замечательно то, что это могут быть обычные стекла.

При расчете оптических сил апохроматов обычно делается попытка решить систему трех уравнений, что обеспечивает совмещение положений

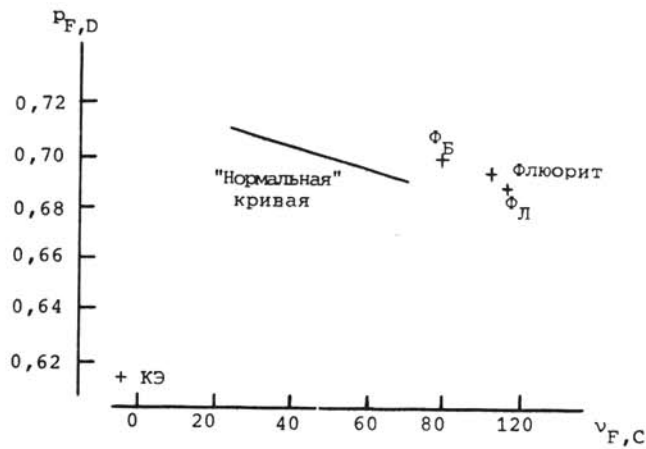


Рис. 1

изображения в трех цветах, но значение продольной хроматической аберрации для промежуточных длин волн при этом не контролируется и может достигать нежелательно больших значений. Попытки совместно удовлетворить четырем уравнениям позволяют частично избежать этих трудностей и приводят к так называемым четырехцветным апохроматам [7]. Наиболее рационально при выборе оптических сил воспользоваться методом наименьших квадратов, учитывая при этом допуски на расфокусировку и спектральные коэффициенты актиничного потока, формирующего изображение.

Система уравнений для оптических сил приобретает тогда следующий вид:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{\lambda} (T_{\lambda} a_{i\lambda} a_{j\lambda}) \varphi_i = \sum_{\lambda} a_{j\lambda} T_{\lambda}, \quad (11)$$

где

φ_i - оптические силы элементов для основной длины волны.

$a_{i\lambda} = (n_{i\lambda} - 1) / (n_i \lambda_0 - 1)$ для линз;

$a_{i\lambda} = \lambda / \lambda_0$ для КЭ.

Второй вопрос, который необходимо рассмотреть при создании объективов с КЭ, это возможность исправления сферохроматической аберрации, поскольку неисправленная сферохроматическая аберрация может свести на нет результаты, полученные при апохроматической коррекции вторичного спектра.

Следует учесть, что сферическая аберрация объектива с КЭ для одного (например основного) цвета, как известно, всегда может быть устранена, таким образом:

$$S_{oI}^{ГОЭ} + \sum_{i=1}^2 S_{oI}^{(i)} = 0, \quad (12)$$

где

$S_I^{(i)}$ - коэффициент сферической аберрации i -го компонента при $i=1, 2$ -линзы.

Поскольку оптическая сила КЭ, необходимая для получения апохроматической коррекции, намного меньше оптических сил линз, то изменение коэффициента сферической аберрации КЭ [8], связанное с дисперсией, незначительно и им можно пренебречь. Тогда коэффициент сферической аберрации третьего порядка объектива для произвольной длины волны будет:

$$S_I = S_I^{(1)} + S_I^{(2)} - \mu(S_{oI}^{(1)} + S_{oI}^{(2)}). \quad (13)$$

Дифференцируя это выражение, получим:

$$dS_I = \sum_{i=1}^2 (dS_I^{(i)} - d\mu S_{oI}^{(i)}). \quad (14)$$

Выражение для коэффициента сферической аберрации тонкой линзы, полученное на основе формулы Чапского - Эппенштейна, было получено в [9]. Нами было использовано более симметричное выражение сферической аберрации тонкой линзы в переменных Коддингтона [10].

Опуская довольно громоздкие преобразования, получаем для (14) следующее выражение:

$$dS_I = h^4 \sum_{i=1}^2 \varphi_i^3 \{A_i X_i^2 + B_i X_i Y_i + C_i Y_i^2 + D_i X_i + E_i Y_i + G_i\}, \quad (15)$$

где

$$A = \frac{1}{v} \frac{n^2+2}{4n^2(n-1)^2} - \frac{1}{v_H} \frac{n+2}{4n(n-1)^2};$$

$$B = -\frac{1}{v} \frac{n^2+1}{n^2(n-1)} + \frac{1}{v_H} \frac{n+1}{n(n-1)};$$

$$C = \frac{1}{v} \frac{3n^2+2}{4n^2} - \frac{1}{v_H} \frac{3n+2}{4n};$$

$$D = -L \frac{2(n+1)}{n(n-1)} - \frac{1}{v} \frac{n+1}{n(n-1)};$$

$$E = L \frac{3n+2}{n} + \frac{1}{v} \frac{3n+2}{2n};$$

$$G = \frac{1}{v} \frac{n(3n-2)}{4(n-1)^2} - \frac{1}{v_H} \frac{n^2}{4(n-1)^2};$$

$$L = dl/\varphi;$$

X_1, X_2 - параметры формы (прогиба) линзы,

$$X = (C_1 + C_2)/(C_1 - C_2);$$

v_1, v_2 - числа Аббе для линз, v_H - число Аббе КЭ,

Y_1, Y_2 - параметры сопряжения, $Y = (l'+1)/(l'-1)$.

Как видно, соотношение (15) является квадратичной формой от X_1, X_2 при заданном положении предмета и оптических силах. Таким образом, возможно устранение сферохроматической аберрации для целого семейства решений по X_1, X_2 , удовлетворяющих условию:

$$dS_I = 0. \quad (16)$$

Как показали численные исследования, семейство решений (16) представляет собой две ветви гиперболы. Условие устранения коэффициента комы третьего порядка

$$\sum_{i=1}^3 S_{II}^i = 0 \quad (17)$$

для тонкого компонента с КЭ дает семейство решений в виде прямой линии в пространстве X_1, X_2 , причем существует общее решение (16) и (17). Например, для стекол К8, Ф1: $X_1 = -0,14$, $X_2 = 1,676$ и $X_1 = 1,75$, $X_2 = -7,18$.

Таким образом, одновременное устранение вторичного спектра и сферохроматической аберрации двухлинзового объектива с КЭ может быть совмещено с выполнением условия изопланатизма.

Как известно, астигматизм и кривизна поля изображения в тонкой системе не могут быть устранены. Однако применение планастигматического компенсатора, например, в виде мениска [11] или трехлинзовой системы [12], позволяет получить апохромат-анастигмат. На основе этой методики разработано семейство телеобъективов апохроматов, которые не содержат особых стекол или кристаллов и имеют массу на 30-50% меньше, чем аналогичные объективы с применением особых стекол или кристаллов. Вторичный спектр и аберрации широких пучков одного из разработанных объективов при $f' = 1000$, $2\beta = 6^\circ$, относительном отверстии 1:8 показаны на рис. 2.

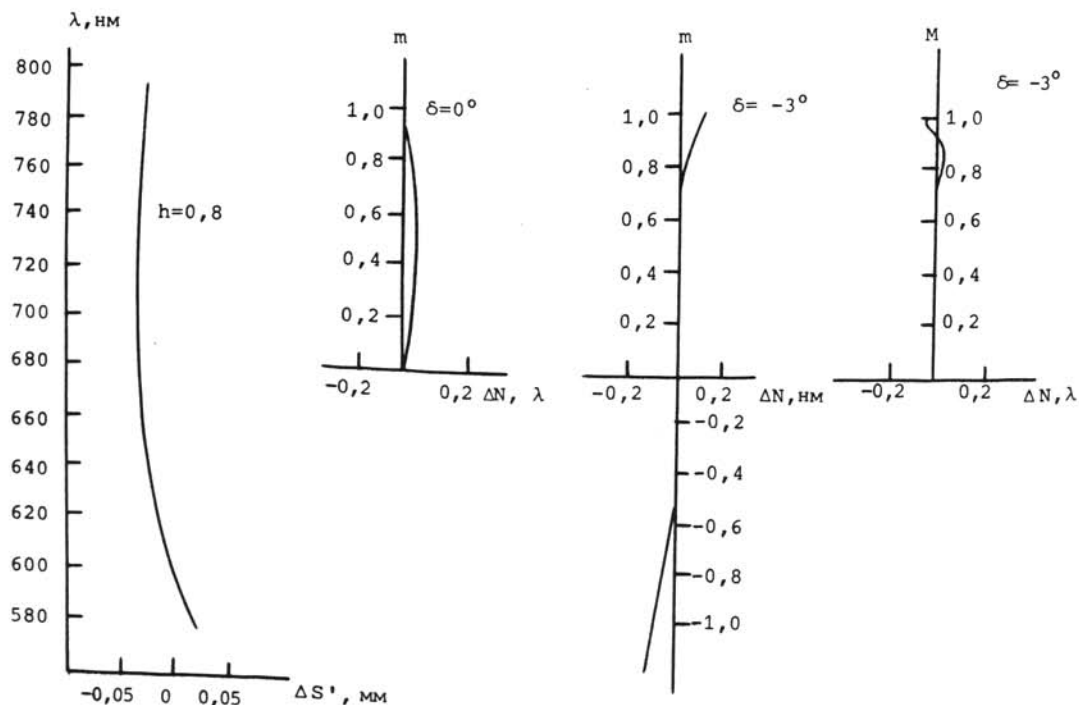


Рис. 2

Рассмотренный компонент с КЭ может быть использован при синтезе различного рода апохроматов-анастигматов в качестве фронтального компонента объектива с переменным фокусным расстоянием и т.п.

В заключение рассмотрим возможность коррекции остаточных монохроматических aberrаций, вызванных погрешностями изготовления, в частности, неоднородностями стекла, ошибками оптических поверхностей, с помощью синтезированной голографического корректора. При этом информация о топографии деформации волнового фронта, необходимая для голограммы-компенсатора, может быть получена путем восстановления топографии волнового фронта на ЭВМ по результатам обработки интерферограмм [13].

Оптическая сила (или в терминах голографии - несущая частота) при синтезе голограммы - компенсатора может быть выбрана из условия получения либо апохроматической коррекции, либо нулевой (голограмма Фурье). При этом максимальные пространственные частоты на поверхности голограммы будут невелики, и это не позволит синтезировать фазовый профиль голограммного оптического элемента типа киноформ, не приведет к существенному светорассеянию. Такая голограмма-компенсатор обладает наиболее высокой дифракционной эффективностью, не требует введения в корригируемую оптическую систему дополнительных элементов, а ее положение в оптической схеме системы может быть эффективно использовано для балансировки aberrаций по полю зрения.

Рассмотренный новый класс апохроматов с синтезированными киноформными оптическими элементами позволяет создавать высокоразрешающие оптические системы с качеством изображения, близким к дифракционному пределу в широкой области спектра, которые найдут применение при решении различных актуальных задач научной и прикладной оптики.

Л и т е р а т у р а

1. Г а н М.А. - Труды ГОИ, 1982, т. 46, вып. 180, с. 562.
2. J o r d a n J.A. - Appl. Optics, 1970, vol. 9, № 8, p. 1883.
3. U p a t n i c k s I., L u g t V., L e i t h E. - Appl. Optics, 1960, vol. 5, № 4, p. 589.
4. Д е н и с ю к Ю.Н., С о с к и н С.И. - Оптика и спектроскопия, 1971, т. 31, вып. 2, с. 992.
5. С л ю с а р е в Г.Г. Расчет оптических систем. - Л.: Машиностроение, 1975.
6. Г а н М.А. Сб. Оптическая голография. - Л.: ЛДНТП, 1975, с. 5.
7. Ш п я к и н М.Г. - ОМП, 1978, № 2, с. 15.
8. Г а н М.А. - Оптика и спектроскопия, 1979, т. 47, вып. 4, с. 759-763.

9. С л ю с а р е в Г.Г. Методы расчета оптических систем. - Л.: Машиностроение, 1969.

10. Н о р k i n s Н.Н. Wave theory of aberration, Oxford, 1950.

11. В о л о с о в Д.С. Фотографическая оптика. - М.: Искусство, 1978.

12. С т е ф а н с к и й М.С., Ш п я к и н М.Г., И с а - е в а И.Е. - ОМП, 1980, № 3, с. 13.

13. Г а н М.А. и др. - ОМП, 1978, № 9, с. 25.
