

екта; поэтому контраст реального изображения оценивается по формуле [7]

$$C_* = C / (\kappa + (1 - \kappa)C). \quad (4)$$

Здесь C — контраст изображения полностью светлого объекта той же площади [7]. Выражение (4) показывает, что отношение сигнал/шум значительно увеличивается, если коэффициент $\kappa \leq 0,1$.

Учитывая вышеизложенное, можно считать, что одной из наиболее перспективных областей использования дифракционных объективов являются системы оптической обработки информации. Во-первых, в них в качестве источников света в основном применяются лазеры. Во-вторых, объекты в этих системах зачастую характеризуются малыми коэффициентами заполнения. В этих условиях недостатки дифракционных элементов вполне искупаются такими полезными качествами ДЛ и оптических систем на их основе, как малый вес, повторяемость, стабильность характеристик, возможность копирования и тиражирования элементов. Кроме того, технология изготовления ДЛ методами фотонабора и ионного травления стекла создана на основе процессов, применяемых в производстве интегральных схем [4], и в большей мере приемлема для массового производства, чем технология изготовления рефракционных линз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meier R. W. Magnification and third — order aberrations in holography.— JOSA, 1965, v. 55, p. 987—992.
2. Бобров С. Т., Туркевич Ю. Г. Методика расчета волновых aberrаций сложных голографических систем.— Опт. и спектр., 1979, т. 46, вып. 5, с. 986—991.
3. Ган М. А. Aberrации третьего порядка и основные параметры осесимметричных голографических элементов.— Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 4, с. 759—763.
4. Бобров С. Т., Туркевич Ю. Г. Дифракционные оптические элементы, изготавливаемые методами фотолитографии.— В кн.: Применение лазеров в системах передачи, преобразования и обработки информации.— Л.: ЛДНТП, 1978, с. 73—78.
5. А. с. 1053055 (СССР). Монохроматический объектив/С. Т. Бобров, Г. И. Грейсух.— Оpubл. в Б. И., 1983, № 41.
6. Schulz G. Primary aberration — free imaging by three refracting surfaces.— JOSA, 1980, v. 70, N 9, p. 1149—1152.
7. Бобров С. Т., Котлецов Б. Н., Туркевич Ю. Г. Проекционный объектив с дифракционными линзами.— Опт. и спектр., 1984, т. 57, вып. 2, с. 349—354.
8. А. с. 913318 (СССР). Монохроматический объектив/С. Т. Бобров, Ю. Г. Туркевич.— Оpubл. в Б. И., 1982, № 10.
9. А. с. 995053 (СССР). Монохроматический объектив десятикратного увеличения/Г. И. Грейсух, В. Г. Шитов.— Оpubл. в Б. И., 1983, № 5.
10. А. с. 10452203 (СССР). Монохроматический объектив/С. Т. Бобров.— Оpubл. в Б. И., 1983, № 36.

Поступила в редакцию 5 мая 1985 г.

УДК 535.4 : 778.38

Г. А. ЛЕНКОВА

(Новосибирск)

ПОВОРОТНЫЙ ФОКУСИРУЮЩИЙ КИНОФОРМ

В связи с развитием лазерной технологии [1] представляет интерес рассмотреть возможность создания отражающего киноформа, совмещающего функции двух оптических элементов, один из которых отклоняет световой пучок на требуемый угол, а другой — фокусирует его на фоточувствительный материал, экран и т. п. Такая проблема возникает, в частности, при разработке оптических схем для систем вывода информа-

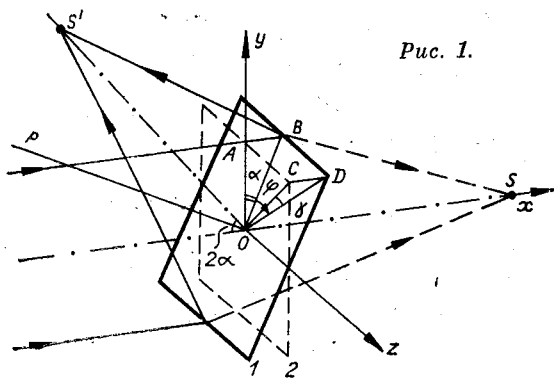


Рис. 1.

Для поворота пучка на угол 2α элемент наклоняется на угол α . Задача состоит в том, чтобы определить форму зон, при которой дифрагированные лучи будут собираться в точке S' на оптической оси, расположенной под углом 2α к направлению падающего параллельного пучка (рис. 1, 2).

Заметим (см. рис. 1), что только в одном осевом сечении пучка, в данном случае в вертикальном (плоскость xOy), которое содержит перпендикуляр OP к киноформному элементу 1 , угол наклона элемента равен α (структура элемента на рис. 1 не показана, 2 — проекция 1 на плоскость, перпендикулярную к падающему пучку). В любом другом сечении наклон γ ($\angle COD$ на рис. 1) будет определяться отклонением от вертикальной плоскости. Пусть оно составляет угол φ ($\angle BOD$ на рис. 1) в плоскости 1 . Тогда из рассмотрения треугольников OAB , OBD и OCD легко находим, что

$$\sin \gamma = \sin \alpha \cdot \cos \varphi. \quad (1)$$

На рис. 2 показан ход лучей в плоскости произвольного осевого сечения пучка, положение оси которого задается направлением входящего пучка и центром структуры элемента 1 . Для наглядности соответствующее сечение отраженного сфокусированного пучка (S') повернуто относительно линии его пересечения с элементом ED до совмещения с плоскостью рисунка. Поскольку в статье рассматривается только топология зон киноформа, то форма его фазового профиля не имеет значения и киноформ изображается в виде амплитудного бинарного дифракционного элемента. Такое представление позволяет, кроме того, проводить расчет топологии зон на основе хода лучей в проходящем свете (S), который является фактически зеркальным изображением хода лучей в отраженном свете.

Для фокусировки светового пучка необходимо, чтобы пути лучей, дифрагированных на границах зон, и лучей, проходящих через центр киноформного элемента, отличались на величину, кратную $k\lambda$, где k — номер зоны от центра, λ — длина световой волны. Полагая, что r — расстояние от центра до края зоны, как показано в правой верхней части рис. 2, а R — расстояние от края зоны до фокуса S' или S , составим два равенства соответственно для частей элемента 1 , расположенных дальше и ближе плоскости

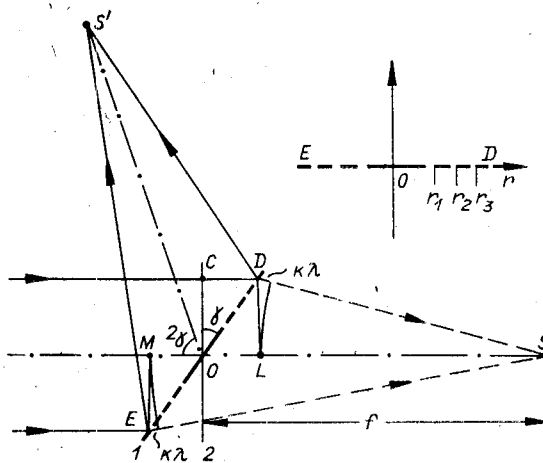


Рис. 2.

ции ЭВМ, когда применяются мощные источники инфракрасного излучения (CO_2 -лазеры).

В статье проводится расчет топологии зон киноформного элемента, осуществляющего поворот пучка света и одновременно формирующего безабберационное точечное изображение источника.

Положим, что на поверхность киноформа падает параллельный пучок света.

2, перпендикулярной к падающему пучку (на рис. 1 и 2 выше (+) и ниже (-) оптической оси):

$$\begin{aligned} R_+ &= \sqrt{(f - r_+ \sin \gamma)^2 + r_+^2 \cos^2 \gamma} = f - r_+ \sin \gamma + k\lambda; \\ R_- &= \sqrt{(f + r_- \sin \gamma)^2 + r_-^2 \cos^2 \gamma} = f + r_- \sin \gamma + k\lambda, \end{aligned} \quad (2)$$

где f — фокусное расстояние; $r_+ = OD$; $r_- = OE$; $R_+ = DS$; $R_- = ES$. Решая уравнения (2) относительно r_+ и r_- , получаем

$$r_{+,-} = [\sqrt{2fk\lambda \cos^2 \gamma + k^2 \lambda^2} \mp k\lambda \sin \gamma] / \cos^2 \gamma. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при одном и том же значении k размер зон в верхней части элемента (r_+) меньше, чем в нижней (r_-). При $\gamma = 0$ выражение (3) совпадает с формулой для радиусов зон киноформной линзы [2]

$$r = \sqrt{2fk\lambda + k^2 \lambda^2}. \quad (4)$$

Подставим в (3) соотношение (1) и получим уравнение в полярных координатах, определяющее топологию зон киноформного фокусирующего элемента, расположенного к пучку под углом α :

$$r = \frac{\sqrt{2fk\lambda (1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi) + k^2 \lambda^2} - k\lambda \sin \alpha \cdot \cos \varphi}{1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi}, \quad (5)$$

где r и φ — соответственно радиус-вектор и полярный угол в плоскости элемента. В (5) по сравнению с (3) отсутствуют индексы при r и второй знак в числителе, так как информация о знаке содержится в $\cos \varphi$ (направление отсчета φ указано на рис. 1 стрелкой). При $\varphi = 0$ и π формула (5) определяет размер зон в вертикальной, а при $\varphi = \pi/2$ и $3\pi/2$ в горизонтальной плоскостях. В первом случае она совпадает с (3) при $\gamma = \alpha$, во втором — с (4).

Полагая, что $k\lambda \ll f$, и пренебрегая членами второго порядка малости, можно преобразовать (5) следующим образом:

$$r = \sqrt{2fk\lambda / (1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi)} - [k\lambda \sin \alpha \cdot \cos \varphi / (1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi)]. \quad (6)$$

Из (6) следует, что в первом приближении зоны киноформа представляют систему концентрических эллипсов

$$r^2 = 2fk\lambda / (1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi) = 2fk\lambda / \cos^2 \gamma. \quad (7)$$

Влияние второго члена в (6) иллюстрируется рис. 3. Зоны представляют собой деформированные относительно центра эллипсы, у которых в верхней части большая полуось меньше, а в нижней части — больше, чем у системы эллипсов, соответствующих соотношению (7). Причем величина отклонения не зависит от фокусного расстояния элемента.

Определим, при каких условиях можно не принимать во внимание второй член в (6). Для этого составим аналитическое выражение пути лучей R от плоскости 2, перпендикулярной к пучку и проходящей через центр элемента 1, до фокуса, считая, что информация о знаке содержится в γ :

$$R = \sqrt{f^2 - 2fr \sin \gamma + r^2} + r \sin \gamma. \quad (8)$$

Причем если зоны выполнены верно, то $R = f + k\lambda$.

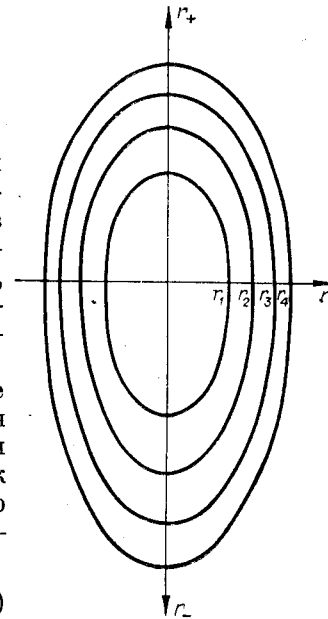


Рис. 3.

f , мм	r , мм (14)	k (15)	r , мм (12а)	k (13а)
20	3,6	30,7	1,8	3,8
30	4,9	37,6	2,4	4,4
40	6,1	43,4	2,9	4,8
50	7,2	48,6	3,3	5,2
100	12	68,7	5,3	6,7

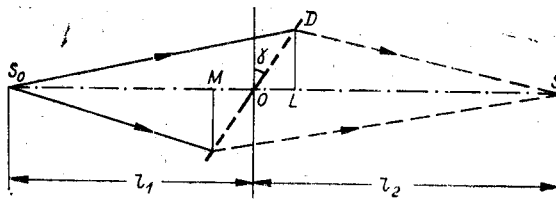


Рис. 4.

Оценку допустимых погрешностей в формировании зон удобно проводить, пользуясь критерием Рэлея, который требует, чтобы оптические пути всех лучей, сходящихся в фокусе, отличались друг от друга не более чем на $\lambda/4$. Допустимое отклонение границы зоны находим, дифференцируя (8) по r и полагая, что $R = f + k\lambda$ с точностью $dR = \lambda/4$:

$$dr = (f + k\lambda - r \sin \gamma) \lambda / 4 (r \cos^2 \gamma + k\lambda \sin \gamma). \quad (9)$$

Если приравнять полученное выражение (9) второму члену уравнения (6), то можно вывести соотношение между параметрами элемента, при которых расчет по приближенной формуле (7) не приведет к погрешностям в оптическом пути лучей более чем на $\lambda/4$:

$$k \leq (f - r \sin \gamma) / 4r \sin \lambda \approx f / 4r \sin \gamma. \quad (10)$$

На основании (7) общее число зон киноформного элемента в первом приближении равно

$$k \approx r^2 \cos^2 \gamma / 2f\lambda. \quad (11)$$

Поэтому с учетом (11) из (10) следует, что предельное значение радиуса элемента при расчете топологии зон по формуле (7) определяется соотношением

$$r \leq (f^2 \lambda / 2 \sin \gamma \cdot \cos^2 \gamma)^{1/3}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10), находим предельное значение числа зон

$$k \leq (f \cos^2 \gamma / 32\lambda \sin^2 \gamma)^{1/3}. \quad (13)$$

На практике чаще всего требуется повернуть световой пучок на угол 90° , т. е. $\alpha = 45^\circ$. В этом случае в сечениях элемента, в которых наблюдается максимальное отклонение от закономерности (4), $\varphi = 0$, $\gamma = 45^\circ$ и (12), (13) преобразуются в

$$r \leq 1,12 (f^2 \lambda)^{1/3}; \quad (12а)$$

$$k \leq 0,31 (f/\lambda)^{1/3}. \quad (13а)$$

В [2] на основании критерия Рэлея были определены предельные значения r и k , для которых можно при расчете зон киноформных линз пренебрегать в (4) членом $k^2 \lambda^2$:

$$r \leq (2f^3 \lambda)^{1/4}, \quad (14)$$

$$k \leq \sqrt{f/2\lambda}. \quad (15)$$

Сравнение формул (12) и (14), (13) и (15) показывает, что ограничения на параметры киноформов значительно ужесточаются, если рассчитывать зоны наклоненного элемента в соответствии с (7). Для примера в таблице приводятся значения r и k , рассчитанные по этим формулам для нескольких f , характерных для практических применений CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) и $\gamma = 45^\circ$. Из таблицы видно, что значения r и k , рассчитанные по формулам (12а) и (13а), приблизительно в 2 и 10 раз меньше значений, соответствующих формулам (14) и (15).

Таким образом, перед расчетом топологии зон наклоненного или работающего в отраженном свете киноформного элемента, обеспечивающе-

го безабберационное точечное изображение, необходимо проверить, удовлетворяют ли параметры элемента соотношениям (12) и (13). Если нет, то следует применять не приближенное соотношение (7), а более точное (6). Кроме того, при большой светосиле элемента, т. е. при увеличении r и k выше значений, ограниченных соотношениями (14) и (15), следует пользоваться для расчета зон наклоненного элемента зависимостью между его параметрами в самом общем виде (5).

Результаты расчетов можно интерпретировать также следующим образом. При выполнении киноформного элемента по приближенной формуле (7) компенсируется астигматизм изображения, возникающий при наклоне киноформной линзы, радиусы зон которой соответствуют (4). Учет второго члена в (6) приводит к компенсации также комы. Действительно, дополнительные приращения оптического пути $\delta(k\lambda)$ между границами каждой из зон элемента и фокусом, вносимые применением соотношений (7) вместо (4) и (6), соответственно пропорциональны второй и третьей степени r :

$$\delta(k\lambda) \simeq r^2 \sin^2 \gamma / 2f; \quad (16)$$

$$\delta(k\lambda) \simeq r^3 \cos^2 \gamma \cdot \sin \gamma / 2f^2. \quad (17)$$

Расчет зон по формуле (5) позволяет компенсировать все aberrации, в том числе и сферические.

Если необходимо с помощью наклоненного элемента изобразить в отраженном свете точечный источник, то расчет зон несколько усложняется. В этом случае также удобно проводить рассмотрение хода лучей в проходящем свете. Пусть источник света S_0 расположен на расстоянии l_1 от центра элемента (рис. 4). Необходимо рассчитать топологию зон элемента, позволяющего получить изображение источника в S при наклоне элемента на угол α , который связан с γ так же, как в схемах с параллельным входящим пучком (см. рис. 1, 2).

Составим равенство для оптических путей лучей, дифрагирующих на зонах элемента:

$$R = \sqrt{(l_1 + r \sin \gamma)^2 + r^2 \cos^2 \gamma} + \sqrt{(l_2 - r \sin \gamma)^2 + r^2 \cos^2 \gamma} = l_1 + l_2 + k\lambda. \quad (18)$$

Информация об отличии R для верхней и нижней части зон элемента содержится в $\sin \gamma$, знак которого определяется $\cos \varphi$ (см. (1)). Из (18), полагая, что l_1 сравнимо с l_2 и $r^2 \cos^2 \gamma < (l + r \sin \gamma)^2$, находим

$$r = (\sqrt{2l_1 l_2 (l_1 + l_2) k\lambda \cos^2 \gamma} - (l_1 - l_2) \times \times k\lambda \sin \gamma) / ((l_1 + l_2) \cos^2 \gamma). \quad (19)$$

Принимая во внимание (1) и соотношение между сопряженными изображениями S_0 , S и фокусным расстоянием f , получаем

$$r = \sqrt{\frac{2fk\lambda}{1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi}} - \frac{(l_1 - l_2) k\lambda \sin \alpha \cdot \cos \varphi}{(l_1 + l_2)(1 - \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi)}. \quad (20)$$

В первом приближении топология зон наклоненного киноформного элемента при переносе изображения из точки в точку (20) также представляет систему концентрических эллипсов (7). Причем при $l_1 = l_2$ второй член в (20) обращается в нуль и (7) применима для любых параметров элемента без ограничений.

На основании критерия Рэлея после дифференцирования (18) по r находим допустимое отклонение границ зон при $l_1 \neq l_2$:

$$dr \simeq l_1 l_2 \lambda / 4(l_1 + l_2) r \cos^2 \gamma = f\lambda / 4r \cos^2 \gamma. \quad (21)$$

Предельные значения параметров r и k , при которых погрешности в оптических путях дифрагированных лучей не превышают $\lambda/4$, рассчитыва-

ются для данного случая так же, как (12) и (13), и имеют вид

$$r \leq [f l_1 l_2 \lambda / (2(l_1 - l_2) \sin \gamma \cdot \cos^2 \gamma)]^{1/3}; \quad (22)$$

$$k \leq \left(\frac{l_1^2 l_2^2 \cos^2 \gamma}{32 f (l_1 - l_2)^2 \sin^2 \gamma} \right)^{1/3}. \quad (23)$$

При $l_1 = \infty$ (22) и (23) переходят в (12) и (13), при $l_1 = l_2$ параметры r и k имеют неограниченные значения.

Все выводы и рекомендации, сделанные относительно применения приближенных формул в расчетах топологии зон наклоненного киноформного элемента при фокусировке параллельного пучка света, верны также для изображения точечного источника в точечный. Однако в последнем случае общий вид зависимости между параметрами элемента, которая должна применяться для расчета светосильных элементов, чрезвычайно усложняется и здесь не приводится. В принципе эта зависимость может быть получена решением уравнения (18) относительно r .

ЛИТЕРАТУРА

1. Коронкевич В. П. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение.— Автотметрия, 1985, № 1, с. 4—25.
2. Ленкова Г. А. Киноформы. Синтез фазовой структуры и допустимые погрешности.— Новосибирск, 1979. (Препринт АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 98).

Поступила в редакцию 7 мая 1985 г.

УДК 535.4 : 778.38

В. П. ПЕТРОВ, И. С. СОЛДАТЕНКОВ, С. И. СОСКИН

(Новосибирск)

ДЛИННОФОКУСНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ КИНОФОРМНЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ОСВЕЩЕНИЯ

Изготовление высококачественной цилиндрической оптики традиционными способами полировки стекла является сложной технологической задачей. Применение киноформной оптики позволяет упростить технологию изготовления цилиндрической оптики, предназначенной для работы с монохроматическими источниками излучения, а также в ряде случаев улучшить ее технические характеристики. Цилиндрические киноформные элементы могут эффективно применяться в различных системах, в частности в технологических устройствах фотолитографии, автоколлиматорах, оптоэлектронных системах хранения и обработки информации, спектральных и проекционных приборах. Возможность замены традиционных линз киноформными в значительной мере определяется характеристиками последних, в частности дифракционной эффективностью (ДЭ) в рабочем порядке дифракции, разрешающей способностью и уровнем светорассеяния.

Таблица 1

Тип линзы	Световые размеры, мм	Фокусное расстояние, мм	Тип профиля	Число уровней квантования фазы	Ширина наибольшей ступеньки, мкм	Ширина наименьшей ступеньки, мкм
Внеосевая	32×32	8000	Рис. 1, а	5	1730	14,6
Осевая	32×32	2000	Рис. 1, б	4	1590	20