

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ АСФЕРИЧЕСКИХ ЛИНЗ

С.Н. Хонина^{1,2}, А.В. Устинов^{1,2}, Р.В. Скиданов^{1,2}, А.А. Морозов¹¹ Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

Аннотация

Проведён расчёт дифракционной асферической линзы с минимизированными геометрическими аберрациями на оси (акслинза). Показано, что такая линза обладает существенно лучшим угловым разрешением по сравнению с параболической линзой. Рассмотрены спектральные свойства акслинзы. Проведён натурный эксперимент по формированию изображения акслинзой.

Ключевые слова: идеальная рефракционная линза, параболическая линза, аксикон, акслинза, спектральные свойства.

Цитирование: Хонина, С.Н. Сравнительное исследование спектральных свойств асферических линз / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Р.В. Скиданов, А.А. Морозов // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 3. – Стр. 363-369.

Введение

Использование асферических рефракционных линз позволяет получить изображающие системы с высоким качеством изображения, т.к. введение асферической линзы в объектив позволяет минимизировать большинство геометрических аберраций. К сожалению, процесс изготовления асферических рефракционных линз высокого качества весьма трудоёмок, вследствие этого асферическую рефракционную оптику нельзя использовать в массовых дешёвых устройствах. С другой стороны, изготовление дифракционных аналогов асферических линз по трудоёмкости ничем не отличается от изготовления дифракционных аналогов сферических линз. Однако использование только дифракционных линз для изображающей оптики затруднено из-за высокой хроматической аберрации [1–7]. Поэтому в настоящее время дифракционные линзы применяются либо в системах, где используется одна длина волны [8, 9], либо только для компенсации хроматической аберрации рефракционных изображающих систем [10–13]. В некоторых случаях с помощью дифракционной линзы компенсируют не только хроматические аберрации, но и часть геометрических аберраций рефракционной изображающей системы [11]. Для этого необходимо использовать существенно асферические линзы.

В настоящей работе рассматривается расчёт дифракционного аксикона с переменным периодом (акслинзы), при этом зависимость периода от радиуса такова, что этот аксикон работает аналогично идеальной линзе, которая в геометрооптическом приближении собирает все лучи в одну точку.

1. Расчёт фазовой функции дифракционного аксикона с изменяющимся периодом (акслинзы)

Рассмотрим расчёт дифракционного аксикона с изменяющимся периодом, так, чтобы он формировал фокус в одной точке аналогично идеальной линзе в рефракционном варианте (рис. 1).

Для расчётов будем рассматривать аксикон как радиальную дифракционную решётку с непрерывно

меняющимся периодом. Из условия схождения лучей в одну точку имеем условие:

$$r - f \operatorname{tg} \beta = 0 \sim \operatorname{tg} \beta = r / f. \quad (1)$$

Здесь f – фокусное расстояние. Для дифракционной решётки с периодом D имеется соотношение, определяющее направления на максимумы амплитуды:

$$D \sin \beta = M \lambda \sim \operatorname{tg} \beta = M \lambda / \sqrt{D^2 - M^2 \lambda^2}. \quad (2)$$

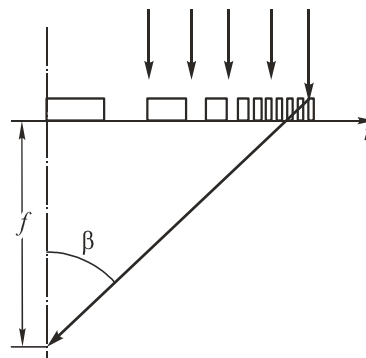


Рис. 1. Схема прохождения лучей света через аксикон с изменяющимся периодом

Здесь M – номер максимума (порядка дифракции), λ – длина волны падающего излучения. Приравняв два выражения для тангенса угла, после преобразований получим выражение для текущего периода:

$$D(r) = M \lambda \frac{\sqrt{r^2 + f^2}}{r}. \quad (3)$$

Зная период, находим фазовую функцию элемента:

$$\psi(r) = -k \frac{\lambda}{D(r)} r = -\frac{k}{M} \cdot \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + f^2}}, \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

Оценим хроматизм элемента (4). Для этого осветим элемент, изготовленный для длины волны λ_0 , длиной волны λ . Определим новое положение фокуса L .

$$L = f(\lambda) = r / \operatorname{tg} \beta(\lambda);$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta(\lambda) &= M\lambda / \sqrt{D^2(\lambda_0) - M^2\lambda^2} = \\ &= \lambda r / \sqrt{\lambda_0^2 f^2 + r^2(\lambda_0^2 - \lambda^2)}. \end{aligned}$$

Получим фокус

$$L = \frac{\sqrt{\lambda_0^2 f^2 + r^2(\lambda_0^2 - \lambda^2)}}{\lambda}. \quad (5)$$

То есть фокус не просто смещается, но и перестаёт быть точкой, так как правая часть равенства зависит от r . При этом даже при наличии чистого смещения есть *несимметрия* положения новых фокусов относительно исходного при *симметрии* длин волн: $\lambda = \lambda_0 \pm \Delta\lambda$.

Перепишем выражение для «фокуса» в виде

$$L(r) = \frac{\lambda_0 f}{\lambda} \sqrt{1 + \frac{r^2}{f^2} (1 - \lambda^2 / \lambda_0^2)}. \quad (6)$$

Мы видим, что наличие корня ещё больше усиливает смещение. При $\lambda > \lambda_0$ $L(R) < L(0)$, а при $\lambda < \lambda_0$ – $L(R) > L(0)$; здесь R – радиус элемента. Длина фокального отрезка $\Delta L = |L(R) - L(0)|$.

Если можно приблизить корень двумя слагаемыми ряда Тейлора, то получим:

$$L(r) \approx \frac{\lambda_0 f}{\lambda} \left[1 + \frac{r^2}{2f^2} (1 - \lambda^2 / \lambda_0^2) \right]; \quad (7)$$

$$\Delta L \approx \frac{R^2}{2f^2} |1 - \lambda^2 / \lambda_0^2|.$$

И в таком приближении имеется нелинейность, поэтому середина фокального отрезка не соответствует среднему радиусу элемента.

Возьмём в качестве меры хроматизма расстояние Δf между центрами фокальных отрезков для $\lambda_1 = \lambda_0 - \Delta\lambda$ и $\lambda_2 = \lambda_0 + \Delta\lambda$. Общее выражение выписывать не будем, ограничимся случаем применимости приближения (7). Тогда центр первого отрезка будет в точке

$$\frac{\lambda_0 f}{\lambda_1} \left[1 + \frac{R^2}{4f^2} (2\Delta\lambda / \lambda_0 - (\Delta\lambda)^2 / \lambda_0^2) \right], \quad (8a)$$

а второго – в точке

$$\frac{\lambda_0 f}{\lambda_2} \left[1 - \frac{R^2}{4f^2} (2\Delta\lambda / \lambda_0 + (\Delta\lambda)^2 / \lambda_0^2) \right]. \quad (8б)$$

Расстояние между этими центрами равно

$$\begin{aligned} &\frac{\lambda_0 f}{\lambda_1} - \frac{\lambda_0 f}{\lambda_2} + \\ &+ \frac{R^2}{4f} \left[\frac{1}{\lambda_1} (2\Delta\lambda - (\Delta\lambda)^2 / \lambda_0) + \frac{1}{\lambda_2} (2\Delta\lambda + (\Delta\lambda)^2 / \lambda_0) \right]. \end{aligned}$$

Если дополнительно предположить, что разброс длин волн небольшой, то получаем достаточно простое выражение

$$\Delta f \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} (2f + R^2 / f). \quad (9)$$

Минимум выражения в скобках при заданном радиусе будет при $f = R / \sqrt{2} \sim \beta = 54,74^\circ$.

2. Результаты моделирования

В данном разделе численно исследуются свойства трёх фокусирующих элементов:

– сферической (идеальной рефракционной) линзы:

$$\tau_{sph}(r) = \exp(-ik\sqrt{r^2 + f^2}), \quad (10a)$$

– параболической линзы:

$$\tau_{par}(r) = \exp(-ik(r^2/2f)), \quad (10б)$$

– акслинзы:

$$\tau_{axl}(r) = \exp(-ik(r^2/\sqrt{r^2 + f^2})). \quad (10в)$$

Заметим, что акслинза, как и сферическая линза, при малом фокусе будет стремиться к высокоапертурному аксикону:

$$\tau_{ax}(r) \xrightarrow{f \rightarrow 0} \exp(-ikr). \quad (11)$$

Известно, что параболическая линза (10б) получается из (10а) в параксиальном случае при учёте двух слагаемых в разложении Тейлора. Если же учесть три слагаемых (что соответствует уже не совсем параксиальному случаю), то вместо (10а) можно записать:

$$\tau_{sph-p}(r) = \exp\left[-ik\left(\frac{r^2}{2f} - \frac{r^4}{8f^3}\right)\right]. \quad (12)$$

Можно рассматривать выражение (12) как параболическую функцию пропускания со сферической абберацией. Если же разложить функцию пропускания акслинзы (10в), удерживая только два слагаемых, то получим:

$$\tau_{axl-p}(r) = \exp\left[-ik\left(\frac{r^2}{f} - \frac{r^4}{2f^3}\right)\right]. \quad (13)$$

Из (13) видно, что в параксиальном случае имеется несоответствие фокусов акслинзы с остальными элементами, поэтому далее будем для акслинзы использовать несколько иную функцию пропускания (с удвоенным фокусом):

$$\tau_{axl2}(r) = \exp\left[-ik\frac{r^2}{\sqrt{r^2 + (2f)^2}}\right]. \quad (14)$$

В этом случае вместо (13) получим:

$$\tau_{axl2-p}(r) = \exp\left[-ik\left(\frac{r^2}{2f} - \frac{r^4}{16f^3}\right)\right], \quad (15)$$

что фактически соответствует идеальной (рефракционной) линзе, но с уменьшенной сферической абберацией.

Для наглядного сравнения линз (10а) и (14) можно записать следующее равенство:

$$\frac{r^2}{\sqrt{r^2 + (2f)^2}} = \sqrt{r^2 + (2f)^2} - \frac{(2f)^2}{\sqrt{r^2 + (2f)^2}}. \quad (16)$$

Таким образом, аклинза (14) представляет собой идеальную линзу с удвоенным фокусом, комбинированную с некоторым дополнительным элементом. Тем не менее, в паракиальном случае все три элемента работают практически одинаково. На рис. 2 показаны результаты хроматической дисперсии при использовании любой бинарной линзы (10а)–(10в) радиусом 5 мм с фокусным расстоянием $f=300$ мм для изображения осевой точки, удалённой от линзы на расстояние 50000 мм при длинах волн излучения $\lambda_0=0,55$ мкм, $\lambda_1=0,45$ мкм, $\lambda_2=0,65$ мкм.

В табл. 1 приведены результаты моделирования для многоуровневых линз радиусом 25 мкм с фокусом 50 мкм. В табл. 2 показаны аналогичные результаты для бинарных линз.

3. Эксперимент

Фазовая функция аксикона с изменяющимся периодом была рассчитана для фокусного расстояния 160 мм на длину волны 550 нм для апертуры диаметром 8 мм. Такая линза была изготовлена методом прямой лазерной записи по фоторезисту на станции лазерной записи. На рис. 3 представлен вид рельефа в центральной области линзы (рис. 3а) и краевой области линзы (рис. 3б).

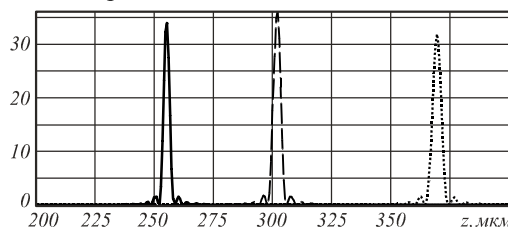


Рис. 2. Изображение осевой точки, удалённой от линзы на расстояние 50000 мм, при длинах волн излучения $\lambda_0=0,55$ мкм (зелёный цвет), $\lambda_1=0,45$ мкм (синий цвет), $\lambda_2=0,65$ мкм (красный цвет)

Табл. 1. Результаты непаракиального моделирования для многоуровневых линз

Тип линзы	Сферическая	Параболическая	Аклинза
Профиль фазы			
Изображение осевой точки	 $\Delta f = 20,52$ мкм	 $\Delta f = 18,96$ мкм	 $\Delta f = 21,72$ мкм

Табл. 2. Результаты непаракиального моделирования для бинарных линз

Тип линзы	Сферическая	Параболическая	Аклинза
Профиль фазы			
Изображение осевой точки	 $\Delta f = 21$ мкм	 $\Delta f = 19,8$ мкм	 $\Delta f = 21,9$ мкм

Как видно из рис. 3, получившийся микрорельеф хорошего качества, без сбоев и неоднородностей.

Для изготовленной линзы была экспериментально построена функция рассеяния точки (ФРТ). Для этого пучок твердотельного лазера проецировался на матовый экран, расположенный на расстоянии 4 м от линзы, а затем с помощью изготовленной аклинзы строилось изображение этого пятна. Размер пятна, сфокусированного на экран, составил около 0,3 мм, т.е. его можно считать на таком удалении от линзы точечным

источником света. В качестве линзы для сравнения использовалась дифракционная параболическая линза с фокусным расстоянием 160 мм. Для регистрации изображений была использована матрица с разрешением 1600×1200 с размером пиксела 5,65 мкм. На рис. 4 приведены изображения пятна, полученные с помощью дифракционной параболической линзы (рис. 4а, в) и аклинзы (рис. 4б, г). На рис. 4а, б приведены пятна рассеяния при оптимальном значении яркости для определения ширины ФРТ. На рис. 4в, г яр-

кость светового пятна была увеличена, чтобы за счёт расширения его изображения (камера регистрирует те участки светового пятна, которые ранее не регистрировались из-за недостаточной чувствительности матрицы) можно было точнее определить соотношение размеров для ФРТ параболической дифракционной линзы и акселинзы [15].

Ширина ФРТ по полуспаду интенсивности на рис. 4а – 23 мкм, на рис. 4б – 17 мкм. К сожалению,

размер пятна всего 3–4 пиксела, и для более точного измерения надо использовать рис. 4в, г. Результаты измерений по рис. 4в, г дают более точное значение соотношения ширины ФРТ – ширина ФРТ для параболической линзы в 1,26 больше, чем у акселинзы. Т.е. в случае монохроматического источника света акселинза работает лучше дифракционной параболической. Но, кроме геометрических aberrаций, нужно также исследовать хроматические aberrации.

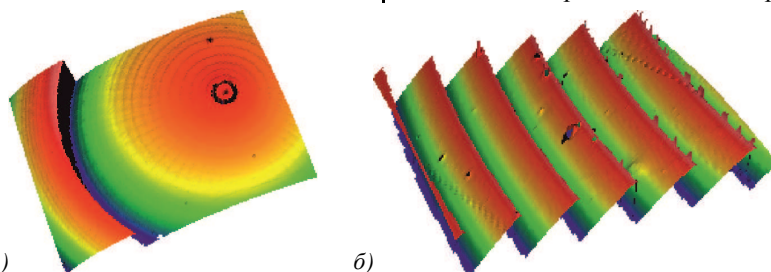


Рис. 3. Вид центрального (а) и краевого (б) участков микрорельефа дифракционной линзы

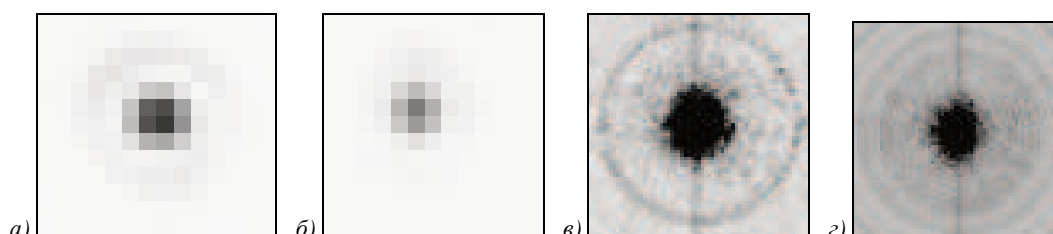


Рис. 4. Изображение точечного источника, построенное параболической линзой (а) и акселинзой (б) при оптимальном уровне яркости; изображение точечного источника, построенное параболической линзой (в) и акселинзой (г) при повышенном уровне яркости (негативные изображения)

Для этого акселинза была установлена в оптическую схему, представленную на рис. 5, в которой был проведён эксперимент по формированию изображения этим элементом. При этом расстояние от монитора до линзы составило 1,5 м.

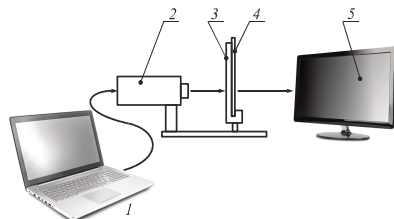


Рис. 5. Оптическая схема, позволяющая строить изображения с помощью дифракционных линз: 1 – компьютер, 2 – CCD-камера, 3 – диафрагма, 4 – дифракционная линза, 5 – монитор

Для исследования хроматических aberrаций было использовано изображение файловой таблицы, которое непосредственно выводилось на монитор компьютера (рис. 6а). Для сравнения такое же изображение было сформировано с помощью дифракционной параболической линзы с такими же параметрами (рис. 6б).

Поскольку основное изображение файловой таблицы почти монохромно, то обе дифракционные структуры довольно качественно строят изображения. Но на изображении присутствует вертикальная линия белого цвета, которая содержит все RGB-компоненты, и поэтому вдоль неё на изображении мы видим довольно широкую цветную полосу. Очевидно, что по ширине этой полосы можно оценить вели-

чину поперечной хроматической aberrации каждой из дифракционных структур. Так, для рис. 6а ширина этой линии – 400 мкм, а для рис. 6б – 260 мкм. Т.е. дифракционный аксикон с переменным периодом даёт хроматическую aberrацию в полтора раза больше, чем параболическая линза. Эта aberrация, как видно из рис. 6, полностью нивелирует эффект от уменьшения геометрических aberrаций. И на той, и на другой картинке видны межпиксельные промежутки размером 0,2 мм. Но при съёмке в монохроматическом режиме, когда светофильтрами отсекается область спектра от 470 нм до 520 нм, влияние хроматической aberrации уменьшается (рис. 7).

Как видно из рис. 7, по разрешающей способности акселинза сравнивалась с линзой параболической, но контраст изображения, полученного с её помощью, всё же ниже, чем контраст изображения, полученного параболической линзой.

Заключение

Проведён расчёт дифракционной асферической линзы, которая обеспечивает фокусировку в одну точку. Экспериментально показано, что такая линза действительно для монохроматического источника позволяет получить существенно более узкую ФРТ.

Однако по результатам проведённых теоретических расчётов и натурального эксперимента можно сделать вывод, что наличие повышенно хроматической aberrации у идеальной дифракционной линзы полностью нивелирует эффект от компенсации части гео-

метрических aberrаций. Следовательно, повышать разрешение изображающих дифракционных систем

для немонахроматического света с использованием одного дифракционного элемента невозможно.

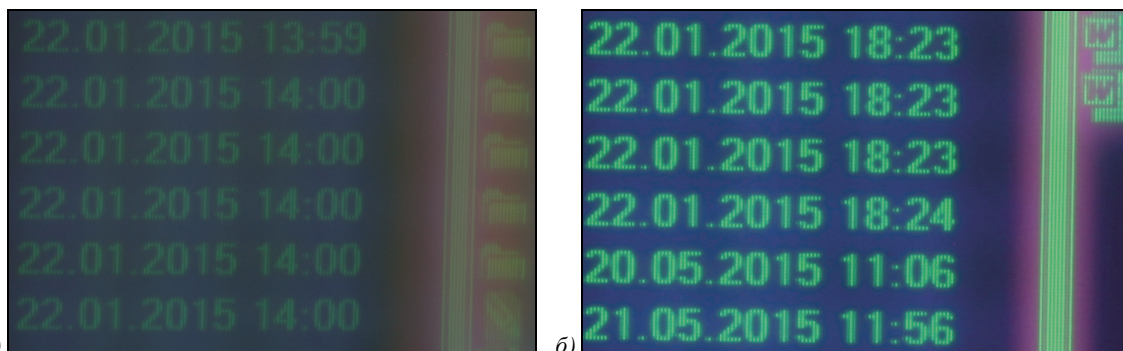


Рис. 6. Изображение рабочего окна программы Windows Cotander, снятое с экрана монитора дифракционной идеальной линзой (а) и дифракционной параболической линзой (б) с фокусными расстояниями 160 мм с расстояния 1,5 м

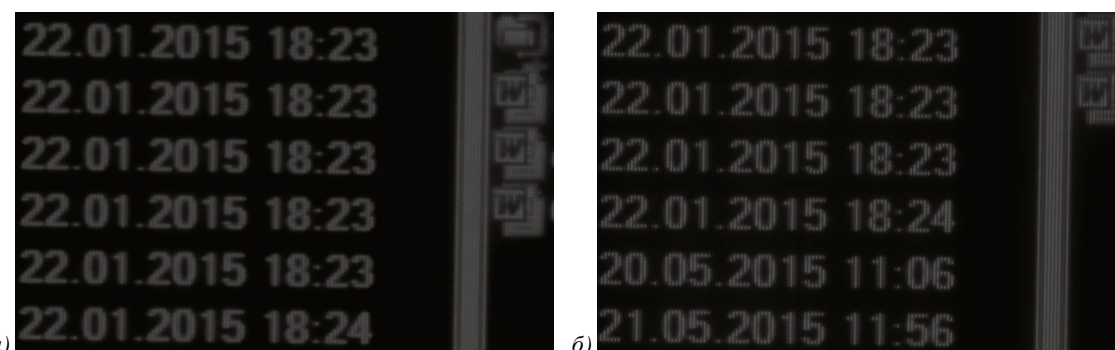


Рис. 7. Изображение рабочего окна программы Windows Cotander, снятое с экрана монитора дифракционной идеальной линзой (а) и дифракционной параболической линзой (б) с фокусными расстояниями 160 мм с расстояния 1,5 м при съемке в монохроматическом режиме

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 14-31-00014).

Литература

1. **Dobson, S.L.** Diffractive lenses for chromatic confocal imaging / S.L. Dobson, P. Sun, Y. Fainman // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36, Issue 20. – P. 4744-4748.
2. **Грейсух, Г.И.** Принципы построения проекционных и фокусирующих оптических систем с дифракционными элементами / Г.И. Грейсух, И.М. Ефименко, С.А. Степанов // *Компьютерная оптика*. – 1987. – Т. 1. – С. 114-116.
3. **Greisukh, G.I.** Aberration properties and performance of a new diffractive-gradient-index high-resolution objective / G.I. Greisukh, E.G. Ezhov, S.A. Stepanov // *Applied Optics*. – 2001. – Vol. 40, Issue 16. – P. 2730-2735.
4. **Buralli, D.A.** Design of diffractive singlets for monochromatic imaging / D.A. Buralli, G.M. Morris // *Applied Optics*. – 1991. – Vol. 30. – P. 2151-2158.
5. **Sweeney, D.W.** Harmonic diffractive lenses / D.W. Sweeney, G.E. Sommargren // *Applied Optics*. – 1995. – Vol. 34, Is. 14. – P. 2469-2475.
6. **Falkis, D.** Broadband Imaging with Holographic Lenses / D. Falkis and G.M. Morris // *Optical Engineering*. – 1989. – Vol. 28. – P. 592-598.
7. **Buralli, D.A.** Design of a Wide Field Diffractive Landscape Lens / D.A. Buralli, G.M. Morris // *Applied Optics*. – 1989. – Vol. 28. – P. 3950-3959.
8. **Kleinhans, W.A.** Aberrations of curved zone plates and Fresnel lenses / W.A. Kleinhans // *Applied Optics*. – 1977. – Vol. 16. – P. 1701-1704.
9. **Hopkins, R.E.** *Optics for Laser Scanning* / R.E. Hopkins, M.J. Buzawa // *Optical Engineering*. – 1976. – Vol. 15. – P. 90-94.
10. **Missig, M.D.** Diffractive optics applied to eyepiece design / M.D. Missig, G.M. Morris // *Applied Optics*. – 1995. – Vol. 34. – P. 2452.
11. **Knapp, W.** Optical design comparison of 60 degrees eyepieces: one with a diffractive surface and one with aspherics / W. Knapp, G. Blough, K. Khajurivala, R. Michaels, B. Tattian, B. Volk // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36. – P. 4756-4760.
12. **Yun, Z.** Eyepiece design with refractive-diffractive hybrid elements / Z. Yun, Y. Lam, Y. Zhou, X. Yuan, L. Zhao, J. Liu // *Proceedings of SPIE*. – 2000. – Vol. 4093. – P. 474-480.
13. **Stone, T.W.** Hybrid Diffractive-Refractive Lenses and Achromats / T.W. Stone, N. George // *Applied Optics*. – 1988. – Vol. 27. – P. 2960-2971.
14. **Haefner, M.** Laser direct writing of rotationally symmetric high-resolution structures / M. Haefner, C. Pruss, W. Osten // *Applied Optics*. – 2011. – Vol. 50. – P. 5983-5989.
15. *Оптические измерения. Часть 6. Инновационные направления в оптических измерениях и исследованиях оптических систем* / В.К. Кирилловский, Л.З. Туан. – СПб ГУ ИТМО. – 2008. – 131 с.

References

- [1] Dobson SL, Sun P, Fainman Y. Diffractive lenses for chromatic confocal imaging. *Appl Opt* 1997; 36(20): 4744-8.
- [2] Greisukh GI, Efimenko IM, Stepanov SA. Design principles for projection and focusing optical systems with diffraction elements. *Computer Optics (English Translation)* 1989; 1(1): 89-90.

- [3] Greisukh GI, Ezhov EG, Stepanov SA. Aberration properties and performance of a new diffractive-gradient-index high-resolution objective. *Appl Opt* 2001; 40(16): 2730-5.
- [4] Buralli DA, Morris GM. Design of diffractive singlets for monochromatic imaging. *Appl Opt* 1991; 30: 2151-8.
- [5] Sweeney DW, Sommargren GE. Harmonic diffractive lenses. *Appl Opt* 1995; 34(14): 2469-75.
- [6] Falkis D, Morris GM. Broadband Imaging with Holographic Lenses. *Optical Engineering* 1989; 28: 592-8.
- [7] Buralli DA, Morris GM. Design of a Wide Field Diffractive Landscape Lens. *Appl Opt* 1989; 28: 3950-9.
- [8] Kleinhans WA. Aberrations of curved zone plates and Fresnel lenses. *Appl Opt* 1977; 16: 1701-4.
- [9] Hopkins RE, Buzawa MJ. Optics for Laser Scanning. *Optical Engineering* 1976; 15: 90-4.
- [10] Missig MD, Morris GM. Diffractive optics applied to eyepiece design. *Appl Opt* 1995; 34: 2452.
- [11] Knapp W, Blough G, Khajurivala K, Michaels R, Tatian B, Volk B. Optical design comparison of 60 degrees eyepieces: one with a diffractive surface and one with aspherics. *Appl Opt* 1997; 36: 4756-60.
- [12] Yun Z, Lam Y, Zhou Y, Yuan X, Zhao L, Liu J. Eyepiece design with refractive-diffractive hybrid elements. *Proc SPIE* 2000; 4093: 474-80.
- [13] Stone TW, George N. Hybrid Diffractive-Refractive Lenses and Achromats. *Appl Opt* 1988; 27: 2960-71.
- [14] Haefner M, Pruss C, Osten W. Laser direct writing of rotationally symmetric high-resolution structures. *Appl Opt* 2011; 50: 5983-9.
- [15] Optical measurements. Part 6. Innovative directions in optical measurements and studies of optical systems / V.K. Kirillovskii, L.Z. Tuan. SPb GU ITMO. 2008.

COMPARATIVE STUDY OF THE SPECTRAL CHARACTERISTICS OF ASPHERIC LENSES

S.N. Khonina^{1,2}, A.V. Ustinov^{1,2}, R.V. Skidanov^{1,2}, A.A. Morozov¹

¹ Image Processing Systems Institute, Samara, Russia,
Russian Academy of Sciences,

² Samara State Aerospace University, Samara, Russia

Abstract

A diffractive aspheric lens with minimized geometric aberrations on the axis (the axilens) is designed. It is shown that the lens possesses substantially higher angular resolution than a parabolic lens. We consider the spectral properties of the axilens. Experiments on imaging by means of an axilens are conducted.

Keywords: ideal refractive lens, parabolic lens, axicon, axilens, spectral properties.

Citation: Khonina SN, Ustinov AV, Skidanov RV, Morozov AA. Study of the spectral characteristics of aspheric lenses. *Computer Optics* 2015; 39(3): 363-9.

Сведения об авторах

Сведения об авторе **Хонина Светлана Николаевна** – см. стр. 338 этого номера.

Устинов Андрей Владимирович, 1968 года рождения, в 1991 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика», работает ведущим программистом в Институте систем обработки изображений РАН; является аспирантом Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета). Область научных интересов: дифракционная оптика, разработка программ моделирования работы оптических элементов; обработка изображений, в частности гидродинамических и биомедицинских процессов.

E-mail: andr@smr.ru.

Andrey Vladimirovich Ustinov, (b. 1968) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI), majoring in Applied Mathematics, works as the leading programmer in the Image Processing Systems Institute of the RAS; postgraduate student of Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Research interests: diffractive optics, software design for modeling of optical elements operating; images processing, particularly images of hydrodynamic processes and biomedical images.

Скиданов Роман Васильевич, 1973 года рождения. В 1990 году с отличием окончил Самарский государственный университет (СамГУ) по специальности «Физика». Доктор физико-математических наук (2007 год), работает заведующим лабораторией микро- и нанотехнологий Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Р.В. Скиданов – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанопоники. В списке научных работ Р.В. Скиданова 90 статей, 5 монографий.

E-mail: romans@smr.ru.

Roman Vasilevich Skidanov (b. 1973) Graduated with honours (1990) from Samara State University (SSU), majoring in Physic. He received his Doctor in Physics & Maths (2007) degrees from Samara State Aerospace University. He is the head of Micro- and Nanotechnologies laboratory at the Samara Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is co-author of 90 scientific papers, 5 monographs. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.

Морозов Андрей Андреевич, 1987 года рождения. В 2010 получил степень магистра в СГАУ по специальности «Прикладная математика и физика». Кандидат физико-математических наук (2014). Научный сотрудник лаборатории микро- и нанотехнологий Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). В списке научных работ А.А. Морозова 18 статей. Область научных интересов: дифракционная оптика, оптическое микроманипулирование.

E-mail: ragefalcon@mail.ru.

Andrey Andreevich Morozov (b. 1987).) He received his master of Applied Mathematics and Physics (2010) in SSAU. Candidate in Physics and Mathematics (2014). Currently he is a researcher in Micro- and Nanotechnology laboratory of the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). He is co-author of 18 scientific papers. Research interests: diffractive optics, optical micromanipulation.

*Поступила в редакцию 5 июня 2015 г.
Окончательный вариант – 26 июня 2015 г.*