

Расчёт дифракционной линзы с фиксированным положением фокуса при нескольких заданных длинах волн

Л.Л. Досколович^{1,2}, Е.А. Безус^{1,2}, Д.А. Быков^{1,2}, Р.В. Скиданов^{1,2}, Н.Л. Казанский^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151,

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Предложен метод расчёта «спектральной» дифракционной линзы, обеспечивающей сохранение положения фокуса при нескольких различных длинах волн. Метод основан на минимизации функции, характеризующей отклонение комплексных функций пропускания спектральной линзы для заданных длин волн от функций комплексного пропускания дифракционных линз, рассчитанных отдельно для каждой из заданных длин волн. В качестве примера рассчитаны спектральные дифракционные линзы для трёх и семи длин волн. Результаты моделирования работы рассчитанных линз подтверждают хорошую работоспособность предложенного метода.

Ключевые слова: дифракционная оптика, дифракционная линза, скалярная теория дифракции, интеграл Френеля–Кирхгофа.

Цитирование: Досколович, Л.Л. Расчёт дифракционной линзы с фиксированным положением фокуса при нескольких заданных длинах волн / Л.Л. Досколович, Е.А. Безус, Д.А. Быков, Р.В. Скиданов, Н.Л. Казанский // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 6. – С. 946-955. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-6-946-955.

Введение

Обычные рефракционные линзы имеют достаточно большую толщину, что ограничивает возможности их применения при создании компактных оптических систем. Преодолеть это ограничение позволяют дифракционные линзы (ДЛ), имеющие толщину дифракционного микрорельефа, сопоставимую с длиной волны падающего излучения. Однако ДЛ обычно рассчитываются для работы с излучением одной фиксированной длины волны λ_0 и поэтому имеют хроматические aberrации, которые существенно больше, чем у обычных рефракционных линз. Действительно, у рефракционной линзы хроматическая aberrация (т.е. изменение положения фокуса при изменении длины волны) определяется только дисперсией материала линзы. Изменение положения фокуса у ДЛ в первую очередь обусловлено изменением углов дифракции на зонах микрорельефа. Данные углы пропорциональны длине волны падающего излучения, что по сравнению с дисперсией материала значительно сильнее изменяет положение фокуса при изменении длины волны. При изменении длины волны падающего излучения на величину $\Delta\lambda$ сдвиг фокуса у ДЛ оценивается величиной $\delta f = -f\Delta\lambda/\lambda_0$, где f – фокусное расстояние.

Отметим, что дифракционные и рефракционные линзы обладают противоположным хроматизмом. Поэтому для компенсации хроматических aberrаций часто используют комбинации рефракционных и дифракционных элементов [1–3]. Для уменьшения хроматических aberrаций также были предложены так называемые гармонические дифракционные линзы (ГДЛ) [4–8]. По сравнению с «обычными» ДЛ, ГДЛ имеют большую высоту дифракционного микрорельефа.

Если максимальная высота микрорельефа ДЛ равна $\lambda_0/(n-1)$, где n – показатель преломления материала ДЛ, то у ГДЛ высота рельефа в M раз больше. ГДЛ можно рассматривать как своеобразную комбинацию дифракционной линзы ($M=1$) и тонкой рефракционной линзы, которая получается из ГДЛ при $M \gg 1$. ГДЛ обладает меньшей хроматической aberrацией и позволяет в различных порядках дифракции сфокусировать в одном фокусе несколько различных длин волн. В то же время «рабочие длины волн» ГДЛ не могут быть выбраны произвольным образом и определяются аналитической формулой, зависящей от M и λ_0 [4–8]. При этом даже при малых отклонениях длин волн падающего излучения от рабочих длин волн ГДЛ, составляющих всего несколько процентов, происходит сильное уменьшение величины фокального пика. Это является существенным недостатком ГДЛ.

В последние несколько лет были предложены различные численные методы расчёта дифракционных линз, предназначенных для работы с излучением нескольких различных заданных длин волн [9–15]. Чтобы отличить эти линзы от «обычных» ДЛ, рассчитанных для излучения одной длины волны, далее будем называть линзы, предназначенные для работы с излучением нескольких заданных длин волн, спектральными дифракционными линзами (СДЛ). Отметим, что интерес к данной тематике обусловлен перспективами применения СДЛ в широком классе приложений, включающих создание компактных изображающих систем для мобильных устройств и беспилотных летательных аппаратов.

По мнению авторов настоящей работы, наиболее развитые методы расчёта СДЛ были предложены в работах [9–11]. Эти методы являются вариантами мето-

да прямого бинарного поиска и позволяют рассчитать микрорельеф СДЛ в рамках скалярной теории дифракции. Методы учитывают технологические ограничения (дискретизацию и квантование дифракционного микрорельефа) и позволяют получить микрорельеф с заданным аспектным отношением. Кроме того, несмотря на использование при расчёте СДЛ приближения скалярной теории дифракции, результаты моделирования СДЛ в рамках строгой электромагнитной теории показали их высокие рабочие характеристики, в том числе при больших числовых апертурах. Рабочие характеристики СДЛ оказались даже лучше, чем у металинз, рассчитанных в рамках электромагнитной теории [13]. При этом по сравнению с металинзами СДЛ являются значительно более простыми в изготовлении.

Наиболее подробно метод бинарного поиска в задаче расчёта СДЛ описан в дополнительных материалах к статье [9]. Несмотря на успешное применение метода в задачах расчёта различных СДЛ [9–13], данный метод имеет ряд недостатков. В частности, в методе используется критерий оптимизации с настраиваемыми параметрами, выбор которых представляет собой отдельную нетривиальную задачу, а сходимость метода существенно зависит от начального приближения. В настоящей работе предлагается значительно более простой метод расчёта СДЛ, который не требует итерационного расчёта и также позволяет учесть технологические ограничения, связанные с изготовлением дифракционного микрорельефа. В качестве примера рассчитаны СДЛ для трёх и семи различных длин волн. Результаты моделирования работы рассчитанных СДЛ, а также результаты сравнения рассчитанных СДЛ с известными СДЛ, рассчитанными методом бинарного поиска, подтверждают хорошую работоспособность предложенного метода.

1. Дифракционная и гармоническая линзы

Фазовые дифракционные линзы обычно рассчитываются для работы с излучением одной фиксированной длины волны. Микрорельеф ДЛ с фокусом f_0 , рассчитанный для длины волны λ_0 , имеет вид

$$h_{dl}(\rho) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n-1)} \text{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)], \quad \rho \in [0, R], \quad (1)$$

где n – показатель преломления материала линзы при длине волны λ_0 , $\varphi_l(\rho) = -\pi\rho^2/(\lambda_0 f_0)$ – параксиальная фазовая функция линзы с фокусным расстоянием f_0 , R – радиус апертуры ДЛ. Рассмотрим работу ДЛ при изменении длины волны. Пренебрегая дисперсией материала линзы, запишем функцию комплексного пропускания ДЛ при длине волны $\lambda \neq \lambda_0$ в виде

$$\begin{aligned} T(\rho; \lambda) &= \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) h_{dl}(\rho)\right\} = \\ &= \exp\left\{i \frac{\lambda_0}{\lambda} \text{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)]\right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Раскладывая $T(\rho; \lambda)$ в ряд Фурье по переменной $x = \text{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)] \in [0, 2\pi)$, несложно получить, что при $\lambda \neq \lambda_0$ ДЛ формирует набор порядков дифракции, соответствующих сферическим пучкам с фокусными расстояниями [14–17]

$$f_m(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{f_0}{m}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

Отметим, что нулевому дифракционному порядку ($m = 0$) соответствует пучок с плоским волновым фронтом, поэтому $f_{0\lambda}$ в формуле (3) обращается в бесконечность.

Распределение энергии между фокусами (между порядками дифракции) определяется величинами $I_m(\lambda) = |c_m(\lambda)|^2$, где

$$c_m(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left\{i \frac{\lambda_0}{\lambda} \xi - im\xi\right\} d\xi - \quad (4)$$

коэффициенты Фурье-функции $\exp\{i\lambda_0\xi/\lambda\}$, $\xi \in [0, 2\pi)$ ($\sum_m |c_m(\lambda)|^2 = 1$). Заметим, что при $\lambda = \lambda_0$ коэффициент Фурье $c_1(\lambda_0)$ равен единице, а все остальные коэффициенты Фурье обращаются в нуль, т.е. порядки дифракции с номерами $m \neq 1$ не формируются. При длине волны $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$, находящейся в окрестности расчетной длины волны λ_0 , +1-й порядок дифракции ($m = 1$ в (3), (4)) будет являться основным. Указанный порядок дифракции соответствует сходящемуся сферическому пучку с фокусом

$$\begin{aligned} f_1(\lambda) &= \frac{\lambda_0}{\lambda} f_0 = \\ &= f_0 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda} f_0 \approx f_0 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} f_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, при отклонении длины волны от расчётного значения на $\Delta\lambda$ фокус ДЛ смещается на величину

$$\delta_f = f_0 - f_1(\lambda) = -\Delta\lambda/(\lambda_0 + \Delta\lambda) \cdot f_0.$$

Согласно (4), доля энергии падающего пучка, фокусируемая в данном фокусе, оценивается величиной

$$|c_1(\lambda)|^2 = \text{sinc}^2\left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1\right), \quad (6)$$

где $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$.

Хроматическая аберрация (смещение фокуса при изменении длины волны) является основным недостатком ДЛ (1). Хроматическая аберрация может быть уменьшена за счет увеличения высоты дифракционного микрорельефа [4–8]. Отметим, что если функцию $\text{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)]$ в (1) заменить на $\text{mod}_{2\pi M}[\varphi_l(\rho)]$, где $M > 1$, $M \in \mathbb{N}$, то мы получим дифракционную линзу с фокусом f_0 для длины волны λ_0 , которая будет иметь в M раз большую максимальную высоту микрорельефа. Такую линзу принято называть гармонической дифракционной линзой (ГДЛ) [4]. Её микрорельеф определяется следующим выражением:

$$h_{hdl}(\rho) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n-1)} \text{mod}_{2\pi M} [\varphi_l(\rho)] = \frac{\lambda_0 M}{2\pi(n-1)} \text{mod}_{2\pi} \left[\frac{\varphi_l(\rho)}{M} \right]. \quad (7)$$

ГДЛ может быть рассмотрена как промежуточное звено между обычной дифракционной линзой ($M=1$) и тонкой рефракционной линзой, которая получается из (7) при $M = \lfloor R^2/(2\lambda_0 f) \rfloor$, где скобки $\lfloor \cdot \rfloor$ означают целую часть числа.

Рассмотрим работу ГДЛ при изменении длины волны. Запишем функцию комплексного пропускания ГДЛ при длине волны $\lambda \neq \lambda_0$ в виде

$$T_{hdl}(\rho; \lambda) = \exp \left\{ i \frac{\lambda_0}{\lambda} M \text{mod}_{2\pi} \left[\frac{\varphi_l(\rho)}{M} \right] \right\}. \quad (8)$$

Аналогично вышеприведённому анализу обычной ДЛ разложим $T_{hdl}(\rho; \lambda)$ в ряд Фурье по переменной $\xi = \text{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)/M] \in [0, 2\pi)$ и получим, что при $\lambda \neq \lambda_0$ ГДЛ формирует набор порядков дифракции, соответствующих сферическим пучкам с фокусными расстояниями

$$f_{h,m}(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{M f_0}{m}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (9)$$

Аналогично формуле (3), обращение в бесконечность фокусного расстояния $f_{h,0}$ означает формирование пучка с плоским волновым фронтом в нулевом порядке дифракции. Распределение энергии между фокусами определяется величинами

$$I_{h,m}(\lambda) = |c_{h,m}(\lambda)|^2 = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \left\{ i \frac{\lambda_0 M}{\lambda} \xi - im\xi \right\} d\xi \right|^2, \quad (10)$$

где $c_{h,m}(\lambda)$ – коэффициенты Фурье-функции $\exp\{i\lambda_0 M \xi / \lambda\}$, $\xi \in [0, 2\pi)$. Из (9) следует, что при длинах волн

$$\lambda_{h,m} = \frac{\lambda_0 M}{m}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (11)$$

фокусы различных порядков дифракции совпадают между собой: $f_{h,m}(\lambda_{h,m}) = f_0$. Это означает, что ГДЛ имеет фиксированный фокус f_0 для различных длин волн, заданных соотношением (11). При этом, согласно (10), $|c_{h,m}(\lambda_{h,m})|^2 = 1$, то есть вся энергия падающих пучков с длинами волн (11) направляется в один требуемый фокус. Данный результат также несложно получить непосредственной подстановкой длин волн (11) в функцию комплексного пропускания (8). Действительно, при $\lambda = \lambda_{h,m}$ функция комплексного пропускания ГДЛ принимает вид

$$T_{hdl}(\rho; \lambda_{h,m}) = \exp \left\{ -i \frac{\pi \rho^2}{\lambda_{h,m} f_0} \right\}, \quad j = 1, 2, \dots \quad (12)$$

Функция (12) соответствует функции комплексного пропускания линзы с фокусом f_0 , рассчитанной для длины волны $\lambda_{h,m}$.

Несмотря на то, что ГДЛ позволяет собрать в одном фокусе бесконечное число длин волн, практический интерес представляют только несколько длин волн, находящихся в окрестности заданной длины волны λ_0 , то есть длины волн (11) при значениях m , близких к M . Существенным недостатком гармонической линзы является то, что она не позволяет «собрать» в одном фокусе несколько различных длин волн, которые не удовлетворяют соотношению (11). Теоретически, увеличивая значение M , можно аппроксимировать произвольный заданный набор длин волн, находящихся в окрестности длины волны λ_0 , длинами волн $\lambda_{h,m}$. Однако требования к компактности и технологичности дифракционных линз накладывают ограничения на величину M . В частности, в технологиях дифракционной оптики, основанных на оптической записи микрорельефа в слое резиста, желательно иметь высоту дифракционного рельефа не более 5–6 мкм. В этом случае, например, при $\lambda_0 = 500$ нм и $n = 1,5$ значение M не должно превышать 6.

2. Метод расчёта

Как отмечено в предыдущем параграфе, недостатком гармонической линзы является то, что она не позволяет собрать в одном фокусе излучение нескольких различных длин волн, которые не удовлетворяют соотношению (11). Кроме того, представленный в параграфе 1 анализ ГДЛ не учитывает дисперсию материала линзы. При учёте дисперсии материала «энергии» дифракционных порядков $I_{h,m}(\lambda)$ в (10) уже не будут равны единице для длин волн $\lambda_{h,m}$ (11) [8].

В данном параграфе мы рассмотрим численный метод расчета спектральной дифракционной линзы (СДЛ), имеющей фиксированное положение фокуса для заданных длин волн λ_k , $k = 1, \dots, K$. Предлагаемый метод основан на минимизации целевой функции, характеризующей отличие функций комплексного пропускания СДЛ на заданных длинах волн от функций комплексного пропускания линз с фокусом f , рассчитанных для этих длин волн. Для объяснения смысла используемой целевой функции первоначально предположим, что расчётные длины волн λ_k , $k = 1, \dots, K$ принадлежат набору длин волн (11) при некотором M , а влиянием дисперсии материала линзы можно пренебречь. В этом случае решением задачи будет являться гармоническая линза (7). Согласно (12), для гармонической линзы выполняется следующее условие:

$$\sum_{k=1}^K \int_0^R |T_{hdl}(\rho; \lambda_k) - L(\rho; \lambda_k)|^2 d\rho = 0, \quad (13)$$

где $T_{hdl}(\rho; \lambda_k)$ – функция комплексного пропускания ГДЛ, заданная выражением (8), а

$$L(\rho; \lambda_k) = \exp(-i\pi\rho^2 / (\lambda_k f)) -$$

функции комплексного пропускания линз. Предположим, что радиальный профиль гармонической линзы задан на равномерной сетке из N отсчётов $\rho_j = (j+0,5)\Delta$, $j=1, \dots, N$, где $\Delta = R/N$. В дискретной форме выражение (13) может быть записано в виде

$$\varepsilon_h(h_{h,1}, \dots, h_{h,N}) = \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^N |T_{hdl}(\rho_j; \lambda_k) - L(\rho_j; \lambda_k)|^2 = 0, \tag{14}$$

где $h_{h,j} = h_{hdl}(\rho_j)$ – высоты гармонической линзы в узлах сетки ρ_j , $j=1, \dots, N$.

Теперь рассмотрим общий случай, когда расчётные длины волн λ_k , $k=1, \dots, K$, не обязаны принадлежать набору длин волн (11). Предположим, что радиальный профиль искомой спектральной дифракционной линзы состоит из N ступенек с одинаковой шириной Δ и высотами h_j , $j=1, \dots, N-1$. Обозначим

$$T_{sl}(h_j; \lambda_k) = \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda_k} [n(\lambda_k) - 1] h_j\right\} \tag{15}$$

значение функции комплексного пропускания СДЛ для расчётной длины волны λ_k в точке ρ_j , где h_j – высота микрорельефа в этой точке, а $n(\lambda_k)$ – показатель преломления материала линзы для данной длины волны. В общем случае произвольных длин волн λ_k , $k=1, \dots, K$, предлагается искать профиль СДЛ, заданный набором отсчётов h_1, \dots, h_N , из условия минимизации следующей целевой функции:

$$\varepsilon(h_1, \dots, h_N) = \sum_{k=1}^K w_k \sum_{j=1}^N |T_{sl}(h_j; \lambda_k) - L(\rho_j; \lambda_k)|^2 \rightarrow \min, \tag{16}$$

где w_k – весовые коэффициенты

$$(w_k > 0, \sum_{k=1}^K w_k = 1).$$

Данная функция представляет сумму квадратов модулей разности между функциями комплексного пропускания СДЛ, формируемых для расчётных длин волн λ_k , и функциями комплексного пропускания линз $L(\rho; \lambda_k)$. Такое задание целевой функции является естественным, поскольку если расчётные длины волн λ_k , $l=1, \dots, K$, принадлежат набору длин волн (11), то выражение (16) достигает своего минимума для профиля гармонической линзы, то есть при $h_j = h_{h,j}$, $j=1, \dots, N-1$ (14). Веса w_k , $k=1, \dots, K$, в (16) дают дополнительные возможности для контроля соотношения энергии в фокусе для различных длин волн. В простейшем случае можно положить $w_k = 1/K$, $k=1, \dots, K$.

При расчёте СДЛ нужно учитывать технологические ограничения на максимальную высоту микрорельефа h_{max} и число уровней высоты рельефа $Q \in \mathbb{N}$. Предположим, что высоты рельефа h_j могут принимать только следующие Q значений:

$$h_j \in \left\{0, h_{max} \cdot (1/Q), \dots, h_{max} \cdot [1 - 1/Q]\right\}.$$

В этом случае значения h_j , минимизирующие целевую функцию (16), могут быть найдены простым перебором:

$$h_j = h_{max} \frac{q_j}{Q},$$

$$q_j = \arg \min_{q \in \{0, \dots, Q-1\}} \left[\sum_{k=1}^K w_k \left| T_{sl}\left(h_{max} \frac{q}{Q}; \lambda_k\right) - L(\rho_j; \lambda_k) \right|^2 \right]. \tag{17}$$

Таким образом, расчёт СДЛ выполняется на основе выражения (17). По мнению авторов настоящей работы, расчёт СДЛ по формуле (17) значительно проще алгоритмов прямого бинарного поиска, предложенных в работах [9–11].

Отметим, что рассмотренный в настоящем параграфе метод аналогичен методу работы [15]. Однако приведенное в настоящей работе обоснование используемого критерия оптимизации является новым и основано на анализе гармонической дифракционной линзы, а не цветоделительной дифракционной решетки, как в работе [15].

3. Примеры расчёта

Пример 1. Для оценки эффективности предложенного метода была рассчитана цилиндрическая СДЛ для фокусировки длин волн $\lambda_1 = 460$ нм, $\lambda_2 = 540$ нм, $\lambda_3 = 620$ нм. При расчёте использовались следующие параметры: $f = 25$ мм, числовая апертура $NA = 0,166$, максимальная высота микрорельефа $h_{max} = 3$ мкм, шаг дискретизации $\Delta = 3$ мкм, число уровней квантования $Q = 128$. При $NA = 0,166$ размер апертуры СДЛ равен $2R = 2f \operatorname{tg}(\arcsin(NA)) = 8,42$ мм. Приведённые параметры были выбраны для сравнения с работой [9], в которой рассмотрен пример расчёта цилиндрической СДЛ с указанными параметрами методом прямого бинарного поиска. Отметим, что в работе [9] для изготовления микрорельефа линзы был использован фоторезист SC1827. В настоящей работе в качестве показателей преломления материала СДЛ были использованы показатели преломления позитивного фоторезиста ФП-3535, имеющего немного меньший показатель преломления (рис. 1). Данный резист в будущем планируется использовать для изготовления СДЛ.

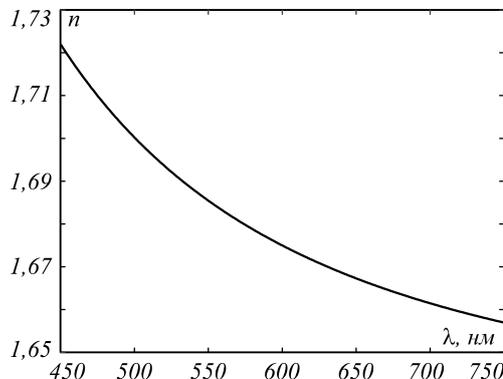


Рис. 1. Измеренный на эллипсометре Woollam показатель преломления резиста ФП-3535

Несмотря на то, что рассмотренный выше метод расчёта был сформулирован для радиальной СДЛ, формула (17) без каких-либо изменений может быть применена и для расчёта цилиндрической СДЛ. При этом цилиндрическая СДЛ может быть рассмотрена как сечение радиальной СДЛ вдоль диаметра. В силу симметрии задачи функция высоты микрорельефа $h(\rho)$ является чётной, и поэтому её достаточно рассчитать при $\rho \in [0, R]$. Рельеф СДЛ, рассчитанный по формуле (17) при указанных выше параметрах, приведён на рис. 2. Аналогично работе [9], расчёт распределений интенсивности, формируемых цилиндрической СДЛ при расчётных длинах волн $\lambda_k, k=1, 2, 3$, был выполнен в рамках скалярной теории дифракции с использованием двумерного интеграла Френеля–Кирхгофа:

$$I_{cyl}(r; \lambda_k) = \frac{1}{\lambda_k f} \times \left| \int_{-R}^R A(\rho) T_{sl}(\rho; \lambda_k) \exp\left\{i \frac{\pi}{\lambda_k f} (r - \rho)^2\right\} d\rho \right|^2, \quad (18)$$

где $A(\rho)$ – амплитуда падающего пучка,

$$T_{sl}(\rho; \lambda_k) = \exp\left\{i(2\pi/\lambda_k)[n(\lambda_k) - 1]h(\rho)\right\} -$$

функция комплексного пропускания СДЛ при длине волны λ_k , а $h(\rho)$ – профиль СДЛ, приведённый на рис. 2 при $\rho \in [0, R]$. В этом и следующих примерах будем считать, что $A(\rho) \equiv 1$. Отметим, что «идеальные» распределения интенсивности (т.е. распределения интенсивности, формируемые при функциях комплексного пропускания

$$L(\rho; \lambda_k) = \exp\left\{-i\pi\rho^2/(\lambda_k f)\right\}, k=1, 2, 3$$

могут быть вычислены аналитически:

$$I_{id,cyl}(r; \lambda_k) = \frac{4R^2}{\lambda_k f} \text{sinc}^2\left(\frac{2rR}{\lambda_k f}\right). \quad (19)$$

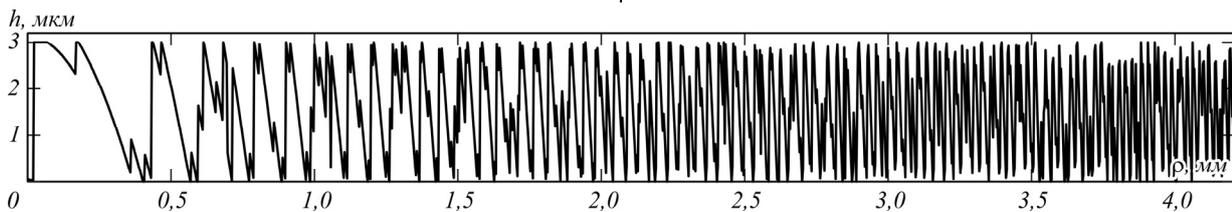


Рис. 2. Профиль СДЛ для трёх длин волн $\lambda_1 = 460$ нм, $\lambda_2 = 540$ нм, $\lambda_3 = 620$ нм

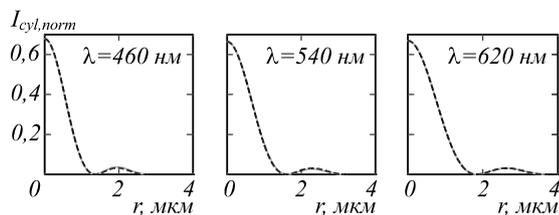


Рис. 3. Нормированные распределения интенсивности, формируемые цилиндрической СДЛ на рис. 2 для трёх заданных длин волн. Пунктиром показаны «идеальные» нормированные распределения интенсивности, формируемые дифракционными линзами, рассчитанными для заданных длин волн

На рис. 3 показаны расчётные распределения

$$I_{cyl, norm}(r; \lambda_k) = I_{cyl}(r; \lambda_k) / I_{id, cyl}(0; \lambda_k),$$

представляющие собой распределения (18), нормированные на «идеальные» интенсивности фокусов $I_{id, cyl}(0; \lambda_k) = 4R^2/(\lambda_k f)$. В силу симметрии расчётные распределения показаны только для положительных $r \in [0, 2\delta_{cyl, k}]$, где $\delta_{cyl, k} = \lambda_k f / R$ – размеры дифракционных пятен цилиндрических линз. Для сравнения на рис. 3 пунктирными линиями также показаны «идеальные» распределения интенсивности (19). Для наглядности данные распределения приведены с масштабными коэффициентами $I_{cyl}(0; \lambda_k) / I_{id, cyl}^2(0; \lambda_k)$, обеспечивающими совпадение нормированных распределений (18) и (19) в точке фокуса при $r=0$. Из рис. 3 видно, что распределения интенсивности, формируемые рассчитанной СДЛ, с высокой точностью совпадают с идеальными распределениями (19) (небольшие отличия можно заметить только в окрестности вторичных максимумов). В соответствии с работой [9] определим эффективность СДЛ на длине волны λ_k как долю энергии падающего пучка, фокусируемую в дифракционном пятне:

$$E_{cyl, k} = \frac{1}{2R} \int_{-\delta_{cyl, k}}^{\delta_{cyl, k}} I_{cyl}(r; \lambda_k) dr. \quad (20)$$

Рассчитанные эффективности СДЛ составили $E_{cyl, 1} = 0,649$, $E_{cyl, 2} = 0,632$, $E_{cyl, 3} = 0,634$. Полученные эффективности превышают теоретические эффективности аналогичной СДЛ в работе [9]. Для СДЛ из работы [9], рассчитанной методом прямого бинарного поиска, значения эффективности равны 0,401 ($\lambda_1 = 460$ нм), 0,263 ($\lambda_2 = 540$ нм) и 0,247 ($\lambda_3 = 620$ нм). Таким образом, в рассмотренном примере предложенный метод расчёта обеспечивает значительно лучшие рабочие характеристики, чем метод бинарного поиска.

Представляет интерес исследование рабочих характеристик радиальной СДЛ с профилем микрорельефа на рис. 2. В радиальном случае распределения интенсивности, формируемые СДЛ в приближении Френеля–Кирхгофа, имеют вид [15]

$$I_{rad}(r; \lambda_k) = \left(\frac{2\pi}{\lambda_k f}\right)^2 \left| \int_0^R T_{sl}(\rho; \lambda_k) \exp\left\{i \frac{\pi\rho^2}{\lambda_k f}\right\} J_0\left(\frac{2\pi r\rho}{\lambda_k f}\right) \rho d\rho \right|^2, \quad (21)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода. В данном случае «идеальные» радиальные распределения интенсивности, формируемые при функциях комплекс-

ного пропускания $L(\rho; \lambda_k) = \exp\{-i\pi\rho^2/(\lambda_k f)\}$, определяются следующим выражением:

$$I_{id,rad}(r; \lambda_k) = \left(\frac{\pi R}{\lambda_k f}\right)^2 \left[2J_1\left(\frac{2\pi r r}{\lambda_k f}\right) / \frac{2\pi r r}{\lambda_k f} \right]^2. \quad (22)$$

На рис. 4 показаны расчётные радиальные распределения $I_{rad,norm}(r; \lambda_k) = I_{rad}(r; \lambda_k)/I_{id,rad}(0; \lambda_k)$, представляющие собой распределения (21), нормированные на «идеальные» интенсивности фокусов $I_{id,rad}(0; \lambda_k) = [\pi R/(\lambda_k f)]^2$, и соответствующие нормированные «идеальные» распределения. Как и в предыдущем примере, для распределений (22) были использованы нормировки, обеспечивающие их совпадение с распределениями $I_{rad,norm}(r; \lambda_k)$ в точке $r=0$. Как следует из рис. 4, в данном примере формируемые распределения оказались визуально неотличимыми от «идеальных».

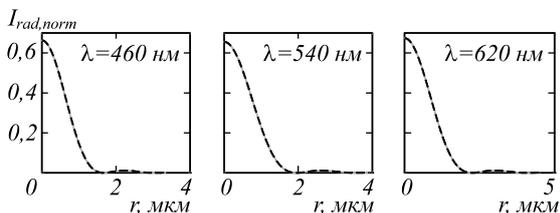


Рис. 4. Нормированные распределения интенсивности, формируемые радиальной СДЛ на рис. 2 для трёх заданных длин волн. Пунктиром показаны «идеальные» нормированные распределения интенсивности, формируемые дифракционными линзами, рассчитанными для заданных длин волн

Определим эффективность радиальной СДЛ на длине волны λ_k в виде

$$E_{rad,k} = \frac{2\pi i}{(\pi R)^2} \int_0^{\delta_{rad,k}} I_{rad}(r; \lambda_k) r dr, \quad (23)$$

где $\delta_{rad,k} = 1,22\lambda_k f/(2R)$ – радиус дифракционного пятна в радиальном случае. Как и ранее, эффективность (23) равна доли энергии падающего пучка (плоского пучка с единичной амплитудой и радиусом R), фокусируемой в дифракционном пятне. Рассчитанные эффективности составили $E_{rad,1} = 0,601$, $E_{rad,2} = 0,598$, $E_{rad,3} = 0,614$.

Пример 2. В качестве второго примера была рассчитана радиальная СДЛ для фокусировки следующих семи длин волн: $\lambda_k = [450 + 50(k-1)]$ нм, $k = 1, \dots, 7$. Расчёт производился при следующих параметрах: $f = 1$ мм, числовая апертура $NA = 0,18$, максимальная высота микро рельефа $h_{max} = 2,6$ мкм, шаг дискретизации $\Delta = 1$ мкм, число уровней квантования $Q = 128$. При $NA = 0,18$ размер апертуры СДЛ равен

$$2R = 2f \operatorname{tg}(\arcsin(NA)) = 0,366 \text{ мм.}$$

Приведённые параметры были выбраны для сравнения с работой [10], в которой рассмотрен расчёт радиальной СДЛ с указанными параметрами методом прямого бинарного поиска. Как и в примере 1, в качестве показателей преломления материала СДЛ были использованы значения показателей преломления фотрезиста ФП-3535 (рис. 1).

Рельеф СДЛ, рассчитанный по формуле (17) при указанных выше параметрах, приведён на рис. 5. На рис. 6 сверху показаны расчётные распределения интенсивности $I_{rad,norm}(r; \lambda_k)$, $r \in [0, 3\delta_{rad,k})$, формируемые СДЛ при расчётных длинах волн. Как и ранее, данные распределения нормированы на «идеальные» интенсивности фокусов $I_{id,rad}(0; \lambda_k)$. Для сравнения в верхней части рис. 6 также показаны нормированные идеальные распределения (22), для которых коэффициент нормировки выбран из условия их совпадения с распределениями (21) в точке $r=0$. В нижней части рис. 6 для наглядности показаны двумерные распределения интенсивности, которые являются развёрткой соответствующих распределений (радиальных сечений) $I_{rad,norm}(r; \lambda_k)$, показанных в верхней части рисунка. Отметим, что двумерные распределения в нижней части рис. 6 приведены в одинаковом масштабе для всех расчётных длин волн в области большего размера (в квадрате 30×30 мкм²).

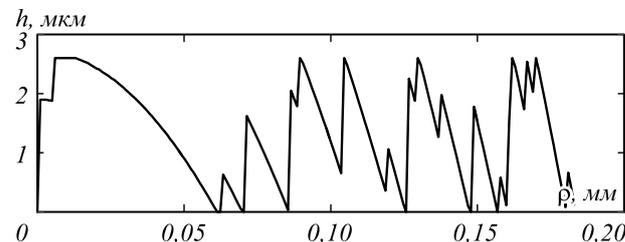


Рис. 5. Профиль СДЛ для семи длин волн $\lambda_k = [450 + 50(k-1)]$ нм, $k = 1, \dots, 7$

Из верхней части рис. 6 видно, что в пределах дифракционного пятна (при $r \leq \delta_{rad,k} = 1,22\lambda_k f/(2R)$) расчётные распределения (21) хорошо совпадают с идеальными распределениями (22). Вне дифракционного пятна в расчётных распределениях присутствует фоновая засветка, которая наиболее заметна при длинах волн $\lambda_6 = 700$ нм и $\lambda_7 = 750$ нм. Несмотря на фоновую засветку, качество полученных распределений, по мнению авторов настоящей статьи, значительно лучше, чем для аналогичной СДЛ в работе [10] (ср. нижнюю часть рис. 6 и рис. S1 в файле с дополнительными материалами к работе [10]). В частности, для СДЛ из работы [10], рассчитанной методом прямого бинарного поиска, пятна рассеяния при длинах волн $\lambda_4 = 600$ нм, $\lambda_5 = 650$ нм и $\lambda_7 = 750$ нм имеют кольцевую форму. Радиусы колец заметно превышают размеры дифракционных пятен $\delta_{rad,k}$, при этом интенсивности в максимумах данных колец превышают значения в геометрическом фокусе (в точке $r=0$). В отличие от СДЛ из работы [10], максимумы интенсивности для распределений, формируемых СДЛ на рис. 5, находятся в точке $r=0$ для всех расчётных длин волн. При этом значения эффективности $E_{rad,k}$ (см. формулу (23)) для СДЛ на рис. 5 на расчётных длинах волн примерно одинаковы и составляют около 0,25, среднее значение эффективности

$$\bar{E} = \frac{1}{7} \sum_{k=1}^7 E_{rad,k}$$

равно 0,253.

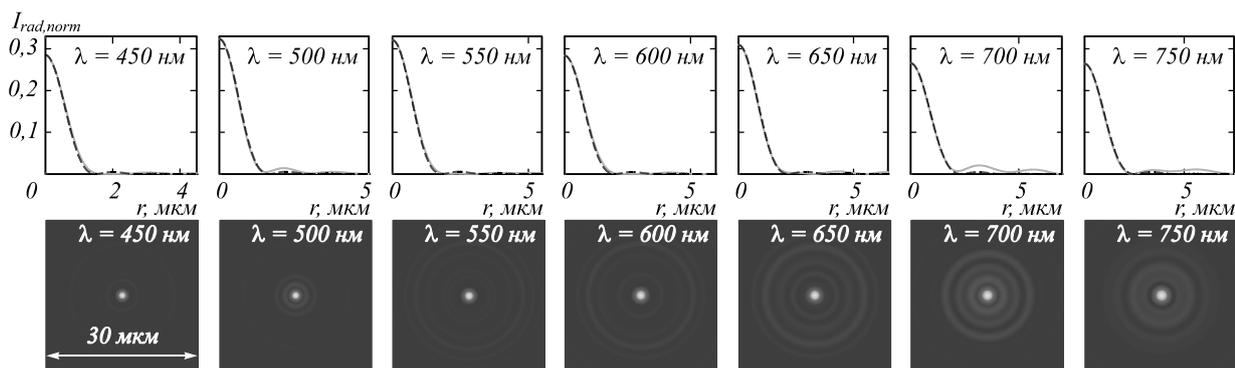


Рис. 6. Нормированные распределения интенсивности, формируемые радиальной СДЛ для семи заданных длин волн. Сверху показаны одномерные распределения (радиальные сечения) при $r \in [0, 3\delta_{rad,k}]$, снизу – двумерные распределения в квадратной области размером $30 \times 30 \text{ мкм}^2$. Пунктиром в верхней части рисунка показаны «идеальные» нормированные распределения интенсивности, формируемые дифракционными линзами, рассчитанными для заданных длин волн

Отметим, что для СДЛ, рассчитанной методом бинарного поиска в работе [10], приведены значительно большие значения эффективности. Средняя теоретическая эффективность равна 0,472. Однако из работы [10] неясно, как авторы определяли размер дифракционного пятна для своей СДЛ (в особенности при кольцевой форме функции рассеяния точки) и по окрестности какого размера выполнялось интегрирование распределений интенсивности при расчёте эффективности. В частности, в экспериментальных измерениях в работе [10] эффективность определялась в виде, аналогичном формуле (23), но интегрирование распределений интенсивности выполнялось по области с радиусом $\delta_{exp} = 9 \text{ мкм}$. Такой радиус значительно превышает размер дифракционного пятна $\delta_{rad,k}$, который даже для наибольшей длины волны $\lambda_7 = 750 \text{ нм}$ составляет всего $\delta_{rad,7} = 2,5 \text{ мкм}$. Если при расчёте эффективностей для СДЛ на рис. 4 заменить в формуле (23) верхний предел интегрирования с $\delta_{rad,k}$ на $\delta_{exp} = 9 \text{ мкм}$, то средняя эффективность СДЛ возрастает до 0,447. Это значение уже близко к теоретической оценке 0,472 в работе [10].

В работе [10] метод бинарного поиска использован для расчёта еще одной СДЛ с числовой апертурой $NA = 0,05$. При $f = 1 \text{ мм}$ и $NA = 0,05$ размер апертуры СДЛ равен $2R = 0,1 \text{ мм}$. Интересно отметить, что при указанном в работе [10] ограничении на максимальную высоту профиля $h_{max} \leq 2,4 \text{ мкм}$ расчёт СДЛ по формуле (17) даёт рельеф, который фактически совпадает с гладким рельефом обычной тонкой рефракционной линзы:

$$h_{rl}(\rho) = \frac{1}{2f(\bar{n} - 1)}(-\rho^2 + R), \quad \rho \in [0, R], \quad (24)$$

где

$$\bar{n} = \frac{1}{7} \sum_{k=1}^7 n(\lambda_k) = 1,68 -$$

среднее значение показателя преломления. Высота рельефа линзы (24) максимальна в точке $\rho = 0$ и составляет всего $h_{rl}(0) = 1,8 \text{ мкм}$. Полученный рельеф (24) является более простым по сравнению рельефом

СДЛ, рассчитанным методом бинарного поиска. В частности, рельеф СДЛ в [10] имеет резкие перепады высоты в центре и на краях линзы (см. рис. 1с в [10]). Важно также отметить, что линза (24) имеет отличные рабочие характеристики. Профили распределений интенсивности для линзы (24) практически совпадают с распределениями идеальных линз (22). При этом средняя эффективность линзы для расчётных длин волн $\lambda_k, k = 1, \dots, 7$ составляет $\bar{E} = 0,827$. Для сравнения отметим, что для идеальных линз, формирующих распределения (22), эффективности (23) равны 0,837, то есть они всего на 1% больше значения \bar{E} . Данный пример показывает, что методы бинарного поиска [9–11], в отличие от предложенного метода, могут «пропустить» простое и эффективное решение задачи.

Заключение

Предложен метод расчёта спектральной дифракционной линзы, имеющей фиксированное положение фокуса при нескольких различных длинах волн. Метод основан на минимизации функции, описывающей отличие комплексных функций пропускания СДЛ для заданных длин волн от функций комплексного пропускания дифракционных линз, рассчитанных отдельно для каждой из заданных длин волн. Предложенный метод является более простым по сравнению с методами прямого бинарного поиска, широко используемыми для расчёта СДЛ.

В качестве примеров были рассчитаны СДЛ для трёх и семи различных длин волн. Результаты численного моделирования рассчитанных СДЛ подтверждают формирование фокуса с фиксированным положением на расчётных длинах волн. Проведено сравнение рабочих характеристик СДЛ, рассчитанных предложенным методом и СДЛ из работ [9, 10], рассчитанных методом прямого бинарного поиска. Результаты сравнения показывают, что предложенный метод расчёта является более эффективным.

Благодарности

Работа была выполнена при поддержке проектов РФФИ 18-07-00514 и 18-29-03067 в части разработки метода расчёта спектральных дифракционных линз и

Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26) в части исследования рабочих характеристик спектральных дифракционных линз.

Литература

1. **Swanson, G.J.** Binary optics technology: the theory and design of multi-level diffractive optical elements / G.J. Swanson. – Lexington, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory, 1989.
2. **Davidson, N.** Analytic design of hybrid diffractive-refractive achromats / N. Davidson, A.A. Friesem, E. Hasman // Applied Optics. – 1993. – Vol. 32, Issue 25. – P. 4770-4774. – DOI: 10.1364/AO.32.004770.
3. **Fang, Y.C.** Extended optimization of chromatic aberrations via a hybrid Taguchi-genetic algorithm for zoom optics with a diffractive optical element / Y.C. Fang, T.-K. Liu, C.-M. Tsai, J.-H. Chou, H.-C. Lin, W.T. Lin // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2009. – Vol. 11, Issue 4. – P. 045706. – DOI: 10.1088/1464-4258/11/4/045706.
4. **Sweeney, D.W.** Harmonic diffractive lenses / D.W. Sweeney, G.E. Sommargen // Applied Optics. – 1995. – Vol. 34, Issue 14. – P. 2469-2475. – DOI: 10.1364/AO.34.002469.
5. **Rossi, M.** Refractive and diffractive properties of planar micro-optical elements / M. Rossi, R.E. Kunz, H.P. Herzig // Applied Optics. – 1995. – Vol. 34, Issue 26. – P. 5996-6007. – DOI: 10.1364/AO.34.005996.
6. **Sales, T.R.M.** Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses / T.R.M. Sales, G.M. Morris // Applied Optics. – 1997. – Vol. 36, Issue 1. – P. 253-257. – DOI: 10.1364/AO.36.000253.
7. **Faklis, D.** Spectral properties of multiorder diffractive lenses / D. Faklis, G.M. Morris // Applied Optics. – 1995. – Vol. 34. – P. 2462-2468.
8. **Хонина, С.Н.** Анализ фокусировки гармонической дифракционной линзой с учётом дисперсии показателя преломления / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский, А.В. Устинов, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 338-347. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-338-347.
9. **Wang, P.** Chromatic-aberration corrected diffractive lenses for ultra-broadband focusing / P. Wang, N. Mohammad, R. Menon // Scientific Reports. – 2016. – Vol. 6. – P. 21545.
10. **Mohammad, N.** Broadband imaging with one planar diffractive lens / N. Mohammad, M. Meem, B. Shen, P. Wang, R. Menon // Scientific Reports. – 2018. – Vol. 8. – P. 2799.
11. **Banerji, S.** A computational design framework for efficient, fabrication error-tolerant, planar THz diffractive optical elements / S. Banerji, B. Sensale-Rodriguez // Scientific Reports. – 2019. – Vol. 9. – P. 5801.
12. **Meem, M.** Full-color video and still imaging using two flat lenses / M. Meem, A. Majumder, R. Menon // Opt. Express. – 2018. – Vol. 26. – P. 26866-26871.
13. **Banerji, S.** Imaging with flat optics: metalenses or diffractive lenses? / S. Banerji, M. Meem, A. Majumder, F.G. Vasquez, B. Sensale-Rodriguez, R. Menon // Optica. – 2019. – Vol. 6. – P. 805-810.
14. **Doskolovich, L.L.** Multifocal diffractive lens generating several fixed foci at different design wavelengths / L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, A.A. Morozov, V. Osipov, J.S. Wolffsohn, B. Chichkov // Optics Express. – 2018. – Vol. 26, Issue 4. – P. 4698-4709. – DOI: 10.1364/OE.26.004698.
15. **Досколович, Л.Л.** Многофокусная спектральная дифракционная линза / Л.Л. Досколович, Е.А. Безус, Н.Л. Казанский // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 2. – С. 219-226. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-219-226.
16. **Soifer, V.** Iterative methods for diffractive optical elements computation / V. Soifer, V. Kotlyar, L. Doskolovich. – London: Taylor & Francis, 1997. – 244 p. – ISBN: 978-0-7484-0634-0.
17. **Golub, M.A.** Computer generated diffractive multi-focal lens / M.A. Golub, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, V.A. Soifer // Journal of Modern Optics. – 1992. – Vol. 39, Issue 6. – P. 1245-1251. – DOI: 10.1080/713823549.

Сведения об авторах

Досколович Леонид Леонидович в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор, работает заведующим лабораторией дифракционной оптики ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, профессором кафедры технической кибернетики Самарского университета. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники. E-mail: leonid@smr.ru.

Безус Евгений Анатольевич в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Кандидат физико-математических наук (2012 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: evgeni.bezus@gmail.com.

Быков Дмитрий Александрович в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва) по специальности «Прикладная математика и информатика». Доктор физико-математических наук (2017 г.), и. о. старшего научного сотрудника лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Области научных интересов: нанофотоника, магнитооптика, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: bykovd@gmail.com.

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 нанофотоники. В списке научных работ Р.В. Скиданова 120 статей, 7 монографий. E-mail: romans@smr.ru.

Казанский Николай Львович в 1981 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва (Самарский университет)) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (1996 г.), профессор, работает руководителем Института систем обработки изображений РАН – филиала Федерального научно-исследовательского центра «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики Самарского университета. Заведующий базовой кафедрой высокопроизводительных вычислений Самарского университета в ИСОИ РАН. Является членом международных научных обществ OSA, SPIE и IAPR. Н.Л. Казанский – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанофотоники. В списке научных работ Н.Л. Казанского 290 статей, 12 монографий, 53 авторских свидетельства и патента. Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/kazanskiy.htm>. E-mail: kazanskiy@ssau.ru.

ГРНТИ: 29.31.29

Поступила в редакцию 18 сентября 2019 г. Окончательный вариант – 18 октября 2019 г.

Calculation of a diffractive lens having a fixed focal position at several prescribed wavelengths

L.L. Doskolovich^{1,2}, E.A. Bezus^{1,2}, D.A. Bykov^{1,2}, R.V. Skidanov^{1,2}, N.L. Kazanskiy^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,

Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia,

²Samara National Research University, Moskovskoye Shosse 34, 443086, Samara, Russia

Abstract

A method for calculating a “spectral” diffractive lens, which ensures the preservation of the focal position at several prescribed wavelengths is proposed. The method is based on minimizing the function characterizing the difference between the complex transmission functions of the spectral lens for given wavelengths and the complex transmission functions of diffraction lenses calculated separately for each of the given wavelengths. As examples, spectral diffractive lenses are calculated for three and seven wavelengths. The simulation results of the calculated lenses confirm good performance of the proposed method.

Keywords: diffractive optics, diffractive lens, scalar diffraction theory, Fresnel-Kirchhoff integral.

Citation: Doskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Skidanov RV, Kazanskiy NL. Calculation of a diffractive lens having a fixed focal position at several prescribed wavelengths. *Computer Optics* 2019; 43(6): 946-955. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-6-946-955.

Acknowledgements: Russian Foundation for Basic Research projects 18-07-00514 and 18-29-03067 (development of the method for calculating spectral diffractive lenses) and Russian Federation Ministry of Science and Higher Education within the state contract with the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS under agreement 007-GZ/Ch3363/26 (investigation of the designed spectral diffractive lenses).

References

- [1] Swanson GJ. Binary optics technology: the theory and design of multi-level diffractive optical elements. Lexington, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory; 1989.
- [2] Davidson N, Friesem AA, Hasman E. Analytic design of hybrid diffractive-refractive achromats. *Appl Opt* 1993; 32(25): 4770-4774. DOI: 10.1364/AO.32.004770.
- [3] Fang YC, Liu T-K, Tsai C-M, Chou J-H, Lin H-C, Lin WT. Extended optimization of chromatic aberrations via a hybrid Taguchi-genetic algorithm for zoom optics with a diffractive optical element. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2009; 11(4): 045706. DOI: 10.1088/1464-4258/11/4/045706.
- [4] Sweeney DW, Sommargen GE. Harmonic diffractive lenses. *Appl Opt* 1995; 34(14): 2469-2475. DOI: 10.1364/AO.34.002469.
- [5] Rossi M, Kunz RE, Herzig HP. Refractive and diffractive properties of planar micro-optical elements. *Appl Opt* 1995; 34(26): 5996-6007. DOI: 10.1364/AO.34.005996.
- [6] Sales TRM, Morris GM. Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses. *Appl Opt* 1997; 36(1): 253-257. DOI: 10.1364/AO.36.000253.
- [7] Faklis D, Morris GM. Spectral properties of multiorder diffractive lenses. *Appl Opt* 1995; 34: 2462-2468.
- [8] Khonina SN, Volotovskiy SG, Ustinov AV, Kharitonov SI. Analysis of focusing light by a harmonic diffractive lens

- taking into account the refractive index dispersion. *Computer Optics* 2017; 41(3): 338-347. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-338-347.
- [9] Wang P, Mohammad N, Menon R. Chromatic-aberration corrected diffractive lenses for ultra-broadband focusing. *Sci Rep* 2016; 6: 21545.
- [10] Mohammad N, Meem M, Shen B, Wang P, Menon R. Broadband imaging with one planar diffractive lens. *Sci Rep* 2018; 8: 2799.
- [11] Banerji S, Sensale-Rodriguez B. A computational design framework for efficient, fabrication error-tolerant, planar THz diffractive optical elements. *Sci Rep* 2019; 9: 5801.
- [12] Meem M, Majumder A, Menon R. Full-color video and still imaging using two flat lenses. *Opt Express* 2018; 26: 26866-26871.
- [13] Banerji S, Meem M, Majumder A, Vasquez FG, Sensale-Rodriguez B, Menon R. Imaging with flat optics: metalenses or diffractive lenses? *Optica* 2019; 6: 805-810.
- [14] Doskolovich LL, Bezus EA, Morozov AA, Osipov V, Wolffsohn JS, Chichkov B. Multifocal diffractive lens generating several fixed foci at different design wavelengths. *Opt Express* 2018; 26(4): 4698-4709. DOI: 10.1364/OE.26.004698.
- [15] Doskolovich LL, Bezus EA, Kazanskiy NL. Multifocal spectral diffractive lens. *Computer Optics* 2018; 42(2): 219-226. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-219-226.
- [16] Soifer V, Kotlyar V, Doskolovich L. Iterative methods for diffractive optical elements computation. London: Taylor & Francis; 1997. ISBN: 978-0-7484-0634-0.
- [17] Golub MA, Doskolovich LL, Kazanskiy NL, Kharitonov SI, Soifer VA. Computer generated diffractive multi-focal lens. *J Mod Opt* 1992; 39(6): 1245-1251. DOI: 10.1080/713823549.

Author's information

Leonid Leonidovich Doskolovich graduated with honors (1989) from S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara National Research University), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degree from Samara National Research University. Head of laboratory of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, professor at Samara University’s Technical Cybernetics sub-department. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics. E-mail: leonid@smr.ru.

Evgeni Anatolievich Bezus graduated with honors (2009) from the Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2012). Currently he is a researcher at the Diffractive Optics Laboratory of the Image Processing Systems Institute (IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”) and an associate professor at Technical Cybernetics department of Samara University. His current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory. E-mail: evgeni.bezus@gmail.com.

Dmitry Alexandrovich Bykov graduated with honors (2009) from Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Doctor of Physics and Mathematics (2017). Senior researcher at Samara University and at the Diffractive Optics Laboratory of the Image Processing Systems Institute RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. His current research interests include optics of resonant diffractive structures, magneto-optics of nanostructured materials, and electromagnetic diffraction theory. E-mail: bykovd@gmail.com.

Roman Vasilevich Skidanov (b. 1973). Graduated with honours (1990) from Samara State University (SSU), majoring in Physics. He received his Doctor in Physics & Maths (2007) degrees from Samara State University. He is the head of Micro- and Nanotechnologies laboratory of the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Sciences, holding a part-time position of professor at SSU’s Technical Cybernetics sub-department. He is co-author of 160 scientific papers, 7 monographs. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics. E-mail: romans@smr.ru.

Nikolay Lvovich Kazanskiy graduated with honors (1981) from S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara University), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths (1988) and Doctor in Physics & Mathematics (1996) degrees from Samara University. He is the Head of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”, also holding a part-time position of a professor at Technical Cybernetics department of Samara University, holding the chair at the of High-Performance Computing department at IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”. He is a member of OSA, SPIE and IAPR. He co-authored 290 scientific papers, 12 monographs, 53 inventions and patents. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.

Website: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/kazanskiy.htm> . E-mail: kazanskiy@ssau.ru .

Received September 18, 2019. The final version – October 18, 2019.