

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

УДК 535.012.21

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКА СВЕТА С ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕСКОЛЬКИХ ЗАДАННЫХ ДЛИН ВОЛН

© Р. В. Скиданов^{1,2}, Л. Л. Досколович^{1,2}, В. С. Васильев²,
С. В. Ганчевская^{1,2}, В. А. Бланк^{1,2}, В. В. Подлипов²,
Н. Л. Казанский^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королёва,
443086, г. Самара, Московское шоссе, 34

²Филиал Института систем обработки изображений РАН ФНИЦ «Кристаллография и
фотоника» РАН,
443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151
E-mail: romans@ipsiras.ru

Предлагается использование спектральных дифракционных линз, имеющих фокус одинакового положения нескольких заданных длин волн в качестве основы для точечного источника света с несколькими заданными длинами волн. Рассмотрена спектральная дифракционная линза, предназначенная для фокусировки трёх длин волн: 462, 608, 952 нм (длины волн для возбуждения флюоресценции тубулина β). Для изготовления спектральных линз применялся метод прямой лазерной записи по фоторезисту с итеративной коррекцией параметров записи, что обеспечило погрешность формирования высоты дифракционного микрорельефа менее 30 нм. Представлен эксперимент по определению длин волн, фокусируемых полученной линзой, который основан на использовании точечной диафрагмы, расположенной в фокусе спектральной линзы.

Ключевые слова: дифракционная линза, точечный световой источник, спектральная дифракционная линза, возбуждение молекул белка.

DOI: 10.15372/AUT20200207

Введение. В настоящее время существует ряд практических задач, в которых необходим точечный источник света с заданным дискретным набором излучаемых длин волн. Одна из таких задач — возбуждение флюоресценции белков в биологических исследованиях [1–4]. В первую очередь это нужно для удобной визуализации биологической ткани. В большинстве случаев для этой задачи применяется набор лазерных источников. Однако объединение нескольких лазерных источников — технически довольно сложное и неудобное решение. Есть более простой способ получить несколько заданных длин волн в одном источнике, который основан на использовании так называемых спектральных линз [5] в сочетании с точечной диафрагмой.

За последние несколько лет предложены различные методы расчёта дифракционных линз (ДЛ), предназначенных для работы с излучением нескольких заданных длин волн [6–11]. Чтобы отличить эти линзы от обычных дифракционных линз, рассчитанных для излучения одной длины волны, линзы, предназначенные для работы с излучением нескольких заданных длин волн, предложено называть спектральными дифракционными линзами (СДЛ) [5]. Наиболее развитые методы расчёта СДЛ представлены в [6–8]. Эти методы являются вариантами метода прямого бинарного поиска и позволяют рассчитывать микрорельеф СДЛ в рамках скалярной теории дифракции. Они учитывают технологические

ограничения (дискретизацию и квантование рельефа) и дают возможность 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, и являются значительно более простыми в изготовлении [9].

Наиболее подробно метод бинарного поиска в задаче расчёта СДЛ описан в дополнительных материалах к работе [6]. Несмотря на успешное применение метода в задачах расчёта различных СДЛ [6–10], он имеет недостатки. В частности, метод использует критерий с настраиваемыми параметрами, сходимость метода существенно зависит от начального приближения. В [5] предлагается значительно более простой метод расчёта СДЛ, который не требует итерационного расчёта и позволяет учесть технологические ограничения, связанные с изготовлением дифракционного микрорельефа.

Задача данной работы — расчёт, изготовление и эксперимент с СДЛ фокусирующей длины волн 462, 608, 952 нм (длины волн для возбуждения флюоресценции тубулина β), которая в сочетании с точечной диафрагмой рассматривается как пример точечного источника света с заданным набором длин волн.

Дифракционная и гармоническая линзы. Фазовые дифракционные линзы обычно рассчитываются на работу с излучением одной фиксированной длины волны. Микрорельеф ДЛ с фокусом f , рассчитанный для длины волны λ_0 , имеет вид

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

где n — показатель преломления материала линзы при длине волны λ_0 ; $\varphi_l(\rho) = -\pi\rho^2/(\lambda_0 f)$ — парааксиальная фазовая функция линзы с фокусным расстоянием f ; R — радиус апертуры ДЛ.

Хроматическая аберрация (смещение фокуса при изменении длины волны) является основным недостатком ДЛ (1) и может быть уменьшена за счёт увеличения высоты дифракционного микрорельефа [12–16]. Отметим, что если функцию $\operatorname{mod}_{2\pi}[\varphi_l(\rho)]$ в (1) заменить функцией $\operatorname{mod}_{2\pi M}[\varphi_l(\rho)]$, где $M > 1$, $M \in \mathbb{Z}$, то получим гармоническую дифракционную линзу (ГДЛ) с фокусом f для длины волны λ_0 , которая будет иметь в M раз большую максимальную высоту микрорельефа [12]. Её микрорельеф определяется следующим выражением:

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

Такая линза может быть рассмотрена как промежуточное звено между обычной дифракционной линзой ($M = 1$) и тонкой рефракционной линзой, которая получается из (2) при $M = [R^2/(2\lambda_0 f)]$ (квадратные скобки 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

$$T_{gdl}(\rho; \lambda) = \exp \left(i \frac{\lambda_0}{\lambda} M \operatorname{mod}_{2\pi} \left[\frac{\varphi_l(\rho)}{M} \right] \right). \quad (3)$$

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

$$g_{\lambda, m} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{Mf}{m}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

При этом распределение энергии между фокусами задаётся величинами

$$I_m = |c_{g,m}|^2 = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(i \frac{\lambda_0 M}{\lambda} \xi - im\xi\right) d\xi \right|^2, \quad (5)$$

где $c_{g,m}$ — коэффициенты функции Фурье $\exp\left(i \frac{\lambda_0 M}{\lambda} \xi\right)$, $\xi \in [0, 2\pi)$. Из (4) следует, что при длинах волн

$$\lambda = \lambda_{g,m} = \frac{\lambda_0 M}{m}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (6)$$

фокусы различных порядков дифракции совпадают между собой: $g_{\lambda,m} = f$. Это означает, что ГДЛ имеет фиксированный фокус f для различных длин волн, заданных соотношением (6). При этом согласно (5) $|c_{g,m}|^2 = 1$, т. е. вся энергия падающих пучков с длинами волн (6) направляется в один требуемый фокус.

Существенным недостатком гармонической линзы является то, что она не позволяет собрать в одном фокусе несколько различных длин волн, которые не удовлетворяют соотношению (6).

Метод расчёта. Можно исправить вышеуказанный недостаток ГДЛ. Для этого рассмотрим численный метод расчёта СДЛ, имеющей фокус фиксированного положения для заданных длин волн λ_l , $l = 1, \dots, L$.

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_l , $l = 1, \dots, L$, принадлежат набору длин волн (6) при некотором M . В этом случае решением задачи будет гармоническая линза (2), для которой выполняется следующее условие:

$$\sum_{l=1}^L \int_0^R |T_{gdl}(\rho; \lambda_l) - P_l(\rho; \lambda_l)|^2 d\rho = 0, \quad (7)$$

где $T_{gdl}(\rho; \lambda_l)$ — функция комплексного пропускания ГДЛ, заданная выражением (3), а $P_l(\rho; \lambda_l) = \exp(-i\pi\rho^2/(\lambda_l f))$ — функции комплексного пропускания линз. Пусть 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 (7) может быть записано в виде

$$\varepsilon_g[h_{g,1}, \dots, h_{g,N}] = \sum_{l=1}^L \sum_{j=1}^N |T_{gdl}(\rho_j; \lambda_l) - P_l(\rho_j; \lambda_l)|^2 = 0, \quad (8)$$

где $h_{g,j} = h_{gdl}(\rho_j)$ — высоты гармонической линзы в узлах сетки ρ_j , $j = 1, \dots, N$.

Теперь рассмотрим общий случай, когда расчётные длины волн λ_l , $l = 1, \dots, L$, не обязаны принадлежать набору длин волн (6). Предположим, что радиальный профиль искомой спектральной дифракционной линзы состоит из N ступенек с одинаковой шириной Δ и высотами h_j , $j = 0, \dots, N - 1$. Обозначим

$$T_{sl}(h_j; \lambda_l) = \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda_l} [n(\lambda_l) - 1]h_j\right\} \quad (9)$$

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

$$\varepsilon[h_1, \dots, h_N] = \sum_{l=1}^L w_l \sum_{j=1}^N |T_{sl}(h_j; \lambda_l) - P_l(\rho_j; \lambda_l)|^2 \rightarrow \min, \quad (10)$$

где w_l — весовые коэффициенты ($w_l > 0$, $\sum_{l=1}^L w_l = 1$). Данная функция представляет собой сумму квадратов модулей разности функций комплексного пропускания СДЛ, формируемых для расчётных длин волн λ_l , и функций комплексного пропускания линз $P_l(\rho; \lambda_l)$. Такое задание целевой функции является естественным, поскольку если расчётные длины волн λ_l , $l = 1, \dots, L$, принадлежат набору длин волн (6), то выражение (10) достигает своего минимума для профиля гармонической линзы, т. е. при $h_j = h_{g,j}$, $j = 1, \dots, N - 1$ (см. (8)). Веса w_l , $l = 1, \dots, L$, в (10) дают дополнительные возможности для контроля соотношений энергии в фокусе различных длин волн.

При расчёте СДЛ нужно учитывать технологические ограничения на максимальную высоту микрорельефа h_{\max} и число уровней высоты рельефа $Q \in i$. Предположим, что высоты рельефа h_j могут принимать только следующие Q значений: $h_j \in \{0, h_{\max}(1/Q), \dots, h_{\max}[1 - 1/Q]\}$. В этом случае значения h_j , минимизирующие целевую функцию (11), могут быть найдены простым перебором:

$$h_j = h_{\max} \frac{q_j}{K}; \quad q_j = \arg \min_{q \in \{0, \dots, Q-1\}} \left[\sum_{l=1}^L w_l \left| T_{sl} \left(h_{\max} \frac{q}{Q}; \lambda_l \right) - T_l(\rho_j; \lambda_l) \right|^2 \right]. \quad (11)$$

Таким образом, расчёт СДЛ выполняется на основе выражения (11) и значительно проще расчёта алгоритмов прямого бинарного поиска, предложенных в [6–8].

Изготовление СДЛ и эксперимент. Для экспериментальных исследований вышеописанным методом рассчитана спектральная дифракционная линза диаметром 10 мм и фокусным расстоянием $f = 100$ мм для работы с излучением трёх длин волн: 462, 608, 952 нм. В силу радиальной симметрии микрорельеф СДЛ может быть представлен функцией высоты микрорельефа $h(r)$ в радиальном сечении, где r — радиальная координата. Радиальный профиль рассчитан с учётом технологического ограничения на максимальную высоту дифракционного микрорельефа (рис. 1, а).

Спектральная дифракционная линза изготовлена методом прямой лазерной записи [17, 18] на станции круговой лазерной записи CLWS-2014 в слое позитивного фоторезиста ФП-3535 толщиной 6 мкм, который был предварительно нанесён на кварцевую подложку методом центрифугирования. Для уменьшения погрешности изготовления линзы окончательный микрорельеф формировался за несколько циклов записи с коррекцией параметров мощности записывающего лазерного пучка. На каждом цикле измерялся профиль полученного микрорельефа и на основе анализа величины разности между измеренным профилем и требуемым рассчитанным профилем выполнялась коррекция мощности записывающего лазерного пучка в зависимости от радиальной координаты. На конечном цикле записи ошибка высоты полученного микрорельефа не превышала 30 нм.

Профиль микрорельефа изготовленной СДЛ, измеренный на профилометре Тенсог, показан на рис. 1, б.

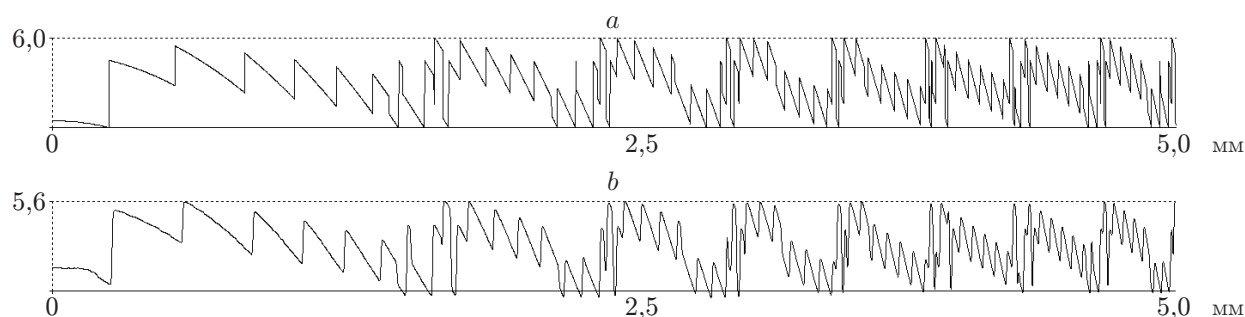


Рис. 1. Профили микрорельефа СДЛ: рассчитанный (а); измеренный для СДЛ, изготовленной методом прямой лазерной записи (b)

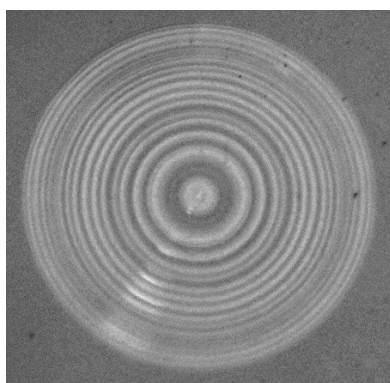


Рис. 2. Внешний вид СДЛ для длин волн 462, 608, 952 нм, снятой в проходящем свете

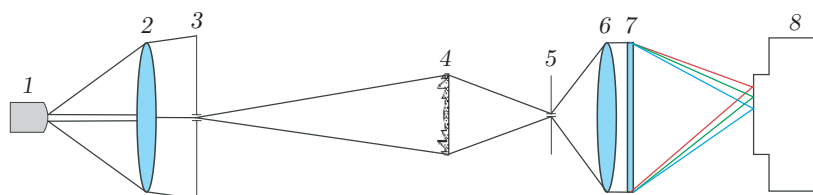


Рис. 3. Оптическая схема для анализа спектральных свойств СДЛ: 1 — галогеновый осветитель, 2 — коллимирующая линза, 3 — диафрагма диаметром 300 мкм, 4 — спектральная дифракционная линза, 5 — точечная диафрагма диаметром 40 мкм, 6 — изображающая линза с фокусным расстоянием 100 мм, 7 — дифракционная решётка с периодом 10 мкм, 8 — регистрирующая камера Genie Nano M1240 Mono

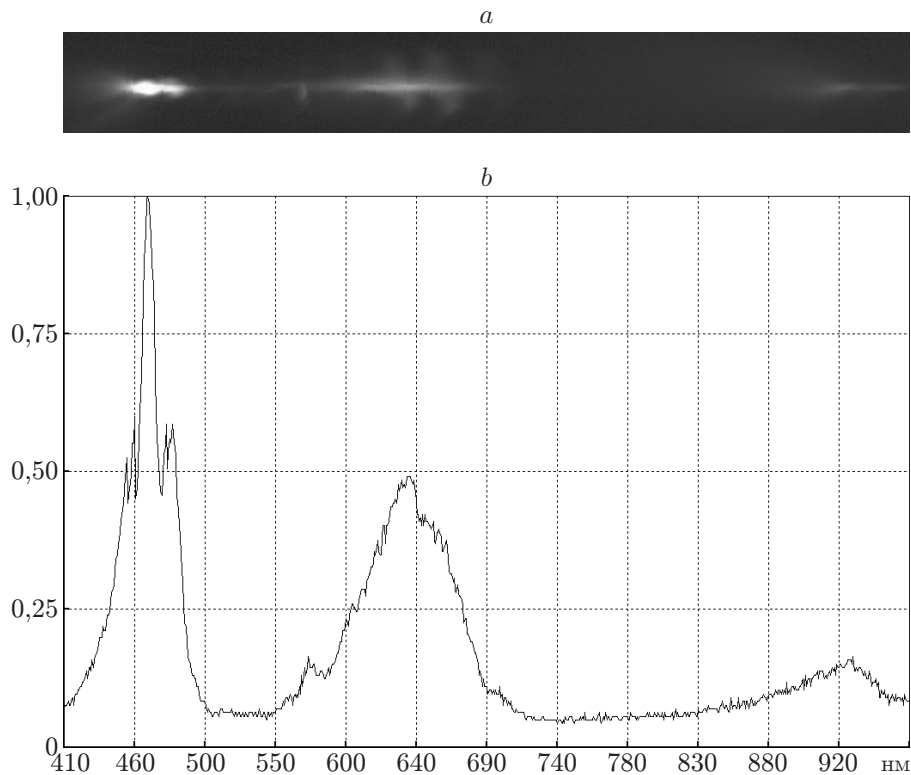


Рис. 4. Спектральное распределение на светочувствительной матрице камеры Genie Nano M1240 Mono для СДЛ: двумерное распределение (а), сечение двумерного распределения на светочувствительной матрице (b)

На рис. 1 видно, что профиль изготовленной СДЛ качественно совпадает с расчётным. Величина среднеквадратических отклонений (СКО) при нормировке её на расчётную высоту микрорельефа (6 мкм) составляет 8,7 %.

На рис. 2 представлен внешний вид СДЛ, снятой в проходящем свете.

В эксперименте исследовались спектральные свойства изготовленных СДЛ при широкополосном источнике излучения в виде галогенового осветителя. Для этого использовалась оптическая схема на рис. 3.

Схема работает следующим образом: белый свет с галогеновой лампы с помощью линзы 2 коллимируется в слабо расходящийся пучок с углом расходимости около 2° , затем диафрагма 3 диаметром 300 мкм вырезает из слабо расходящегося пучка центральную часть. Из-за ограниченных размеров оптического стола СДЛ расположена на расстоянии 800 мм от диафрагмы 3. Вследствие этого положение плоскости фокусировки СДЛ смещается на величину $\Delta f = 14$ мм и СДЛ строит изображение диафрагмы 3 на точечной диафрагме 5, расположенной на расстоянии $f + \Delta f = 114$ мм от СДЛ. Размер изображения диафрагмы 3 на точечной диафрагме 5 составляет около 46 мкм. Таким образом, через точечную диафрагму 5 почти полностью будут проходить только те длины волн, для которых рассчитана СДЛ. Излучение других длин волн из-за существенного уширения фокусируемого пятна пройдет через точечную диафрагму со значительным ослаблением. Спектральный анализ света, прошедшего через точечную диафрагму 5, проводится с помощью комбинации изображающей линзы 6 и дифракционной решётки 7 (период 10 мкм). Спектр прошедшего излучения регистрируется камерой 8. Согласно вышеприведённому описанию работы оптической схемы в регистрируемом спектре должен наблюдаться набор максимумов, соответствующий длинам волн, на которые была рассчитана СДЛ.

На рис. 4, *a* представлено распределение интенсивности, зарегистрированное камерой 8 для СДЛ.

На рис. 4, *b* видно, что зарегистрированный спектр имеет три выраженных максимума, соответствующих трём расчётным длинам волн (462, 608, 952 нм). Наблюдаемый максимум на длине волны 952 нм отличается по величине почти на порядок, однако, если учитывать, что чувствительность регистрирующей матрицы на этой длине волны составляет всего 4 % от максимальной, то высота этого максимума будет наибольшей из трёх. По оценке в [5] теоретическая дифракционная эффективность СДЛ для каждой из длин волн составляет около 0,6. В эксперименте по прямым измерениям дифракционная эффективность для длин волн 462, 608 и 952 нм составила 0,11, 0,08, 0,14 соответственно. Это существенно меньше теоретической оценки [5] и объясняется технологическими погрешностями при изготовлении СДЛ. При указанных параметрах оптической схемы была измерена общая мощность выходящего из точечной диафрагмы 5 (см. рис. 3) излучения, которая составила около 0,8 мВт.

Заключение. Использование СДЛ на основе источника белого света и точечной диафрагмы позволяет создать точечный источник света с заданным спектральным составом. В данной работе в качестве примера такого источника был успешно сформирован источник света для длин волн 462, 608 и 952 нм в целях возбуждения молекул белка тубулина β мощностью около 0,8 мВт. При этом по прямым измерениям дифракционная эффективность для длин волн 462, 608 и 952 нм составила 0,11, 0,08, 0,14 соответственно.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в части создания спектральных дифракционных линз и экспериментального анализа их рабочих характеристик (проекты № 18-07-00514, № 18-29-03067, № 16-29-11744); Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части исследования формирования изображений с помощью спектральной дифракционной линзы (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26); Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения государственного задания Самарского университета (3.3025.2017/4.6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Abdeladim L., Matho K. S., Clavreul S. et al.** Multicolor multiscale brain imaging with chromatic multiphoton serial microscopy // *Nat. Commun.* 2019. **10**, N 1. 1662.
2. **Sakaguchi R., Leiwe M. N., Imai T.** Bright multicolor labeling of neuronal circuits with fluorescent proteins and chemical tags // *eLife*. 2018. **7**. e40350.
3. **Bajar B. T., Lam A. J., Badiie R. K. et al.** Fluorescent indicators for simultaneous reporting of all four cell cycle phases // *Nat. Methods*. 2016. **13**, Iss. 12. P. 993–996.
4. **Swedlow J. R., Hu K., Andrews P. D. et al.** Measuring tubulin content in *Toxoplasma gondii*: A comparison of laser-scanning confocal and wide-field fluorescence microscopy // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2002. **99**, Iss. 4. P. 2014–2019.
5. **Досколович Л. Л., Безус Е. А., Быков Д. А. и др.** Расчёт дифракционной линзы с фиксированным положением фокуса при нескольких заданных длинах волн // *Компьютерная оптика*. 2019. **43**, № 6. С. 946–955. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-6-946-955.
6. **Wang P., Mohammad N., Menon R.** Chromatic-aberration corrected diffractive lenses for ultra-broadband focusing // *Sci. Rep.* 2016. **6**. 21545.
7. **Mohammad N., Meem M., Shen B. et al.** Broadband imaging with one planar diffractive lens // *Sci. Rep.* 2018. **8**. 2799.
8. **Banerji S., Sensale-Rodriguez B.** A computational design framework for efficient, fabrication error-tolerant, planar THz diffractive optical elements // *Sci. Rep.* 2019. **9**. 5801.

9. **Meem M., Majumder A., Menon R.** Full-color video and still imaging using two flat lenses // *Opt. Express*. 2018. **26**, Iss. 21. P. 26866–26871.
10. **Banerji S., Meem M., Majumder A. et al.** Imaging with flat optics: Metalenses or diffractive lenses? // *Optica*. 2019. **6**, Iss. 6. P. 805–810.
11. **Doskolovich L. L., Bezus E. A., Morozov A. A. et al.** Multifocal diffractive lens generating several fixed foci at different design wavelengths // *Opt. Express*. 2018. **26**, Iss. 4. P. 4698–4709. DOI: 10.1364/OE.26.004698.
12. **Sweeney D. W., Sommargen G. E.** Harmonic diffractive lenses // *Appl. Opt.* 1995. **34**, N 14. P. 2469–2475.
13. **Rossi M., Kunz R. E., Herzig H. P.** Refractive and diffractive properties of planar micro-optical elements // *Appl. Opt.* 1995. **34**, N 26. P. 5996–6007.
14. **Sales T. R. M., Morris G. M.** Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses // *Appl. Opt.* 1997. **36**, N 1. P. 253–257.
15. **Faklis D., Morris G. M.** Spectral properties of multiorder diffractive lenses // *Appl. Opt.* 1995. **34**, Iss. 14. P. 2462–2468.
16. **Хонина С. Н., Волоотовский С. Г., Устинов А. В., Харитонов С. И.** Анализ фокусировки гармонической дифракционной линзой с учётом дисперсии показателя преломления // *Компьютерная оптика*. 2017. **41**, № 3. С. 338–347.
17. **Полецук А. Г., Корольков В. П., Вейко В. П. и др.** Лазерные технологии в микрооптике. Ч. II. Изготовление элементов с трёхмерным микрорельефом // *Автометрия*. 2018. **54**, № 2. С. 3–19. DOI: 10.15372/AUT20180201.
18. **Шиманский Р. В.** Метод контроля погрешностей изготовления прецизионных синтезированных голограмм на круговых лазерных записывающих системах // *Автометрия*. 2019. **55**, № 3. С. 113–119. DOI: 10.15372/AUT20190313.

Поступила в редакцию 22.11.2019

После доработки 29.11.2019

Принята к публикации 02.12.2019
