

## РАСЧЁТ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА МНОГОПОРЯДКОВОГО ФОКУСИРУЮЩЕГО ГОЛОГРАММНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

Ю.Ц. Батомункуев<sup>1</sup>, А.А. Дианова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики и оптических технологий,

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

### Аннотация

В работе обсуждаются результаты расчетов изменения границ спектрального диапазона в заданных дифракционных порядках тонкого фокусирующего голограммного оптического элемента с исправленной сферической aberrацией третьего порядка при варьировании следующих его характеристик: коэффициента усадки, порядка дифракции, длины волны записи, коэффициента увеличения на длине волны записи.

**Ключевые слова:** голограммный оптический элемент, сферическая aberrация, спектральный диапазон.

**Цитирование:** Батомункуев, Ю.Ц. Расчёт спектрального диапазона многопорядкового фокусирующего голограммного оптического элемента с исправленной сферической aberrацией третьего порядка / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 2. – С. 192-201. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-192-201.

### Введение

Известно, что наличие монохроматических и хроматических aberrаций у голограммных оптических элементов (ГОЭ) существенно ограничивает возможные области их применения [1–4]. Известно также, что исправление, например, монохроматической сферической aberrации третьего порядка тонкого осевого ГОЭ на заданной рабочей длине волны, может быть достигнуто выбором оптимального расположения точечных источников опорной и объектной волн [3, 5]. Однако возникающие при этом дополнительные условия устанавливают ограничивающие взаимосвязи величин, характеризующих ГОЭ [5, 6]. Тонкие ГОЭ обладают множеством дифракционных порядков. Возможности использования ГОЭ, формирующих одновременно заданные распределения интенсивности в нескольких порядках дифракции (причем в каждом порядке на разной длине волны), рассматривались и ранее, например, в работах [7, 8]. Известно, что фокусирующий ГОЭ с микродиафрагмами или с фотоприемниками, расположенными в плоскостях фокусировки длин волн заданного спектрального диапазона, может выполнять функции спектрального элемента [9,10]. Причем малый размер (радиус) микродиафрагм и фотоприемников требует исправления сферической aberrации ГОЭ. На практике часто необходимо изменение (сдвиг) спектрального диапазона каждого порядка дифракции ГОЭ так, чтобы монохроматические оптические сигналы с разными длинами волн фокусировались и регистрировались в соответствующих заданных дифракционных порядках ГОЭ.

В связи с этим целью настоящей работы является изучение возможности изменения спектральных диапазонов тонкого осевого ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. В качестве примера рассматривается интерференционный тонкий ГОЭ, регистрируемый двумя сферическими волнами. Подобным же образом может быть выполнен расчет спектрального диапазона синтезированного ГОЭ, у

которого характер изменения осевой дифракционной структуры от радиуса ГОЭ такой же, как и у интерференционного ГОЭ. Интерес авторов к рассматриваемым вопросам вызван появлением задач, в которых требуется селекция и регистрация распространяющихся в пространстве монохроматических оптических сигналов с существенно разными длинами волн, например, измерение расстояний до объектов наблюдения путем регистрации отраженных от объекта монохроматических световых волн инфракрасного и видимого диапазонов спектра [11], необходимостью выявления и подавления зондирующих монохроматических источников излучения с разными длинами волн [12], введение в поле зрения световой информации в задачах визуального контроля и целеуказания [13,14]. Для решения этих задач было предложено использование многофункциональных ГОЭ, выполняющих одновременно фокусировку и спектральную фильтрацию монохроматических оптических сигналов на фоне «паразитного» дневного света. Известными преимуществами ГОЭ являются существенно меньшие массогабаритные характеристики по сравнению с рефракционными элементами. Интерес к более детальному исследованию свойств многофункциональных ГОЭ с двумя и более рабочими длинами волн вызван также успехами в разработке и совершенствовании технологий создания ГОЭ, например, появлением новых голографических материалов, разработкой стабильных схем регистрации интерференционных ГОЭ [15], также возникновением и развитием новых технологий создания синтезированных ГОЭ, например технологий [16, 17], объединяющих голографические способы синтеза ГОЭ с методами 2D, 3D высокоразрешающей принтерной печати и интерференционной литографии [18].

### 1. Расчет схемы восстановления ГОЭ

Рассмотрим тонкий фокусирующий ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Известно, что дифракционная структура этого ГОЭ в за-

висимости от рабочей длины волны может быть сформирована в двух схемах записи, представленных на рис. 1а, б. В схеме записи на рис. 1а интерферируют расходящаяся сферическая опорная волна и сходящаяся сферическая объектная волна. Точечный источник опорной волны и точка схождения объектной волны располагаются на оси Oz декартовой системы координат соответственно на расстояниях  $z_r$  и  $z_o$  от центра ГОЭ. Центр тонкого ГОЭ совпадает с центром O декартовой системы координат. Ось Oz является оптической осью ГОЭ. Ось Ox декартовой системы координат находится в плоскости ГОЭ. В схеме записи на рис. 1б интерферируют расходящиеся сферические опорная и объектная волны. Точечные источники этих (опорной и объектной) волн располагаются на оси Oz декартовой системы координат соответственно на расстояниях  $z_r$  и  $z_o$  от центра ГОЭ.

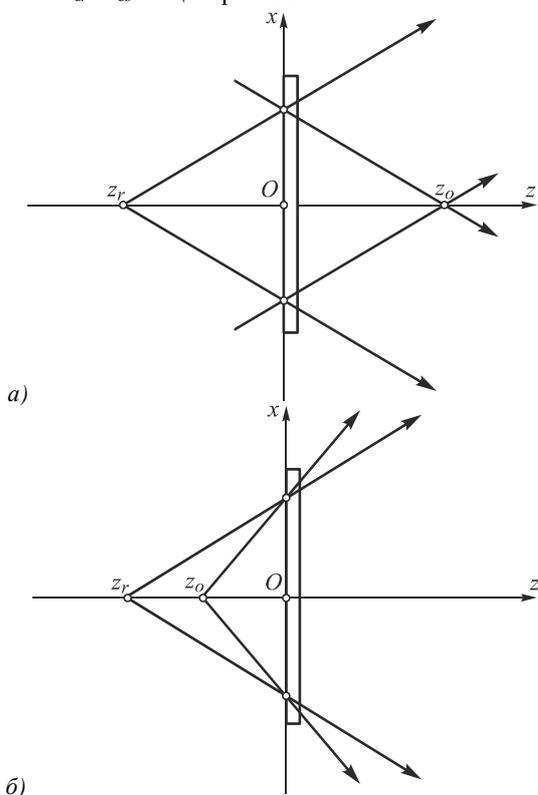


Рис. 1. Схемы записи тонкого ГОЭ: а) расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами, б) расходящимися опорной и объектной сферическими волнами

На рис. 2 представлена схема восстановления (использования) ГОЭ в трех порядках дифракции. Восстанавливающая волна является расходящейся сферической волной, а восстановленная (дифрагировавшая) волна в выбранном порядке дифракции – сходящейся в точку на оси Oz на расстоянии  $z_i$  от центра ГОЭ. Точечный источник восстанавливающей волны находится на оси Oz на расстоянии  $z_c$  от центра ГОЭ.

Определение величин расстояний  $z_c$  и  $z_i$  до точечных источников восстанавливающей расходящейся и восстановленной сходящейся волн в схеме использо-

вания (рис. 2) осуществляется из известных условий для тонкого ГОЭ [3, 6], записанных нами в виде:

$$\begin{cases} 1/z_c + 1/z_i = (k\mu/m_x^2)(1/z_r \pm 1/z_o) = k\mu/m_x^2 F_o; \\ 1/z_c^3 + 1/z_i^3 = (k\mu/m_x^4)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3) = \\ = (k\mu/m_x^4 z_o^3)(z_o^3/z_r^3 \pm 1) = \\ = k\mu(\beta_o^3 \pm 1)/m_x^4 F_o^3 (\beta_o \pm 1)^3, \end{cases} \quad (1)$$

где  $z_r, z_o, z_c$  – расстояния от центра ГОЭ до источников опорной, объектной и восстанавливающей волн;  $k$  – порядок дифракции;  $z_i$  – расстояние от центра ГОЭ до точки схождения восстановленной волны в рассматриваемом  $k$ -м порядке дифракции;  $m_x$  – коэффициент масштабирования (усадки) ГОЭ;  $\mu = \lambda_c/\lambda_o$  – отношение рабочей длины волны  $\lambda_c$  к длине волны  $\lambda_o$  записи ГОЭ;  $\beta_o = z_o/z_r$  – коэффициент линейного увеличения ГОЭ на длине волны записи  $\lambda_o$ ,  $F_o$  – фокусное расстояние ГОЭ на длине волны записи  $\lambda_o$ . В системе (1) верхний знак плюс соответствует ГОЭ, записанному расходящейся опорной и сходящейся объектной волнами (рис. 1а), а нижний знак минус – ГОЭ, записанному расходящимися опорной и объектной волнами (рис. 1б). Принятое в работе правило знаков для длин отрезков  $z_r, z_o, z_c, z_i$  отличается от известного правила, так как в системах уравнений (1), (2)  $z_r, z_o, z_c, z_i$  указаны именно как расстояния от центра ГОЭ соответственно до источников опорной, объектной, восстанавливающей и восстановленной волн.

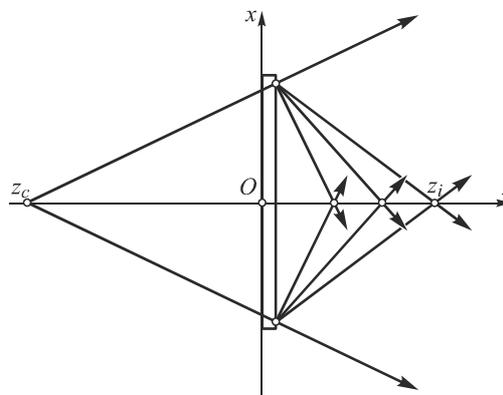


Рис. 2. Схема восстановления (использования) тонкого фокусирующего ГОЭ в трех первых порядках дифракции

Известно, что первое выражение в системе (1) является условием отсутствия дефокусировки тонкого ГОЭ, а второе выражение в системе (1) – условием отсутствия сферической аберрации третьего порядка тонкого ГОЭ. Решение системы (1) может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{z_c} &= \frac{k\mu}{2m_x^2 F_o} \left( 1 + \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_x^2 (\beta_o^3 \pm 1)}{3k^2 \mu^2 (\beta_o \pm 1)^3}} \right), \\ \frac{1}{z_i} &= \frac{k\mu}{2m_x^2 F_o} \left( 1 - \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_x^2 (\beta_o^3 \pm 1)}{3k^2 \mu^2 (\beta_o \pm 1)^3}} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, система (2) позволяет для каждого выбранного  $k$ -го порядка дифракции рассчитать схему использования ГОЭ (без учета его толщины), в которой на заданной рабочей длине волны  $\lambda_c$  дефокусировка и сферическая aberrация 3-го порядка тонкого ГОЭ были бы исправлены.

**2. Расчет спектрального диапазона**

Спектральный диапазон, в котором может быть использован тонкий ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка, задается условием существования решений (2) системы уравнений (1)

$$0 \leq -\frac{1}{3} + \frac{4m_x^2(\beta_o^3 \pm 1)}{3k^2\mu^2(\beta_o \pm 1)^3} \leq 1. \tag{3}$$

Из неравенств (3) получаем, что

$$\lambda_{\min} \leq \lambda_c \leq 2\lambda_{\min}, \tag{4}$$

где

$$\lambda_{\min} = (\lambda_o m_x / k) \sqrt{(\beta_o^3 \pm 1) / (\beta_o \pm 1)^3}. \tag{5}$$

Таким образом, из условия (3) следуют ограничения (4) на спектральный диапазон тонкого ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Ширина  $\Delta\lambda_k$  спектрального диапазона такого ГОЭ в  $k$ -м порядке дифракции равна

$$\Delta\lambda_k = (\lambda_o m_x / k) \sqrt{(\beta_o^3 \pm 1) / (\beta_o \pm 1)^3}. \tag{6}$$

Область наложения  $\delta\lambda_k$  спектральных диапазонов двух соседних  $k$  и  $k+1$  порядков дифракции ГОЭ равна

$$\delta\lambda_k = \frac{(k-1)\lambda_o m_x}{(k+1)k} \sqrt{\frac{(\beta_o^3 \pm 1)}{(\beta_o \pm 1)^3}}. \tag{7}$$

Из (3)–(5) следует, что расширение, уменьшение и сдвиг спектрального диапазона тонкого фокусирующего ГОЭ (за счет смещения границ спектрального диапазона) зависят от длины волны записи  $\lambda_o$ , коэффициента усадки  $m_x$ , порядка дифракции  $k$  и коэффициента увеличения  $\beta_o$ .

При выполнении численных расчетов спектрального диапазона тонкого ГОЭ предполагается, что рассматриваемые ГОЭ имеют фокусное расстояние  $F_o = 40$  мм (в первом порядке дифракции на длине волны записи  $\lambda_o = 0,532$  мкм), коэффициент линейного увеличения  $\beta_o = 2 \times$  в первом порядке дифракции на заданной рабочей длине волны  $\lambda_c = \lambda_o$  и коэффициент усадки  $m_x = 1$ . Рассмотрены ГОЭ с таким же фокусным расстоянием, но записанные на длинах волн  $\lambda_o = 0,6328$  мкм и  $\lambda_o = 0,694$  мкм. При выполнении расчетов не учитывается толщина ГОЭ.

**3. Результаты численных расчетов**

Графики зависимости максимальной и минимальной длин волн спектрального диапазона тонкого ГОЭ от коэффициента увеличения  $\beta_o$ , от коэффициента усадки  $m_x$  (при различных длинах волн записи  $\lambda_o$ ) и от порядка дифракции  $k$  представлены соответственно на рис. 3–5.

На рис. 3а-г верхняя и нижняя пунктирные кривые описывают соответственно зависимости максимальной и минимальной длин волн спектрального диапазона тонкого ГОЭ от его коэффициента увеличения  $\beta_o$  в первом порядке дифракции.

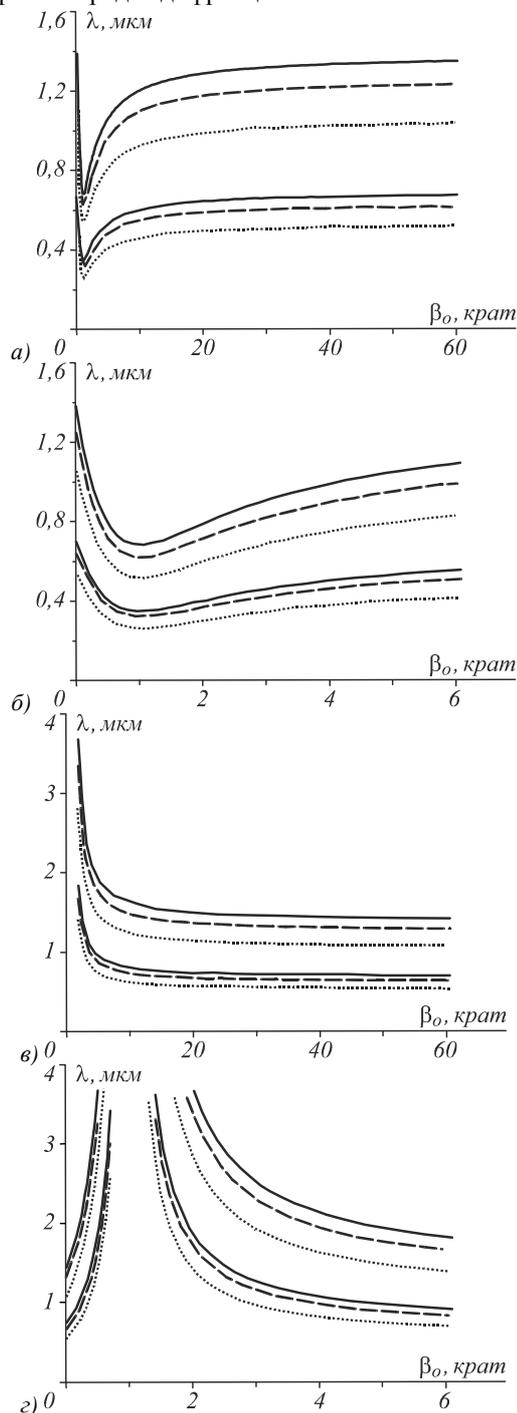


Рис. 3. Графики зависимости максимального и минимального значения длин волн спектрального диапазона тонкого ГОЭ от изменения его коэффициента увеличения  $\beta_o$ . ГОЭ записывается на длинах волн 0,532 мкм, 0,6328 мкм и 0,694 мкм: (а), (б) расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами; (в), (з) расходящимися опорной и объектной сферическими волнами

Длина волны записи этого ГОЭ равна  $\lambda_o = 0,532$  мкм. Для ГОЭ с длинами волны записи

$\lambda_0 = 0,6328$  мкм и  $\lambda_0 = 0,694$  мкм зависимости максимальной и минимальной длин волн спектрального диапазона в первом порядке дифракции от коэффициента увеличения  $\beta_0$  задаются соответственно штриховой и сплошной кривыми.

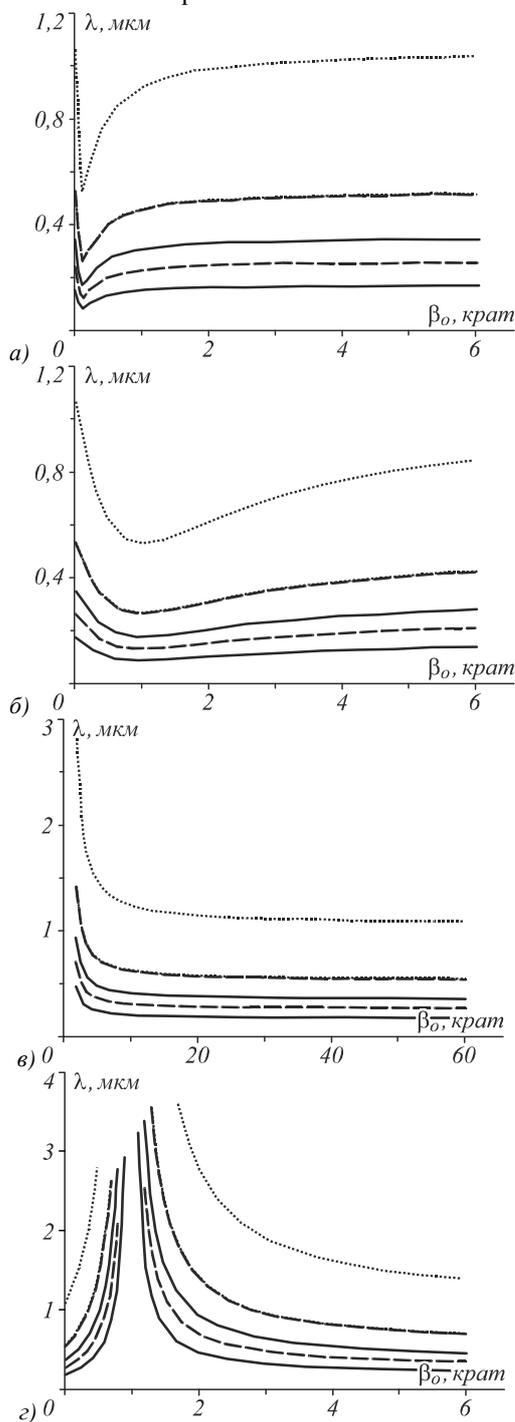


Рис. 4. Графики зависимости максимального и минимального значений длин волн спектрального диапазона в первых трех порядках дифракции тонкого ГОЭ от изменения его коэффициента увеличения  $\beta_0$ . ГОЭ записаны: (а), (б) расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами; (в), (г) расходящимися опорной и объектной сферическими волнами

Штриховая и сплошная кривые для минимальной длины волны расположены ниже соответствующих кривых максимальной длины волны. Кривые на рис. 3а, б соответствуют ГОЭ со схемой записи на рис. 1а, кривые на рис. 3в, г – ГОЭ со схемой записи, представленной на рис. 1б.

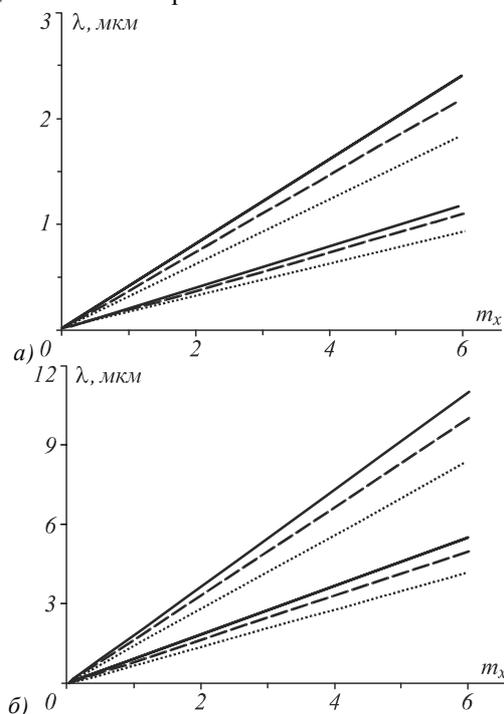


Рис. 5. Графики зависимости максимального и минимального значений длин волн спектрального диапазона тонких ГОЭ от величины коэффициента усадки  $m_x$ . ГОЭ записаны: (а) расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами; (б) расходящимися опорной и объектной сферическими волнами

На рис. 4а-г пунктирные кривые описывают зависимости максимального и минимального значения длин волн спектрального диапазона тонкого ГОЭ от его коэффициента увеличения  $\beta_0$  для первого порядка дифракции. Для второго и третьего порядка дифракции соответствующие зависимости максимальной и минимальной длин волн спектрального диапазона тонкого ГОЭ от его коэффициента увеличения  $\beta_0$  представлены штриховой и сплошной линиями. Длина волны записи этого ГОЭ принята равной  $\lambda_0 = 0,532$  мкм.

Сплошными прямыми линиями на рис. 5а, б показаны зависимости границ спектрального диапазона ГОЭ в первом порядке дифракции от величины коэффициента усадки  $m_x$ . Длина волны записи принята равной  $\lambda_0 = 0,694$  мкм, а коэффициент увеличения на длине волны записи  $\lambda_0$  равен  $\beta_0 = 2 \times$ . Штриховые и пунктирные прямые на рис. 5а, б соответствуют зависимости границ спектрального диапазона тонких ГОЭ, с длинами волн записи  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм и  $\lambda_0 = 0,532$  мкм в первом порядке дифракции от величины коэффициента усадки  $m_x$ . Максимальной длине волны спектрального диапазона соответствует верхняя прямая, а минимальной длине волны спектрального диапазона – нижняя прямая.

На рис. 6а, б треугольниками задана зависимость минимальной длины волны спектрального диапазона ГОЭ от величины порядка дифракции  $k$ , а кружками – зависимость максимальной длины волны спектрального диапазона ГОЭ. Длина волны записи ГОЭ принята равной  $\lambda_0 = 0,532$  мкм, коэффициент увеличения равен  $\beta_0 = 2\times$ , а величина коэффициента усадки  $m_x = 1$ . Порядок дифракции тонкого ГОЭ принимает дискретные значения  $k = 1, 2, 3 \dots$ .

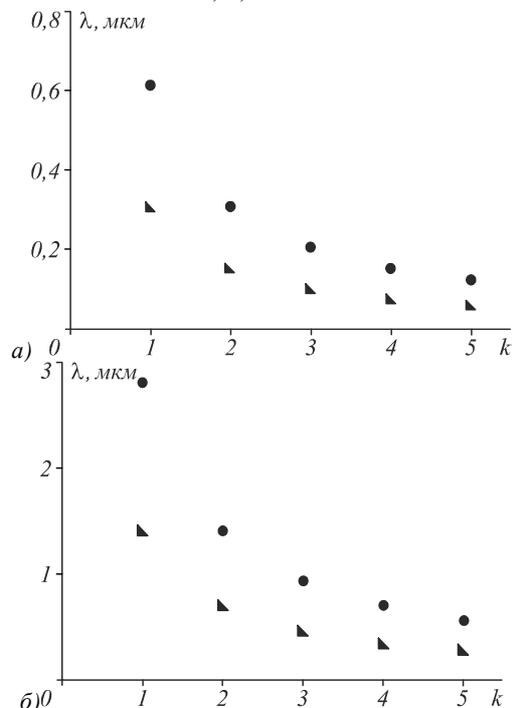


Рис. 6. Графики зависимости максимального и минимального значения длин волн тонкого ГОЭ от величины порядка дифракции  $k$ . ГОЭ записаны: (а) расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами; (б) расходящимися опорной и объектной сферическими волнами

#### 4. Обсуждение

Рассмотрим полученные численные результаты. Для ГОЭ с коэффициентом усадки  $m_x = 1$  в первом порядке дифракции из графиков на рис. 3а, б следует, что значения длинноволновой и коротковолновой границ спектрального диапазона тонких ГОЭ (с длинами волн записи  $\lambda_0 = 0,694$  мкм,  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм,  $\lambda_0 = 0,532$  мкм) при росте коэффициента увеличения  $\beta_0$  с нуля до единицы монотонно уменьшаются с соответствующих величин  $2\lambda_0$  и  $\lambda_0$  до минимальных значений  $\lambda_0$  и  $\lambda_0/2$ , а затем растут (по мере увеличения  $\beta_0$ ), асимптотически приближаясь к предельным значениям, равным  $2\lambda_0$  (для максимального значения) и  $\lambda_0$  (для минимального значения).

Из пунктирных кривых на рис. 3а, б получаем, что для ГОЭ, имеющего длину волны записи  $\lambda_0 = 0,532$  мкм при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0\times$ , минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,532 мкм, а максимальная длина волны составляет 1,064 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1\times$  минимальная длина волны спектрального диа-

пазона равна 0,266 мкм, а максимальная длина волны составляет 0,532 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 \rightarrow \infty$  минимальная длина волны спектрального диапазона увеличивается до 0,532 мкм, а максимальная длина волны стремится к 1,064 мкм. Ширина спектрального диапазона при  $\beta_0 = 0\times$  равна 0,532 мкм, затем уменьшается до минимального значения 0,266 мкм при  $\beta_0 = 1\times$  и далее монотонно увеличивается в 2 раза до 0,532 мкм при возрастании коэффициента увеличения  $\beta_0$ . Тогда как для ГОЭ, имеющего длину волны записи  $\lambda_0 = 0,694$  мкм (сплошные кривые на рис. 3а, б), при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,694 мкм, а максимальная длина волны составляет 1,388 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,347 мкм, а максимальная длина волны составляет 0,694 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 \rightarrow \infty$  минимальная длина волны стремится к 0,694 мкм, а максимальная длина волны – к 1,388 мкм. Ширина спектрального диапазона при  $\beta_0 = 0\times$  равна 0,694 мкм, затем уменьшается до минимального значения 0,347 мкм при  $\beta_0 = 1\times$  и далее монотонно увеличивается в 2 раза до 0,694 мкм при возрастании коэффициента увеличения  $\beta_0$ .

Графики на рис. 3в, г указывают, что значения длинноволновой и коротковолновой границ спектрального диапазона тонких ГОЭ (с длинами волн записи  $\lambda_0 = 0,694$  мкм,  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм,  $\lambda_0 = 0,532$  мкм) при росте коэффициента увеличения  $\beta_0$  с нуля до единицы резко увеличиваются с начальных величин соответственно  $2\lambda_0$  и  $\lambda_0$  до бесконечно больших значений, а затем при дальнейшем росте коэффициента увеличения  $\beta_0$  уменьшаются, асимптотически приближаясь к предельным значениям соответственно  $2\lambda_0$  и  $\lambda_0$ . Так получаем, что для ГОЭ, имеющего длину волны записи  $\lambda_0 = 0,532$  мкм, при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,532 мкм, а максимальная длина волны составляет 1,064 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0,9\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 8,75 мкм, а максимальная длина волны составляет 17,51 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1\times$  минимальная и максимальная длина волны не определены. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 2\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 1,408 мкм, а максимальная длина волны составляет 2,816 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 \rightarrow \infty$  минимальная длина спектрального диапазона равна 0,532 мкм, а максимальная длина волны стремится к 1,064 мкм. Ширина спектрального диапазона при  $\beta_0 = 0$  крат равна 0,532 мкм, далее увеличивается (но при значении  $\beta_0 = 1$  не определена), затем уменьшается до 0,532 мкм при возрастании коэффициента увеличения  $\beta_0$ . В то же время для ГОЭ с длиной волны записи  $\lambda_0 = 0,694$  мкм при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0\times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,694 мкм, а максимальная длина волны составляет 1,388 мкм. При ко-

эффиценте увеличения  $\beta_0 = 0,9$  крат минимальная длина волны спектрального диапазона равна 11,42 мкм, а максимальная длина волны составляет 22,84 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1 \times$  минимальная и максимальная длина волны не определены. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 2 \times$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 1,83 мкм, а максимальная длина волны составляет 3,67 мкм. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 \rightarrow \infty$  минимальная длина волны спектрального диапазона равна 0,694 мкм, а максимальная длина волны стремится к 1,388 мкм. Ширина спектрального диапазона при  $\beta_0 = 0 \times$  равна 0,694 мкм, далее увеличивается (но при значении  $\beta_0 = 1 \times$  не определена), затем уменьшается до 0,694 мкм при возрастании коэффициента увеличения  $\beta_0$ .

Получаем, что спектральные диапазоны в первом порядке дифракции тонких ГОЭ с длинами волн записи  $\lambda_0 = 0,694$  мкм,  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм,  $\lambda_0 = 0,532$  мкм накладываются. Причем совпадающие участки занимают значительную часть спектрального диапазона каждого рассматриваемого ГОЭ. Свободная от наложения часть спектрального диапазона пропорциональна разнице длин волн записи. При разнице длин волн записи ГОЭ больше чем в 2 раза спектральные диапазоны этих ГОЭ в первом порядке не имеют совпадающих участков. Ширина спектрального диапазона ГОЭ растет прямо пропорционально увеличению длины волны записи ГОЭ.

Таким образом, изменением длины волны  $\lambda_0$  записи можно существенно сдвинуть и расширить спектральные диапазоны тонких фокусирующих ГОЭ в первом порядке дифракции. Причем величина сдвига и смещения прямо пропорциональна изменению длины волны  $\lambda_0$  записи.

Следует отметить, что границы спектрального диапазона при обратных значениях коэффициента увеличения  $\beta_0$  совпадают.

Графики на рис. 4а, б показывают, что значения длинноволновой и коротковолновой границ спектрального диапазона в первом, во втором и третьем порядках дифракции ГОЭ при росте коэффициента увеличения  $\beta_0$  изменяются подобным образом. Так, при изменении коэффициента увеличения  $\beta_0$  с нуля до единицы максимальные и минимальные значения длин волн спектрального диапазона ГОЭ монотонно уменьшаются с начальных значений  $2\lambda_0/k$  и  $\lambda_0/k$  до минимальных значений  $\lambda_0/k$  и  $\lambda_0/2k$  ( $k$  – порядок дифракции), а затем растут асимптотически, приближаясь к первоначальным значениям соответственно  $2\lambda_0/k$  и  $\lambda_0/k$ .

Получаем, например, что для ГОЭ, имеющего длину волны записи  $\lambda_0 = 0,532$  мкм, коэффициент усадки  $m_x = 1$  во втором порядке дифракции ( $k = 2$ ) при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0$  крат и  $\beta_0 \rightarrow \infty$ , минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,266 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,532 мкм. Спектральный диапазон имеет ширину 0,266 мкм и зани-

мает треть видимого диапазона (прилегающего к ультрафиолетовой области спектра) и часть ближнего ультрафиолетового диапазона спектра. Тогда как в первом порядке дифракции спектральный диапазон этого ГОЭ охватывает две трети видимого диапазона (прилегающего к инфракрасной области спектра) и часть ближнего инфракрасного диапазона спектра (0,532–1,064 мкм). При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1 \times$  во втором порядке дифракции минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,133 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,266 мкм. Спектральный диапазон имеет минимальную ширину 0,133 мкм и занимает часть ближнего ультрафиолетового диапазона спектра. В первом порядке дифракции спектральный диапазон этого ГОЭ охватывает треть видимого диапазона (прилегающего к ультрафиолетовой области спектра) и часть ближнего ультрафиолетового диапазона спектра (0,266–0,532 мкм).

Для этого же ГОЭ в третьем порядке дифракции при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0$  крат и  $\beta_0 \rightarrow \infty$  минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,177 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,354 мкм. Ширина спектрального диапазона составляет 0,177 мкм и находится в ближнем и дальнем ультрафиолетовом диапазоне спектра. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 1 \times$  в третьем порядке дифракции минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,089 мкм, максимальная длина волны диапазона составляет 0,177 мкм. Спектральный диапазон имеет минимальную ширину 0,088 мкм и занимает часть ультрафиолетового диапазона спектра.

Графики на рис. 4в, г показывают, что значения длинноволновой и коротковолновой границ спектрального диапазона в первом, втором и третьем порядках дифракции ГОЭ при росте коэффициента увеличения с нуля до единицы резко растут, а при дальнейшем росте с единицы до бесконечно больших величин убывают, асимптотически приближаясь к первоначальным значениям, равным соответствующим длинам волн записи  $2\lambda_0$  для максимального значения и  $\lambda_0$  для минимального значения.

Получаем, что для ГОЭ, имеющего длину волны записи  $\lambda_0 = 0,532$  мкм, коэффициент усадки  $m_x = 1$  во втором порядке дифракции при коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0 \times$  и  $\beta_0 \rightarrow \infty$ , минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,266 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,532 мкм. Спектральный диапазон имеет ширину 0,266 мкм и занимает треть видимого диапазона (прилегающего к ультрафиолетовой области спектра) и часть ближнего ультрафиолетового диапазона спектра. При коэффициенте увеличения  $\beta_0 = 0,9 \times$  во втором порядке дифракции минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 4,37 мкм, максимальная длина волны диапазона составляет 8,75 мкм. Спектральный диапазон имеет максимальную ширину 4,37 мкм и занимает часть среднего ин-

фракрасного диапазона спектра. При коэффициенте увеличения  $\beta_o = 1$  крат минимальная и максимальная длины волн спектрального диапазона не определены.

Для этого же ГОЭ в третьем порядке дифракции при коэффициенте увеличения  $\beta_o = 0 \times$  и  $\beta_o \rightarrow \infty$  минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,177 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 0,354 мкм. Ширина спектрального диапазона составляет 0,177 мкм и находится в ультрафиолетовом диапазоне спектра. При коэффициенте увеличения  $\beta_o = 0,9 \times$  в третьем порядке дифракции минимальная длина волны спектрального диапазона составляет 2,919 мкм, максимальная длина волны спектрального диапазона составляет 5,83 мкм. Спектральный диапазон имеет минимальную ширину 2,91 мкм и охватывает часть среднего инфракрасного диапазона спектра. При коэффициенте увеличения  $\beta_o = 1 \times$  минимальная и максимальная длины волн спектрального диапазона не определены. Ширина спектрального диапазона в каждом порядке дифракции ГОЭ увеличивается при  $\beta_o \rightarrow 1 \times$ .

Получаем, что спектральные диапазоны тонкого ГОЭ в разных порядках дифракции существенно отличаются друг от друга и при увеличении номера порядка дифракции смещаются в коротковолновую область спектра. Спектральные диапазоны в первом и втором порядках дифракции дополняют друг друга, имея лишь одну общую длину волны, являющуюся минимальной длиной волны для первого порядка дифракции и максимальной длиной волны для второго порядка дифракции. Спектральные диапазоны второго и третьего порядков дифракции накладываются друг на друга. Причем совпадающая спектральная область занимает третью часть спектрального диапазона второго порядка и половину третьего порядка дифракции. Ширина спектрального диапазона уменьшается нелинейно с увеличением номера порядка дифракции.

Графики на рис. 5а, б показывают, что значения длинноволновой и коротковолновой границ спектральных диапазонов ГОЭ (с длинами волн записи  $\lambda_o = 0,694$  мкм,  $\lambda_o = 0,6328$  мкм,  $\lambda_o = 0,532$  мкм) при изменении коэффициента усадки  $m_x$  линейно изменяются, но спектральные диапазоны этих ГОЭ существенно различны.

Так, для ГОЭ, записанных в схеме, представленной на рис. 1а, получено (две сплошные линии на рис. 5а), что при длине волны записи  $\lambda_o = 0,694$  мкм, величине коэффициента усадки  $m_x = 0,5$  спектральный диапазон ГОЭ в первом порядке дифракции находится в ближней ультрафиолетовой области и его ширина равна 0,2 мкм. При коэффициенте усадки  $m_x = 1$  спектральный диапазон ГОЭ находится в видимой области спектра и его ширина составляет 0,4 мкм. При увеличении коэффициента усадки до  $m_x = 2$  спектральный диапазон смещается в ближнюю инфракрасную область спектра и его ширина увеличивается до 0,8 мкм.

Для ГОЭ с длинами волн записи  $\lambda_o = 0,6328$  мкм и  $\lambda_o = 0,532$  мкм получено (штриховые и пунктирные

линии на рис. 5а), что при величине коэффициента усадки  $m_x = 0,5$  спектральные диапазоны находятся в основном в ультрафиолетовой области спектра и их протяженности равны соответственно 0,183 мкм и 0,153 мкм. При  $m_x = 1$  спектральные диапазоны занимают часть ультрафиолетового и часть видимого диапазонов спектра и их протяженности составляют соответственно 0,365 мкм и 0,306 мкм. При увеличении коэффициента усадки до  $m_x = 2$  спектральные диапазоны смещаются уже в ближнюю инфракрасную область спектра и их протяженности увеличиваются соответственно до 0,730 мкм и 0,614 мкм.

Для ГОЭ, записанных в схеме, представленной на рис. 1б, получено, что при длине волны записи  $\lambda_o = 0,694$  мкм (две сплошные линии на рис. 5б), в первом порядке дифракции при величине коэффициента усадки  $m_x = 0,5$  спектральный диапазон ГОЭ находится в ближней инфракрасной области и его ширина равна 0,918 мкм. При  $m_x = 1$  спектральный диапазон охватывает часть ближнего и среднего инфракрасного диапазона спектра, его ширина составляет 1,83 мкм. При увеличении коэффициента усадки до  $m_x = 2$  спектральный диапазон смещается в среднюю инфракрасную область спектра и его ширина увеличивается до 3,67 мкм.

Для ГОЭ с длинами волн записи  $\lambda_o = 0,6328$  мкм и  $\lambda_o = 0,532$  мкм получено (штриховые и пунктирные линии на рис. 5а), что при величине коэффициента усадки  $m_x = 0,5$  спектральные диапазоны находятся в ближней инфракрасной области и их протяженности равны соответственно 1,67 мкм и 3,34 мкм. При  $m_x = 1$  спектральные диапазоны занимают часть ближнего и среднего инфракрасных диапазонов спектра и их протяженности составляют соответственно 1,67 мкм и 3,34 мкм. При увеличении коэффициента усадки до  $m_x = 2$  спектральные диапазоны смещаются уже в среднюю инфракрасную область спектра и их протяженности увеличиваются соответственно до 3,34 мкм и 2,81 мкм.

Получаем, что выбором коэффициента усадки  $m_x$  (с его увеличением или уменьшением) спектральный диапазон тонкого ГОЭ может быть существенно смещен в длинноволновую или коротковолновую область спектра. При этом подобным образом смещаются спектральные диапазоны во всех порядках дифракции. Выбором величины коэффициента усадки  $m_x$ , например, больше 2, можно добиться того, что в первом порядке дифракции спектральный диапазон такого ГОЭ будет сдвинут в длинноволновую область за пределы спектрального диапазона ГОЭ с коэффициентом усадки  $m_x = 1$ . Выбором коэффициентов усадки двух ГОЭ можно добиться полного совпадения спектральных диапазонов этих ГОЭ в разных порядках дифракции. Так, спектральный диапазон ГОЭ с коэффициентом усадки  $m_x = 2$  во втором порядке дифракции полностью совпадает со спектральным диапазоном в первом порядке дифракции ГОЭ с коэффициентом усадки  $m_x = 1$ . Развивающиеся новые технологии 2D- и 3D-принтерной печати позволяют масштабировать голограммные элементы, изменяя в

широких пределах коэффициент усадки  $m_x$ . При заданных значениях длины волны записи  $\lambda_o$  и рабочей длины волны  $\lambda_c$  неравенство (3) устанавливает ограничения на возможные величины коэффициента усадки  $m_x$ .

Из дискретных зависимостей на рис. 6а, б получаем, что ширина спектрального диапазона в каждом дифракционном порядке ГОЭ нелинейно уменьшается и, начиная со второго порядка дифракции, спектральные диапазоны лежат в ультрафиолетовой области спектра. При этом в первом и втором порядках дифракции спектральные диапазоны перекрываются на одной (граничной) длине волны, тогда как во втором и третьем порядках дифракции и последующих порядках дифракции спектральные диапазоны перекрываются значительно. Так, при наложении спектральных диапазонов второго и третьего порядков дифракции перекрытие составляет треть спектральной области во втором порядке дифракции и половину в третьем порядке дифракции. Начиная с третьего порядка дифракции область наложения в двух соседних порядках составляет более половины спектральной области рассматриваемого порядка дифракции. Для исправления этого требуется спектральная фильтрация оптического сигнала. Таким образом, для тонкого ГОЭ предпочтительны сдвиг и расширение спектральных диапазонов первого и второго порядков дифракции, чтобы длины волн регистрируемых оптических сигналов входили в эти расширенные спектральные диапазоны.

Полученные результаты справедливы и при замене направлений распространения волн в схемах записи на рис. 1а, б на противоположные направления, то есть сходящейся волны на расходящуюся, а расходящейся волны – на сходящуюся.

#### Заключение

Получено, что границы спектрального диапазона, в пределах которого тонкий фокусирующий ГОЭ имеет исправленную сферическую аберрацию, в каждом порядке дифракции различны и частично перекрываются для всех порядков дифракции, кроме первого порядка. Показано, что спектральный диапазон ГОЭ в первом порядке дифракции непрерывно переходит в спектральный диапазон второго порядка дифракции. Показано, что границы спектрального диапазона тонкого ГОЭ с исправленной сферической аберрацией в каждом порядке дифракции могут быть существенно изменены выбором коэффициентов усадки, коэффициента увеличения в схеме записи и выбором длины волны записи ГОЭ. Так, при изменении коэффициента увеличения  $\beta_o$  на рабочей длине волны от нуля до единицы ширина спектрального диапазона в каждом порядке дифракции уменьшается с величины  $\lambda_o m_x / k$  в два раза. При дальнейшем увеличении коэффициента  $\beta_o$  ширина спектрального диапазона в каждом порядке дифракции монотонно растет и асимптотически приближается к первоначальной величине  $\lambda_o m_x / k$ . Таким образом, выбор ко-

эффициента увеличения  $\beta_o$  позволяет до  $k$  раз уменьшить ширину спектрального диапазона в каждом выбранном  $k$ -м порядке дифракции. Ширина спектрального диапазона линейно зависит от величины усадки  $m_x$  и длины волны записи  $\lambda_o$ . При этом во избежание наложения спектральных диапазонов в соседних порядках дифракции предложено использовать ГОЭ с исправленной сферической аберрацией в первом и втором порядках дифракции. Выбор схемы записи также существенно влияет на спектральный диапазон ГОЭ. При рабочих длинах волн ГОЭ, намного превышающих длину волны записи, предпочтительнее использование схемы записи двумя расходящимися волнами.

Отмечается, что неравенства (3) накладывают ограничения на области изменения и других величин, входящих в эти неравенства, например, коэффициент усадки  $m_x$  и длины волны записи  $\lambda_o$ . Неравенства (3) позволяют учесть зависимость от температурного расширения границ ГОЭ и давления. Полученные результаты полностью применимы для фокусирующих ГОЭ, записываемых цилиндрическими волнами.

Полученные результаты могут быть использованы и для синтезированных голограммных элементов. При этом длина волны записи может просто считаться некоторой заданной длиной волны, а схема восстановления считаться схемой использования ГОЭ на некоторой исходной длине волны. Полученные результаты применимы и при расчете спектральной области толстых ГОЭ, так как для них в первом порядке требуется исправление аберраций тонкого ГОЭ. Таким образом, результаты работы могут быть использованы специалистами, занимающимися разработкой фокусирующих дифракционных оптических элементов.

#### Благодарности

Работа выполнена в рамках инициативной НИР «Расчет и разработка голограммных оптических элементов» в Институте оптики и оптических технологий Сибирского государственного университета геосистем и технологий.

#### Литература

1. **Meier, R.W.** Magnification and third-order aberration in holography / R.W. Meier // Journal of the Optical Society of America. – 1965. – Vol. 55(8). – P. 987-992. – DOI: 10.1364/JOSA.55.000987.
2. **Champagne, E.B.** Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography / E.B. Champagne // Journal of the Optical Society of America. – 1967. – Vol. 57(1). – P. 51-55. – DOI: 10.1364/JOSA.57.000051.
3. **Ган, М.А.** Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов / М.А. Ган. – Л.: ГОИ, 1984. – 140 с.
4. Оптика дифракционных элементов и систем / С.Т. Бобров, Г.И. Грейсх, Ю.Г. Туркевич. – Л.: Машиностроение, 1986. – 223 с.
5. **Буйнов, Г.Н.** Компенсация сферической аберрации голограммных линз при коротковолновом сдвиге восстанавливающего излучения / Г.Н. Буйнов, К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т. 41. – С. 157.

6. **Грейсух, Г.И.** Голографическое формирование зонной структуры дифракционных линз с заданными оптическими характеристиками / Г.И. Грейсух, С.А. Степанов. – В кн.: // Голографические оптические элементы и системы: [сборник статей] / под ред. Ю.Н. Денисюка. – С.-Пб.: Наука, 1994. – С. 98-103.
7. **Doskolovich, L.L.** Design and investigation of color separation diffraction gratings / L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, N. Heikkilä, S. Siitonen, J. Turunen // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46, Issue 15. – P. 2825-2830. - DOI: 10.1364/AO.46.002825.
8. Методы компьютерной оптики / А.В. Волков, Д.Л. Головашкин, Л.Д. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Соيفер, В.С. Соловьев, Г.В. Успенев, С.И. Харитонов, С.Н. Хонина; под ред. В.А. Соифера. – М.: Физматлит, 2000. – 688 с. – ISBN: 5-9221-0434-9.
9. **Мустафин, К.С.** Голограммная оптика и перспективы ее применения / К.С. Мустафин. – В кн.: Материалы пятой Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1973. – 602 стр.
10. **Park, Y.** Miniaturization of a Fresnel spectrometer / Y. Park, L. Koch, K. Song, S. Park, G. King, S. Choi // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2008. – Vol. 10(9). – 095301. - DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
11. **Пат. 2088883 Российской Федерация F 41 G 3/06** Лазерный прицел-дальномер / С.А. Шойдин, Ю.И. Ямщиков, Ю.Ц. Батомункуев, Г.П. Сквикко; заявитель и правообладатель Центральное конструкторское бюро точного приборостроения, заявл. 20.03.1991, опубл. 27.08.1997.
12. **Южик, И.Б.** Приборы для обнаружения и подавления оптических и оптико-электронных средств / И.Б. Южик, В.В. Малинин, Г.Н. Попов // Сборник материалов IV Международного научного конгресса и выставки «ГЕО-Сибирь-2008». – 2008. – Т. 4, Вып. 1. – С. 148-152.
13. **Батомункуев, Ю.Ц.** Голографический нивелир / Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков // *Вестник СГГА*. – 2005. – Вып. 10. – С. 177-180.
14. **Корешев, С.Н.** Оптические системы голографических коллиматорных прицелов / С.Н. Корешев, М.К. Шевцов // *Оптический журнал*. – 2015. – Т. 82, № 9. – С. 22-28.
15. **Батомункуев, Ю.Ц.** Компьютерный синтез пленочных составных и наложенных дифракционных элементов / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова, Т.В. Маганаква, В.А. Райхерт, Н.А. Харитошин // *Ползуновский вестник*. – 2012. – № 3-2. – С. 139-142.
16. **Morozov, A.V.** 3D holographic printer: fast printing approach / A.V. Morozov, A.N. Putilin, S.S. Kopenkin, Y.P. Borodin, V.V. Druzhin, S.E. Dubynin, G.B. Dubinin // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 3. – P. 2193-2206. - DOI: 10.1364/OE.22.002193.
17. **Батомункуев, Ю.Ц.** Расчет схемы записи объемного осевого ГОЭ для инфракрасного диапазона спектра / Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2010. – Т. 53, № 7. – С. 24-29.
18. **Dyachenko, P.N.** The three-dimensional photonic crystals coated by gold nanoparticles / P.N. Dyachenko, S.V. Karpeev, E.V. Fesik, Yu.V. Miklyayev, V.S. Pavelyev, G.D. Malchikov // *Optics Communications*. – 2011. – Vol. 284, Issue 3. – P. 885-888. - DOI: 10.1016/J.OPTCOM.2010.10.006.

#### Сведения об авторах

**Батомункуев Юрий Цыдыпович**, в 1983 году окончил физический факультет Новосибирского государственного университета, к.т.н., в настоящее время доцент кафедры физики Сибирского государственного университета геосистем и технологий. Область научных интересов: дифракционная и голограммная оптика, разработка оптических приборов. E-mail: [opttechnic@mail.ru](mailto:opttechnic@mail.ru).

**Дианова Александра Алексеевна**, в 2014 году окончила Институт оптики и оптических технологий Сибирского государственного университета геосистем и технологий (ИОиОТ СГУГиТ), в настоящее время аспирантка ИОиОТ СГУГиТ по специальности «Оптика», инженер АО «Швабе-Приборы». Область научных интересов: голограммные и дифракционные оптические элементы, приборы ночного видения. E-mail: [dianova.alexandra@mail.ru](mailto:dianova.alexandra@mail.ru).

ГРНТИ: 29.31.33.

Поступила в редакцию 5 марта 2017 г. Окончательный вариант – 1 апреля 2017 г.

### CALCULATION OF THE SPECTRAL RANGE OF A FOCUSING HOE WITH THE CORRECTED THIRD-ORDER SPHERICAL ABERRATION

Yu.Ts. Batomunkuev<sup>1</sup>, A.A. Dianova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Optics and Optical Technologies Institute

Siberian State University Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia

#### Abstract

We discuss the results of calculating the spectral range boundaries for given diffraction orders of a thin focusing holographic optical element (HOE) with the corrected third-order spherical aberration. The variations of the spectral range boundaries are realized by varying the HOE characteristics such as shrinkage, diffraction order, recording wavelength, and the magnification factor at the recording wavelength.

**Keywords:** holographic optical element (HOE), spherical aberration, spectral range.

**Citation:** Batomunkuev YuTs, Dianova AA. Calculation of the spectral range of a focusing HOE with the corrected third-order spherical aberration. *Computer Optics* 2017; 41(2): 192-201. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-192-201.

**Acknowledgments:** This work was carried out within the framework of the initiative research work "Calculation and development of holographic optical elements" at the Institute of Optics and Optical Technologies of the Siberian State University of Geosystems and Technologies.

### References

- [1] Meier RW. Magnification and third-order aberration in holography. *JOSA* 1965; 55(8): 987-992. DOI: 10.1364/JOSA.55.000987.
- [2] Champagne EB. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography. *JOSA* 1967; 57(1): 51-55. DOI: 10.1364/JOSA.57.000051.
- [3] Gan MA. Theory and methods of calculation of hologram and kinoform optical elements [In Russian]. Leningrad: "GOI" Publisher; 1984.
- [4] Bobrov ST, Greisukh GI, Turkevich YG. The diffraction optics elements and systems [In Russian]. Leningrad: Mechanical Engineering; 1986.
- [5] Bujnov GN, Mustafin KC. Compensation spherical aberration holographic lens at the short-wavelength shift of the emission reducing [In Russian]. *Optics and Spectroscopy* 1976; 41: 157.
- [6] Greisukh GI, Stepanov SA. Holographic formation of the band structure of diffractive lenses with desired optical properties. In Book: Denisuk YuN, ed. Holographic optical elements and systems [In Russian]. Saint-Petersburg: "Nauka" Publisher; 1994: 98-103.
- [7] Doskolovich LL, Kazanskiy NL, Khonina SN, Skidanov RV, Heikkilä N, Siitonen S, Turunen J. Design and investigation of color separation diffraction gratings. *Applied Optics* 2007; 46(15): 2825-2830. DOI: 10.1364/AO.46.002825.
- [8] Soifer VA, ed. Methods for computer design of diffractive optical elements. New York: John Wiley & Sons, Inc; 2002.
- [9] Mustafin KS. Holographic optics and perspectives of its application [in Russian]. In book: Materials of the fifth holography school. Leningrad: "LIYAF" Publisher; 1973.
- [10] Park Y, Koch L, Song K, Park S, King G, Choi S. Miniaturization of a Fresnel spectrometer. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*; 2008; 10(9): 095301. DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
- [11] Shoydin SA, Yamshirov YI, Batomunkuev YuTs, Skivko GP. The laser rangefinder sight [In Russian]. Pat RF of Invent N 2088883 of August 27, 1997.
- [12] Yuzhik IB, Malinin VV, Popov GN. Devices detection and suppression of the optical and electro-optical means [In Russian]. Materials of IV International scientific congress and exhibition "GEO-Siberia 2008" 2008; 4(1): 148-152.
- [13] Batomunkuev YuTs, Meshcheryakov NA. Holographic level [In Russian]. *Vestnik of SGGG* 2005; 10: 177-180.
- [14] Koreshev SN, Shevtsov MK. Optical systems of holographic collimator sights. *Journal of Optical Technology* 2015; 82(9): 592-597. DOI: 10.1364/JOT.82.000592.
- [15] Batomunkuev YuTs, Dianova AA, Maganokova TV, Reichert VA, Haritoshin NA. Computer synthesis of discrete diffractive optical elements [In Russian]. *Polzunovsky vestnik* 2012; 3-2: 139-142.
- [16] Morozov AV, Putilin AN, Kopenkin SS, Borodin YP, Druzhin VV, Dubynin SE, Dubinin GB. 3D holographic printer: fast printing approach. *Optics Express* 2014; 22(3): 2193-2206. DOI: 10.1364/OE.22.002193.
- [17] Batomunkuev YuTs, Meshcheryakov NA. Calculation of the scheme of recording a volume axial holographic optical element in the infrared region of the spectrum. *Russian physics journal* 2010; 53(7): 680-686. DOI: 10.1007/s11182-010-9473-3.
- [18] Dyachenko PN, Karpeev SV, Fesik EV, Miklyaev YuV, Pavelyev VS, Malchikov GD. The three-dimensional photonic crystals coated by gold nanoparticles. *Optics Communications* 2011; 284(3): 885-888. DOI: 10.1016/J.OPTCOM.2010.10.006.

### Authors' information

**Yuri Tsydyrovich Batomunkuev** (b. 1961) graduated from Physics department of Novosibirsk State University in 1983, candidate of Engineering Sciences. Currently he works as assistant professor of Physics department of Siberian State University of Geosystems and Technologies. Research interests are diffraction and hologram optics, development of optical instruments. E-mail: [opttechnic@mail.ru](mailto:opttechnic@mail.ru).

**Aleksandra Alekseevna Dianova** (b. 1991) graduated from Optics and Optical Technologies Institute of Siberian State Academy of Geodesy in 2014, post graduate student by specialty "Optics" of Siberian State University of Geosystems and Technologies. Currently she works as engineer at the Shvabe-Devaces. Her research interests are diffraction and hologram optics, night-vision devices. E-mail: [dianova.aleksandra@mail.ru](mailto:dianova.aleksandra@mail.ru).

*Received March 5, 2017. The final version – April 1, 2017.*