

## РАСЧЁТ ОСЕВЫХ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ФОКУСИРУЮЩЕГО СВЕТОСИЛЬНОГО ГОЛОГРАММНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА. ЧАСТЬ 2

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

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

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

### Аннотация

В работе представлены и обсуждаются результаты расчётов радиусов поперечных сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков многопорядкового осевого голограммного оптического элемента, записанного двумя расходящимися сферическими волнами. В качестве примеров рассматриваются фокусирующие пропускающие и отражательные осевые голограммные оптические элементы с относительными отверстиями, близкими к 1:1 в заданных диапазонах инфракрасной области спектра. Представлены аналитические выражения для вычисления минимума расстояний от голограммного оптического элемента до полихроматического точечного источника и до его изображения. Рассмотрены изменения этих расстояний при увеличении рабочей длины волны в заданном диапазоне. Приведены примеры двух разных пропускающих голограммных оптических элементов с одинаковыми хроматическими aberrациями положения в «окнах прозрачности» атмосферы в диапазонах 2,15–2,50 мкм и 4,3–5,0 мкм. Указывается, что на основе этих двух голограммных оптических элементов может быть разработан двухдиапазонный голографический объектив с рабочими спектральными диапазонами 2,15–2,50 мкм и 4,3–5,0 мкм.

**Ключевые слова:** голограммный оптический элемент, хроматическая aberrация, сферическая aberrация высших порядков, сферохроматическая aberrация.

**Цитирование:** Батомункуев, Ю.Ц. Расчёт осевых сферических aberrаций высших порядков фокусирующего светосильного голограммного оптического элемента с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 2 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова, Т.В. Маганакова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 4. – С. 627-636. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-4-627-636.

### Введение

В видимой области спектра фокусирующие голограммные оптические элементы (ГОЭ), обладая целым рядом преимуществ перед линзами с преломляющими поверхностями (рефракционными линзами), например, существенно меньшей толщиной и массой, повышенной дисперсией, всё же не находят широкого применения в устройствах фокусировки и коллимирования световой волны. Главной причиной этого является наличие значительных хроматических aberrаций у ГОЭ по сравнению с рефракционными линзами. Поэтому одиночные ГОЭ могут использоваться в качестве оптического элемента для коллимирования или фокусировки лишь монохроматической световой волны.

Однако существуют диапазоны в инфракрасной области спектра («окна прозрачности» атмосферы), для которых требуются оптические элементы с относительно узкими рабочими спектральными диапазонами. В последние годы разрабатываются светосильные оптические системы, предназначенные для работы в заданных «окнах прозрачности» инфракрасной области спектра [1, 2]. Но, начиная с длины волны ~2,7 мкм и более, возрастает поглощение обычными стеклянными линзами излучения в инфракрасной области спектра, и для оптических систем из таких линз это поглощение становится неприемлемым. При разработке многокомпонентных светосильных систем с относительным отверстием 1:1 и более с использованием халькогенидных стекол и кристаллов требуются

линзы значительной толщины для исправления хроматических и монохроматических aberrаций, что снижает пропускание системы [2].

Другое направление развития ахроматических оптических систем было предложено в работах [3, 4] и представляло собой голограммные (дифракционные) оптические системы с исправленными хроматическими aberrациями первого порядка. Так, в работе [3], посвящённой ахроматизации голограммной зонной пластины, заданная хроматическая aberrация вводилась в предметную полихроматическую волну. В последующих работах были предложены двух- и трёхкомпонентные голограммные системы, в которых хроматические aberrации первого порядка компонентов взаимно корректировались [4, 5]. Однако компенсация хроматических aberrаций во всех этих работах рассматривается лишь в параксиальной области ГОЭ, тогда как для светосильных ГОЭ требуется уже исправление хроматических aberrаций третьего и более высших порядков. Формулы, описывающие хроматические aberrации высших порядков ГОЭ, могут быть получены дифференцированием по рабочей длине волны выражений монохроматических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков, представленных, например, в работах [6–9].

Использование в инфракрасной области оптических систем, состоящих из двух и более светосильных вогнутых и выпуклых зеркал [10, 11], не всегда эффективно по причине относительно малого пропускания из-за экранирования центральной части па-

дающей световой волны. Этот же недостаток имеет место и у зеркально-дифракционных аналогов этих систем, у которых одно из зеркал заменено на дифракционный элемент [12]. Кроме этого, зеркальные системы не имеют хроматических aberrаций, поэтому фокусируют излучение в очень широком спектральном диапазоне, и для выделения оптического сигнала в заданном узком диапазоне необходимо использование дополнительных дифракционных элементов и спектральных фильтров. В то же время для фокусирующих ГОЭ размещением микродиафрагмы в области фокусировки можно выделить требуемый спектральный диапазон [13, 14]. Для более точного выделения заданного спектрального диапазона необходимо уменьшение размера сфокусированного пятна, которое достигается повышением относительного отверстия ГОЭ при одновременном исправлении сферических aberrаций высших порядков.

В связи с этим целью работы является изучение сферических aberrаций высших порядков светосильных ГОЭ с исправленными хроматической aberrацией положения и сферической aberrацией третьего порядка в заданных инфракрасных диапазонах спектра. Предполагается, что ГОЭ регистрируется двумя расходящимися сферическими волнами.

Актуальность таких исследований вызвана необходимостью повышения светосилы ГОЭ, используемых в качестве компонентов объектива для инфракрасного импульсного излучателя [15], потребностью изготовления светосильного объектива с двумя разными рабочими спектральными диапазонами [1, 2, 16], совпадающими со спектральной шириной «окон прозрачности» атмосферы в инфракрасном диапазоне спектра.

**1. Формулы сферических aberrаций пропускающего и отражательного многопорядковых ГОЭ**

Рассмотрим пропускающий и отражательный рассеивающие ГОЭ, которые записываются в осевой схеме с расходящимися опорной и объектной сферическими волнами (рис. 1а). На рис. 1б, в представлены соответственно схемы использования пропускающего и отражательного осевого ГОЭ. На рис. 1а-в ось Oz цилиндрической системы координат перпендикулярна ГОЭ и является его оптической осью, а ГОЭ находится в плоскости радиальной координаты r. Расстояния  $z_r, z_o, z_c$  на рис. 1а-в и в тексте работы – это расстояния от центра ГОЭ до точечных источников опорной, объектной и предметной (восстанавливающей) волн, расстояние  $z_i$  на рис. 1б, в и в тексте работы – это расстояние от центра ГОЭ до точки действительного изображения источника предметной волны. Расстояние  $z'_i$  – это расстояние от центра ГОЭ до точки мнимого изображения источника предметной волны.

Известно, что аналитические выражения радиусов поперечных монохроматических сферических aberrаций первого (дефокусировка), третьего и высших порядков (пятого, седьмого и девятого порядков)

многопорядкового осевого ГОЭ могут быть записаны в виде [6, 9, 17]

$$\Delta r_j = C_j z_i r^j \left[ \frac{1}{z_c^j} + \frac{1}{z_i^j} \pm \left( \frac{k \lambda_c}{\lambda_o m_r^{j+1}} \right) \left( \frac{1}{z_r^j} - \frac{1}{z_o^j} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\Delta r_j$  – радиус поперечной осевой сферической aberrации j-го порядка ( $j = 1, 3, 5, 7, 9 \dots$ );  $C_j$  – численные коэффициенты, равные  $C_1 = 1, C_3 = 0,5, C_5 = 0,375, C_7 = 0,3125, C_9 = 0,2734375, \dots$ ;  $r$  – радиус выходного зрачка ГОЭ (плоскость выходного зрачка совпадает с плоскостью ГОЭ);  $k$  – порядок дифракции;  $\lambda_c$  – рабочая длина волны;  $\lambda_o$  – длина волны записи,  $m_r$  – коэффициент масштабирования ГОЭ вдоль радиуса r. При выполнении численных расчетов в работе коэффициент масштабирования принят равным  $m_r = 1$ . В формуле (1) в знаке «±» верхний знак «+» соответствует ГОЭ с коэффициентом линейного увеличения  $\beta_o > 1$ , а нижний знак «-» соответствует ГОЭ с коэффициентом линейного увеличения  $\beta_o < 1$ .

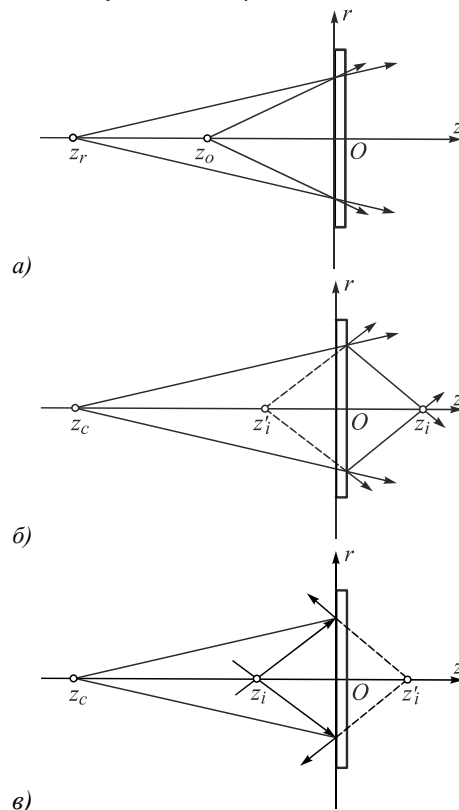


Рис. 1. Схема записи (а), схемы использования пропускающего (б) и отражательного (в) ГОЭ

Обратные величины расстояний  $z_c$  и  $z_i$  в схеме использования ГОЭ равны [18–21]:

– при  $\beta_o > 1$ :

$$\frac{1}{z_c} = \left( \frac{k \lambda_c}{2 m_r^2 \lambda_o F_o} \right) \left( 1 + \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4 m_r^2 \lambda_o^2 (\beta_o^3 - 1)}{3 k^2 \lambda_c^2 (\beta_o - 1)^3}} \right), \quad (2)$$

$$\frac{1}{z_i} = \left( \frac{k \lambda_c}{2 m_r^2 \lambda_o F_o} \right) \left( 1 - \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4 m_r^2 \lambda_o^2 (\beta_o^3 - 1)}{3 k^2 \lambda_c^2 (\beta_o - 1)^3}} \right);$$

– при  $0 < \beta_o < 1$ :

$$\frac{1}{z_c} = \left( \frac{k\lambda_c}{2m_r^2\lambda_o F_o} \right) \left( 1 - \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_r^2\lambda_o^2(\beta_o^3 - 1)}{3k^2\lambda_c^2(\beta_o - 1)^3}} \right), \tag{3}$$

$$\frac{1}{z_i} = \left( \frac{k\lambda_c}{2m_r^2\lambda_o F_o} \right) \left( 1 + \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_r^2\lambda_o^2(\beta_o^3 - 1)}{3k^2\lambda_c^2(\beta_o - 1)^3}} \right),$$

где  $\beta_o$  и  $F_o$  – соответственно коэффициент линейного увеличения  $\beta_o = z_o/z_r$  и фокусное расстояние ГОЭ  $F_o = z_o z_r / (z_o - z_r)$  на длине волны записи  $\lambda_o$ .

**2. Численные результаты расчётов**

Из выражения (1) (при подстановке формул (2) или (3)) могут быть вычислены радиусы  $\Delta r_j$  поперечных сферических aberrаций высших порядков как фокусирующего, так и рассеивающего ГОЭ, у которых дефокусировка и сферическая aberrация третьего порядка равны нулю во всём рабочем спектральном диапазоне. Результаты расчётов в первом порядке дифракции зависимостей от рабочей длины волны  $\lambda_c$  радиусов  $\Delta r_j$  поперечных сферических aberrаций высших порядков фокусирующего ГОЭ представлены на рис. 2а–г соответственно при коэффициентах увеличения, равных  $\beta_o = 0,33\times$ ,  $\beta_o = 0,5\times$ ,  $\beta_o = 2\times$ ,  $\beta_o = 3\times$ . Фокусное расстояние ГОЭ на длине волны  $\lambda_o$  записи принято равным 120 мм. При выполнении расчётов величин  $\Delta r_j$ , представленных на рис. 2а–г и последующих рисунках, длина волны лазера, используемого при записи ГОЭ, предполагается равной  $\lambda_o = 0,532$  мкм. Световые диаметры ГОЭ приняты равными 35,3 мм на рис. 2а, г и 24 мм на рис. 2б, в.

По вертикальной оси на рис. 2а–г отложены в микрометрах значения радиусов поперечных сферических aberrаций, по горизонтальной оси на рис. 2а–г и на последующих рисунках – значения рабочей длины волны  $\lambda_c$  в микрометрах. На рис. 2а–г сплошной кривой указана зависимость радиуса  $\Delta r_5$  поперечной сферической aberrации пятого порядка, кривой с длинными штрихами – зависимость радиуса  $\Delta r_7$  aberrации седьмого порядка, кривой с короткими штрихами – зависимость радиуса  $\Delta r_9$  aberrации девятого порядка.

Для графиков на рис. 2а, б расстояния  $z_r$  от источника сферической опорной волны до центра ГОЭ приняты соответственно равными 240 мм и 120 мм, а расстояния  $z_o$  от центра ГОЭ до точки схождения сферической объектной волны – 80 мм и 60 мм.

Получено, что при коэффициенте увеличения  $\beta_o = 0,33\times$  в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон ГОЭ ограничен (рис. 2а): минимальная рабочая длина волны равна 0,953 мкм, а максимальная рабочая длина волны – 1,904 мкм.

При увеличении рабочей длины волны  $\lambda_c$  от минимального до максимального значения величины радиусов  $\Delta r_j$  сферических aberrаций высших порядков увеличиваются, достигают максимальных значений и затем уменьшаются.

Наибольшие значения радиусов сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков рав-

ны  $\Delta r_5 = 24,1$  мкм,  $\Delta r_7 = 3,0$  мкм и  $\Delta r_9 = 0,3$  мкм соответственно на длинах волн 1,616 мкм, 1,633 мкм и 1,641 мкм. Из графиков на рис. 2а следует, что сферическими aberrациями седьмого и девятого порядков ГОЭ по сравнению со сферическими aberrациями пятого порядка можно пренебречь во всем рабочем спектральном диапазоне.

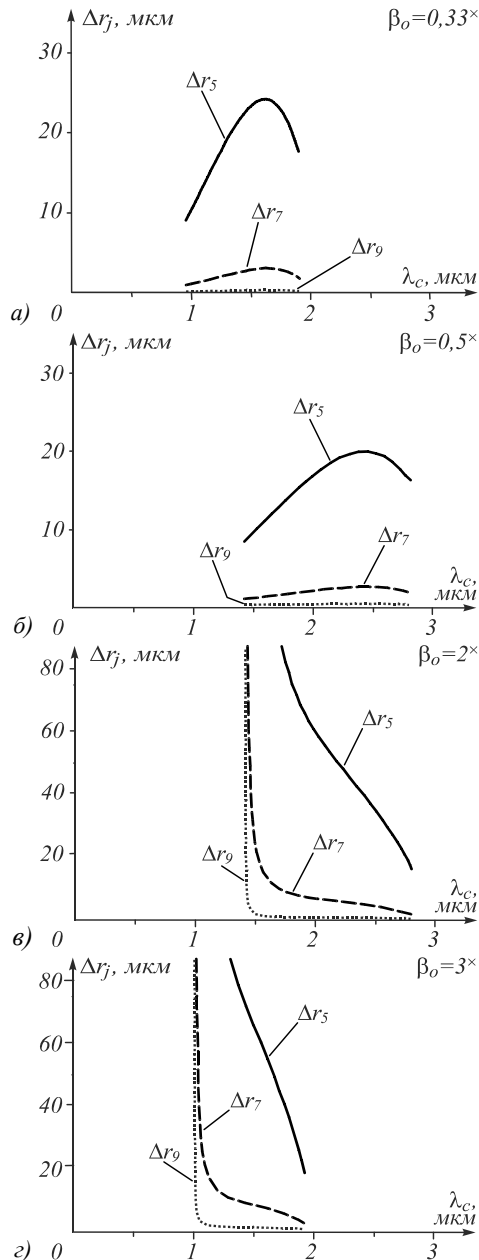


Рис. 2. Зависимости радиуса  $\Delta r_j$  поперечной сферической aberrации пятого, седьмого и девятого порядков осевого ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  при разных коэффициентах увеличения  $\beta_o$

При коэффициенте увеличения  $\beta_o = 0,5\times$  (рис. 2б) в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон ГОЭ смещается в более длинноволновую область и ограничен диапазоном с минимальной длиной волны 1,408 мкм и максимальной длиной волны 2,815 мкм. При наименьшей длине волны рабочего спектрального диапазона ГОЭ радиусы  $\Delta r_j$  попереч-

ных сферических aberrаций высших порядков равны:  $\Delta r_5 = 8,1$  мкм,  $\Delta r_7 = 0,8$  мкм,  $\Delta r_9 = 0,1$  мкм. С увеличением длины волны радиус aberrации пятого порядка принимает наибольшее значение  $\Delta r_5 = 19,5$  мкм на длине волны 2,415 мкм, радиус aberrации седьмого порядка  $\Delta r_7 = 2,4$  мкм на длине волны 2,427 мкм, а радиус aberrации девятого порядка  $\Delta r_9 = 0,2$  мкм на длине волны 2,433 мкм. Затем радиусы aberrаций высших порядков уменьшаются соответственно до величин (на максимальной длине волны 2,815 мкм):  $\Delta r_5 = 16,0$  мкм,  $\Delta r_7 = 1,6$  мкм,  $\Delta r_9 = 0,1$  мкм. Таким образом, в этом случае ограничение рабочего спектрального диапазона обусловлено не невыполнением условия исправления сферической aberrации третьего порядка [22], а заданной величиной сферической aberrации пятого порядка. Сферической aberrацией девятого порядков можно пренебречь во всём рабочем спектральном диапазоне. В первом приближении можно пренебречь и сферической aberrацией седьмого порядка по сравнению с aberrацией пятого порядка. Получаем также, что в рабочем спектральном диапазоне от 1,408 мкм до 2,815 мкм радиусы aberrаций высших порядков ГОЭ не превышают величины 19,5 мкм, а относительное отверстие ГОЭ в этом диапазоне увеличивается от 1:1,89 до 1:0,95.

При выполнении расчётов, представленных на рис. 2б, г, расстояния  $z_r$  приняты соответственно равными 60 мм и 80 мм, а расстояния  $z_o = 120$  мм и 240 мм. Получено, что при коэффициенте увеличения  $\beta_o = 2 \times$  (рис. 2б) в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон ГОЭ такой же, как и при  $\beta_o = 0,5 \times$ , то есть ограничен диапазоном 1,408–2,815 мкм. Вблизи минимальной рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков принимают очень большие значения. При увеличении рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций высших порядков нелинейно уменьшаются до значений:  $\Delta r_5 = 16,4$  мкм,  $\Delta r_7 = 1,6$  мкм,  $\Delta r_9 = 0,1$  мкм при максимальной длине волны  $\lambda_c = 2,815$  мкм. Получаем, что нижняя граница рабочего спектрального диапазона ГОЭ в этом случае ограничена заданной величиной сферических aberrаций пятого и седьмого порядков. Сферической aberrацией девятого порядка можно пренебречь во всём рабочем спектральном диапазоне. Относительное отверстие ГОЭ увеличивается от 1:1,89 (на длине волны 1,409 мкм) до 1:0,95 (на длине волны 2,815 мкм).

Из графиков на рис. 2г получаем, что при коэффициенте увеличения  $\beta_o = 3 \times$  в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон рассматриваемого многопорядкового ГОЭ ограничен диапазоном 0,959–1,918 мкм. На минимальных рабочих длинах волн радиусы сферических aberrаций высших порядков очень велики по сравнению с другими длинами волн. При увеличении длины волны величины радиусов сферических aberrаций нелинейно уменьшаются до минимальных значений ( $\Delta r_5 = 18,7$  мкм,  $\Delta r_7 = 1,9$  мкм,  $\Delta r_9 = 0,2$  мкм) на длине волны 1,918 мкм.

Получаем также, что при увеличении относительного отверстия ГОЭ с 1:1,89 (на длине волны 0,959 мкм) до 1:0,94 (на длине волны 1,918 мкм) aberrация седьмого порядка во всём рабочем спектральном диапазоне значительно меньше aberrации пятого порядка, а aberrацией девятого порядков можно пренебречь.

Таким образом, получено, что для многопорядкового осевого фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка зависимости радиусов поперечных сферических aberrаций высших порядков в рабочем спектральном диапазоне для коэффициентов увеличения  $\beta_o > 1$  существенно отличаются от аналогичных зависимостей радиусов при коэффициентах увеличения  $\beta_o < 1$ . Так, у фокусирующего ГОЭ с коэффициентом увеличения  $\beta_o < 1$ , зарегистрированного двумя расходящимися сферическими волнами, радиус сферической aberrации высших порядков увеличивается, достигает максимального значения и затем уменьшается, тогда как у ГОЭ с коэффициентом увеличения  $\beta_o > 1$  радиус сферической aberrации на всех длинах волн рабочего спектрального диапазона монотонно уменьшается. Общим для этих ГОЭ является то, что радиусы сферических aberrаций высших порядков на всех длинах волн рабочего спектрального диапазона отличаются от нуля. Расчёты показывают, что при одинаковом размере диаметров ГОЭ радиусы сферических aberrаций высших порядков уменьшаются с увеличением коэффициента  $\beta_o$ .

Во втором и в последующих  $k$ -х порядках дифракции ГОЭ получаются такие же зависимости радиусов сферических aberrаций высших порядков от рабочей длины волны. Отличие заключается лишь в уменьшении в  $k$  раз границ и протяжённости рабочего спектрального диапазона по сравнению с диапазоном в первом порядке дифракции. Аналогичные зависимости получаются для отражательных многопорядковых ГОЭ.

Результаты расчёта зависимости от длины волны  $\lambda_c$  расстояний  $z_c$ ,  $z_i$  в схеме использования многопорядкового ГОЭ с коэффициентом увеличения  $\beta_o = 0,5 \times$  в первом порядке дифракции представлены на рис. 3. Сплошной кривой обозначена зависимость расстояния  $z_c$ , штриховой кривой – зависимость расстояния  $z_i$ . По вертикальной оси на рис. 3 отложены значения расстояний  $z_c$ ,  $z_i$  в миллиметрах. Получено, что с ростом длины волны  $\lambda_c$  расстояние  $z_c$  монотонно нелинейно уменьшается, достигая наименьшего значения 45,9 мм на длине волны 2,815 мкм.

При минимальной рабочей длине волны расстояние  $z_i$  равно 45,4 мм, а при максимальной рабочей длине волны  $z_i$  равно 44,9 мм. На всем рабочем спектральном диапазоне расстояние  $z_i$  немонотонно изменяется относительно мало по сравнению с расстоянием  $z_c$ . Более подробно характер изменения расстояния  $z_i$  рассматривается ниже.

### 3. Обсуждение

Рассмотрим более детально aberrации пятого порядка ГОЭ, как наиболее значительные по величине в

приведённых выше примерах ГОЭ. Результаты расчёта зависимостей во втором порядке дифракции радиусов сферической aberrации пятого порядка ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  (при разных  $\beta_o$ ) представлены на рис. 4а, б. Подобные зависимости можно получить для любых значений  $\beta_o$ . Так, если  $\beta_o$  принимает значения от  $0\times$  до  $1\times$  (рис. 4а), то увеличение рабочей длины волны  $\lambda_c$  (как и в первом порядке дифракции) приводит к увеличению радиуса сферической aberrации пятого порядка, к достижению максимального значения и последующему уменьшению. Максимальные значения сферических aberrаций пятого порядка для  $\beta_o=0,2\times$ ,  $\beta_o=0,33\times$ ,  $\beta_o=0,5\times$  равны  $\Delta r_5=25,9$  мкм,  $\Delta r_5=24,1$  мкм,  $\Delta r_5=19,5$  мкм соответственно при рабочих длинах волн 0,620 мкм, 0,806 мкм, 1,204 мкм. Расчёты показывают, что можно выбрать схемы использования ГОЭ с заданными рабочими спектральными диапазонами, в которых при коэффициенте увеличения  $\beta_o$ , изменяющемся в пределах от  $0,1\times$  до  $0,6\times$ , радиус сферической aberrации пятого порядка не превышает 28 мкм, а при изменении  $\beta_o$  в пределах от  $0,6\times$  до  $0,9\times$  – не превышает 15,3 мкм. При уменьшении  $\beta_o$  до нуля максимальное значение радиуса сферической aberrации увеличивается и стремится к величине 33 мкм, а ширина рабочего спектрального диапазона становится меньше в 2 раза.

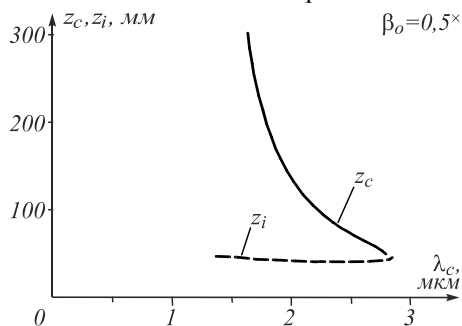


Рис. 3. Зависимости расстояний  $z_c$ ,  $z_i$  в первом порядке дифракции ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$

Так, при  $\beta_o < 1$  величина aberrаций пятого порядка отлична от нуля и при всех значениях  $\beta_o$  ограничена.

Результаты расчёта зависимости радиусов сферической aberrации пятого порядка ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  при коэффициентах увеличения, равных  $\beta_o=2\times$ ,  $\beta_o=3\times$ ,  $\beta_o=5\times$ , представлены на рис. 4б. Получаем, что во втором порядке дифракции, как и в первом порядке, при увеличении рабочей длины волны  $\lambda_c$  сферическая aberrация пятого порядка монотонно уменьшается.

График зависимости расстояния  $z_i$  ГОЭ из рис. 3 представлен на рис. 5. Из графика получаем, что при увеличении рабочей длины волны от 1,408 мкм до 2,815 мкм расстояние  $z_i$  уменьшается нелинейно с величины 45,4 мм до минимального значения  $z_c=39,3$  мм при длине волны 2,438 мкм и затем нелинейно увеличивается до величины 44,9 мм. Причём в диапазоне от 1,408 мкм до 2,438 мкм дисперсия  $\partial z_i / \partial \lambda_c$  имеет отрицательный знак, а в диапазоне от 2,438 мкм до 2,815 мкм – положительный знак. При длине волны  $\lambda_c=2,438$  мкм, получаемой из формулы

$$\lambda_c = \lambda_o m_r / k \sqrt{3(\beta_o^3 - 1) / (\beta_o - 1)^3}, \quad (4)$$

дисперсия  $\partial z_i / \partial \lambda_c$  равна нулю. При подстановке (4) во второе выражение системы (2) получаем

$$z_i = 3kF_o / 2m_r \sqrt{(\beta_o - 1)^3 / 3(\beta_o^3 - 1)}. \quad (5)$$

Эффект изменения знака дисперсии ГОЭ [20] позволяет определить в диапазоне длин волн от 1,408 мкм до 2,815 мкм две рабочие длины волн при одном и том же значении расстояния  $z_i$  (как показано на рис. 5). Этот эффект также позволяет в некоторой окрестности минимального значения (5)  $z_c=39,3$  мкм заменить кривую зависимости  $z_i(\lambda_c)$  постоянной величиной, например,  $z_i=40,5$  мм. Тогда в диапазоне длин волн от 2,034 мкм до 2,742 мкм можно считать приближённо, что расстояние  $z_i$  не изменяется.

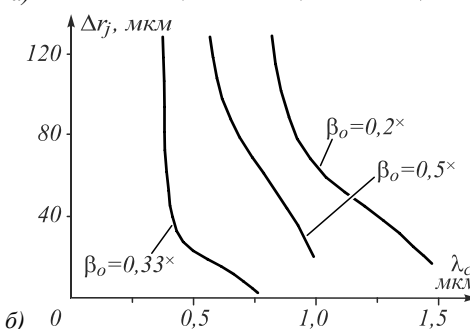
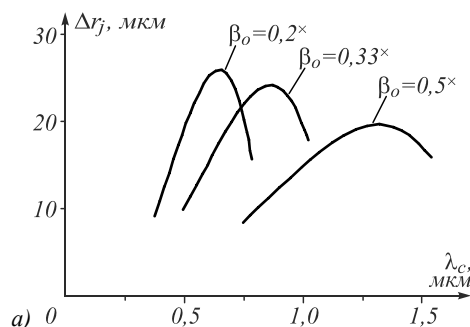


Рис. 4. Зависимости радиуса  $\Delta r_5$  поперечной сферической aberrации пятого порядка ГОЭ в выбранных рабочих спектральных диапазонах при разных коэффициентах увеличения  $\beta_o$

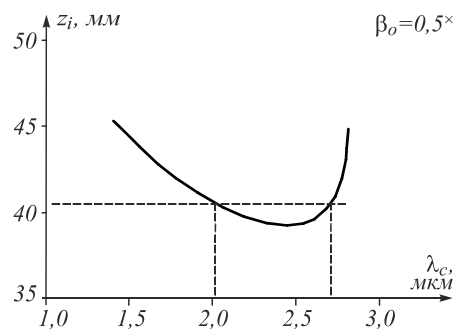


Рис. 5. Зависимость расстояния  $z_i$  от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$

Таким образом, можно рассчитать осевые aberrации ГОЭ, формирующего изображение точечного полихроматического источника с рабочим спектральным диапазоном 2,034–2,742 мкм и находящегося на расстоянии  $\sim 40$  мм от ГОЭ. Результаты расчёта зави-

симостей в первом порядке дифракции радиусов  $\Delta r_3$ ,  $\Delta r_5$ ,  $\Delta r_7$  поперечных сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков ГОЭ от длины волны источника представлены на рис. 6. На рис. 6 сплошной кривой указана зависимость радиуса  $\Delta r_3$  сферической aberrации третьего порядка, штриховой кривой – радиуса  $\Delta r_5$  сферической aberrации пятого порядка, пунктирной кривой – радиуса  $\Delta r_7$  сферической aberrации седьмого порядка.

При выполнении расчётов расстояние от точечного источника полихроматической волны до ГОЭ принято равным  $z_i = 39,892$  мм. Получено, что во всем заданном спектральном диапазоне от 2,034 мкм до 2,742 мкм радиус сферической aberrации третьего порядка не превышает 21 мкм, пятого порядка – 20 мкм, седьмого порядка – 2,3 мкм. Радиус сферической aberrации третьего порядка ГОЭ равен нулю на длинах волн 2,155 мкм и 2,646 мкм. Относительное отверстие ГОЭ увеличивается при этом (во всем заданном диапазоне) от 1:1,31 до 1:0,97.

Так как в выражениях (2, 3) расстояния  $z_c$ ,  $z_i$  зависят от произведения  $k\mu$ , то во втором порядке дифракции ГОЭ графики зависимости  $z_c(\lambda_c)$  и  $z_i(\lambda_c)$  совпадают с графиками в первом порядке дифракции при замене  $\lambda_c$  на  $0,5\lambda_c$ . Зависимость радиусов сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков изображения точечного полихроматического источника ГОЭ во втором порядке дифракции от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  совпадает с графиком на рис. 6. Отличие заключается лишь в изменении рабочего спектрального диапазона 1,408–2,815 мкм на диапазон 0,704–1,407 мкм.

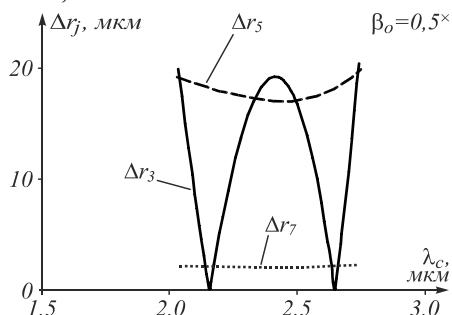


Рис. 6. Зависимость радиусов поперечных сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков изображения точечного полихроматического источника ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$

Рассмотренная выше теория и методы расчёта могут быть применены и для синтезированных ГОЭ. В этом случае длина волны записи  $\lambda_o$  выступает как расчётная величина ГОЭ, а схема записи – как некоторая расчётная схема ГОЭ. Известно, что синтезированные ГОЭ [17, 22], дифракционная структура которых рассчитывается с помощью компьютера, обладают гораздо большими возможностями исправления aberrаций световой волны по сравнению с интерференционными ГОЭ. Также известно, что составные (секторальные) дифракционные оптические элементы, например, [23], позволяют формировать заданные пространственные распределения интенсивности по-

лихроматической световой волны, которые практически не реализуемы ГОЭ.

В качестве примеров синтезированных ГОЭ рассмотрим фокусирующий ГОЭ и рассеивающий ГОЭ с заданными спектральными диапазонами в первом порядке дифракции 4,3–5,0 мкм и во втором порядке дифракции 2,15–2,50 мкм. В табл. 1 и 2 указаны величины, характеризующие первый и второй ГОЭ, и их расчётные и реальные схемы использования. В первом столбце таблиц указаны номера ГОЭ. Строка в таблицах с номером 1 соответствует фокусирующему ГОЭ, а строка с номером 2 соответствует рассеивающему ГОЭ.

Табл. 1. Параметры схемы записи ГОЭ

№	$\lambda_o$ , мкм	$z_r$ , мм	$z_o$ , мм	$F_o$ , мм	$\beta_o$ , крат	$r$ , мм
1	2	127,1	707,0	155	5,56	25
2	2,79	78,11	2890	80,3	37,0	18

Табл. 2. Параметры схемы использования ГОЭ

№	$\lambda_c$ , мкм	$z_c$ , мм	$z_i$ , мм	$F_c$ , мм	$\beta_c$ , крат	$r$ , мм
1	4,65	100	200	66,67	2,00	25
2	4,65	67,21	170	48,17	0,40	18

Эти величины ГОЭ рассчитывались с учётом условий (4) и (5) таким образом, чтобы хроматическая aberrация положения этих ГОЭ (по крайней мере на двух рабочих длинах волн) были равными по абсолютной величине и имели противоположные знаки. На рис. 7а, б представлены зависимости координат осевой точки изображения (по сути величин  $z_i$ ) рассчитанных ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  в диапазонах:

- а) от 3,6 мкм до 5,7 мкм;
- б) от 4,3 мкм до 5,0 мкм.

Сплошной линией показана зависимость координаты осевой точки изображения для первого ГОЭ, штриховой линией – для второго ГОЭ.

Получаем, что в пространстве изображений первый и второй ГОЭ имеют практически совпадающие положения осевых точек изображения (рис. 7б) в диапазоне 4,3–5,0 мкм. При использовании этих ГОЭ в качестве компонентов голографической системы будет иметь место не только исправление aberrаций третьего порядка, но и исправление хроматических aberrаций положения на двух длинах волн. В отличие от первого фокусирующего ГОЭ, второй рассеивающий ГОЭ рассчитывается в обратном ходе падающей и дифрагирующей сферических волн. Так, в качестве примера на рис. 8 приведена схема двухкомпонентной голографической системы на основе двух пропускающих ГОЭ для работы в первом порядке дифракции в диапазоне длин волн 4,3–5,0 мкм и во втором порядке дифракции в диапазоне длин волн 2,15–2,50 мкм. Первый компонент является осевым фокусирующим ГОЭ, второй компонент – осевым рассеивающим ГОЭ. Это система формирует мнимое изображение точечного полихроматического источника  $S_1$

в точке  $S_2'$ . В точке  $S_1'$  монохроматическое изображение источника  $S_1$  создаётся первым ГОЭ системы.

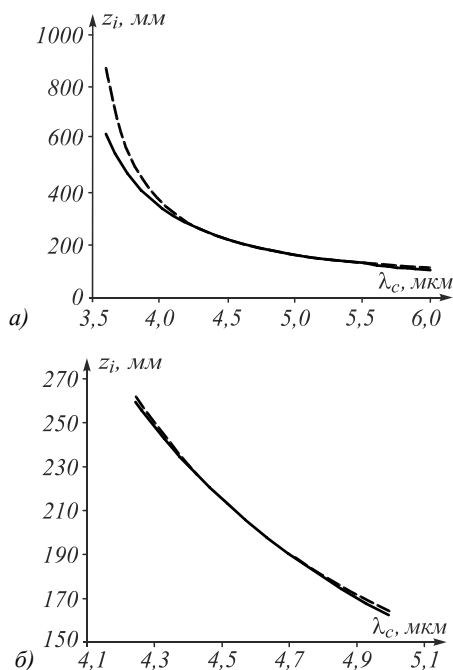


Рис. 7. Зависимости расстояний  $z_i$  компонентов голографической системы от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  в диапазонах: от 3,6 мкм до 6,0 мкм (а); от 4,3 мкм до 5,0 мкм (б)

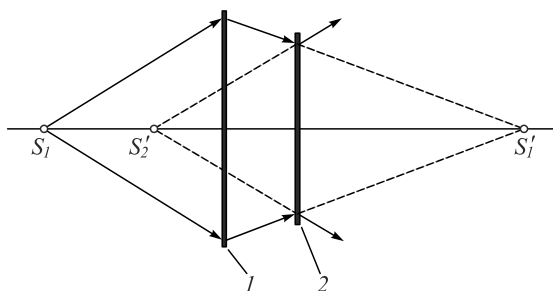


Рис. 8. Схема голографической двухкомпонентной системы для точечного полихроматического инфракрасного источника  $S_1$ : 1 – фокусирующий ГОЭ, 2 – рассеивающий ГОЭ

Голографическая система на рис. 8 является модернизацией известной двухкомпонентной ахроматической системы [4]. Но в отличие от [4] в предлагаемой голографической системе у обоих компонентов выполнена коррекция сферической aberrации третьего порядка, также компоненты системы являются более светосильными – относительные отверстия как первого, так и второго ГОЭ составляют 1:1,3 на длине волны 4,65 мкм.

На рис. 9 представлена зависимость радиуса  $\Delta r_1$  поперечной aberrации первого порядка (хроматической дефокусировки) голографической системы от рабочей длины волны  $\lambda_c$ . Получаем, что хроматическая дефокусировка равна нулю при длинах волн 4,4 мкм и 4,893 мкм. Во всём заданном спектральном диапазоне величина хроматической дефокусировки не превышает 40 мкм.

Во втором порядке дифракции ГОЭ в диапазоне длин волн 2,15–2,50 мкм получаем аналогичный график зависимости радиуса  $\Delta r_1$  хроматической дефокусировки двухкомпонентной голографической системы от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$ , причём хроматическая дефокусировка равна нулю при длинах волн 2,20 мкм и 2,447 мкм.

**Заключение**

В работе численно изучена зависимость радиуса поперечных сферических aberrаций высших порядков многопорядкового светосильного ГОЭ от изменения рабочей длины волны. Показано, что для фокусирующего ГОЭ, зарегистрированного расходящимися опорной и объектной сферическими волнами, выбором расстояний от ГОЭ до точечного источника предметной волны  $z_c$  и до точки изображения  $z_i$  в схеме использования нельзя полностью исправить осевые сферические aberrации высших порядков в рабочем спектральном диапазоне.

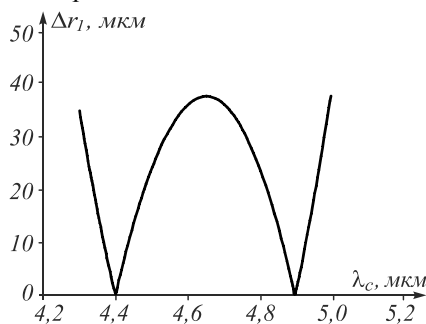


Рис. 9. Зависимость радиуса хроматической дефокусировки двухкомпонентной голографической системы от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  в диапазоне от 4,3 мкм до 5,0 мкм

Показано, что осевые aberrации высших порядков в значительной степени зависят от коэффициента увеличения  $\beta_o$  на длине волны записи, и выбором величины этого коэффициента  $\beta_o$  радиусы поперечных сферических aberrаций могут быть уменьшены до допустимых пределов, но при этом уменьшается рабочий спектральный диапазон ГОЭ.

Показано, что при коэффициенте увеличения  $0 < \beta_o < 1$  сферическая aberrация высших порядков ограничена – абсолютная величина радиуса поперечной сферической aberrации высших порядков увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается. При этом зависимости расстояний  $z_c(\lambda_c)$  и  $z_i(\lambda_c)$  в схеме использования ГОЭ от изменения рабочей длины волны  $\lambda_c$  существенно различны. Так, при увеличении рабочей длины волны  $\lambda_c$  расстояние  $z_c$  монотонно уменьшается, тогда как расстояние  $z_i$  уменьшается до минимума и затем увеличивается. Причём в одном и том же спектральном диапазоне пространственная дисперсия  $\partial z_c / \partial \lambda_c$  не изменяет знака и значительно превосходит по величине пространственную дисперсию  $\partial z_i / \partial \lambda_c$ . При этом дисперсия  $\partial z_i / \partial \lambda_c$  изменяет знак на противоположный. При  $\beta_o > 1$  в соответствии с формулами (2) и (3) зависимости расстояния  $z_c(\lambda_c)$  и дисперсии  $\partial z_c / \partial \lambda_c$  становятся такими же, как зависи-

мости расстояния  $z_i(\lambda_c)$  и дисперсии  $\partial z_i / \partial \lambda_c$  при  $0 < \beta_o < 1$  и наоборот. Эти факты позволяют рассчитывать многопорядковые осевые ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка и одинаковыми хроматическими aberrациями положения в заданном спектральном диапазоне.

Показано, что в голографической двухкомпонентной системе, состоящей из двух осевых ГОЭ с исправленными сферическими aberrациями, имеет место взаимная коррекция хроматических aberrаций положения на двух рабочих длинах волн, что позволяет разработать ахроматическую голографическую систему, работающую одновременно в двух разных диапазонах инфракрасной области спектра. Компоненты голографической системы представляют собой двухпорядковые светосильные ГОЭ с рабочими спектральными диапазонами 2,15–2,50 мкм и 4,3–5,0 мкм, предназначенные для использования в соответствующих «окнах прозрачности» инфракрасной области спектра атмосферы.

Полученные результаты применимы для ГОЭ, зарегистрированного расходящимися опорной и объектной цилиндрическими волнами. Полученные результаты применимы для многопорядкового отражающего ГОЭ. Также полученные результаты применимы и для многопорядковых ГОЭ с рабочими спектральными диапазонами в других областях спектра от инфракрасного до рентгеновского диапазонов.

#### Благодарности

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

#### Литература

1. **Vizgaitis, J.** Third generation infrared optics / J. Vizgaitis // Proceedings of SPIE. – 2008. – Vol. 6940. – 69400S. – DOI: 10.1117/12.779095.
2. **Хацевич, Т.Н.** Оптическое проектирование двухдиапазонных инфракрасных объективов / Т.Н. Хацевич, Т.В. Парфёнова // Приборы. – 2014. – № 3. – С. 21-27.
3. **Snow, K.A.** Production of partially achromatic zone plates by holographic techniques / K.A. Snow, M.P. Givens // Journal of The Optical Society of America. – 1968. – Vol. 58, Issue 7. – P. 871-874. – DOI: 10.1364/JOSA.58.000871.
4. **Bennet, S.J.** Achromatic combinations of hologram optical elements / S.J. Bennet // Applied Optics. – 1976. – Vol. 15, Issue 2. – P. 542-545. – DOI: 10.1364/AO.15.000542.
5. **Мустафин, К.С.** Расчёт ахроматизированных голограммных линзовых систем на основе принципа таутохронизма лучей / К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1978. – Т. 44, Вып. 1. – С. 164-167.
6. Оптика дифракционных элементов и систем / С.Т. Бобров, Г.И. Грейсух, Ю.Г. Туркевич. – Л.: Машиностроение, 1986. – 223 с.
7. **Latta, J.N.** Fifth-order hologram aberrations / J. Latta // Applied Optics. – 1971. – Vol. 10, Issue 3. – P. 666-667. DOI: 10.1364/AO.10.000666.
8. **Mehta, P.C.** Higher order aberrations in holographic lenses / P.C. Mehta, K.S.S. Rao, R. Hradaynath // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, Issue 24. – P. 4553-4558. – DOI: 10.1364/AO.21.004553.
9. **Батомункуев, Ю.Ц.** Aberrации девятого порядка внеосевого объёмного голограммного оптического элемента / Ю.Ц. Батомункуев // Ползуновский вестник. – 2012. – № 3/2. – С. 142-146.
10. **Егоренко, М.П.** Исследование хроматизма многоспектрального зеркально-линзового объектива / М.П. Егоренко, В.С. Ефремов // Сборник материалов V Международного научного конгресса и выставки «ГЕО-Сибирь-2009». – 2009. – Т. 5, Вып. 1. – С. 74-77.
11. Инфракрасные системы 3-го поколения / В.В. Тарасов, И.П. Торшина, Ю.Г. Якушенко, под ред. Ю.Г. Якушенко. – М.: Логос, 2011. – 239 с. – ISBN: 978-5-98704-539-8.
12. **Скиданов, Р.В.** Гармоническая линза с кольцевой апертурой / Р.В. Скиданов, Ю.С. Стрелков, С.Г. Вологовский // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 6. – С. 842-847. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-6-842-847.
13. **Мустафин, К.С.** Голограммная оптика и перспективы её применения / К.С. Мустафин. – В кн.: Материалы пятой Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1973. – 602 с.
14. **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, Issue 9. – 095301. – DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
15. **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.
16. **Горелик, Л.И.** Двухдиапазонный инфракрасный объектив / Л.И. Горелик, А.В. Полесский, Н.А. Семенченко, К.А. Хамидуллин, А.Д. Юдовская // Успехи прикладной физики. – 2013. – Т. 1, № 2. – С. 227-230.
17. **Ган, М.А.** Теория и методы расчёта голограммных и киноформных оптических элементов / М.А. Ган. – Л.: ГОИ, 1984. – 140 с.
18. **Буйнов, Г.Н.** Об одной возможности компенсации сферической aberrации осевых голограммных линз / Г.Н. Буйнов, К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т. 41, Вып. 2. – С. 341-342.
19. **Батомункуев, Ю.Ц.** Анализ рабочего спектрального диапазона многопорядкового ГОЭ / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Сборник материалов международной конференции «СибОптика-2017». – 2017. – Т. 1. – С. 3-8.
20. **Батомункуев, Ю.Ц.** Расчёт осевых сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 1 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 44-53. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-44-53.
21. **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.
22. **Карпеев, С.В.** Расчёт и анализ трёхволнового дифракционного фокусирующего дублета / С.В. Карпеев, А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 2. – С. 173-178. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-173-178.



23. Карпеев, С.В. Исследование влияния широкополосного излучения на распределение интенсивности, формируемое дифракционным оптическим элементом /

С.В. Карпеев, С.В. Алфёров, С.Н. Хонина, С.И. Кудряшов // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 689-694.

#### 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». Область научных интересов: голограммные и дифракционные оптические элементы. E-mail: [dianova.alexandra@mail.ru](mailto:dianova.alexandra@mail.ru).

**Маганакова Татьяна Валерьевна**, 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». Область научных интересов: разработка оптических приборов. E-mail: [Maganakova88@mail.ru](mailto:Maganakova88@mail.ru).

ГРНТИ: 29.31.33.

Поступила в редакцию 4 мая 2018 г. Окончательный вариант – 29 июня 2018 г.

### CALCULATION OF HIGHER-ORDER AXIAL SPHERICAL ABERRATIONS OF A HIGH-APERTURE FOCUSING HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENT WITH THE CORRECTED THIRD-ORDER SPHERICAL ABERRATION. PART 2

*Yu.Ts. Batomunkuev<sup>1</sup>, A.A. Dianova<sup>1</sup>, T.V. Maganakova<sup>1</sup>*

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

*Siberian State University of Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia*

#### Abstract

The paper presents and discusses the results of calculations of the radii of transverse fifth-, seventh- and ninth-order spherical aberrations in a multi-order on-axis HOE (holographic optical element), recorded using two divergent spherical waves. As examples, focusing transmission and reflection on-axis HOEs with relative apertures close to 1:1 in given infrared spectral ranges are considered. Analytical expressions are presented for calculating the minimum distance from the HOE to a polychromatic point source and to its image. We study in which way these distances change with increasing operating wavelength in the spectral range of interest. Examples of two different transmission HOEs with identical chromatic aberrations are presented in the atmospheric infrared windows in the ranges of 2.15–2.50  $\mu\text{m}$  and 4.3–5.0  $\mu\text{m}$ . It is pointed out that on the basis of these two HOEs, a dual-band holographic lens with working spectral ranges of 2.15–2.50  $\mu\text{m}$  and 4.3–5.0  $\mu\text{m}$  can be developed.

**Keywords:** holographic optical element (HOE), chromatic aberration, higher-order spherical aberration, sphero-chromatic aberration.

**Citation:** Batomunkuev YuTs, Dianova AA, Maganakova TV. Calculation of higher-order axial spherical aberrations of a high-aperture focusing holographic optical element with the corrected third-order spherical aberration. Part 2. Computer Optics 2018; 42(4): 627-636. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-4-627-636.

**Acknowledgments:** This work was carried out within the framework of an initiative research work “Development and calculation of holographic optical elements” at the Institute of Optics and Optical Technologies of the Siberian State University of Geosystems and Technologies.

#### References

- |  |  |
|--|--|
| <p>[1] Vizgaitis J. Third generation infrared optics. Proc SPIE 2008; 6940: 69400S. DOI: 10.1117/12.779095.</p> <p>[2] Khatsevich TN, Parfyonova TV. Optical designing of dual-band infared lenses [In Russian]. Pribory 2014; 3: 21-27.</p> | <p>[3] Snow KA, Givens MP. Production of partially achromatic zone plates by holographic techniques. J Opt Soc Am 1968; 58(7): 871-874. DOI: 10.1364/JOSA.58.000871.</p> <p>[4] Bennet SJ. Achromatic combinations of hologram optical elements. Appl Opt 1976; 15(2): 542-545. DOI: 10.1364/AO.15.000542.</p> |
|--|--|

- [5] Mustafin KS. Calculation of achromatic holographic lens systems based on thoughts lays principle [In Russian]. *Optika i Spectroscopiya* 1978; 44(1): 164-167.
- [6] Bobrov ST, Greisukh GI, Turkevich YG. The diffraction optics elements and systems [In Russian]. Leningrad: "Mashinostroenie" Publisher; 1986.
- [7] Latta JN. Fifth-order hologram aberration. *Appl Opt* 1971; 10(3): 666-667. DOI: 10.1364/AO.10.000666.
- [8] Mehta PC, Rao KSS, Hradaynath R. Higher order aberrations in holographic lenses. *Appl Opt* 1982; 21(24): 4553-4558. DOI: 10.1364/AO.21.004553.
- [9] Batomunkuev YuTs. Aberrations of the ninth order of a off-axis volume hologram optical element [In Russian]; *Polzunovskiy Vestnik* 2012; 3/2: 142-146.
- [10] Yegorenko MP, Yefremov VS. Research of multispectral mirror-lens chromatism [In Russian]. Proceedings of V International Scientific Congress and Exhibition "GEO-Siberia 2009"; 2009; 5(1): 74-77.
- [11] Tarasov VV, Torshina IP, Yakushenkov YuG. Infrared systems of the third generation [In Russian]. Moscow: "Logos" Publisher; 2011. ISBN: 978-5-98704-539-8.
- [12] Skidanov RV, Strelkov YS, Volotovskiy SG. Harmonic lens with an annular aperture. *Computer Optics* 2017; 41(6): 842-847. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-6-842-847.
- [13] Mustafin KS. Holographic optics and perspectives of its application [In Russian]. In book: Materials of the fifth holography school: Leningrad: "LIYAF" Publisher; 1973.
- [14] Park Y, Koch L, Song K, Park S, King G, Choi S. Miniaturization of a Fresnel spectrometer. *J Opt A: Pure and Appl Opt* 2008; 10(9): 095301. DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
- [15] Yuzhik IB, Malinin VV, Popov GN. Devices for detection and suppression of the optical and electro-optical means [In Russian]. Proceedings of IV International Scientific Congress and Exhibition "GEO-Siberia 2008"; 2008; 4(1): 148-152.
- [16] Gorelik LI, Polesskiy NA, Semenchenko NA, Khamidullin KA, Yudovskaya AD. Dual-band infrared lens [In Russian]. *Advances in Applied Physics* 2013; 1(2): 227-230.
- [17] Gan MA. Theory and methods of calculation of hologram and kinoform optical elements [In Russian]. Leningrad: "GOI" Publisher; 1984.
- [18] Bujnov GN, Mustafin KC. About one possibility of compensation of spherical aberration for holographic lens [In Russian]. *Optics and Spectroscopy* 1976; 41(2): 341-342.
- [19] Batomunkuev YuTs, Dianova AA. Analysis of the operating spectral range of a multi-order HOE [In Russian]. Proceedings of the International Conference "SibOptika-2017" 2017; 1: 3-8.
- [20] Batomunkuev YuTs, Dianova AA. Calculation of the higher-order axial spherical aberrations of a high-aperture focusing holographic optical element with the corrected third-order spherical aberration. Part 1 [In Russian]. *Computer Optics* 2018; 42(1): 44-53. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-44-53.
- [21] Batomunkuev YuTs, Dianova AA. Calculation of the spectral range of a focusing HOE with the corrected third-order spherical aberration [In Russian]. *Computer Optics* 2017; 41(2): 192-201. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-192-201.
- [22] Karpeev SV, Ustinov AV, Khonina SN. Design and analysis of a three-wave diffraction focusing doublet [In Russian]. *Computer Optics* 2016; 40(2): 173-178. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-173-178.
- [23] Karpeev SV, Alferov SV, Khonina SN, Kudryashov SI. Study of the broadband radiation intensity distribution formed by diffractive optical elements [In Russian]. *Computer Optics* 2014; 38(4): 689-694.

#### Author's information

**Yuri Tsydypovich 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. Her research interests are diffraction and hologram optics. E-mail: [dianova.aleksandra@mail.ru](mailto:dianova.aleksandra@mail.ru).

**Tatyana Valeryevna Maganakova** (b. 1988) 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. Area of scientific interests: development of optical devices. E-mail: [Maganakova88@mail.ru](mailto:Maganakova88@mail.ru).

*Received May 4, 2018. The final version – June 29, 2018.*