

РАСЧЕТ АХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ (часть 1)

Юрий Цыдыпович Батомункуев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Александра Алексеевна Дианова

Новосибирский приборостроительный завод, 630049, Россия, г. Новосибирск, ул. Дуси Ковальчук, 179/2, инженер, тел. (923)107-79-46, e-mail: dianova.aleksandra@mail.ru

В работе анализируется осевая сферическая aberrация пятого порядка толстого дифракционного оптического элемента на примере голограммного оптического элемента (ГОЭ). На основе рассчитанного ГОЭ предложена схема трехкомпонентной ахроматической дифракционной системы.

Ключевые слова: хроматическая aberrация, дифракционный оптический элемент, ахроматизация.

CALCULATION OF THE ACHROMATIC DIFFRACTION SYSTEM WITH CORRECTED SPHERICAL ABERRATION (Part 1)

Yury Ts. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D., Associate Professor, Department of Physics, тел. (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Alexandra A. Dianova

Novosibirsk Instrument-Making Plant, 179/2, Dusi Kovalchuk St., Novosibirsk, 630049, Russia, Engineer, тел. (923)107-79-46, e-mail: dianova.aleksandra@mail.ru

The fifth order axial spherical aberration of a thick diffractive optical element on the example of a hologram optical element (HOE) is analyzed in the paper. Three-component achromatic diffraction system based on the calculated HOE is proposed.

Key words: chromatic aberration, diffractive optical element, spherical aberration.

Известно, что дифракционные оптические элементы (ДОЭ) с аспектным отношением больше единицы обладают угловой, пространственной и спектральной селективностями [1]. Эти особенности уменьшают эффективный световой диаметр ДОЭ, ограничивают как поле зрения, так и глубину резкости изображения, формируемого ДОЭ. Известно также, что толстые пропускающие ГОЭ (как и аналогичные ДОЭ) имеют высокую дифракционную эффективность в относительно широкой спектральной области [2, 3]. Этот факт открывает возможность разработки толстых ГОЭ и ДОЭ с исправленной хроматической

и сферической абберациями в относительно широкой спектральной области. Однако толщина элемента может внести существенные отличия в его абберации по сравнению с тонким элементом. Известно, что методы расчета толстых голограммных оптических элементов применимы и к расчетам толстых ДОО, обладающих существенно более высокой дифракционной эффективностью по сравнению с тонкими ДОО [1]. Аналитические выражения для учета аббераций, обусловленных толщиной ГОЭ, были представлены, например, в работах [4–6].

Целью работы является расчет в заданном диапазоне спектра осевой сферической абберации пятого порядка светосильного толстого ГОЭ для ахроматической дифракционной системы.

Рассмотрим пропускающий толстый ГОЭ, который записывается в осевой схеме с расходящимися опорной и объектной сферическими волнами (рис. 1, *а*). На рис. 1, *б* представлена схема использования этого толстого осевого ГОЭ. На рис. 1, *а*, *б* ось Oz цилиндрической системы координат перпендикулярна ГОЭ и является его оптической осью, а ГОЭ находится в плоскости радиальных координат $rO\varphi$. Расстояния z_r , z_o , z_c на рис. 1 *а*, *б* и в тексте работы – это расстояния от центра ГОЭ до точечных источников опорной, объектной и предметной (восстанавливающей) волн, z_i на рис. 1, *б* и в тексте работы – это расстояние от центра ГОЭ до точки действительного изображения источника предметной волны. Чтобы не учитывать преломление на поверхностях голографической среды будем предполагать, что окружающая среда имеет такой же показатель преломления, что и голографическая среда.

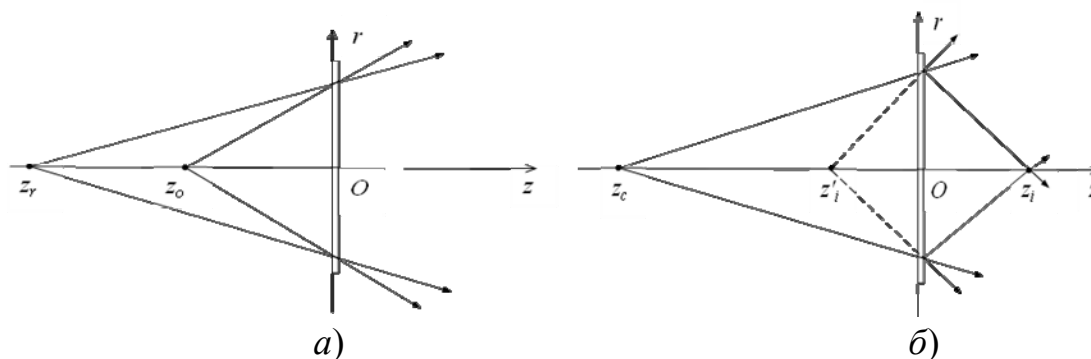


Рис. 1. Схема записи (*а*) и схема использования (*б*) пропускающего толстого ГОЭ

Известно, что в толстых осевых ГОЭ удвоенное значение радиальной координаты r не должно превышать светового диаметра ГОЭ и ограничено условием локальной угловой селективности толстого ГОЭ [1]

$$2\pi V(r, z) / \lambda_c \leq \xi, \quad (1)$$

где $V(r, z)$ – характеристическая функция толстого ГОЭ; ξ – параметр угловой селективности, λ_c – рабочая длина волны.

При разложении в ряд характеристической функции $V(r, z)$ толстого ГОЭ, аналогично работам [7, 8] с учетом выполнения условий исправления хроматической аберрации положения и сферической аберрации третьего порядка [9], получаем

$$V(r, z) = \frac{1}{2} r^2 z \left(\frac{1}{z_c^2} \pm \frac{1}{z_i^2} - \left(\frac{k \lambda_c}{\lambda_o m_z m_r^2} \right) \left(\frac{1}{z_r^2} \pm \frac{1}{z_o^2} \right) \right), \quad (2)$$

где r, z – радиус и толщина ГОЭ, m_r, m_z – коэффициенты масштабирования вдоль радиуса и по толщине ГОЭ, λ_o – длина волны записи, k – порядок дифракции [5].

Подставляя (2) в условие (1) получаем максимальное значение светового диаметра d_{\max} толстого ГОЭ

$$d_{\max} = \frac{2 \xi \lambda_c}{\pi z \left(\frac{1}{z_c^2} \pm \frac{1}{z_i^2} - \left(\frac{k \lambda_c}{\lambda_o m_z m_r^2} \right) \left(\frac{1}{z_r^2} \pm \frac{1}{z_o^2} \right) \right)}. \quad (3)$$

На рис. 2, а представлена зависимость эффективного радиуса r толстого ГОЭ от изменения рабочей длины волны. При выполнении этих расчетов предполагается:

- длина волны λ_o лазера, используемого при записи ГОЭ, $\lambda_o = 0,532$ мкм;
- фокусное расстояние f_o на длине волны λ_o записи $f_o = 40$ мм;
- расстояние z_r от центра ГОЭ до источника сферической расходящейся опорной волны $z_r = 60$ мм;
- расстояние z_o от ГОЭ до источника сферической сходящейся объектной волны $z_o = 120$ мм;
- коэффициент увеличения β_o в этой схеме записи равен $\beta_o = 2 \times$;
- толщина z ГОЭ предполагается $z = 10$ мкм;
- радиус ГОЭ $r = 20$ мм;
- на длине волны записи λ_o относительное отверстие ГОЭ равно 1 : 1.

Получаем, что при заданной толщине из-за селективности световой диаметр ГОЭ становится меньше 40 мм при рабочих длинах волны меньших 0,38 мкм и больших 0,61 мкм. В диапазоне длин волн от 0,38 до 0,61 мкм условие селективности (1) можно не учитывать и пренебречь влиянием заданной толщины ГОЭ. Таким образом, при расчете аберраций за пределами этого диапазона нужно учитывать величину реального светового диаметра толстого ГОЭ.

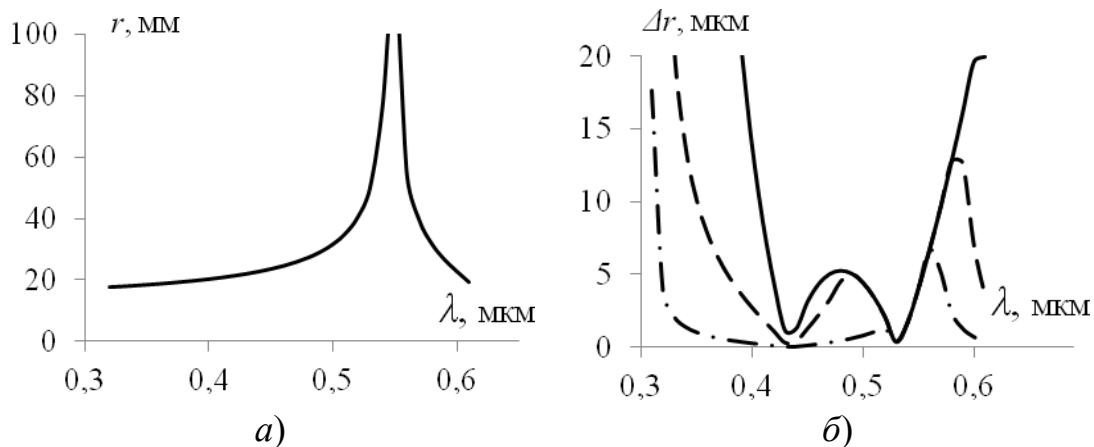


Рис. 2. Зависимости:

а) радиуса r толстого ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c ; б) радиуса Δr_j поперечной сферической aberrации пятого порядка осевого толстого ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c (при разных толщинах ГОЭ)

На рис. 2, б представлены зависимости радиусов поперечных сферических aberrаций пятого порядка ГОЭ от изменения рабочей длины волны (для разных значений толщины ГОЭ). Сплошной кривой указана зависимость для ГОЭ с толщиной 10 мкм, штриховой кривой – для ГОЭ с толщиной 20 мкм, а штрихпунктирной кривой – для ГОЭ с толщиной 50 мкм. При ограничении радиуса поперечной сферической aberrации пятого порядка величиной 20 мкм получено, что в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон ГОЭ толщиной 10 мкм ограничен (рис. 2, б): минимальная рабочая длина волны равна 0,39 мкм, а максимальная рабочая длина волны равна 0,61 мкм. Вблизи минимальной рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций пятого порядка принимают значения 20 мкм. При увеличении рабочей длины волны радиус сферической aberrации пятого порядка уменьшается до нуля при длине волны 0,434 мкм, затем увеличивается до максимального значения при длине волны 0,48 мкм и уменьшается до нуля при длине волны 0,532 мкм. При длине волны 0,61 мкм радиус сферической aberrации пятого порядка увеличивается до 20 мкм. Получаем, что нижняя и верхняя границы рабочего спектрального диапазона ГОЭ в этом случае ограничены заданной величиной сферической aberrации пятого порядка. Расчеты показывают, что сферической aberrацией седьмого и девятого порядков можно пренебречь во всем рабочем спектральном диапазоне. При увеличении толщины ГОЭ характер зависимости существенно меняется. Так при толщинах ГОЭ, равных 20 и 50 мкм, минимальная рабочая длина волны равна соответственно 0,33 и 0,31 мкм, а максимальная (заданная) рабочая длина волны равна 0,61 мкм. При увеличении рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций пятого порядка нелинейно уменьшаются до нуля при длине волны 0,434 мкм соответственно для ГОЭ с толщинами 20 и 50 мкм, затем увеличиваются до максимального значения при длинах волн

0,49 и 0,52 мкм (причем максимальные значения радиусов сферической аберрации нелинейно уменьшаются) и уменьшаются до нуля при длине волны 0,532 мкм. Отметим, что эта длина волны одинакова для ГОЭ с разными толщинами. Затем радиусы аберрации пятого порядка нелинейно увеличиваются подобно ГОЭ с малой толщиной соответственно до максимальных значений 13 мкм и 7 мкм, затем нелинейно уменьшаются соответственно до величин менее 4 и 1 мкм при верхней границе рабочего спектрального диапазона 0,61 мкм. Таким образом, увеличение толщины существенным образом изменяет спектральную зависимость аберраций пятого порядка во всем рабочем диапазоне. Влияние толщины проявляется необычным способом, а именно, селективность толстого ГОЭ уменьшает аберрации по сравнению с тонким ГОЭ, поэтому попытки обнаружения увеличения осевой аберрации ГОЭ при учете его толщины не имели успеха.

В общем случае под исправлением аберраций элемента дифракционной системы подразумевается уменьшение аберраций до допустимого уровня в заданном рабочем спектральном диапазоне [10]. Это достигается несколькими способами: выбором оптимальной рабочей схемы, выбором оптимальной дифракционной структуры, выбором оптимального светового диаметра и толщины ГОЭ, и при необходимости выбором соответствующих коэффициентов усадок по радиусу и толщине ГОЭ. Хроматическая аберрация положения ГОЭ (и других дифракционных элементов) не зависит от его светового диаметра и возникает из-за сильной зависимости фокусного расстояния от рабочей длины волны. Поэтому хроматическую аберрацию ГОЭ нельзя исправить, можно лишь компенсировать противоположной хроматической аберрацией другого ГОЭ, т. е. в пространстве изображений первый ГОЭ и в пространстве предмета второй ГОЭ должны иметь практически совпадающие положения точек изображения в рабочем спектральном диапазоне. При использовании таких ГОЭ в качестве компонентов голографической системы будет иметь место не только исправление хроматических аберраций, но и, возможно, исправление сферической аберрации третьего порядка (по крайней мере на одной длине волны рабочего спектрального диапазона). Так, в качестве примера на рис. 3 приведена схема трехкомпонентной дифракционной (голографической) системы на основе двух тонких пропускающих ГОЭ и одного пропускающего толстого ГОЭ.

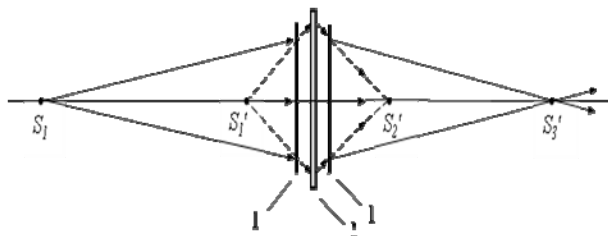


Рис. 3. Схема трехкомпонентной дифракционной (голографической) системы для точечного полихроматического источника S_1 :

1 – рассеивающие тонкие ГОЭ; 2 – собирающий толстый ГОЭ

Таким образом, в работе выполнен расчет коррекции осевой сферической аберрации пятого порядков светосильного толстого ГОЭ в диапазоне длин волн 0,39–0,61 мкм для ахроматической трехкомпонентной дифракционной системы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ган М. А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. – Л. : ГОИ, 1984. – 140 с.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М. : Мир, 1973. – 686 с.
3. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. J. – 1969. – V. 48, N. 9. – P. 2909–2947.
4. Forshaw M. R. V. The imaging properties and aberrations of thick transmission holograms // Opt. Acta. – 1973. – V. 20, N. 9. – P. 669–686.
5. Батомункуев Ю. Ц. Разработка и расчет объемных голографических оптических элементов : дис. ... канд. техн. наук. – Новосибирск, 2003. – С. 184.
6. Батомункуев Ю. Ц. Аберрации высших порядков объемного голограммного оптического элемента // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 10–20 апреля 2012 г.). – Новосибирск : СГГА, 2012. Т. 2. – С. 10–21.
7. Батомункуев Ю. Ц., Дианова А. А. Расчет осевых сферических аберраций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической аберрацией третьего порядка. Ч. 1 // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 44–53.
8. Батомункуев Ю. Ц., Дианова А. А. Расчет осевых сферических аберраций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической аберрацией третьего порядка. Ч. 2 // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 4. – С. 627–636.
9. Буйнов Г. Н., Мустафин К. С. Компенсация сферической аберрации голограммных линз при коротковолновом сдвиге восстанавливающего излучения // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т. 41. – С. 157.
10. Оптика дифракционных элементов и систем / С. Т. Бобров, Г. И. Грейсух, Ю. Г. Туркевич. – Л. : Машиностроение, 1986. – 223 с.

© Ю. Ц. Батомункуев, А. А. Дианова, 2019