

03

Гармоническая киноформная линза: дифракционная эффективность и хроматизм

© Г.И. Грейсух¹, В.А. Данилов², С.А. Степанов¹, А.И. Антонов¹, Б.А. Усиевич³

¹ Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, 440028 Пенза, Россия

² Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва, Россия

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

e-mail: grey@pguas.ru

Поступила в редакцию 03.04.2018 г.

В окончательной редакции 24.04.2018 г.

В рамках скалярной и строгой теорий дифракции проведено исследование дифракционных линз с гармоническими пилообразными микроструктурами, имеющими глубину рельефа, существенно превышающую центральную длину волны рабочего спектрального диапазона. Показана возможность сохранения высокой дифракционной эффективности независимо от ширины рабочего спектрального диапазона и при допустимых углах падения излучения на линзу, модуль которых может достигать 45% и более. Показано также, что хроматизм таких линз управляем в весьма широких пределах и может оказаться меньшим, чем у самых легких кронов.

DOI: 10.21883/OS.2018.08.46364.96-18

Введение

Гармонической сегодня называют киноформную линзу, пилообразная микроструктура которой работает в высоких порядках дифракции ($k \gg 1$) и имеет глубину рельефа, существенно превышающую расчетную длину волны [1,2]. Апертура гармонической киноформной линзы разбита на так называемые гармонические зоны Френеля. Под этим термином понимается кольцевая зона апертуры, расстояния от краев которой до точки наблюдения (в данном случае фокальной точки F) различаются на величину, равную произведению целочис-

ленного порядка гармоничности m на расчетную длину волны λ_0 , как это показано на рис. 1.

Идеальная фокусировка нормально падающей на гармоническую киноформную линзу плоской монохроматической волны и при этом концентрация всей падающей на эту линзу энергии в единственном фокусе (единичная дифракционная эффективность (ДЭ)) достигаются при условии, что в пределах каждой гармонической зоны Френеля обеспечивается таутохронность, т.е. лучи, идущие от падающего волнового фронта до точки наблюдения, имеют одинаковую оптическую длину и, в частности, равны оптические длины лучей, проходящих через края каждой зоны. Если линза работает в k -м порядке дифракции, но $k = m$, то для i -й гармонической зоны Френеля ($i = 1, 2, 3 \dots$) равенство оптических длин имеет вид

$$Hn_{\lambda_0} + f_0^{(m)} + (i - 1)m\lambda_0 = H + f_0^{(m)} + im\lambda_0, \quad (1)$$

где H — глубина i -й зоны, n_{λ_0} и $f_0^{(m)}$ — показатель преломления материала подложки киноформной линзы и фокусное расстояние линзы в m -м дифракционном порядке на расчетной длине волны λ_0 . Равенство оптических длин остальных лучей внутри каждой зоны обеспечивается за счет так называемого согласованного или коррелированного профиля пилообразного рельефа, впервые предложенного в работе [3].

Из уравнения (1) следует, что выполнение условия равенства оптических длин не зависит от фокусного расстояния, которое определяет радиусы гармонических зон. Действительно, из рис. 1 легко видеть, что у i -й зоны расстояние от центра микроструктуры линзы до

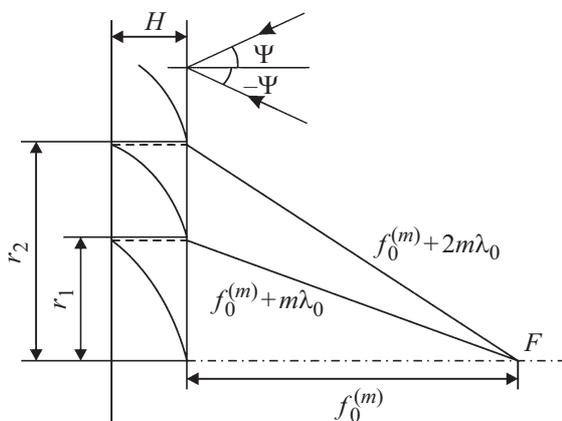


Рис. 1. Три приосевые зоны микроструктуры гармонической киноформной линзы. В верхней части рисунка показано, как соотносится знак угла падения излучения на линзу с пилообразным профилем микроструктуры при расчетах в рамках строгой теории дифракции.

внешнего края зоны

$$r_i = \sqrt{2if_0^{(m)} + (im\lambda_0)^2}. \quad (2)$$

Вновь обращаясь к уравнению (1) и решая его относительно H , получим

$$H = m\lambda_0/(n_{\lambda_0} - 1), \quad (3)$$

откуда, в частности, следует, что поскольку H от i не зависит, то глубины рельефа всех зон киноформной линзы должны быть одинаковыми.

Таким образом, гармоническая киноформная линза, преобразующая плоскую и нормально падающую на нее волну с длиной λ_0 в сферическую — это дифракционный оптический элемент с пилообразной рельефно-фазовой микроструктурой, характеризуемый, в частности, одновременным выполнением условий (2) и (3).

Пусть рабочая длина волны не совпадает с расчетной $\lambda \neq \lambda_0$. Требуя выполнения условия таутохронности для этой длины волны, найдем номер дифракционного порядка k и фокусное расстояние $f_\lambda^{(k)}$, для которых условие таутохронности по-прежнему будет выполняться. Это условие для указанной длины волны и номера дифракционного порядка принимает вид

$$Hn_\lambda + f_\lambda^{(k)} + (i - k)k\lambda = H + f_\lambda^{(k)} + ik\lambda. \quad (4)$$

И вновь видно, что выполнение требуемого условия не зависит от фокусного расстояния, и, следовательно, можно принять $f_\lambda^{(k)} = f_\lambda^{(m)} = f_0^{(m)}$.

Решив уравнение (4) с учетом формулы (3) относительно λ , получим уравнение для длины волны λ_k , на которой ДЭ в k -м дифракционном порядке будет равна единице:

$$\lambda_k = \lambda_0 \frac{m}{k} \frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda_0} - 1}. \quad (5)$$

В случае традиционной киноформной линзы, т.е. при $m = 1$, рабочий дифракционный порядок k может принимать значения 1, 2, 3 и т.д., а $\lambda_k \leq \lambda_0$. При этом наибольший интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 \cong 0.5\lambda_0$. В результате, если расчетная длина волны λ_0 принадлежит видимому спектральному диапазону ($0.4 \leq \lambda_0 \leq 0.7 \mu\text{m}$), то все λ_k , начиная с $k \geq 2$, оказываются вне этого диапазона. Принципиально иная ситуация в случае гармонической киноформной линзы с $m \gg 1$. Она допускает все варианты: $k = m$, $k > m$ и $k < m$. То есть, у гармонической киноформной линзы идеально фокусируемые длины волн λ_k составляют линейчатый спектр с длинами волн как короче, так и длиннее λ_0 и к тому же с существенно меньшими и управляемыми, как будет показано ниже, интервалами между спектральными линиями. Очевидно, что этот характерный для гармонической киноформной линзы линейчатый спектр и определил ее название [1].

Зависимость показателя преломления оптического материала от длины волны, описываемая той или иной

Таблица 1. Основные параметры гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобной и флинтгоподобной оптических пластмасс

m	k	РММА		РС	
		λ_k , μm	$\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}$, μm	λ_k , μm	$\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}$, μm
13	18	0.4074	0.0192	0.4163	0.0173
	10	0.7066	0.0615	0.6700	0.0592
25	35	0.4034	0.0100	0.4125	0.0092
	19	0.7149	0.0344	0.7079	0.0332
50	69	0.4086	0.0052	0.4174	0.0062
	38	0.7149	0.0176	0.7080	0.0170
100	138	0.4086	0.0026	0.4174	0.0024
	76	0.7059	0.0087	0.6993	0.0084

дисперсионной формулой, в любом случае нелинейна, и решать уравнение (5) целесообразно итерационно. В табл. 1 сведены результаты решения этого уравнения, полученные при $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$ для гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобного полиметилметакрилата (РММА) и флинтгоподобного поликарбоната (РС) [4] и рассчитанных на работу в видимом спектральном диапазоне $0.4 \leq \lambda \leq 0.7 \mu\text{m}$. Как видно из этой таблицы, при одном и том же порядке гармоничности интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda$ растет от коротковолнового края рабочего спектрального диапазона к длинноволновому, при этом крайние значения этой величины уменьшаются с ростом m .

Дифракционная эффективность гармонической киноформной линзы

Оценим ДЭ гармонической киноформной линзы на произвольной длине волны в рамках скалярной теории дифракции. Для этого воспользуемся известной формулой, приведенной в работе [5]:

$$\eta = \left[\frac{\sin(\pi(k + \chi))}{\pi(k + \chi)} \right]^2, \quad (6)$$

где

$$\chi = (H/\lambda) \left(\cos \theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 \theta} \right),$$

а θ — угол падения излучения из воздуха на элемент со стороны пилообразного рельефа. Учитывая формулу (3), получим

$$\chi = \frac{m\lambda_0}{\lambda(n_{\lambda_0} - 1)} \left(\cos \theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 \theta} \right). \quad (7)$$

Подставив выражение (7) в (6), ДЭ запишем в виде

$$\eta = \left(\frac{\sin \pi \left(k + \frac{m\lambda_0}{\lambda} \frac{\cos \theta - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta}}{(n_{\lambda_0} - 1)} \right)}{\pi \left(k + \frac{m\lambda_0}{\lambda} \frac{\cos \theta - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta}}{(n_{\lambda_0} - 1)} \right)} \right). \quad (8)$$

Зависимость ДЭ от длины волны при $\theta = 0$ представлена на рис. 2.

Здесь следует обратить внимание на то, что независимо от каждого из параметров, входящих в выражение (8), кривые $\eta(\lambda)$ пересекаются на одной и той же высоте ≈ 0.4 . Если при этом учесть, что в формировании полезного изображения на любой длине волны $\lambda_{k+1} \leq \lambda \leq \lambda_k$ будет участвовать излучение, одновременно дифрагированное в оба указанных порядка, то график результирующей ДЭ будет иметь вид, представленный кривой 4 на рис. 2. То есть, на каждой из длин волн, лежащих в промежутке между λ_{k+1} и λ_k , ДЭ не опустится ниже 0.8, а на побочные порядки, ответственные за падение контраста в изображении, гало и т.д., будет приходиться не более 20% падающей на гармоническую линзу энергии. Причем ДЭ не опустится ниже 0.8 независимо от полной ширины рабочего спектрального диапазона. Здесь уместно заметить, что у обычной киноформной линзы ($m = 1$) при нормальном падении излучения и равенстве ДЭ на краях видимого спектрального диапазона ($0.4 \leq \lambda \leq 0.7 \mu\text{m}$) эта ДЭ на краях не может быть выше 0.75. Следовательно, с точки зрения эффективности, рассчитанной в рамках скалярной теории дифракции, гармоническая линза даже в видимом диапазоне имеет определенное преимущество по сравнению с обычной киноформной.

Обратившись к выражениям (2) и (5), нетрудно видеть, что линейчатый спектр единичной ДЭ не совпадает со спектром, которому соответствует фиксированное фокусное расстояние $f = f_0^{(m)}$. Действительно, условие $f = f_0^{(m)}$ выполняется для длин волн $\lambda = m\lambda_0/k$, не зависящих от показателя преломления материала линзы, в то время как $\eta = 1$ обеспечивается на длинах волн, в которые показатель преломления входит. О степени несовпадения позволяет судить табл. 2, в которой представлены длины волн, полученные при $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$ и $m = 50$ для гармонических киноформных линз, выполненных из РММА и РС. Данное несовпадение линейчатых спектров будет пусть и незначительно, но отрицательно влиять на качество изображения.

Далее покажем в рамках скалярной теории дифракции (СТД), какие изменения с ДЭ гармонической киноформной линзы происходят при изменении угла падения излучения на линзу. Из формулы (8) следует, что с ростом θ изменяются значения k , при которых в заданном интервале длин волн $\eta = 1$. То есть в отличие от обычного у гармонического киноформа ДЭ, вычисляемая в рамках СТД, с ростом угла падения излучения на элемент не падает, а остается практически неизменной. Изменяются лишь номера дифракционных порядков, т. е.

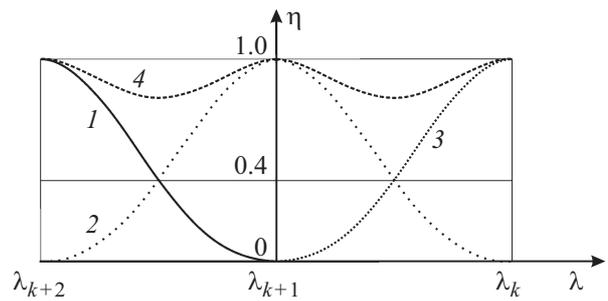


Рис. 2. Зависимости ДЭ от длины волны в дифракционных порядках k (1), $k + 1$ (2) и $k + 2$ (3); 4 — кривая суммарной ДЭ двух соседних дифракционных порядков.

Таблица 2. Длины волн, обеспечивающие выполнение соответствующих критериев в выбранных дифракционных порядках

Критерий	k	$\lambda, \mu\text{m}$	
		PMMA	PC
$\eta = 1$	50	0.55	
	51	0.5399	0.5403
	60	0.4639	0.4688
$f = f_0^{(m)}$	50	0.55	
	51	0.5392	
	60	0.4583	

если $\eta = 1$ при нулевом угле падения излучения ($\theta = 0$) наблюдалось на какой-то длине волны λ в k' порядке, то при угле $\theta > 0$ $\eta = 1$ (на примерно той же длине волны) передвинется на порядок $k'' > k'$. Однако следует учесть, что реальная ДЭ, которую позволяет достоверно прогнозировать лишь строгая теория дифракции, существенно зависит от отношения периода микроструктуры к глубине рельефа (например, [6]), и рост глубины с увеличением порядка гармоничности может привести к ощутимому падению ДЭ, особенно при больших углах падения излучения на микроструктуру.

Для исследования зависимости ДЭ пилообразной гармонической микроструктуры от длины волны и угла падения излучения на микроструктуру в рамках строгой теории дифракции, основанной на решении системы уравнений Максвелла, использовался строгий метод связанных волн [rigorous coupled-wave analysis (RCWA)] [7]. В соответствии с ним пилообразный рельеф дифракционной микроструктуры заменялся ступенчатым, и каждая ступень ограничивала тонкий слой, образующий бинарную диэлектрическую решетку, к которой применялось разложение в ряд Фурье. С использованием компьютерной программы, представленной в [8], исследовалась пилообразная гармоническая микроструктура, выполненная в оптической пластмассе РММА. В каче-

Таблица 3. Номера дифракционных порядков и длины волн, на которые приходится максимумы ДЭ, полученные в рамках СТД и RCWA-методом

СТД		RCWA			
$\theta = 30^\circ$		$\Psi = 30^\circ$		$\Psi = -30^\circ$	
k	λ_k	k	λ_k	k	λ_k
78	0.398	82	0.391	77	0.391
74	0.417	76	0.418	71	0.418
45	0.665	48	0.645	45	0.645
41	0.727	43	0.717	40	0.717
$\theta = 45^\circ$		$\Psi = 45^\circ$		$\Psi = -45^\circ$	
87	0.3999	94	0.39	84	0.393
83	0.4172	87	0.418	78	0.42
50	0.672	50	0.707	45	0.705
46	0.728	49	0.721	44	0.721

стве расчетной была принята длина волны $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$, а порядок гармоничности m принимался равным 50. Глубина рельефа H в соответствии с формулой (3) составила $55.7 \mu\text{m}$.

Исследования показали, что хорошая сходимость результатов расчета, а следовательно, и их высокая достоверность достигается при высоте ступеней порядка $(0.3-0.35)\lambda_{\text{min}}$ и числе гармоник ряда Фурье порядка 200. Здесь λ_{min} — минимальная длина волны рабочего спектрального диапазона.

Для того чтобы при разумных затратах машинного времени с достаточной степенью точности сопоставить величины k и λ_k , прогнозируемые формулой (5), с реальными номерами дифракционных порядков и длинами волн, на которые приходится максимумы и минимумы ДЭ, в начале и в конце спектрального диапазона $(0.39-0.7 \mu\text{m})$ выбирались два поддиапазона $0.39-0.42 \mu\text{m}$ и $0.64-0.7 \mu\text{m}$, и расчет ДЭ осуществлялся внутри этих поддиапазонов на длинах волн, отстоящих друг от друга на величину порядка $0.2(\lambda_k - \lambda_{k+1})$. Сами максимумы и минимумы ДЭ также были зафиксированы, и при этом за минимум принималась суммарная ДЭ двух соседних дифракционных порядков на той длине волны, на которой каждая из суммируемых эффективностей была близка к 0.4.

Для сопоставления углов падения излучения на микроструктуру, приводящих к снижению ДЭ до одного и того же уровня, но полученных двумя различными методами, эти углы обозначены разными буквами: θ — в рамках СТД и Ψ при использовании RCWA-метода. Это вызвано тем, что в силу асимметрии рельефа модули отрицательного и положительного углов падения излучения (рис. 1), приводящих к снижению ДЭ, оцениваемой RCWA-методом, до одного и того же уровня, могут существенно различаться.

При нормальном падении излучения на элемент ($\theta = \Psi = 0$) соответствующие дифракционные порядки

и длины волн, полученные в рамках СТД (табл. 1) и RCWA-методом, совпадают. Однако при наклонном падении излучения и номера дифракционных порядков, и длины волн, полученные различными методами, несколько различаются, что продемонстрировано в табл. 3 на примере микроструктуры с относительным пространственным периодом $\Lambda/H = 10$.

Что касается ДЭ, то результаты расчетов, полученные RCWA-методом при $\Psi = 0, \pm 30^\circ$ и $\pm 45^\circ$ для микроструктур с относительными пространственными периодами $\Lambda/H = 5$ и $\Lambda/H = 10$, сведены в табл. 4 и 5.

Данные табл. 4 и 5 показывают, что зависимость ДЭ гармонической пилообразной микроструктуры от длины волны, оцениваемая RCWA-методом, имеет ту же самую синусоподобную форму, которую дает и СТД (кривая 4 на рис. 2). При этом с ростом угла падения излучения на элемент, как это и прогнозирует СТД, увеличиваются номера дифракционных порядков, на которые приходится максимумы ДЭ. Сами максимальное и минимальное значения ДЭ, даваемые как СТД, так и RCWA-методом, не зависят от ширины рабочего спектрального диапазона. В то же время, если прогнозируемые СТД максимальное и минимальное значения ДЭ ($\eta_{\text{max}} = 1, \eta_{\text{min}} \approx 0.8$) не зависят от угла падения излучения на микроструктуру,

Таблица 4. Максимальные η_{max} и минимальные η_{min} значения ДЭ, полученные RCWA-методом в двух крайних поддиапазонах при $\Lambda/H = 5$

Угол падения излучения Ψ , degrees	Диапазон длин волн, μm			
	0.39–0.42		0.645–0.725	
	η_{max}	η_{min}	η_{max}	η_{min}
0	0.952	0.788	0.955	0.801
+15	0.900	0.761	0.917	0.783
-15	0.881	0.797	0.898	0.808
+30	0.818	0.736	0.830	0.753
-30	0.802	0.802	0.804	0.805
+45	0.702	0.671	0.702	0.674
-45	0.695	0.781	0.698	0.786

Таблица 5. Максимальные η_{max} и минимальные η_{min} значения ДЭ, полученные RCWA-методом в двух крайних поддиапазонах при $\Lambda/H = 10$

Угол падения излучения Ψ , degrees	Диапазон длин волн, μm			
	0.39–0.42		0.645–0.725	
	η_{max}	η_{min}	η_{max}	η_{min}
0	0.957	0.7923	0.959	0.808
+15	0.925	0.785	0.946	0.803
-15	0.929	0.798	0.946	0.814
+30	0.893	0.781	0.910	0.786
-30	0.885	0.806	0.902	0.817
+45	0.824	0.756	0.853	0.761
-45	0.833	0.820	0.845	0.822

то значения η_{\max} и η_{\min} , получаемые RCWA-методом, зависят как от модуля, так и от знака угла падения. При этом значения η_{\max} уменьшаются с ростом модуля угла падения на величину, зависящую от относительного пространственного периода и знака угла падения. Что касается η_{\min} , то эта величина в зависимости от модуля и знака угла падения излучения может несколько уменьшаться или, наоборот, увеличиваться. В результате чего наблюдается сглаживание кривой ДЭ или даже ее инвертирование, когда $\eta_{\min} > \eta_{\max}$ (см. последнюю строку табл. 4).

Однако главным является то, что как усредненное по всему рабочему спектральному диапазону, так и наименьшее в пределах этого диапазона значение ДЭ с ростом модуля угла падения излучения на гармоническую киноформную микроструктуру снижаются существенно в меньшей степени, чем в случае двух- и трехслойных рельефных дифракционных микроструктур [9,10], имеющих одинаковые с гармонической микроструктурой относительные пространственные периоды.

Хроматизм гармонической киноформной линзы

Одной из общепринятых характеристик хроматизма первого порядка оптических элементов является коэффициент дисперсии. У обычных рефракционной и киноформной линз этот коэффициент имеет вид

$$\nu_{RL} = (n_{\bar{\lambda}} - 1) / (n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}), \tag{9}$$

$$\nu_{KL} = \bar{\lambda} / (\lambda_{\min} - \lambda_{\max}) \tag{10}$$

соответственно [11–13]. В формуле (9) $n_{\bar{\lambda}}$, $n_{\lambda_{\min}}$ и $n_{\lambda_{\max}}$ — значения показателя преломления материала рефракционной линзы на центральной $\bar{\lambda}$ и крайних длинах волн рабочего спектрального диапазона. Чем больше по модулю коэффициент дисперсии, тем меньше хроматизм. В обобщенном виде, не зависящем от типа оптического элемента, коэффициент дисперсии можно записать как

$$\nu = \Phi_{\bar{\lambda}} / (\Phi_{\lambda_{\max}} - \Phi_{\lambda_{\min}}), \tag{11}$$

где $\Phi_{\bar{\lambda}}$, $\Phi_{\lambda_{\max}}$ и $\Phi_{\lambda_{\min}}$ — значения оптической силы элемента (величины, обратной фокусному расстоянию) на соответствующей длине волны.

Если учесть, что в знаменателе формулы (11) должна быть максимальная по модулю разность оптических сил элемента в пределах рабочего спектрального диапазона, то в случае гармонической киноформной линзы, как следует из табл. 1, за максимальную и минимальную длины волн, приводящие к максимальной разности оптических сил, следует принять $\lambda_{\max} = \lambda_{k_{\min}}$ и $\lambda_{\min} = 0.5(\lambda_{k_{\min}} + \lambda_{k_{\min}+1})$. Тогда центральной длиной волны окажется $\bar{\lambda} = 0.5(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})$. В результате, используя выражение (10), для коэффициента дисперсии гармонической киноформной линзы получим

$$\nu_{HKL} = 0.5 \frac{\lambda_{k_{\min}+1} + 3\lambda_{k_{\min}}}{\lambda_{k_{\min}+1} - \lambda_{k_{\min}}}$$

Таблица 6. Коэффициенты дисперсии элементов различных типов

Коэффициент дисперсии	Оптический материал	
	PMMA	PC
ν_{RL}	25.5	12.48
ν_{KL}	-1.83	
ν_{HKL} ($m = 50, \lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$) $k_{\min} = 38$	-80.74	-80.79

В табл. 6 приведены для сравнения коэффициенты дисперсии элементов вышеперечисленных типов, выполненных из оптических пластмасс PMMA и PC, полученные для видимого спектрального диапазона ($\lambda_{\min} = 0.4 \mu\text{m}$, $\lambda_{\max} = 0.7 \mu\text{m}$).

Сразу подчеркнем, что элементы различных типов, включая и гармоническую киноформную линзу, при одинаковых оптических силах $\Phi_{\bar{\lambda}}$ и равных по модулю коэффициентах дисперсии будут иметь одинаковый по модулю продольный хроматизм, т.е. модули максимальных смещений фокальных плоскостей в рабочем спектральном диапазоне будут равными. Следует также обратить внимание на то, что хроматизм гармонической киноформной линзы выбором порядка гармоничности m может управляться в весьма широких пределах и оказаться, например, меньшим, чем у самых легких кронов. Таким образом, в плане хроматизма гармоническая киноформная линза обладает уникальными свойствами, отличающими ее от оптических элементов всех остальных типов.

Заключение

В настоящей работе в рамках скалярной и строгой теорий дифракции (RCWA-методом) проведено исследование гармонических киноформных линз, пилообразные микроструктуры которых работают в высоких порядках дифракции и имеют глубины рельефа, существенно превышающие расчетную длину волны. Показано, что зависимость ДЭ гармонической пилообразной микроструктуры от длины волны, оцениваемая RCWA-методом, имеет ту же самую синусоподобную форму, которую дает и СТД. При этом с ростом угла падения излучения на элемент, как это и прогнозирует СТД, увеличиваются номера дифракционных порядков, на которые приходятся максимумы ДЭ. Сами максимальное и минимальное значения ДЭ, даваемые как СТД, так и RCWA-методом, не зависят от ширины рабочего спектрального диапазона.

В то же время если прогнозируемые СТД максимальное и минимальное значения ДЭ ($\eta_{\max} = 1, \eta_{\min} \approx 0.8$) не зависят от угла падения излучения на микроструктуру, то значения η_{\max} и η_{\min} , получаемые RCWA-методом,

зависят как от модуля, так и от знака угла падения. Причем как усредненное по всем рабочему спектральному диапазону, так и наименьшее значение ДЭ в пределах этого диапазона с ростом модуля угла падения излучения на гармоническую киноформную микроструктуру снижается существенно в меньшей степени, чем в случае двух- и трехслойных двухрельефных дифракционных микроструктур, имеющих одинаковые с гармонической микроструктурой относительные пространственные периоды. Действительно, если у двух- и трехслойных двухрельефных дифракционных микроструктур модуль допустимого угла падения излучения не превышает 20° – 25° , то в случае гармонической микроструктуры для этого угла не является предельным и значение в 45° .

Получено выражение для коэффициента дисперсии гармонической киноформной линзы и показано, что выбором порядка гармоничности ее хроматизм может управляться в весьма широких пределах, например, он может оказаться меньшим, чем у самых легких кронов. Таким образом, в плане хроматизма гармоническая киноформная линза обладает уникальными свойствами, которые могут найти применение при решении некоторых нетривиальных оптических задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01461).

Список литературы

- [1] *Sweeney D.W., Sommargren G.E.* // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 14. P. 2469.
- [2] *Харитонов С.И., Волоотовский С.Г., Хонина С.Н.* // *Компьютерная оптика.* 2016. Т. 40. № 3. С. 331.
- [3] *Слюсарев Г.Г.* // *ДАН СССР.* 1957. Т. 113. № 4. С. 780.
- [4] *Radiant Vision Systems.* [Электронный ресурс] Режим доступа: www.radiantzemax.com
- [5] *Buralli D.A., Morris G.M., Rogers J.R.* // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. N 5. P. 976.
- [6] *Greisukh G.I., Danilov V.A., Ezhov E.G., Levin I.A., Stepanov S.A., Usievich B.A.* // *Opt. Commun.* 2015. V. 338. P. 54–57.
- [7] *Moharam M.G., Gaylord T.K.* // *JOSA.* 1982. V. 72. N 10. P. 1385.
- [8] *Lyndin N.M.* *Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software.* [Электронный ресурс] Режим доступа: <http://www.mcgrating.com>
- [9] *Грейсук Г.И., Данилов В.А., Ежов Е.Г., Степанов С.А., Усиевич Б.А.* // *Оптический журнал.* 2015. Т. 82. № 5. С. 56.
- [10] *Грейсук Г.И., Данилов В.А., Ежов Е.Г., Степанов С.А., Усиевич Б.А.* // *Опт. и спектр.* 2015. Т. 118. № 6. С. 118.
- [11] *Чуриловский В.И.* *Теория хроматизма и аберраций третьего порядка.* Л.: Машиностроение, 1968. 311 с.
- [12] *Грейсук Г.И., Ежов Е.Г., Степанов С.А.* // *Компьютерная оптика.* 2005. В. 28. С. 60.
- [13] *Greisukh G.I., Ezhov E.G., Stepanov S.A.* // *Appl. Opt.* 2006. V. 45. N 24. P. 6137.