

Л. Л. Досколович, Н. Л. Казанский

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, ФОКУСИРУЮЩИХ В ДВУМЕРНУЮ ПРЯМОУГОЛЬНУЮ ОБЛАСТЬ

1. ВВЕДЕНИЕ

В лазерных фотопостроителях с прямоугольным растром необходим оптический элемент, позволяющий сфокусировать лазерное излучение в прямоугольник с размерами, близкими к дифракционному.

Геометрооптический фокусатор в прямоугольник с постоянной интенсивностью, рассмотренный в [1], обеспечивает хорошее качество только при фокусировке в прямоугольник с размерами, существенно превышающими размеры дифракционного пятна.

Фокусаторы в прямоугольник, синтезированные по алгоритму Гершберга-Секстона, также не позволяют сфокусировать излучение в прямоугольник с размерами в несколько дифракционных пятен [2].

В работе [3] рассмотрены примеры оптических элементов, фокусирующих излучение в области дифракционных размеров, однако по приведенным в [3] численным результатам энергетическая эффективность фокусировки в прямоугольник с размерами, близкими к дифракционному разрешению, составляет всего несколько процентов.

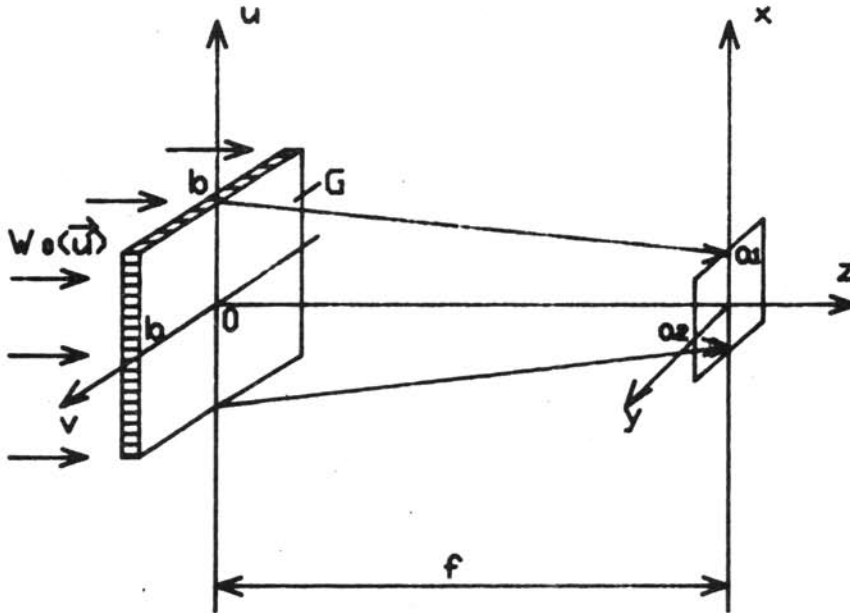
В данной статье предлагается голографический оптический элемент, обеспечивающий фокусировку в прямоугольник с размерами в несколько дифракционных пятен с энергетической эффективностью порядка 30% и низким среднеквадратичным отклонением интенсивности от постоянной величины.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Лазерный пучок с комплексной амплитудой $w_0(\vec{u}) = A_0(\vec{u}) \exp[i\varphi_0(\vec{u})]$, где $A_0(\vec{u})$ – амплитуда освещающего пучка, $\varphi_0(\vec{u})$ – фаза пучка падает на фазовый оптический элемент с квадратной апертурой G , со стороны $2b$, расположенный в плоскости $\vec{u} = (u, v)$ при $z = 0$ (рисунок), который преобразует падающее излучение в поле $w(\vec{u}) = w_0(\vec{u}) \exp[i\varphi(\vec{u})]$, где $\varphi(\vec{u})$ – фазовая функция оптического элемента. Задача состоит в отыскании фазовой функции $\varphi(\vec{u})$ обеспечивающей в фокальной плоскости $z = f$ формирование светового поля с интенсивностью

$$I(\vec{x}) = \begin{cases} 1, & |x| \leq a_1, \quad |y| \leq a_2 \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases}$$

соответствующей равномерно засвеченному прямоугольнику размером $2a_1 \times 2a_2$, где $\vec{x} = (x, y)$ – декартовы координаты в фокальной плоскости.



Геометрия задачи фокусировки

Пусть $w_0(\vec{u})$ – факторизуемая функция; $w_0(\vec{u}) = w_{01}(u)w_{02}(v)$, то есть $A_0(\vec{u}) = A_{01}(u)A_{02}(v)$, $\varphi_0(\vec{u}) = \varphi_{01}(u) + \varphi_{02}(v)$, тогда фазовую функцию оптического элемента можно представить в виде:

$$\varphi(u, v) = \varphi_1(u) + \varphi_2(v), \quad (1)$$

где $\varphi_1(u)$, $\varphi_2(v)$ – фазовые функции цилиндрических (линейных) оптических элементов, преобразующих одномерные пучки с комплексными амплитудами $w_{01}(u)$ и $w_{02}(v)$ в отрезки с постоянной интенсивностью с длинами $2a_1$ и $2a_2$ соответственно.

Расчет фазовой функции $\varphi_1(u)$ [$\varphi_2(v)$] цилиндрического оптического элемента основан на алгоритме Гершберга-Секстона с использованием в качестве начального приближения геометрооптической фазовой функции $\bar{\varphi}_1(u)$ фокусатора в отрезок и методе фазового кодирования амплитудных функций [4].

В параксиальном приближении $\bar{\varphi}_1(u)$ имеет вид:

$$\bar{\varphi}_1(u) = \frac{k}{f} \left[-\frac{u^2}{2} + \int_{u_0}^u \left(\frac{1}{\sqrt{I}} \int_{u_0}^{\xi} A_{01}(\eta) d\eta \right) d\xi - \varphi_{01}(u) \right], \quad (2)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны, f – расстояние до плоскости фокусировки.

Использование в качестве начального приближения геометрооптической функции $\bar{\varphi}_1(u)$ обеспечивает быструю сходимость алгоритма. В рассмотренных в п.3 примерах для сходимости алгоритма требовалось не более 10 итераций.

С целью улучшения формы фокального распределения интенсивности, в полученном в результате алгоритма Гершберга-Секстона амплитудно-фазовом распределении на апертуре фокусатора $\hat{w}_{01}(u) = \hat{A}_{01}(u) \exp(i\hat{\varphi}_1(u)) = A_{01}(u) \gamma(u) \exp(i\hat{\varphi}_1(u))$, где $\gamma(u) = \frac{\hat{A}_{01}(u)}{A_{01}(u)}$, амплитудная функция $\gamma(u)$ не заменяется единицей, а кодируется фа-

зовой функцией. Для фазового кодирования функции $\gamma(u)$ был выбран метод Кирка-Джонса, согласно которому $\varphi_1(u)$ примет вид:

$$\varphi_1(u) = \exp [i\hat{\varphi}_1(u) + i\text{Cos}(\alpha u)q(u)], \quad (3)$$

где $\alpha > \frac{ka_1}{\lambda f}$,

а $q(u)$ определяется из решения следующего уравнения:

$$I_0[q(u)] = \frac{\gamma(u)}{\gamma_{\max}}, \quad (4)$$

где $I_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка

$$\gamma_{\max} = \max_{u \in [b, b]} [\gamma(u)].$$

С учетом методики расчета, двумерный оптический элемент, синтезированный по вышеописанному алгоритму, может быть отнесен к классу голографических оптических элементов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для расчета рассмотренного голографического элемента (1), (3) и оценки поля в фокальной плоскости использовался интеграл Кирхгофа в приближении Френеля. Для характеристики качества фокального изображения используются следующие величины: значение энергетической эффективности – E и среднеквадратичного отклонения – δ .

$$\text{Величина } E = \frac{\iint_P I(\vec{x}) d^2 \vec{x}}{\iint_G I_0(\vec{u}) d^2 \vec{u}}$$

характеризует долю энергии пучка, попавшую в область фокусировки, где

$P = [-a_1; a_1] \times [-a_2; a_2]$ – область фокусировки, $G = [-b; b] \times [-b; b]$ – апертура фокусатора, $I(\vec{x})$ – интенсивность в фокальной плоскости, $I_0(\vec{u})$ – интенсивность освещающего пучка.

Величина $\delta = \frac{1}{\bar{I}} \left[\frac{1}{4a_1 a_2} \iint_P [I(\vec{x}) - \bar{I}]^2 d^2 \vec{x} \right]^{1/2}$ – характеризует близость распределения интенсивности к постоянной величине, где $\bar{I} = \frac{1}{4a_1 a_2} \iint_P I(\vec{x}) d^2 \vec{x}$ – среднее значение интенсивности в области фокусировки.

Расчет производился для фокусаторов плоского пучка в квадрат ($a_1 = a_2$) при следующих физических параметрах: $b = 10$ мм, $\lambda = 10,6$ мкм, $f = 250$ мм, а размер области фокусировки описывался величиной $\eta = \frac{a_1}{\Delta}$, характеризующей соотношением размера квадрата фокусировки с диаметром дифракционного пятна $\Delta = \frac{\lambda f}{b}$.

В таблице приведены значения энергетической эффективности E и среднеквадратичного отклонения δ при фокусировке в квадрат для фокусатора 1 – фокусатора с геометрической фазовой функцией $\bar{\varphi}(u)$, для фокусатора 2 – фокусатора, полученного по алгоритму Гершберга-Секстона с начальным приближением $\bar{\varphi}(u)$ и для голографического элемента (1), (3) в зависимости от величины η .

Данные таблицы показывают, что при фокусировке в квадрат с размером стороны $2a_1 \gg \eta$ голографический элемент по сравнению с конкурентами, обеспечивает лучшую равномерность распределения интенсивности, но обладает более низкой энергетической эффективностью. Однако при фокусировке в квадрат с размерами, близкими к дифракционному, фокусаторы 1, 2 не могут быть признаны работоспособными из-за высокого среднеквадратичного отклонения интенсивности от требуемого распределения.

η	Фокусатор 1		Фокусатор 2		Голографический элемент	
	E (%)	δ (%)	E (%)	δ (%)	E (%)	δ (%)
20	91,5	37,6	96,6	34,1	46,6	31,5
10	89,3	45,8	94,2	47,3	40,4	25,0
5	84,9	56,4	95,6	43,6	40,7	22,4
4	83,1	56,7	90,2	45	37,4	34,1
3	80,4	66,3	92,4	80	24,7	31,2
2	75,8	68,6	88,3	57,5	31,0	44,3

Среднеквадратичное отклонение для геометрического фокусатора 1 при фокусировке в квадрат с размером, меньшим чем 5η , составляет более 50%. Дифракционный фокусатор 2 также не позволяет получить достаточно равномерного распределения при фокусировке в квадрат с размером, меньшим чем 4η . Голографический элемент обладает энергетической эффективностью порядка 30% и позволяет сфокусировать излучение в квадрат с размером всего в два дифракционных пятна. Прямоугольная область фокусировки также может быть получена с помощью голограммы с функцией пропускания

$$T(u, v) = \text{Sinc}\left(\frac{k}{f} a_1 u\right) \text{Sinc}\left(\frac{k}{f} a_1 v\right) \exp\left[-\frac{ik}{f}(u^2 + v^2)\right], \quad (5)$$

где $\text{Sinc}(x) = \frac{\text{Sin}(x)}{x}$, полученной как результат обратного пересчета поля из области фокусировки на апертуру. Интересно отметить, что голографический элемент при фокусировке в квадрат с длиной стороны $2a_1 < 5\eta$ обеспечивает примерно такую же равномерность как и голограмма (5), но обладает существенно более высокой энергетической эффективностью. В частности, при $2a_1 = 2\eta$ среднеквадратичные отклонения для голограммы и голографического элемента примерно одинаковы – 43% и 44,3%, однако энергетическая эффективность голограммы всего 5,5%, а энергетическая эффективность голографического элемента – 31%.

Таким образом, голографический элемент является наиболее перспективным среди рассмотренных оптических элементов для случая фокусировки в прямоугольник с размерами порядка нескольких дифракционных пятен. Предложенный подход к синтезу голографического фокусатора в прямоугольник легко обобщается и может быть использован для расчета фокусаторов в произвольную фокальную область.

Л и т е р а т у р а

1. Голуб М. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л., Сисакян И. Н., Сойфер В. А., Харитонов С. И. Вычислительный эксперимент с фокусатором гауссового пучка в прямоугольник с постоянной интенсивностью // Компьютерная оптика: Сб./МЦНТИ, М., 1990, вып. 7.
2. Воронцов М. А., Матвеев А. Н., Сивоконь В. П. К расчету фокусаторов лазерного излучения в дифракционном приближении // Компьютерная оптика: Сб./МЦНТИ, М., 1987, вып. 1.
3. Котляр В. В. Метод дополнительного поля для синтеза фокусаторов // Компьютерная оптика: Сб./МЦНТИ, М., 1990, вып. 7.
4. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины // Машиностроение, 1977, с. 327–333.

* *

*