

ДИФРАКЦИОННАЯ МАСКА ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КАУСТИКИ

М.А. Завьялова, И.Г. Пальчикова
Институт Автоматики и Электростроения СО РАН

Аннотация

Разработана и исследована дифракционная маска, позволяющая перераспределить энергию лазерного пучка к внешней поверхности каустики линзы. Представлены результаты математического моделирования распределения энергии вблизи фокуса, которые подтверждаются результатами экспериментального исследования каустики модулированной зонной пластинки, в структуре которой закодирована функция пропускания предлагаемой маски.

Введение

Лазеры широко применяются в технологических процессах обработки материалов во многих отраслях промышленности [1]. В последние годы в развитых странах для защиты от фальсификации и неучтенного оборота с успехом начала применяться лазерная защитная маркировка – регистрация информации с помощью эффектов теплового воздействия интенсивного лазерного излучения для получения идентификационных изображений на массовой продукции.

Большое разнообразие продукции и методов маркировки приводят к тому, что для каждой производственной линии необходима специфичная система маркировки. В ряде случаев для маркировки или в целях защиты ценных бумаг от подделок необходимо гравировать конические микроотверстия в толстом слое бумаги или картона. Наиболее распространенными способами лазерной маркировки являются резка путем перемещения остросфокусированного пучка по контуру изображения и перфорация материала. При перфорации идентификационная метка создается путем воздействия лазерного излучения на всю поверхность материала внутри контура метки одновременно [2]. В таких задачах актуальна лазерная фокусировка излучения в заданную область пространства с заданным распределением интенсивности.

Для лазерной перфорации конических микроотверстий применение обычного фокусирующего объектива является неэффективным, поскольку края отверстия получаются нерезкими. Это связано с тем, что большая часть энергии в каустике объектива концентрируется вблизи оптической оси. Устранить этот недостаток можно перераспределением световой энергии к внешней поверхности каустики таким образом, чтобы на некотором расстоянии от фокальной плоскости энергия фокусировалась в точку (вершина конуса), а в фокальной плоскости – в кольцо.

Задачи расчета оптических элементов и систем для фокусировки лазерного излучения в заданную область пространства с заданным распределением интенсивности в ней рассмотрены в ряде работ [2, 3, 4].

В работах [3, 4] показано, что путем модуляции дифракционной структуры фазовых зонных пластинок можно совмещать функции пропускания линз и фазовых масок. Были оптимизированы пара-

метры функции пропускания фазовых масок, преобразующих плоскую волну в кольцо в фокальном пятне. В [2] рассмотрена задача расчета функции пропускания оптического элемента, фокусирующего излучение на поверхность расходящегося конуса. Однако результаты, полученные в [2], не могут быть прямо использованы, если диаметр основания конуса сравним с диаметром кружка Эйри оптической системы.

В [5] предложена лазерная система регистрации оптической информации на фотоноситель с контролем формы записываемого пятна, основным элементом которой, с точки зрения получения равномерного распределения интенсивности в записываемом пятне, является фазопеременная пластинка с линзой, представляющая собой электрооптическую среду с изменяющимся коэффициентом преломления, нанесенная на прозрачную подложку.

Вельдкампом [6] было предложено использовать в системах оптической локализации на CO_2 лазере для преобразования лазерного пучка гауссовой моды в пучок с профилем интенсивности, близким к плоскому в дальней волновой зоне, одномерную бинарную решетку. Этот метод обеспечил эффективное формирование пучка с распределением интенсивности, близким к равномерному.

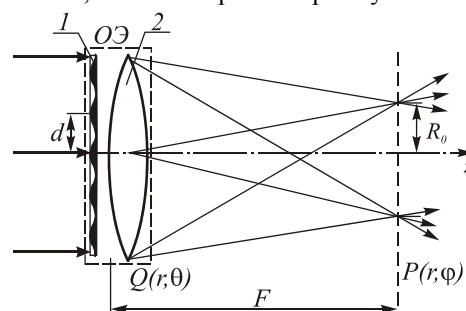


Рис. 1. Схематическое изображение тонкого оптического элемента (ОЭ) и хода лучей через него: 1 – амплитудно-фазовая круговая решетка; 2 – линза

Дифракционные оптические элементы (ОЭ) нашли широкое применение для лазерной обработки материалов. В работе [7] сообщается об экспериментальных результатах гравировки микроотверстий в полимерных материалах и керамике с помощью лазерного пучка с «прямоугольным» распределением энергии в перетяжке. Такое распределение интенсивности в поперечном сечении каустики достигалось путем введения контролируемых (расчет-

ных) aberrаций в оптическую систему телескопа Галилея с помощью дифракционного ОЭ. При этом длинные растягивающиеся лепестки гауссова пучка были свернуты к центру, что позволило значительно улучшить качество края микроотверстия.

В настоящей работе предложена, рассчитана и экспериментально апробирована дифракционная фазовая маска, позволяющая выполнять 3-х мерное преобразование каустики, а именно – перераспределить световую энергию к внешней поверхности каустики линзы.

1. Выбор базовой конструкции объектива

Известно решение задачи расчета функции пропускания оптических систем, фокусирующих в кольцо [2–4]. В работе [8] предложен алгоритм расчета, основанный на интегральном преобразовании Френеля, и определена функция пропускания $\tau(\rho)$ тонкого оптического элемента (ОЭ) неограниченной апертуры, фокусирующего плоскую световую волну в кольцо:

$$\tau(\rho) = J_0\left(\frac{R_0 k}{F} \rho\right) \exp\left(-i \frac{k}{2F} \rho^2\right), \quad (1)$$

где $J_0(\bullet)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; ρ – радиус вектор в плоскости ОЭ, R_0 – радиус кольца в плоскости, находящейся на расстоянии F от плоскости ОЭ, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, λ – длина волны.

Функция (1) состоит из двух сомножителей, один из которых описывает функцию пропускания амплитудно-фазовой маски, второй – функцию пропускания линзы. На рис. 1 показан ход лучей через ОЭ, расположенный в плоскости Q, 1 и 2 – компоненты ОЭ.

Маска 1 является амплитудно-фазовой круговой решеткой с периодом d , который связан с радиусом кольца R_0 следующим соотношением:

$$d = \frac{\lambda F}{R_0}. \quad (2)$$

Если аксиально-симметричный ОЭ с диаметром зрачка $2a$ осветить плоской однородной монохроматической волной, то распределение интенсивности I в фокальной плоскости P , где введены полярные координаты (r, φ) , имеет вид:

$$I(r) = I_0 \left| \frac{\sin\left[\frac{ka}{F}(R_0 - r)\right]}{\frac{ka}{F}(R_0 - r)} \right|^2. \quad (3)$$

Отсюда следует, что характерная ширина кольца Δ зависит от диаметра зрачка, фокусного расстояния F элемента ОЭ и длины световой волны:

$$\Delta = \frac{\lambda F}{a}. \quad (4)$$

Если радиус кольца сравним с его шириной

$$R_0 \leq \frac{n\Delta}{2}, \quad (5)$$

где n – целое число, то период решетки 1 связан с диаметром зрачка следующим неравенством:

$$d \geq \frac{2a}{n}, \quad (6)$$

что при $n = 1$ дает

$$d \geq 2a. \quad (7)$$

То есть на зрачке элемента помещается менее одного периода решетки.

В отсутствие маски волновой фронт после ОЭ совпадает с опорной сферой Гаусса линзы 2. У интересующей нас маски $R_0 \sim \Delta/2$ и фазовая функция

пропускания ОЭ представима как $\frac{k}{2F}(\rho - R_0)^2$, то

есть волновой фронт после ОЭ по-прежнему является поверхностью вращения с той же образующей параболой, что и в отсутствие маски, однако вершина параболы немного смещена с оптической оси. В результате волновой фронт приобретает осесимметричные aberrации и, в первую очередь, сферическую. Поэтому наименьший кружок рассеяния будет наблюдаться в плоскости наилучшей фокусировки, отличной от фокальной.

Наиболее технологичными [3] являются решетки с прямоугольным профилем штриха. Для такого типа решеток в рамках условий (5) и (7) комплексная функция пропускания $\tau_m(\rho)$ равна:

$$\tau_m(\rho) = \begin{cases} 1, & R_1 \leq \rho \leq a \\ e^{i\psi}, & 0 < \rho < R_1 \end{cases}. \quad (8)$$

Функция (8) описывает пропускание фазовой маски в виде круговой ступеньки с глубиной по фазе ψ . В работах [3, 9] показано, что наиболее оптимально выбирать $\psi = \pi$.

Таким образом, мы показали, что оптическая система ОЭ (см. рис. 2), состоящая из фазовой маски (1) и линзы (2), может сфокусировать излучение в кольцо в фокальной плоскости и одновременно – в точку на некотором расстоянии от нее.

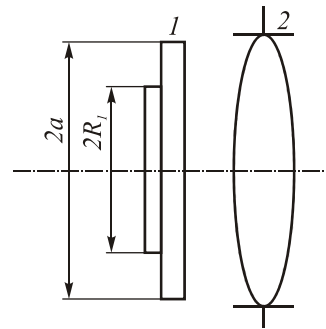


Рис. 2. Базовая оптическая система: 1 – фазовая маска; 2 – фокусирующая линза

Следовательно, эта оптическая система может использоваться в качестве базовой для решения задачи, поставленной в настоящей работе.

2. Вычислительный эксперимент

2.1. Расчет распределения интенсивности вблизи фокуса оптической системы

Расчет распределения интенсивности поля в окрестности фокуса (в плоскости $P(r, \varphi)$ на рис. 1) тонкого ОЭ выполнен в приближении Френеля:

$$I(r, z) = \left| \frac{2\pi}{\lambda z} \int_0^a \exp\left(i \frac{k\rho^2}{2z}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \tau_0 J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \rho d\rho \right|^2, \quad (9)$$

где $\exp(-\rho^2/\omega^2)$ – радиальное распределение амплитуды гауссова пучка в плоскости входного зрачка; ω – радиус перетяжки; $J_0(\bullet)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Функция пропускания оптической системы имеет вид:

$$\tau_0 = \exp\left(-i \frac{k\rho^2}{2F}\right) \tau_m(\rho), \quad (10)$$

Введем безразмерные переменные:

$$\frac{\rho}{a} = \rho'; \quad \frac{a}{R_1} = a'; \quad \frac{r}{a} = r'; \quad \frac{R_1}{\omega} = R'. \quad (11)$$

С учетом (11) формула (9) примет вид:

$$I(r, z) = \left| \frac{2\pi}{\lambda z} \int_0^1 \exp\left(i\rho'^2(F_z - F_f)\right) \exp\left(-\rho'^2 R'^2 a'^2\right) \times \right. \\ \left. \times \tau(\rho') J_0(2\rho' F_z r') \rho' d\rho' \right|^2$$

где $F_z = \frac{\pi a^2}{\lambda z}$ и $F_f = \frac{\pi a^2}{\lambda f}$ – числа Френеля.

Полученное выражение (12) положено в основу вычислительного эксперимента по исследованию формы и характеристик каустики оптической системы «линза+маска» в поперечном и меридиональном направлениях, а также по сравнению этой каустики с каустикой одиночной линзы.

2.2. Распределение интенсивности в поперечных сечениях каустики

В работах [3–4] показано, что при отношении $R_1/a=0,7$ в фокальной плоскости будет наблюдаться «кольцеобразное» распределение интенсивности, описываемое разностью функций Бесселя первого рода нулевого порядка в случае однородной монохроматической освещающей волны. Перераспределение энергии достигалось только для плоской волны в одной (фокальной) плоскости. Поскольку в нашей работе актуальна задача перераспределения энергии в объеме каустики в случае гауссова освещающего пучка, то мы исследовали распределение интенсивности вдоль оптической оси (в пределах глубины фокуса) и в поперечных сечениях при ко-

герентном освещении. Расчеты по формуле (12) показали, что критичными для оптимизации являются соотношения между ω , R_1 и a . Оптимизация проводилась методом перебора параметров маски до достижения минимума интенсивности дифрагированной волны в фокальной плоскости. Расчеты выполнялись для следующих параметров гауссова пучка и маски: $\lambda=10,6$ мкм; $F=75$ мм; $a=8$ мм; $\omega=3,5$ мм. На рис. 3 показано нормированное распределение интенсивности $I_0(0, z)$ вдоль каустики на оси для одиночной линзы – график пунктирной линией и для линзы с фазовой маской $I(0, z)$ – график сплошной линией. На графике сплошной линией в фокальной плоскости интенсивность падает до нуля, а по обе стороны в пределах глубины фокуса наблюдаются ее максимумы. Такое видоизменение каустики достигается при следующих значениях параметров: $R_1/\omega=0,829$ и $R_1/a=0,363$. Нормировка проводилась на величину максимальной интенсивности на оси в фокальной плоскости для одиночной линзы. Таким образом, зная световой радиус маски a и радиус перетяжки гауссова пучка ω , мы всегда можем найти такой радиус ступеньки R_1 , при котором в фокусе будет наблюдаться кольцо. В нашем случае R_1 равен 2,9 мм.

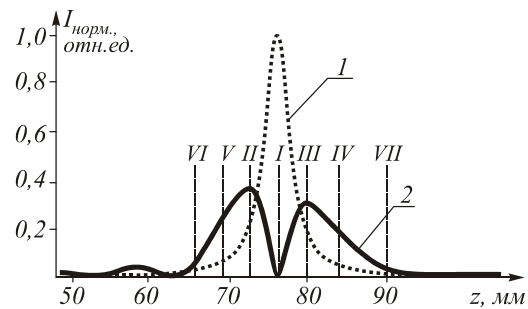


Рис. 3. Графики распределения интенсивности вдоль оси каустики для одиночной линзы – 1 и для линзы с маской – 2. $R_1/\omega=0,829$ и $R_1/a=0,363$

Проведем сравнение распределений интенсивности в следующих плоскостях, обозначенных на рис. 3:

- фокальная плоскость – I;
- плоскость фокусировки в точку для системы «линза+маска» перед фокальной плоскостью – II;
- плоскость фокусировки в точку для системы «линза+маска» после фокальной плоскости – III;
- плоскость, в которой интенсивность на оси падает в e^{-2} раз для одиночной линзы перед фокальной плоскостью – IV;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для одиночной линзы после фокальной плоскости – V;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для системы «линза+маска» перед фокальной плоскостью – VI;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для системы «линза+маска» после фокальной плоскости – VII.

Проведем анализ распределения интенсивности I в фокальной плоскости при $z = F$. На рис. 4а представлен график зависимости распределения интенсивности от r' для одиночной линзы (график 1) и для системы «линза+маска» (график 2) в плоскости $z = F$. На рис. 4б изображен трехмерный график этого распределения для системы «линза+маска», который наглядно иллюстрирует перераспределение энергии в кольцо в фокальной плоскости.

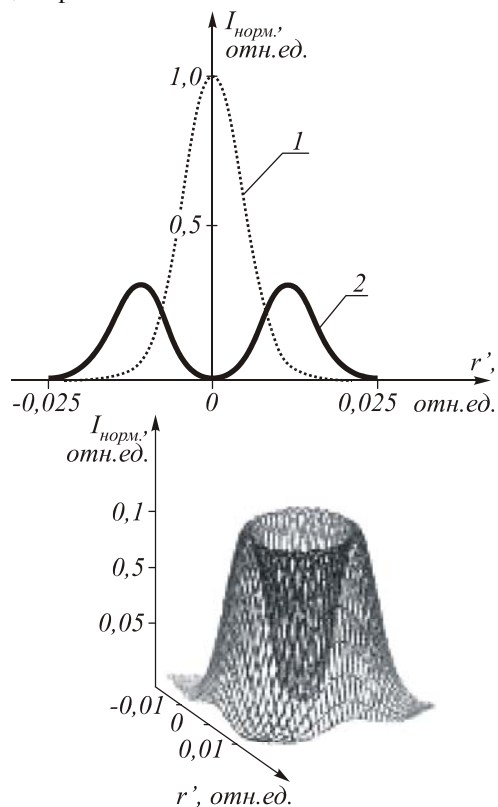


Рис. 4. а) графики распределения интенсивности в фокальной плоскости: 1 – для линзы и 2 – для линзы с фильтром; б) объемный график распределения интенсивности $I(x, y)$ в фокальной плоскости для линзы с маской

Обычно представляют интерес следующие характеристики фокального кружка: D – диаметр кольца по уровню e^{-2} ; Δ – ширина кольца по уровню e^{-2} ; D_1 – диаметр кольца ($D_1 = 2R_0$); $I_{max,k}$ – значение максимальной интенсивности в кольце; $I_{max,kr}$ – значение максимальной интенсивности в кружке Эйри; $\Delta_{Эйри}$ – диаметр кружка Эйри по уровню e^{-2} (рис. 5). В таблицу 1 сведены расчетные значения этих характеристик.

Таблица 1.

D , мкм	Δ , мкм	$I_{max,k}$, %	$I_{max,kr}$, %	$\Delta_{Эйри}$, мкм	D_1 , мкм
304	116	15	100	150	182

Из таблицы 1 видно, что диаметр фокального пятна D для системы «линза+маска» увеличивается приблизительно в 2 раза по сравнению с диаметром $\Delta_{Эйри}$ кружка Эйри. Ширина кольца Δ сравнима с

диаметром кружка Эйри. Величина интенсивности в максимуме кольца $I_{max,k} \approx I_{max,kr}/6$, что связано с перераспределением энергии падающего излучения по большей площади.

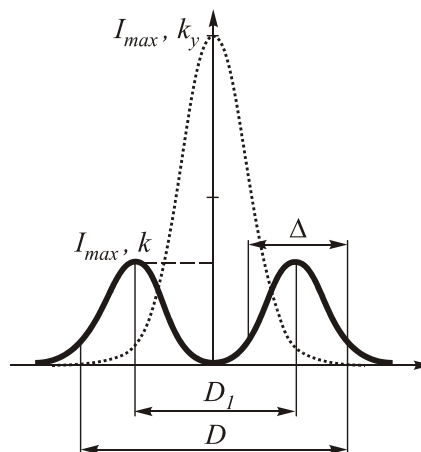


Рис. 5. Обозначение характеристик фокального кружка

Теперь исследуем распределение интенсивности в плоскостях **I, III, IV, V, VI** и **VII**. В таблице 2 приведены расчетные значения z -координаты, интенсивности $I_{max}(z)$, ширины светового пятна Δ_i и D_i в выбранных плоскостях для одиночной линзы и для системы «линза+маска», соответственно.

Из таблицы 2 видно, что во всех характерных плоскостях вдоль каустики размеры пятен D_i для системы «линза+маска» меньше, чем ширина светового пятна Δ_i в этих плоскостях для одиночной линзы.

Таблица 2.

Выбранная плоскость		Одиночная линза		Система «линза+маска»	
Обозначение	Координата z , мм	I_{max} , %	Δ_i , мкм	I_{max} , %	D_i , мкм
II	71,7	19	338	36	186
III	78,55	16	350	30	198
IV	71	13	395	34	187
V	79	12,8	404	29	206
VI	65,6	2,7	875	4,9	494
VII	86,75	1,7	978	4	600

Максимальная интенсивность на оси в центре пятна в выбранных плоскостях вдоль оси z системы «линза+маска» приблизительно в два раза больше интенсивности в соответствующей плоскости для одиночной линзы. Это говорит о том, что в этих плоскостях энергия в каустике системы «линза+маска» распределена по меньшей площади, чем у одиночной линзы. Сравнивая плоскости **II** и **III**, можно сделать вывод, что распределение интенсивности в пределах глубины фокуса системы «лин-

за+маска» несимметрично относительно фокальной плоскости: в плоскости II максимальная интенсивность в пятне на оптической оси больше, чем в плоскости III. К тому же спад интенсивности после плоскости III более пологий. Диаметры пятен в этих плоскостях приближаются к диаметру кружка Эйри для одиночной линзы в фокальной плоскости (см. таблицу 1).

На рис. 6 представлены программно-синтезированные изображения световых пятен для одиночной линзы (а) и для системы «линза+ маска» (б) в сечениях каустики между фокальной плоскостью I и плоскостью фокусировки в точку II, а рис. 6б наглядно иллюстрирует влияние фазовой маски на структуру поля.

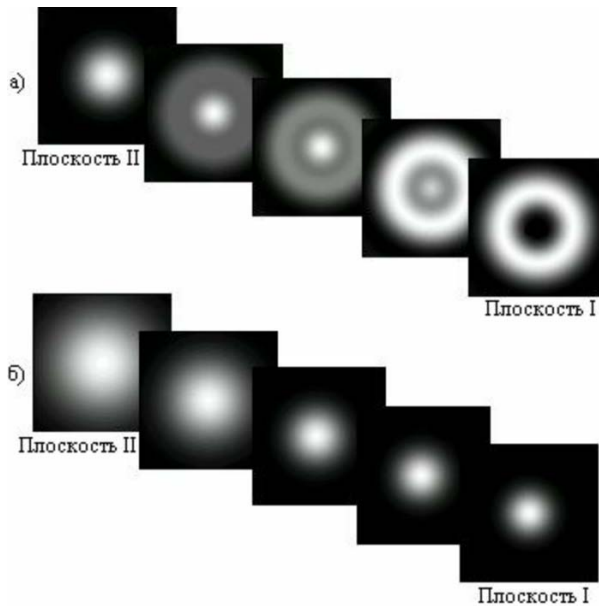


Рис. 6. Программно-синтезированные изображения световых пятен (а) в сечениях каустики для одиночной линзы; (б) для системы «линза+маска»

2.3. Распределение интенсивности в меридиональном сечении каустики

Более полное представление о распределении энергии в каустике можно получить, если дополнительно построить изофоты в ее меридиональном сечении. Рассмотрение меридионального сечения позволяет сравнить глубину фокуса $\Delta z_{л+м}$ системы «линза+маска» с глубиной фокуса одиночной линзы $\Delta z_{л}$. Именно глубиной фокуса будут определяться параметры конических микроотверстий, такие как высота конуса, угол конуса, диаметр основания.

В [10] выполнено классическое рассмотрение этой задачи для хорошо коррелированной линзы, построены изофоты для случая плоской освещающей волны.

В настоящей работе распределения интенсивности для одиночной линзы и для системы «линза+маска» для случая гауссовой освещающей волны вычислены посредством MathCAD 2000/Pro. На рис. 7 показаны изофоты вдоль каустики в меридиональ-

ном сечении. Области равной интенсивности имеют одинаковую яркость. По горизонтальной оси откладывается z – координата, а по вертикальной – r' координата. Сравнивая изофоты линзы и системы «линза+маска», можно сделать вывод, что глубина фокуса системы превышает глубину фокуса одиночной линзы.

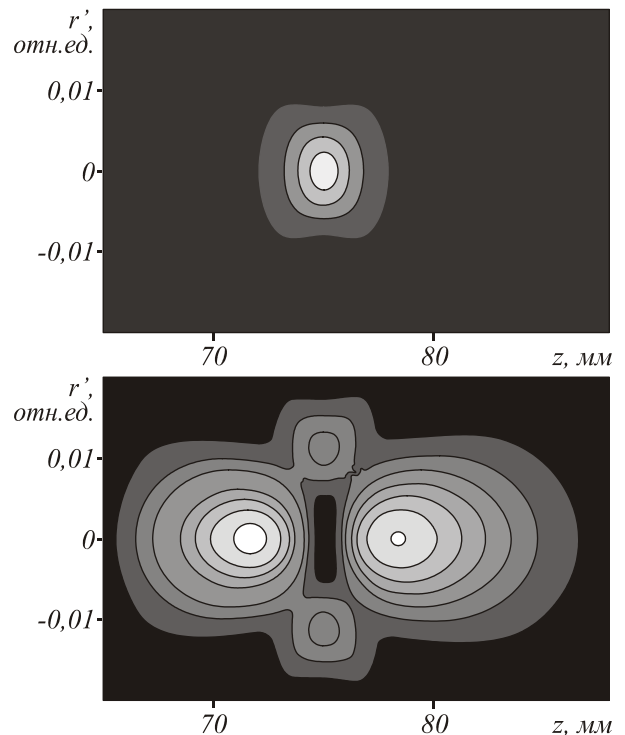


Рис. 7. Изофоты в меридиональной плоскости вблизи фокуса для гауссовой волны: а) для одиночной линзы; б) для системы «линза+маска»

Обычно глубину фокуса Δz для фокусирующих систем определяют как расстояние от фокальной плоскости до плоскости, в которой происходит спад интенсивности на 20 %. Найдем Δz из формулы (13) для одиночной линзы ($\tau_0 \equiv 1$) при плоской освещающей волне. Распределение интенсивности для точек, лежащих на оси, описывается следующим выражением:

$$I_{л,норм}(0, z) = \frac{f^2}{z^2} \sin^2 c^2 \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right). \quad (13)$$

В формуле (13) нормировка проведена на максимальную интенсивность в фокусе на оси. Приравнявая $I_{л,норм}(0, z)$ к 0,8 и полагая, что вблизи фокуса $f/z \approx 1$, получим выражение для оценки $\Delta z_{л}$:

$$\Delta z_{л} = \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda f^2}{a^2}. \quad (14)$$

Теперь оценим глубину фокуса системы «линза+маска» – $\Delta z_{л+м}$. Для этого так же вычислим интеграл (12) для $\tau_0 = \tau_m$ и $r' = 0$, интенсивность запишется как:

$$I(0, z) = \left(\frac{2F_z}{F_z - F_f} \right)^2 \left(1 - \cos \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \cos \left(\frac{F_z - F_f}{2} \left(\frac{1}{a'^2} - \frac{1}{2} \right) \right) + \cos^2 \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right) \right) = 0,8$$

Уравнение (15) – трансцендентное, и в явном виде выразить Δz не удастся. Задавая необходимые параметры, можно рассчитать Δz для конкретного случая.

Была проведена оценка глубины фокуса Δz с помощью встроенных функций MathCAD 2000/Pro. Расчеты показали, что значение глубины фокуса для Δz_n , оцененное по спаду интенсивности на 20%, составило 0,8 мм, а для системы «линза+маска» $\Delta z_{n+m} = 3,45$ мм.

Таким образом, в ходе численного моделирования была получена наглядная модель каустики системы «линза+маска», изучены ее свойства и проведено сравнение с каустикой обычной фокусирующей линзы. Показано, при совмещении маски и линзы происходит трехмерное видоизменение каустики. В фокальной плоскости энергия фокусируется в кольцо, диаметр которого в два раза больше диаметра кружка Эйри для одиночной линзы. При этом критичными являются как параметры маски (a и R_0), так и радиус перетяжки гауссова пучка ω . При увеличении ω отношение $R_1/a=0,363$ приближается к отношению $R_1/a=0,7$, полученного для плоской волны. На некотором расстоянии от фокальной плоскости энергия фокусируется в точку, диаметр которой сравним с диаметром кружка Эйри в фокальной плоскости. При этом происходит удлинение глубины фокуса «линза+маска» приблизительно в четыре раза по сравнению с глубиной фокуса одиночной линзы.

3. Экспериментальные исследования

Для проведения эксперимента использовалась амплитудная зонная пластинка (ЗП) Сорэ (центр – темный), состоящая из последовательно чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, радиусы которых удовлетворяют следующему соотношению:

$$\rho_m = \sqrt{mf\lambda}, \quad m - \text{целое}, \quad (16)$$

где ρ_m – радиус m -ой зоны Френеля; m – номер зоны Френеля; f – фокусное расстояние для пучков, дифрагировавших в +1 порядок.

Функция пропускания ЗП Сорэ [11] имеет вид:

$$\tau_{zn}(\rho) = \begin{cases} 1, & (2m+1)\lambda f \leq \rho_m^2 \leq (2m+2)\lambda f \\ 0, & 2m\lambda f < \rho_m^2 < (2m+1)\lambda f, \quad (17) \\ & m = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

Функция пропускания (17) может быть представлена [11] в виде:

$$\tau_{zn}(\rho) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi i} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{p} \exp \left[\frac{i\pi p \rho^2}{\rho_0^2} + i2\pi^2 p \right], \quad (18)$$

где p – нечетное целое. Каждое слагаемое ряда (18) описывает функцию пропускания линзы с фокусом $F_p = \frac{\rho_0^2}{\lambda p}$. Зонная пластинка действует

подобно системе, состоящей из набора положительных и отрицательных линз с совмещенными главными плоскостями.

Рабочим порядком в эксперименте является +1, в области каустики которого остальные порядки дают паразитную засветку малой интенсивности, не влияющую на изучаемую картину. Поэтому в окрестности фокуса +1 порядка в сумме (18) можно пренебречь всеми слагаемыми, кроме $p=1$:

$$\tau_{zn}(\rho) = \frac{1}{\pi i} \exp \left[\frac{ik\rho^2}{2F_1} \right] \quad (19)$$

и действие ЗП на освещающий пучок эквивалентно действию одной линзы.

Важным свойством зонных пластинок является возможность видоизменять каустикку путем изменения топологии зон [11]. В нашем случае трансформирование зон проведено следующим способом: в центральной части зонной пластинки непрозрачными являются нечетные зоны, а на периферии – четные. А именно, порядок чередования прозрачных и непрозрачных зон меняется по достижении радиуса R_L . Тем самым вносится дополнительный сдвиг фаз π между проходящими волнами. По сути, это эквивалентно внесению фазовой маски, имеющей сбой на радиусе R_L . Таким образом, в структуре модулированной зонной пластинки закодирована функция пропускания оптической системы, состоящей из одиночной (положительной) линзы и фазовой маски.

На рис. 8 представлена принципиальная оптическая схема экспериментальной установки.

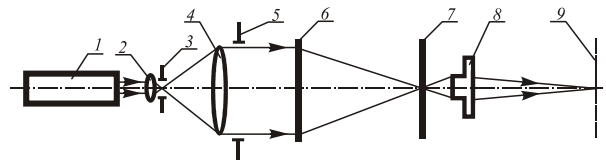


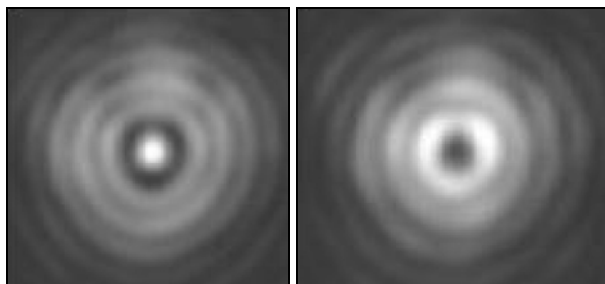
Рис. 8. Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки

Световой луч от He-Ne лазера 1 ($\lambda=0,63$ мкм) расширяется микрообъективом 2 (40^\times). Объектив (5) ($F=300$ мм) формирует параллельный пучок, который дифрагирует на зонной пластинке (6). Ирисовая диафрагма 5 в выходном зрачке объектива (4) изменяет рабочую апертуру пучка. Изображение сечения каустики в плоскости (7) строится на экране (9) микрообъективом (8), который перемещается в пределах всего фокального отрезка. Апертура объектива ($8^\times; 0,2$) (8) значительно превышает выходную апертуру ($\sim 0,065$) исследуемых ЗП и микроскоп не вносит собственных aberrаций. Изображение на-

блюдается визуально либо регистрируется цифровым фотоаппаратом CASIO QV-3500EX.

Целью эксперимента являлось изучение каустики модулированной ЗП Сорэ.

На рис. 9 приведены фотографии сечений каустики модулированной ЗП с фокусным расстоянием $f_{zn}=158$ мм, световым радиусом $a=10,078$ мм и радиусом сбоя $R_l=6$ мм. На рис. 9а представлено изображение сечения каустики в фокальной плоскости. При этом соотношении между радиусом сбоя и световым радиусом ЗП не соответствует оптимальному.



а) б)

Рис. 9. Изображения сечения каустики в фокальной плоскости:

а) с открытой диафрагмой ($R_l/a=0,13$; $z=158$ мм);
б) с закрытой диафрагмой ($R_l/a=0,7$; $z=75$ мм)

Если уменьшить диафрагму таким образом, чтобы отношение R_l/a стало оптимальным, то энергия в фокусе перераспределится в кольцо (рис. 9б) к внешней поверхности каустики.

На рис. 10 приведены экспериментальные фотографии световых пятен в сечениях каустики модулированной ЗП Сорэ от фокальной плоскости I до плоскости фокусировки в точку II. Фотографии на рис. 10 соответствуют изображениям на рис. 6 между плоскостями I и II. В эксперименте нам удалось получить перераспределение энергии в каустике, согласующееся с расчетным. На рис. 10 ясно видны интерференционные кольцевые полосы от паразитного 0-го порядка дифракции.

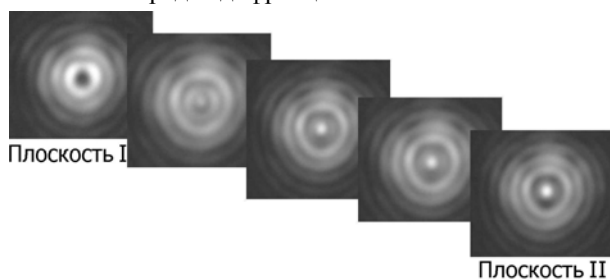


Рис. 10. Фотографии световых пятен в сечениях каустики, модулированной ЗП Сорэ

Горизонтальным микроскопом проведены измерения следующих характеристик каустики (см. рис. 6): 1) диаметра кольца – D ; 2) ширины кольца – Δ ; 3) диаметра пятна в плоскости II фокусировки в точку – D' ; 4) глубины фокуса – Δz . Полученные результаты измерений сведены в таблицу 3.

Видно, что экспериментальные и расчетные данные близки.

Таблица 3.

Параметр	Расчетные данные	Эксперим. данные
D , мкм	42	56
Δ , мкм	15	10
D' , мкм	20	17
Δz , мкм	1000	1000

Выводы

В работе показано, что фазовая маска в виде круговой ступеньки глубиной π рад по фазе позволяет перераспределить энергию к внешней поверхности конуса в каустике. В фокальной плоскости I происходит фокусировка гауссова пучка в кольцо. По мере удаления от плоскости I вдоль оси z интенсивность в центре кольца увеличивается до тех пор, пока произойдет фокусировка излучения в световое пятно – в плоскости I или II. При этом найдены критичные параметры оптимизации – радиус сбоя в маске, световой радиус маски и радиус перетяжки гауссова пучка. Проведена оптимизация оптической системы и найдены соотношения между этими параметрами: $R_l/\omega=0,829$ и $R_l/a=0,363$.

В ходе численного моделирования построены графики распределения интенсивности вблизи фокуса для одиночной линзы и для системы «линза+маска», проведено изучение и сравнение каустик данных оптических систем. Расчеты показали, что ширина кольца Δ соизмерима с диаметром кружка Эйри $\Delta_{Эйри}=1,22\Delta$, причем диаметр пятна в плоскости фокусировки в точку для системы «линза+маска» также приблизительно равен этому параметру. Программно синтезированы изображения световых пятен вдоль оси z , а также вычислены изофоты в меридианальном сечении каустики. Показано, что глубина фокуса системы «линза+маска» в четыре раза больше глубины фокуса одиночной линзы, оцененной по спаду интенсивности на 20%.

В ходе экспериментальной части проведены модельные эксперименты с модулированными зонными пластинками, в структуре которых закодирована функция пропускания расчетной оптической системы, состоящей из хорошо скорректированного объектива и фазовой маски. Экспериментальные данные согласуются с расчетными и подтверждают возможность перераспределения энергии в каустике.

Применение фазовых масок для трехмерного преобразования каустики в системах лазерной маркировки путем перфорации высококачественных конических отверстий в материале позволит улучшить их скоростные и точностные характеристики, обеспечивая высокую степень защиты от копирования другими способами.

Литература

1. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов // М.: Мир, 1986. 502 с.
2. Методы компьютерной оптики // Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000. 687 с.
3. Корольков В.П., Коронкевич В.П., Михальцова И.А., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Соколов А.П., Чурин Е.Г., Юрлов Ю.И. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. Часть I. 1989. №3. С. 91–99.
4. Корольков В.П., Коронкевич В.П., Михальцова И.А., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Соколов А.П., Чурин Е.Г., Юрлов Ю.И. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. Часть I. 1989. №4. С. 47–64.
5. Пат. 3705758 США МКИ G02f1/28. Apparatus For Controlling A Beam Of Coherent Electro-magnetic wave. Haim Naskal. – Опубл. 30.12.1969.
6. Weldkamp W. Laser Beam Profile Shaping With Binary Diffraction Gratings // Opt. Commun. 1981. V.38, № 5 – 6. P. 381-386.
7. Karnakis D.M., Fieret J., Rumsby P.T. and Gower M.C. Microhole drilling using reshaped pulsed Gaussian laser beams // In: Laser Beam Shaping II. Proc. SPIE, 2001. V.4443.
8. Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г., Юрлов Ю.И. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом // Новосибирск.: 1985. №265. 20 с.
9. Пальчикова И.Г., Полещук А.Г. Киноформы для лазерных систем записи информации // Тезисы докладов V Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». Л.: ГОИ, 1986. 269 с.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1970. 856 с.
11. Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г. Современные зонные пластинки // Автометрия. 1992. № 1. С. 86–100.