

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

№ 5

1997

УДК 53.085.343 : 535.4

А. Г. Селухин
(Новосибирск)

ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ АКСИКОННАЯ ФОКУСИРОВКА
СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Предложен и исследован новый подход к осуществлению аксиконной фокусировки светового излучения в протяженные осесимметричные области, при которой возможен одновременный контроль продольного и поперечного распределения интенсивности. Используются два оптических компонента, первый из которых осуществляет предварительное геометрическое преобразование формы и масштаба светового пучка, а второй — собственно формирование желаемого светового поля в области фокусировки.

Введение. Фокусировку светового излучения в протяженные осесимметричные области условно можно назвать аксиконной по ассоциации с предложенным названием аксиконов [1] — оптических элементов, осуществляющих такое преобразование. Аксиконная фокусировка находит применение во множестве приложений, таких, как метрологические задачи по пространственному выставлению объектов [2], оптическая накачка мощных газовых лазеров [3], проектирование специальных объективов оптических накопителей информации [4], приложения, связанные с триангуляцией и трехмерным световым секционированием [5, 6], применения интерферометров с радиальным сдвигом [7] и ряд других.

При характеристике поля выходного излучения аксикона можно выделить два важных на практике вида распределения: профиль интенсивности (продольное распределение интенсивности) и изменение диаметра области фокусировки вдоль фокального отрезка. В общем случае желательным является получение различной формы и масштаба названных продольных распределений. Вместе с тем во многих приложениях за желаемые принимают продольные распределения с постоянной интенсивностью и диаметрами вдоль фокального отрезка конечного размера. К недостатку простейших аксиконных элементов следует отнести то, что, как правило, они не позволяют реализовать желаемые продольные распределения. Так, в случае равномерной освещенности чисто конического аксиконного элемента коллимированным пучком света в приближении геометрической оптики наблюдается линейное возрастание интенсивности излучения вдоль фокального отрезка [8—10]. Освещение такого аксиконного элемента светом от лазерного источника с гауссовым распределением интенсивности обуславливает еще более сложный нелинейный вид продольного распределения интенсивности. Наконец, существенные дополнительные вариации продольного распределения интенсивности на краях фокального отрезка обычно вызываются краевыми дифракционными эффектами вследствие конечной апертуры аксиконного элемента и виньетирования входного светового пучка. По этим причинам часто прибегают к выбору ограниченной части фокального отрезка, в пределах которой формы продольных распределений можно считать до некоторой степени приемлемыми.

Следствием такого выбора являются, однако, значительные потери световой энергии.

Решению задачи получения желаемого профиля продольного распределения интенсивности аксиконов посвящен ряд работ с применением различных аналитических [11, 12] и итеративных методов [13, 14]. Вместе с тем коррекция фазовой функции одиночного аксиконного элемента с целью получения требуемого продольного распределения интенсивности приводит к изменению углов интерференции лучей и, как следствие, к отклонению от желаемого продольного распределения диаметров. Настоящая работа посвящена изложению нового подхода к осуществлению аксиконной фокусировки, допускающего получение произвольных желаемых продольных распределений как интенсивности, так и диаметров одновременно. В частности, иллюстрируется расчет аксикона, обеспечивающего эффективную концентрацию лазерного гауссова излучения в протяженной осесимметричной области с постоянными продольными распределениями интенсивности и диаметров.

Аксиконная фокусировка. Будем исходить из того, что световое поле в области фокусировки упрощенно можно рассматривать как результат «чистой» интерференции лучей от сходящегося волнового фронта. При таком подходе с точки зрения геометрической оптики аксиконный элемент можно считать «бездифракционным» [15]. Положим, что желаемое продольное распределение интенсивности

$$I(\rho, z) = |U(\rho, z)|^2 \quad (1)$$

формируется сходящимся осесимметричным волновым фронтом W , имеющим в выходной плоскости аксикона вид

$$U'(R) = U'_0(R)\exp[-i\varphi(R)], \quad (2)$$

где R , ρ — радиальные координаты в выходной плоскости аксикона и в фокальной плоскости; z — осевая координата; $U(\rho, z)$, $U'(R)$ — комплексные амплитуды волн в области фокусировки и в выходной плоскости аксикона; $U'_0(R)$, $\varphi(R)$ — амплитуда и фаза волны на радиусе R (рис. 1). Соответствующий волновому фронту угол наклона лучей по отношению к радиальному направлению определится из соотношения

$$\frac{d\varphi(R)}{dR} = -kn\sin\theta(R) \approx -kn\theta(R), \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина световой волны; n — показатель преломления среды за аксиконом, принимаемый на данной стадии $n = 1$. Приближение $\sin\theta \approx \theta$ используем для упрощения расчетов.

Будем считать, что $U'_0(R)$, $\varphi(R)$ — медленно меняющиеся функции, а функция $U(0, z)$ является однозначной и монотонной на большей части фокального отрезка, не включающей не принимаемые во внимание краевые участки. Если к тому же положить, что при описании хода лучей точки z однозначно связаны с соответствующими точками R посредством зависимости $z(R)$, то в приближении геометрической оптики световое поле в окрестности произвольной локальной точки z_0 будет определяться лишь характеристиками светового поля в некоторой окрестности соответствующих им локальных точек на радиусе $R_0(z_0) = z_0\theta(z_0)$.

Принятые допущения влекут за собой следующее. В произвольной локально выбираемой фокальной плоскости масштаб интерференционной картины поперечного (радиального) распределения интенсивности $I(\rho, z_0)$, и в частности диаметр центрального пятна $D(z_0)$, будет определяться, очевидно, соот-

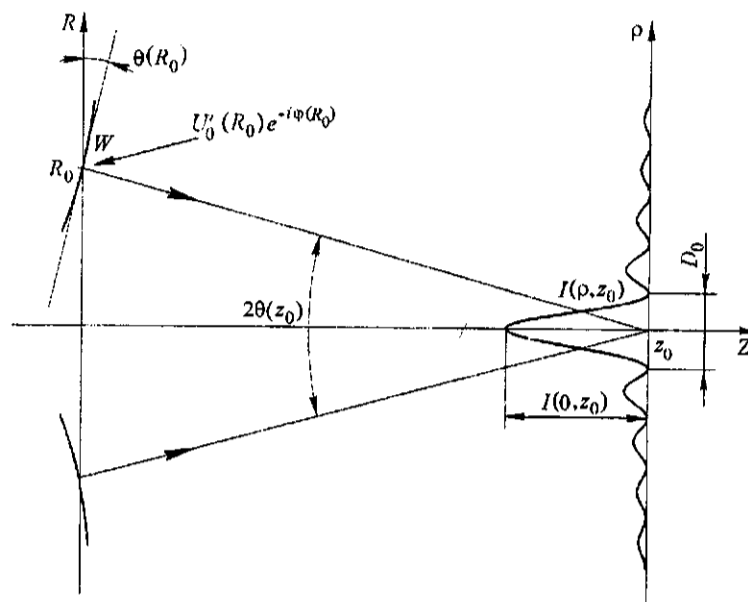


Рис. 1. Формирование интерференционной картины локальным участком сходящегося осесимметричного волнового фронта

ветствующим локальным углом интерференции лучей $2\theta(z_0)$, или, иначе, наклоном соответствующего локального участка волнового фронта. Интенсивность света $I(0, z_0)$ в окрестности центральной точки $(0, z_0)$ этой картины как энергетическая характеристика будет пропорциональна световой энергии, доставляемой из локальной радиальной зоны в окрестности точки R_0 , а следовательно, и соответствующей интенсивности света $I'(R_0) = |U'(R_0)|^2$ в точке R_0 . Отсюда вытекает важный вывод, что, осуществляя контроль углов интерференции лучей $2\theta(z)$ и интенсивности света $I'[R(z)]$ в локальных выборках, соответствующих различным точкам z фокального отрезка, можно управлять продольным распределением диаметров $D(z)$ и интенсивностью $I(0, z)$. Справедливо, очевидно, и обратное: по заданным функциональным зависимостям $D(z)$ и $I(z)$ можно определить соответствующие им зависимости $\varphi(R)$ и $U'_0(R)$, а следовательно, восстанавливать требуемый фронт волны (1) на выходе аксикона.

На второй стадии следует учесть, что поскольку выходное распределение интенсивности $I''(r)$ источника излучения в общем случае не согласовано по форме и масштабу с распределением интенсивности света $I'(R)$ в выходной плоскости аксикона, то необходимо трансформировать $I''(r)$ к виду $I'(R)$.

Подобные рассуждения привели нас к идее построения составного аксиконного элемента, состоящего из двух последовательно расположенных компонентов (рис. 2): первый компонент C_1 , расположенный в плоскости P_1 , имеет форму диска с радиусом r_a , а второй компонент C_2 в плоскости P_2 выполнен в виде кольца с внутренним радиусом R_1 и наружным — R_2 . На выходной компонент такого дуплета возлагается задача обеспечения заданного углового распределения $2\theta(z)$ интерференции лучей в соответствии с формой волнового фронта, определяемой фазовой функцией $\varphi(R)$. Для первого компонента отводится задача преобразования формы и масштаба исходного распределения интенсивности $I''(r)$ источника излучения в распределение $I'(R)$, которое при известной функции $\varphi(R)$ преобразуется затем в распределение $I(z)$. На рис. 2 названные распределения интенсивности схематично отображены для частного случая, когда форма $I''(r)$ является гауссовой, а $I(z)$ — прямоугольной.

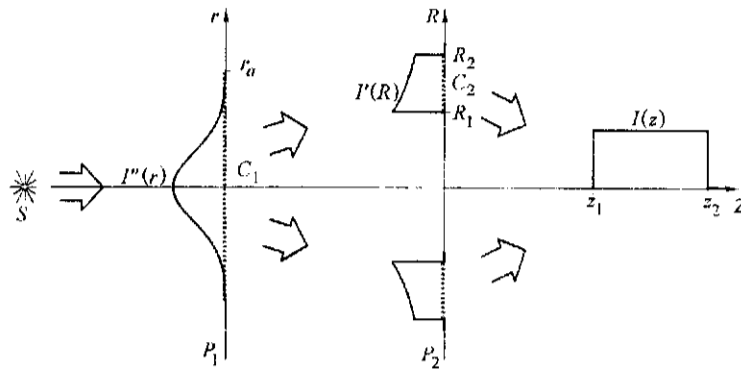


Рис. 2. Две стадии аксиконной фокусировки

Определим основные расчетные соотношения для рассматриваемого составного аксикона. С учетом сделанных ранее ограничений желаемое распределение $U(\rho, z)$ можно связать с $U'(R)$ через преобразование Френеля, которое для полярных координат представим в следующем виде:

$$U(\rho, z) = \frac{k}{iz} \int_R U'_0(R) \exp[i\Phi(R, \rho, z)] J_0\left(\frac{kR\rho}{z}\right) R dR, \quad (4)$$

где R — радиальная область на кольцевой апертуре в выходной плоскости аксикона; $J_0(\cdot)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка, а фаза $\Phi(R, \rho, z)$ определяется выражением

$$\Phi(R, \rho, z) = k\left(z + \frac{R^2 + \rho^2}{2z}\right) + \varphi(R). \quad (5)$$

При введенных ранее ограничениях относительно функций $U'_0(R)$, $U(0, z)$ и учете малости λ интеграл (4) может быть хорошо аппроксимирован по стандартному методу стационарной фазы [16, 17, 9, 11]. Согласно этому методу, при фиксированном положении точки z_0 основной вклад в интеграл (4) будет приходиться на долю «критических точек», расположенных на радиусе R_0 , где фаза $\Phi(R_0, \rho, z_0)$ является стационарной и выполняется условие $\partial\Phi(R_0, \rho, z_0)/\partial R = 0$. Исходя из этого, для рассматриваемого интеграла с учетом соотношения (3) можно определить радиус R_0 как

$$R_0 = -\frac{z_0}{k} \frac{d\varphi(R_0)}{dR} \approx z_0 \theta(R_0). \quad (6)$$

Дальнейшая подстановка R_0 в выражение для первого члена асимптотического разложения интеграла (4) по методу стационарной фазы дает:

$$U(\rho, z_0) = \frac{k}{iz} U'_0[R_0(z_0)] J_0\left[\frac{kR_0(z_0)\rho}{z_0}\right] R_0(z_0) \left\{ \frac{2\pi z_0}{k + z_0 d^2\varphi[R_0(z_0)]/dR^2} \right\}^{1/2} \times \\ \times \exp\left\{ ik \left[z_0 + \frac{R_0^2(z_0) + \rho^2}{2z_0} + \frac{\varphi[R_0(z_0)]}{k} \right] + i\frac{\pi}{4} \right\}. \quad (7)$$

Поскольку приближение (6) эквивалентно $R_0(z_0) = z_0\theta(z_0)$, а из определяемого им соотношения $\theta(R, z) = R/z$ следует, что $\partial\theta/\partial R = -(\partial\theta/\partial z)/\theta$, то при переходе в (7) к произвольным точкам z модуль амплитуды

$$|U(\rho, z)| = \left| U'_0 [z\theta(z)] J_0 [k\theta(z)\rho] \theta(z) \left\{ 2\pi kz / \left[1 + \frac{z}{\theta(z)} \frac{\partial\theta(z)}{\partial z} \right] \right\}^{1/2} \right|. \quad (8)$$

Из анализа полученного уравнения следует, что независимо от формы желаемого распределения $I(z)$ локальный диаметр центрального пятна $D(z)$, понимаемый как расстояние между первыми нулями функции $J_0 [k\theta(z)\rho]$, будет связан с углом $\theta(z)$ посредством соотношения

$$D(z) = \frac{2j_1}{k\theta(z)}, \quad (9)$$

где $j_1 \approx 2,405$ — первый нуль функции Бесселя J_0 . Осуществив преобразование заданной зависимости $D(z)$ в $D[R = z\theta(z)]$, для фазы восстанавливаемого волнового фронта (2) из (9) получим

$$\varphi(R) = -2j_1 \int_0^R \frac{dR}{D(R)}. \quad (10)$$

Положив $\rho = 0$, из (8) найдем распределение для модуля амплитуды волны на оси z :

$$|U'_0(z)| = \left| \frac{U(0, z)}{\theta(z)} \left\{ \left[1 + \frac{z}{\theta(z)} \frac{\partial\theta(z)}{\partial z} \right] / (2\pi kz) \right\}^{1/2} \right|. \quad (11)$$

Далее зависимость $U'_0(z)$ также преобразуем в амплитуду $U'_0(R) = U'_0 [R = z\theta(z)]$ восстанавливаемого волнового фронта.

Метод стационарной фазы, предполагая гладкость и монотонность изменения функций $I'_0(R) = |U'_0(R)|^2$, $\varphi(R)$, оказывается неприменимым для случаев с резко изменяющимися краевыми участками результирующего распределения $I(z)$. Поэтому при осуществлении последовательных преобразований $I(z) \Rightarrow I'(R)$, $I''(r) \Rightarrow I'(R)$ целесообразно воспользоваться методом геометрического преобразования [18], который не имеет данного ограничения. Этот метод базируется на законе сохранения энергии и применим как для преобразования радиальной формы пучков [19—21], так и для аксиальной фокусировки [12, 8]. Суть метода геометрической трансформации состоит в перераспределении направлений распространения световой энергии так, что при описании хода световых лучей определяется взаимно однозначное соответствие между координатами сопряженных точек на двух пространственно разнесенных поверхностях либо координатных осях. Для рассматриваемого составного аксикона функциональные зависимости между радиальными положениями луча в плоскостях P_1, P_2 и на осевой координате Z находятся из следующих энергетических соотношений, являющихся отражением закона сохранения энергии:

$$2\pi \int_0^r I''(r) r dr = 2\pi \int_R I'(R) R dR \propto \int_Z I(z) dz, \quad (12)$$

где Z — область фокального отрезка. При известной функции $I(z)$, а также заданных зависимостях $I''(r)$ и $D(z)$ (позволяющей в соответствии с (10) перейти к $\varphi(R)$) эти соотношения неявным образом определяют искомые

зеркало M служит для отражения лучей от первого компонента ко второму. Ход лучей соответствует применению отображения $r \Rightarrow R$ и случаю, когда положительное приращение Δr связывается с отрицательным ΔR . Данное исполнение отличается относительной простотой и практически полностью устраняет влияние паразитных дифракционных порядков, включая нулевой.

Приближение к однородному световому стержню. В качестве примера проведем расчет составного аксикона, соответствующего схеме рис. 3 (при эквивалентной схеме, близкой к рис. 2) и фокусирующего излучение в вытянутую вдоль оси Z область, имитирующую однородный световой стержень с постоянными распределениями интенсивности I_0 и диаметров D_0 :

$$I(z) = I_0 = \text{const}, \quad D(z) = D_0 = \text{const}, \quad z \in [z_1, z_2], \quad (14)$$

где z_1, z_2 — граничные положения области фокального отрезка Z . Рассмотрим упрощенный случай, когда аксикон освещается коллимированным пучком света (точка S удалена в бесконечность, расходимость лучей не учитывается) от лазера с усеченным гауссовым распределением освещенности, которое в плоскости P можно описать нормированной радиально-симметричной функцией

$$I''(r) = \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right), \quad 0 \leq r \leq r_a, \quad (15)$$

где r_0 — ширина распределения по уровню интенсивности $\exp(-2)$.

Из (9) непосредственно получим

$$\theta(z) = \theta(R) = \frac{2f_1}{kD_0} = \theta_0 = \text{const}. \quad (16)$$

При этих условиях применение метода как стационарной фазы (выражение (11)), так и геометрической трансформации (правая часть соотношения (12)) предопределяет гиперболический характер изменения интенсивности света на выходе аксикона:

$$I'(R) = \frac{I_0'}{R}, \quad (17)$$

где $I_0' = \text{const}$. С учетом (17) из (15) и левой части (12) будем иметь

$$2\pi \int_0^{r_a} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) r dr = 2\pi \int_R^{R_2} \frac{I_0'}{R} R dR. \quad (18)$$

Проведя интегрирование в пределах полной входной апертуры r_a (радиусу r_a будет соответствовать радиус R_1), из (18) определим величину I_0' , с учетом которой повторное интегрирование для произвольных значений r, R дает следующее основное соотношение для геометрического преобразования хода лучей:

$$\frac{1 - \exp(-2r^2/r_0^2)}{1 - \exp(-2r_a^2/r_0^2)} = \frac{R_2 - R}{R_2 - R_1}. \quad (19)$$

Вновь используя общую форму соотношения (3), для фазовой функции $\varphi^{(1)}(r)$ первого компонента запишем

$$\frac{d\varphi^{(1)}(r)}{dr} \approx -kn_p\gamma(r) \approx kn_p \frac{R(r) - r}{z_p} = \frac{d\varphi_r^{(1)}(r)}{dr} + \frac{d\varphi_i^{(1)}(r)}{dr}, \quad (20)$$

где n_p — показатель преломления материала пластинки; γ — угол отклонения лучей за первым компонентом; z_p — удвоенная толщина пластинки;

$$\frac{d\varphi_r^{(1)}(r)}{dr} = \frac{kn_p R(r)}{z_p} \quad \text{и} \quad \frac{d\varphi_i^{(1)}(r)}{dr} = -\frac{kn_p r}{z_p} \quad (21)$$

— соответственно производные преобразующей $\varphi_r^{(1)}(r)$ и линзовой (фокусирующей) $\varphi_i^{(1)}(r)$ составляющих фазовой функции $\varphi^{(1)}(r)$. Выразив из (19) зависимость $R(r)$, подставив ее в первое выражение (21) и проведя интегрирование, получим

$$\varphi_r^{(1)}(r) = \frac{kn_p}{z_p} \left\{ R_2 r - \frac{R_2 - R_1}{1 - \exp(-2r_a^2/r_0^2)} \left[r - \sqrt{\pi/8} r_0 \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}}{r_0} r\right) \right] \right\}, \quad (22)$$

где

$$\operatorname{erf}z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-t^2) dt \quad (23)$$

— интеграл вероятности. Полученное из выражения (21) значение $\varphi_i^{(1)}(r) = -kn_p r^2 / (2z_p)$ для повышения точности преобразования можно заменить на

$$\varphi_i^{(1)}(r) = -kn_p [(z_p^2 + r^2)^{1/2} - z_p], \quad (24)$$

что будет соответствовать фазовой функции идеальной положительной линзы.

Выражения, аналогичные (22), (24), могут быть определены и для соответствующих составляющих фазовой функции $\varphi^{(2)}(R)$ второго компонента. Однако с целью получения аналитической зависимости функцию $\varphi^{(2)}(R)$ удобно определить из условия должного сопряжения фаз световых лучей в плоскости второго компонента:

$$\varphi^{(2)}(R) = \varphi^{(1)}[r(R)] - kn_p \{ z_p^2 + [R - r(R)]^2 \}^{1/2} - kR\theta_0, \quad (25)$$

где второй член соответствует фазовой задержке световых лучей между первым и вторым компонентами, третий — распределению фазы световой волны на выходе второго компонента, а зависимость $r(R)$ просто находится из (19). Для исключения постоянного фазового смещения в выражение (25) нетрудно ввести соответствующую поправку.

Анализируя схемную реализацию аксиальной фокусировки, можно заключить, что вследствие дифракции на конечной апертуре компонентов S_1 и S_2 графики функций $I'(R)$ и $I(z)$ без принятия специальных мер должны иметь несколько покатых склонов и весомые осцилляции в области красных участков. Проведенное численное моделирование подтверждает это. Для исключения

названных осцилляций можно применить любой из очевидных приемов. Например, можно допустить дополнительное уширение склонов желаемого распределения $I(z)$ при первоначальном уширении склонов $I'(R)$. Для этого путем небольшой коррекции фазовой функции $\varphi^{(1)}(r)$ следует изменить надлежащим образом ход лучей в красных областях апертуры C_1 и расширить границы апертуры C_2 от радиуса $R'_1 = R_1 - \Delta R_1$ до $R'_2 = R_2 + \Delta R_2$, где $\Delta R_1 \ll \ll R_1$, $\Delta R_2 \ll \ll R_2$ — соответственно некоторые положительные величины, учитывающие уширения склонов функции $I'(R)$.

Концентрация энергии в сравнении с линзой. Для более детального анализа результирующих характеристик составного аксикона полезно провести сопоставление распределений световой интенсивности в областях фокусировки рассматриваемого аксикона и идеальной положительной линзы.

Для простоты положим, что как линза, так и все оптические компоненты составного аксикона являются идеальными и их световая эффективность равна 100%. Функцию пропускания линзы представим упрощенно в виде

$$\varphi_L(r) = \exp\left(-\frac{ikr^2}{2f}\right), \quad (26)$$

где f — фокусное расстояние линзы. Пусть линза, как и аксикон, освещается коллимированным пучком света с гауссовым распределением интенсивности (15), а поперечное распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы описывается функцией, близкой к соответствующей функции аксикона. Как будет видно из дальнейшего, для этого следует выбрать фокусное расстояние линзы равным $f = r_0/\theta_0$. Назовем такую линзу эквивалентной и отметим дополнительно, что ее угловая апертура приблизительно будет в 2 раза превышать характерный для аксикона угол θ_0 . Подставляя (26) в (4), (5), после некоторых преобразований получим следующее выражение для интенсивности светового поля, формируемого линзой в окрестности фокуса f :

$$I_L(\rho, \Delta z) = \left| \frac{k}{f} \int_0^{r_a} [I''(r)]^{1/2} \exp\left(-\frac{ikr^2 \Delta z}{f^2}\right) J_0\left(\frac{kr\rho}{f}\right) r dr \right|^2. \quad (27)$$

Здесь $\Delta z = z - f \ll f$ — координата продольного смещения относительно фокуса f . Интегрирование (27) с дальнейшими преобразованиями в приближении, когда $r_a \gg r_0$, и при условии $f = r_0/\theta_0$ приводит к следующей паре выражений для поперечного $I_L(\rho, 0)$ и продольного $I_L(0, \Delta z)$ распределений интенсивности в области фокусировки линзы:

$$I_L(\rho, 0) = \frac{2kS}{\pi \Delta f} \exp\left(-\frac{k^2 \theta_0^2 \rho^2}{2}\right), \quad I_L(0, \Delta z) = \frac{2kS}{\pi \Delta f} \left[1 + \frac{2kS}{\pi \Delta f} \left(\frac{\Delta z}{f}\right)^2\right]^{-1}, \quad (28)$$

где

$$S = 2\pi \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) r dr = \frac{\pi r_0^2}{2} \quad (29)$$

— эффективная площадь входной апертуры аксикона для гауссова распределения (15);

$$\Delta f = \frac{4}{k\theta_0^2} \quad (30)$$

— продольный размер области фокусировки (глубина фокуса) линзы по уровню интенсивности 0,5. Пользуясь выражениями (28), определим также граничный радиус области фокусировки по уровню интенсивности 0,5 от максимальной:

$$\rho_{L,0,5} = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{k\theta_0} \sim \frac{1,177}{k\theta_0}. \quad (31)$$

Для области фокусировки составного аксикона при выполнении условий (14) и $r_a \gg r_0$ выражения, аналогичные (28), (31), находятся из (8):

$$I(\rho, z) = \frac{kS}{L} J_0^2(k\theta_0 \rho), \quad I(0, z) = \frac{kS}{L} = I_0, \quad z \in [z_1, z_2], \quad (32)$$

$$\rho_{0,5} \approx \frac{1,126}{k\theta_0}, \quad (33)$$

где $L = z_2 - z_1$ — длина фокального отрезка аксикона; $\rho_{0,5}$ — граничный радиус области фокусировки аксикона по уровню интенсивности 0,5.

Сравнение выражений (32), (33), характерных для аксикона, и (28), (31), характерных для эквивалентной линзы, показывает, что коэффициент изменения максимальной интенсивности света при аксиконной фокусировке по отношению к максимальной интенсивности света при линзовой фокусировке составляет:

$$\frac{I_0}{I_L(0,0)} = \frac{\pi \Delta f}{2 L}. \quad (34)$$

При этом поперечные размеры области фокусировки аксикона и линзы приблизительно совпадают ($\rho_{0,5}/\rho_{L,0,5} \sim 0,956$), а продольные размеры соотносятся как $L/\Delta f$. Отсюда следует простой вывод: во сколько раз мы выигрываем в «растяжении» области аксиконной фокусировки по отношению к линзовой, во столько раз мы проигрываем в максимальной интенсивности света в этой области.

Компьютерное моделирование. Предположим, что мы пользуемся светом от He—Ne-лазера ($\lambda = 0,633$ мкм), распределение выходной интенсивности которого описывается функцией (15), а для моделирования характеристик рассмотренного составного аксикона выбраны следующие параметры: $n_p = 1,5183$ (стекло К-8), $z_p/2 = 15$ мм, $r_0 = 0,75$ мм, $r_a = 1,5$ мм (усечением гауссоиды в этом случае можно пренебречь), $R_1 = 2$ мм, $D_0 = 2$ мкм, $L = 10^4 D_0 = 20$ мм. Используя соотношение (9), для этих значений определим: $\theta_0 = 2j_1/(kD_0) \approx 0,2422 \approx 13,9^\circ$, $z_1 = R_1/\text{tg}\theta_0 \approx 8,096$ мм, $z_2 \approx 28,096$ мм, $R_2 = z_2 \text{tg}\theta_0 \approx 6,941$ мм. При выбранных параметрах в качестве одной из возможных корректирующих фазовых функций первого компонента, дающих удовлетворительные результаты, была применена эмпирическая добавочная функция вида

$$\varphi_{\text{св}}^{(1)}(r) = -18 \left(\frac{r_0}{r + 1,04r_0} \right)^{48} - 18 \left(\frac{r_0}{r - 3,16r_0} \right)^{10}. \quad (35)$$

При этом исходные значения R_1, R_2 заменялись на новые: $R_1' = 1,75$ мм, $R_2' = 7,25$ мм. Графики фазовых функций $\varphi^{(1)}(r)$ и $\varphi^{(2)}(r)$, рассчитанные в соответствии с (22), (24), (35) и (25), представлены на рис. 4.

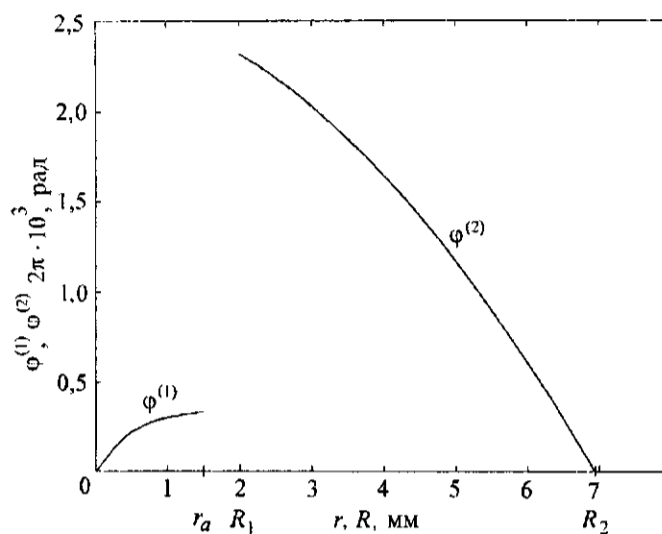


Рис. 4. Фазовые функции компонентов составного аксикона

Пользуясь последовательно общей формой преобразования Френеля (4), (5) и выражением (15), рассчитаем сначала распределение интенсивности света $I'(R)$ в плоскости выходного компонента:

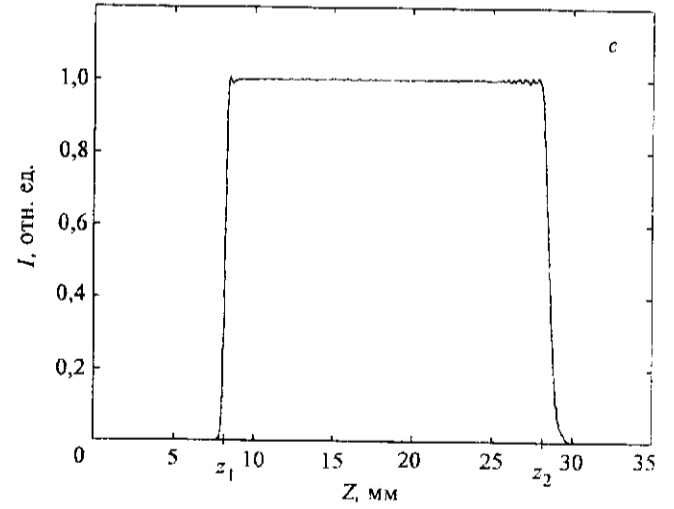
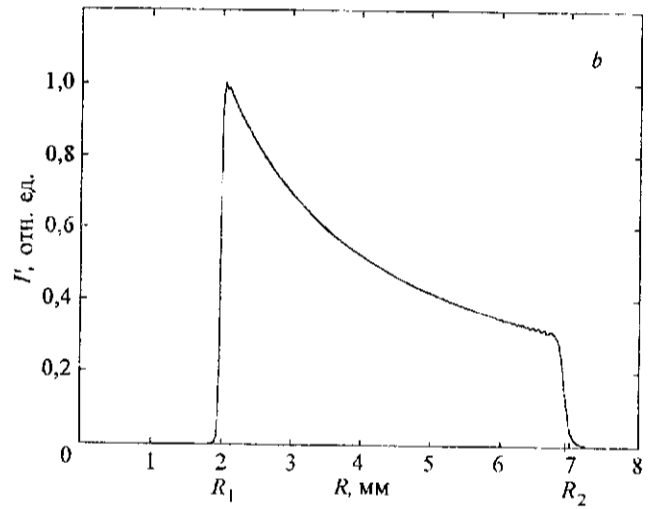
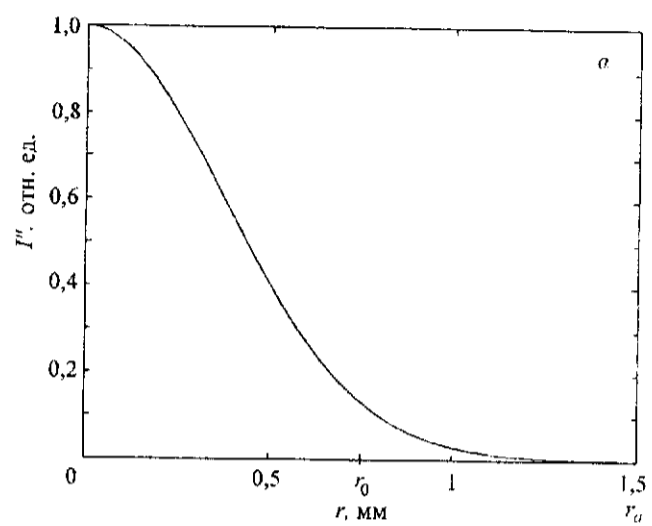
$$I'(R) = \left| \frac{kn_p}{z_p} \int_0^{r_a} [I''(r)]^{1/2} \exp[i\varphi^{(1)}(r)] J_0\left(\frac{kn_p R r}{z_p}\right) r dr \right|^2, \quad (36)$$

затем, зная $I'(R)$, аналогично найдем распределение интенсивности света в области фокусировки:

$$I(\rho, z) = \left| \frac{k}{z} \int_{R_1}^{R_2} [I'(R)]^{1/2} \exp\left[ik\left(\frac{R^2}{2z} - R\theta_0\right)\right] J_0\left(\frac{kR\rho}{z}\right) R dR \right|^2, \quad (37)$$

и в частности рассчитаем интересное нас распределение $I(z) \equiv I(0, z)$ на фокальном отрезке. Выражения (36), (37) отражают две стадии оптических преобразований, осуществляемых компонентами C_1, C_2 . Нормированные графики последовательно преобразуемых функций $I''(r)$, $I'(R)$ и функции $I(z)$ представлены на рис. 5, а—с. На рис. 5, d представлен также расчетный график функции $D(z)$. Как можно видеть, результирующие распределения $I(z)$ и $D(z)$ обеспечивают хорошее приближение к желаемым функциям.

Сравнивая рассматриваемый составной аксикон с эквивалентной линзой, из (34) находим, что максимальная световая интенсивность I_0 аксикона будет составлять $0,54 \cdot 10^{-3}$ от уровня максимальной интенсивности $I_L(0, 0)$ линзы. Вместе с тем в соответствии с (30) продольный размер области фокусировки линзы будет составлять всего лишь $\Delta f = 6,87$ мкм. У аксикона эта величина в $L/\Delta f \approx 2,9 \cdot 10^3$ раз больше.



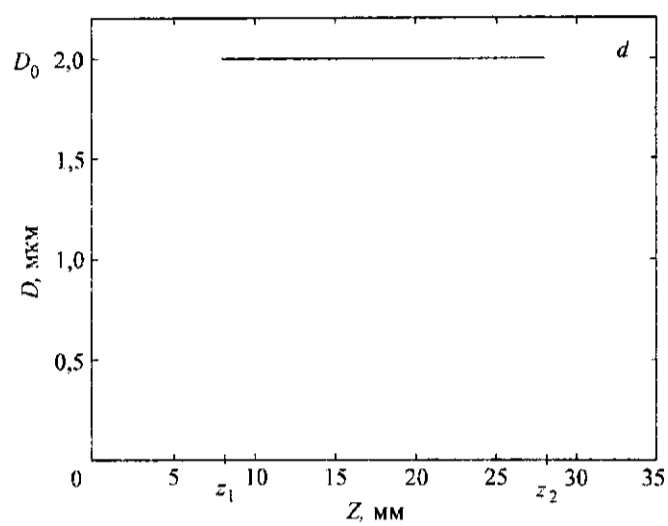


Рис. 5. Нормированные распределения интенсивности составного аксикона: в плоскости первого компонента (а), в плоскости второго компонента (б) и на фокальном отрезке (с), продольное распределение диаметров (d)

Образно область фокусировки можно представить в виде объемного тела, на поверхности которого световая интенсивность спадает до определенного уровня по отношению к максимальной интенсивности внутри тела. На рис. 6, а представлена построенная в соответствии с (27) поверхность, ограничивающая область фокусировки эквивалентной линзы по уровню интен-

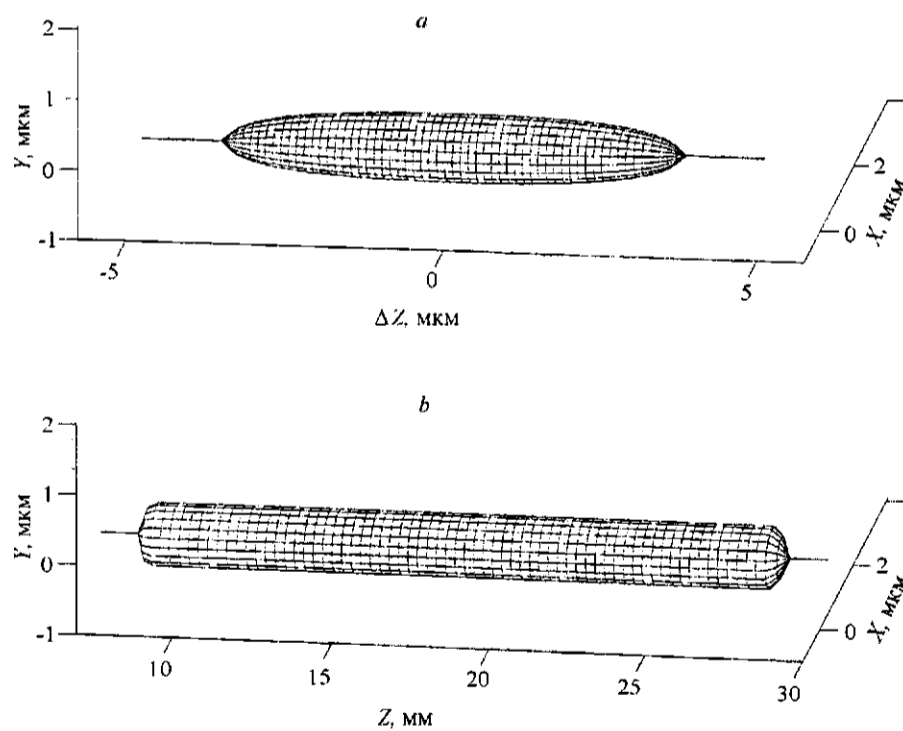


Рис. 6. Сопоставление областей фокусировки эквивалентной линзы (а) и составного аксикона (б)

сивности 0,5. На рис. 6, б изображена аналогичная поверхность для аксикона, рассчитанная в соответствии с выражением (37). В декартовых координатах данные поверхности описываются уравнениями

$$I_L(x, y, \Delta z) = 0,5I_L(0, 0, 0) \quad \text{и} \quad I(x, y, z) = 0,5I_0, \quad (38)$$

где x, y — декартовы координаты, связанные с ρ как $x^2 + y^2 = \rho^2$. Из сравнения областей фокусировки можно заключить, что если у линзы область фокусировки по форме близка к эллипсоидальной, то у аксикона она может принимать, как в данном случае, вид сильно вытянутого цилиндра (масштаб по оси Z на рис. 6, б сжат по отношению к рис. 6, а в $2 \cdot 10^3$ раз).

Заключение. Рассмотренная аксиковая фокусировка предоставляет получение качественно новых свойств, которые затруднительно реализовать при однокомпонентной схеме. Изложенный подход допускает работу с произвольными осесимметричными распределениями входных пучков, а также получение произвольных осесимметричных областей фокусировки с ограничениями на величину минимальной протяженности этих областей и монотонность изменения как поперечного размера, так и осевой интенсивности областей фокусировки.

Для многих практически важных случаев расчетные фазовые функции преобразующих оптических компонентов удается сразу определить в явном аналитическом виде. Дополнительное введение зеркальных оптических компонентов сводит оптическую схему к одному относительно компактному составному элементу, в котором преобразующие компоненты расположены на одной поверхности.

Результаты проектирования аксикона с постоянными продольными распределениями интенсивности и диаметров, как было проверено моделированием, могут быть успешно применены и к случаю работы со входным гауссовым пучком с более высоким уровнем усеченности. Кроме того, при введении соответствующей фазовой поправки для первого компонента не вызывает затруднений и непосредственное использование не коллимированного, а расходящегося входного светового пучка (например, от лазерного диода).

В заключение автор выражает благодарность В. П. Коронкевичу за поддержку и ценные замечания, а также И. А. Михальцовой и И. Г. Пальчиковой за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McLeod J. H. The axicon: a new type of optical element // JOSA. 1954. 44. P. 592.
2. McLeod J. H. Axicons and their uses // JOSA. 1960. 50. P. 166.
3. Tremblay R., D'Astous Y., Roy G., Blanchard M. Laser plasmas optically pumped by focusing with axicon a CO₂—TEA laser beam in a high-pressure Gas // Opt. Commun. 1979. 28, N 2. P. 193.
4. Brenden B. B., Russell J. T. Optical playback apparatus focusing system for producing a prescribed energy distribution along an axial focal zone // Appl. Opt. 1984. 23, N 19. P. 3250.
5. Bickel G., Häusler G., Maul M. Triangulation with expanded range of depth // Opt. Eng. 1985. 24. P. 975.
6. Häusler G., Heckel W. Light sectioning with large depth and high resolution // Appl. Opt. 1988. 27. P. 5165.
7. Bryngdahl O., Lee W.-H. Shearing interferometry in polar coordinates // JOSA. 1974. 64. P. 1606.
8. Vasara A., Turunen J., Friberg A. T. Realization of general non-diffracting beams with computer-generated holograms // JOSA. 1989. A6. P. 1748.
9. Fujiwara S. Optical properties of conic surfaces. I. Reflecting cone // JOSA. 1962. 52, N 3. P. 287.
10. Mikhaltsova I. A., Nalivaiko V. I., Soldatenkov I. S. Kinoform axicons // Optik. 1984. 67, N 3. S. 267.

-
11. Koronkevich V. P., Palchikova I. G. Kinoforms with increased depth of focus // *Optik*. 1991. 87, N 2. S. 91.
 12. Staronski L. R., Sochacki J., Jaroszewicz Z. Design of uniform-intensity refractive axicons // *Opt. Eng.* 1992. 31, N 3. P. 516.
 13. Khonina S. N., Kotlyar V. V., Soifer V. A. Calculation of the focusators into a longitudinal line-segment and study of a focal area // *J. Modern Optics*. 1993. 40, N 5. P. 761.
 14. Tan X., Gu B.-Y., Yang G.-Zh., Dong B.-Zh. Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method // *Appl. Opt.* 1995. 34, N 8. P. 1314.
 15. Bloisi F., Vicari L. Comparison of nondiffracting laser beams // *Opt. Commun.* 1990. 75, N 5, 6. P. 353.
 16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
 17. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ. /Под ред. В. И. Алексеева. М.: Мир, 1971.
 18. Bryngdahl O. Geometrical transformations in optics // *JOSA*. 1974. 64. P. 1092.
 19. Han C.-Y., Ishii Y., Murata K. Reshaping collimated laser beam with Gaussian profile to uniform profiles // *Appl. Opt.* 1983. 22, N 22. P. 3644.
 20. Roberts N. C. Beam shaping by holographic filters // *Appl. Opt.* 1989. 28, N 1. P. 31.
 21. Седухин А. Г., Чуринов Е. Г. Преобразование формы наклонно падающего лазерного гауссова пучка // *Автометрия*. 1995. № 6. С. 75.

Поступила в редакцию 3 июня 1997 г.