

ФРАКСИКОН КАК ГИБРИДНЫЙ ЭЛЕМЕНТ МЕЖДУ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ И ЛИНЕЙНЫМ АКСИКОНОМ

Устинов А.В., Хонина С.Н.

Институт систем обработки изображений РАН,
Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет) (СГАУ)

Аннотация

В предыдущих исследованиях на основе геометро-оптического анализа было показано, что фраксикон (обобщающий параболическую линзу и линейный аксикон оптический элемент) формально позволяет получать бесконечно большое значение интенсивности на оптической оси. В рамках параксиальной волновой модели такого эффекта каустики обнаружено не было. В данной работе рассмотрено действие фраксикона в непараксиальной волновой модели и показывается, что при высоких числовых апертурах фраксикон с показателем степени, близким к 3/2, фактически является аналогом гиперболической линзы, оптимально фокусирующей падающее излучение.

Ключевые слова: фраксикон, параболическая линза, аксикон, гиперболическая линза, высокая числовая апертура.

Введение

В работе J.H. McLeod 1954 года [1] под аксиконом понимался любой оптический элемент, обладающий осевой симметрией, который за счёт отражения и/или преломления преобразует свет от точечного источника, расположенного на оптической оси, в осевую отрезок. Позднее классическим аксиконом стал называться оптический элемент, фазовая функция которого имеет линейную зависимость от радиуса – линейный или конический аксикон [2]. В то же время предлагались различные варианты осесимметричных оптических элементов, формирующих осевую световую отрезок с определёнными свойствами, среди которых логарифмический аксикон [3–5], обобщённый аксикон [6] и аксилинза [7]. Интересными свойствами обладает также тандем из линзы и аксикона – линзакон [8–10], который позволяет формировать конические осевые распределения.

Таким образом, основное отличие аксикона от линзы, которая изображает точечный источник в точку, в формировании протяжённого фокуса. К сожалению, это преимущество аксикона сопровождается низким качеством изображения внеосевых точек [11–13]. Другое преимущество аксикона – изображение точки с поперечным размером меньше, чем обеспечивает линза с той же числовой апертурой, также имеет недостаток, так как сопровождается более высоким уровнем боковых лепестков, что препятствует получению качественного изображения.

Поэтому, как правило, аксикон эффективно используется в других приложениях: в метрологии [14, 15], неразрушающем тестировании материалов и устройств [16, 17], в сканирующих биомедицинских системах [18–22], при оптическом микроманипулировании [23–26].

В работе [27] был предложен новый дифракционный оптический элемент, фазовая функция которого представима в виде степенной функции от радиуса. Так как показатель степени γ предполагался любым положительным действительным числом, в том числе дробным, то элемент назван фраксиконом. Конический аксикон и параболическая линза являются част-

ными случаями фраксикона. В зависимости от параметров, фраксикон может действовать аналогично линзакону, т. е. формировать продольный световой отрезок конической формы (с масштабно-изменяющимся размером), либо логарифмическому аксиконону. В общем случае фраксикон является новым оптическим элементом и расширяет возможности известных элементов в перечисленных выше приложениях.

В работе [28] на основе геометро-оптического анализа было показано, что фраксикон с показателем степени $1 < \gamma < 2$ формально позволяет получать бесконечно большое значение интенсивности на оптической оси. В рамках волновой параксиальной модели такого эффекта каустики обнаружено не было [29]. В данной работе рассматривается действие фраксикона как переходного элемента между параболической линзой ($\gamma = 2$) и аксиконом ($\gamma = 1$) в непараксиальной волновой модели.

1. Осевое распределение при освещении фраксикона плоской волной в непараксиальной волновой модели для $1 < \gamma < 2$

Рассмотрим поле на оптической оси в условиях радиальной симметрии:

$$E(0, 0, z) = -\frac{z}{2\pi_0} \int_0^R E_0(r) \frac{\exp(ik\sqrt{r^2 + z^2})}{(r^2 + z^2)} \left(ik - \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right) r dr, \quad (1)$$

где $E_0(r)$ – входное поле, ограниченное зрачком с радиусом R , $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны.

В работе [30] было показано, что выражение (1) для корректного анализа удобно представить в следующем виде:

$$E(0, 0, z) = E_0(0) \exp(ikz) - E_0(R) \frac{z \cdot \exp(ik\sqrt{R^2 + z^2})}{\sqrt{R^2 + z^2}} + z \cdot \int_0^R \frac{dE_0(0)}{dr} \frac{\exp(ik\sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}} dr. \quad (2)$$

При дифракции плоской волны на фраксиконе [27, 29] в приближении тонкого элемента входное поле имеет следующий вид:

$$E_0(r) = \exp(-i\alpha r^\gamma), \tag{3}$$

где $\alpha = (k\alpha_0)^\gamma$, α_0 – безразмерный коэффициент, связанный с числовой апертурой оптического элемента и определяющий степень фокусировки.

Тогда выражение (2) запишется следующим образом:

$$E(0,0,z) = E_\gamma(z) - i\gamma(k\alpha_0)^\gamma z \cdot \int_0^R \frac{\exp(ik\sqrt{r^2+z^2} - i(k\alpha_0 r)^\gamma)}{\sqrt{r^2+z^2}} r^{\gamma-1} dr, \tag{4}$$

где $E_\gamma(z) = \exp(ikz) -$

$$-\exp(-i(k\alpha_0 R)^\gamma) \frac{z \cdot \exp(ik\sqrt{R^2+z^2})}{\sqrt{R^2+z^2}}.$$

Приближённо вычислить выражение (4) можно модифицированным методом стационарной фазы [29]:

$$E(0,0,z) \approx E_\gamma(z) - iz\gamma(k\alpha_0)^\gamma A(r_0) \times \exp[ik\Psi(r_0)] \sqrt{\frac{2}{|\Psi''(r_0)|}} \int_{t_1}^{t_2} \exp(it^2) dt, \tag{5}$$

где

$$t_1 = -r_0 \sqrt{|\Psi''(r_0)|/2}, \quad t_2 = (R-r_0) \sqrt{|\Psi''(r_0)|/2},$$

$$A(r_0) = \frac{kr_0}{\gamma(k\alpha_0)^\gamma (r_0^2+z^2)}, \tag{6}$$

$$\Psi(r_0) = k\sqrt{r_0^2+z^2} - (k\alpha_0 r_0)^\gamma, \tag{7}$$

$$\Psi''(r_0) = -\frac{k}{\sqrt{r_0^2+z^2}} \left((1-\gamma) + \frac{z^2}{r_0^2+z^2} \right), \tag{8}$$

здесь r_0 – стационарная точка, которая определяется из уравнения:

$$(k\alpha_0)^\gamma \gamma r_0^{\gamma-1} = \frac{kr_0}{\sqrt{r_0^2+z^2}}. \tag{9}$$

В общем случае уравнение (9) аналитически не решается, поэтому для теоретического анализа нужно рассматривать конкретные значения γ . В [30] такой анализ был выполнен для $0 < \gamma \leq 1$. Ниже рассматривается диапазон $1 < \gamma < 2$.

1.1. Распределение в освещённой части оптической оси

Из выражения (9) можно получить неявную функцию зависимости стационарной точки от расстояния. Функция $z(r_0)$ имеет вид:

$$z^2 = \frac{k^{2-2\gamma}}{\gamma^2 \alpha_0^{2\gamma}} r_0^{4-2\gamma} - r_0^2. \tag{10}$$

Учитывая, что $0 < 4-2\gamma < 2$, степень первого слагаемого меньше, чем у второго, поэтому ситуация будет существенно иной, чем для $0 < \gamma < 1$ [30]. Вид функции (10) для различных диапазонов значений параметра γ показан на рис. 1.

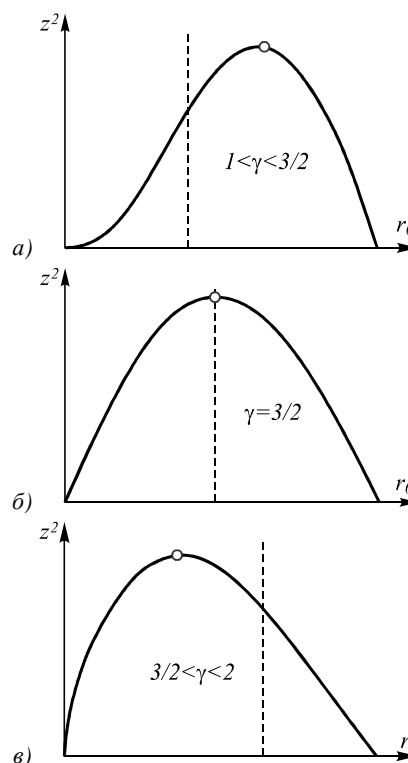


Рис. 1. Функция зависимости стационарной точки и расстояния z

При заданном z может быть 0, 1 или 2 стационарные точки. Наибольшее значение z , при котором есть стационарная точка, равно

$$z_{\max}^2 = \frac{1}{k^2} \cdot \left(\frac{2-\gamma}{\gamma^2 \alpha_0^{2\gamma}} \right)^{1/(\gamma-1)} \cdot \frac{\gamma-1}{2-\gamma}. \tag{11}$$

Это правая граница тени, и её природа отличается от подобной границы для диапазона $0 < \gamma < 1$. Там тень получалась просто из-за наличия ограничивающего зрачка (и в формулу для границы входил его радиус). Здесь же тень будет при сколь угодно большом зрачке, а её появление соответствует границе полного отражения в геометро-оптическом рассмотрении [28].

Одновременно z_{\max} является таким расстоянием, при приближении к которому *слева* две стационарные точки сливаются в одну, что на графике (рис. 2) даёт почти горизонтальный отрезок. При *формальном* применении классического метода стационарной фазы на границе тени слева получается бесконечная амплитуда (так как $f''(r_0) = 0$), а справа – нуль. Модифицированный метод стационарной фазы формально также даст бесконечное значение. Ниже на основе более точного анализа будет вычислено корректное значение.

Этот эффект аналогичен появлению бесконечной интенсивности при геометро-оптическом рассмотрении обобщённой линзы в этом же диапазоне γ [28]. Отметим, что в рамках паракиального приближения такого эффекта не ожидается и не наблюдается [29]. Назовём точку, лежащую на расстоянии (11) от элемента, точкой фокуса. Соответствующее значение стационарной точки

$$r_{0,\max} = \frac{1}{k} \left(\frac{2-\gamma}{\gamma^2 \alpha_0^{2\gamma}} \right)^{1/(2\gamma-2)} = z_{\max} \sqrt{\frac{2-\gamma}{\gamma-1}}. \quad (12)$$

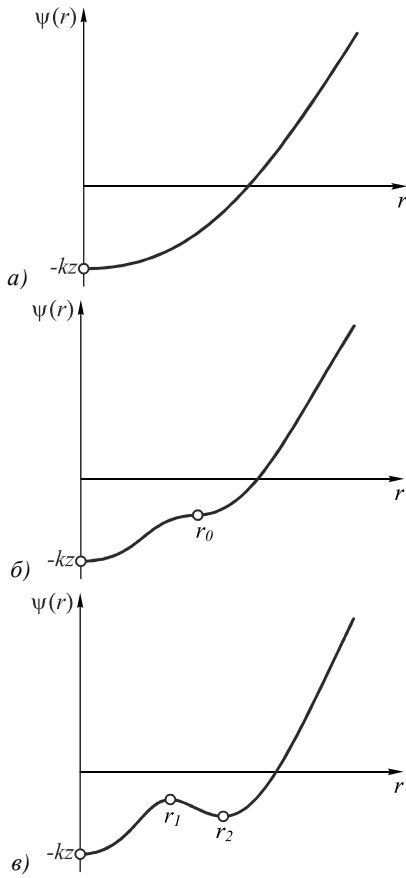


Рис. 2. Вид фазовой функции при различном количестве стационарных точек

Подкоренное выражение в (12) меньше 1 при $\gamma > 3/2$ и больше или равно 1 в противном случае. Чтобы фокус наблюдался, эта точка должна попасть внутрь зрачка: $R > r_{0,\max}$, то есть угол, под которым из фокуса виден зрачок, будет удовлетворять неравенству $\text{tg } \beta = (R / z_{\max}) > (r_{0,\max} / z_{\max}) = \sqrt{(2-\gamma) / (\gamma-1)}$. В частности, при $\gamma = 3/2$ угол должен быть больше 45° .

Вернёмся к вопросу о значении амплитуды в фокусе. На самом деле бесконечности нет, надо только учесть обычно отбрасываемое следующее слагаемое ряда Тейлора для фазы (7):

$$\psi(r) \approx \psi(r_0) + \psi'''(r_0)(r-r_0)^3 / 6. \quad (13)$$

Для уяснения свойств фраксикона в данном диапазоне рассмотрим конкретное значение $\gamma = 3/2$ (общий случай будет рассмотрен ниже), при котором уравнение (10) разрешимо относительно r_0 алгебраически. При подстановке $\gamma = 3/2$ в (10) получится уравнение

$$z^2 = \frac{4r_0}{9k\alpha_0^3} - r_0^2. \quad (14)$$

В этом случае кривая на рис. 1 станет симметричной относительно вершины (параболы). Уравнение имеет решение

$$r_0 = \frac{2}{9k\alpha_0^3} \pm \sqrt{\frac{4}{81k^2\alpha_0^6} - z^2}. \quad (15)$$

Фокус расположен в точке $z_m = 2 / 9k\alpha_0^3$, и ему соответствует стационарная точка r_{0m} с таким же значением (это следует и из равенства (12)). В дальнейшем используются значения для фазовой функции в этой точке:

$$\psi(r_{0,\max}) = -\frac{4\sqrt{2}}{27\alpha_0^3}; \quad (16)$$

$$\psi'''(r_{0,\max}) = \frac{81}{8\sqrt{2}} k^3 \alpha_0^6.$$

Оценим размер $2\Delta r$ «почти горизонтального» отрезка фазовой функции (рис. 2).

Исходя из того, что фаза на нём меняется не более чем на π (более точно: $\psi(r_{0,\max} \pm \Delta r) = \psi(r_{0,\max}) \pm \pi / 2$) и формулы (13), находим, что (модуль не пишем, так как третья производная положительна)

$$\Delta r = \sqrt[3]{\frac{3\pi}{\psi'''(r_{0,\max})}}. \quad (17)$$

В первом приближении вычисления амплитуды примем фазу на этом отрезке *постоянной*, а остальную часть интервала интегрирования учитывать не будем:

$$\begin{aligned} \int_0^R A(r)e^{i\psi(r)} dr &\approx 2A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})} \Delta r = \\ &= 2A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})} \sqrt[3]{\frac{3\pi}{\psi'''(r_{0,\max})}} \approx \\ &\approx \frac{4,22A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})}}{\sqrt[3]{\psi'''(r_{0,\max})}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Более точное решение, причём для любого $1 < \gamma < 2$, получится, если действовать аналогично классическому методу стационарной фазы, т. е. расширяя пределы до бесконечных:

$$\begin{aligned} \int_0^R A(r)e^{i\psi(r)} dr &\approx \\ &\approx A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})} \int_0^R e^{i\psi''(r_{0,\max})(r-r_{0,\max})^3/6} dr \approx \\ &\approx A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\psi''(r_{0,\max})x^3/6} dx = \\ &= A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})} \sqrt[3]{\frac{6}{\psi''(r_{0,\max})}} \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \frac{\cos t}{t^{2/3}} dt \approx \\ &\approx \frac{2,81A(r_{0,\max}) e^{i\psi(r_{0,\max})}}{\sqrt[3]{\psi''(r_{0,\max})}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Последнее равенство в (19) получено с учётом равенства $\int_0^{\infty} t^{-2/3} \cos t dt = \sqrt{3}\Gamma(1/3)/2$ [31]. Таким образом, результат (18), очевидно, является приближением с избытком.

За пределами окрестности фокуса если две стационарные точки r_{01} и r_{02} не слишком близки, то для каждой точки по отдельности можно использовать формулу (5) с учётом, что знаки второй производной в стационарных точках противоположны. Пределы интегрирования у слагаемых будут $[0; (r_{01} + r_{02}) / 2]$ и $[(r_{01} + r_{02}) / 2; R]$.

Найдём критерий близости стационарных точек. Будем считать, что стационарные точки близки, если перекрываются их окрестности малого изменения фазы:

$$r_{01} + \Delta r_1 > r_{02} - \Delta r_2. \tag{20}$$

Рассуждая подобно выводу формулы (17), получим, что

$$\Delta r_{1,2} = \sqrt{\pi / |\Psi''(r_{01,2})|}. \tag{21}$$

Если же корни близки, то для соблюдения непрерывности при переходе к точке фокуса возьмём взвешенную сумму результата по формуле (5) и результата по формуле (18) или (19). Вес первого слагаемого возьмём равным $(r_{02} - r_{01}) / (\Delta r_1 + \Delta r_2)$, а второй вес будет дополнением до единицы.

Для $\gamma = 3/2$ мы можем получить более явные количественные результаты. Длина прямолинейного участка по (17) равна $\Delta r = (2 / 3k\alpha_0^2) \cdot \sqrt[3]{\pi} \cdot \sqrt[6]{2}$. Тогда в (18) получим:

$$\int_0^R A(r)e^{i\Psi(r)} dr \approx \frac{4\sqrt[3]{\pi}\sqrt[6]{2}}{3k\alpha_0^2} A(r_{0,\max}) e^{i\Psi(r_{0,\max})}. \tag{22}$$

Соответственно, (19) превратится в

$$\int_0^R A(r)e^{i\Psi(r)} dr \approx \frac{2\Gamma(1/3)\sqrt[6]{6}}{9k\alpha_0^2} A(r_{0,\max}) e^{i\Psi(r_{0,\max})}. \tag{23}$$

Стационарные точки будут считаться близкими (смотри условие (20)), если выполнено неравенство

$$\Delta z < \frac{\sqrt[3]{2\pi^2/9}}{k\alpha_0}. \tag{24}$$

Неравенство (24) получено в предположении, что $\Delta z / z_{\max}$ мало, что эквивалентно требованию, чтобы была мала величина $\alpha_0^2 \cdot \sqrt[3]{81\pi^2/4} \approx 5,847\alpha_0^2$.

Выясним, насколько больше будет амплитуда в точке фокуса по сравнению с амплитудой на границе области близости стационарных точек. Не учитывая в (2) внеинтегральных слагаемых и считая множители при интеграле примерно равными, мы можем сравнить только значения интегралов. Значение в точке фокуса дано формулой (23). Значение на границе, очевидно, равно сумме вкладов обеих стационарных точек. Пользуясь тем, что на границе области точка $r_{0,\max}$ лежит посередине между стационарными точками, можно доказать, что при предположениях из неравенства (24) множители $A(r)e^{i\Psi(r)} \sqrt{2/|\Psi''(r)|}$ в результирующем выражении при использовании метода стационарной фазы можно считать одинаковыми. При этом множители без производной берутся в

точке $r_{0,\max}$, а вторые производные – в самих стационарных точках. Они равны по модулю, но противоположны по знаку: $\Psi''(r_{02}) \approx -\Psi''(r_{01}) \approx \frac{27k^2\alpha_0^{9/2}}{4\sqrt{2}} \sqrt{k\Delta z}$.

Заметим, что равенство приближённое, так как фазовая функция в отличие от кривой (10) не становится симметричной относительно точки $r_{0,\max}$.

Для оценки используем классический метод стационарной фазы. Из-за разных знаков второй производной общий вклад двух стационарных точек будет не в два, а только в $\sqrt{2}$ раза больше, чем одной точки. Если учесть, что на границе области неравенство (24) превращается в равенство, значение интеграла равно

$$\int_0^R A(r)e^{i\Psi(r)} dr \approx \frac{2\sqrt[3]{4\pi/3}}{3k\alpha_0^2} A(r_{0,\max}) e^{i\Psi(r_{0,\max})}. \tag{25}$$

Поделив величины из (23) и (25), получим, что амплитуда в точке фокуса превышает амплитуду на границе области близости в $\Gamma(1/3) / (\sqrt[3]{\pi} \cdot \sqrt[6]{6}) \approx 1,357$ раза. Таким образом, пик в фокусе не очень острый.

Для других значений γ из данного диапазона принципиально ничего не меняется, кроме, может быть, участков вблизи 1 или 2. Существенным качеством отличием, хотя количественно оно, возможно, не очень велико, будет отсутствие симметрии стационарных точек относительно позиции, соответствующей фокусу.

1.2. Распределение в области тени

Рассмотрим теперь вычисления в области тени справа, когда $z > z_{\max}$. Это более сложная задача по сравнению с тенью от наличия входного зрачка. В случае тени от зрачка можно использовать модифицированный метод стационарной фазы, который, в отличие от классического, не требует нахождения стационарной точки внутри отрезка интегрирования. Правда, точность приближения будет падать при продвижении вглубь области тени. В рассматриваемом случае в тени стационарной точки нет, но она есть вне области тени, в отличие от $\gamma = 1$, $\alpha_0 \geq 1$, где её нет ни в какой ситуации. Поэтому желательно при вычислениях сохранить непрерывность перехода.

Самым простым способом, который должен работать вблизи границы тени, является *формальная* подстановка в выражение (5) *невещественного* значения r_0 . Вид формулы при этом не изменится, но нельзя будет считать, что множитель $e^{i\Psi(r_0)}$ равен по модулю единице.

Если не заходить в область тени слишком далеко, то задача упрощается: в окрестности максимума кривую (10) приближаем параболой, что позволит получить явную, хотя и приближённую формулу, аналогичную (15), при произвольном γ .

Можно показать, что при надлежащем выборе знака мнимой части при извлечении корня амплитуда в теневой области (без учёта внеинтегральных слагаемых) убывает экспоненциально с ростом расстоя-

ния от границы тени. Это аналогично случаю $\gamma = 1$, $\alpha_0 > 1$ [32].

2. Осевое распределение для параболической линзы при освещении плоской волной

Для данного частного случая функция ($\gamma = 2$) $z(r_0)$ имеет вид:

$$z^2 = \frac{1}{4k^2\alpha_0^4} - r_0^2. \tag{26}$$

Графиком для (26) является парабола с вершиной на оси $r_0 = 0$ (рис. 3).

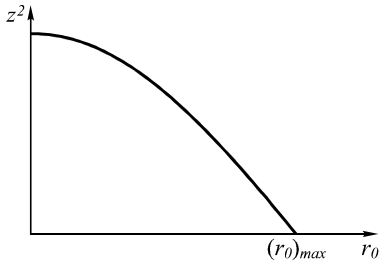


Рис. 3. Функция зависимости стационарной точки r_0 и расстояния z при $\gamma = 2$

При заданном z может быть одна или ни одной стационарной точки. Явное решение даётся выражением

$$r_0 = \sqrt{\frac{1}{4k^2\alpha_0^4} - z^2}. \tag{27}$$

Максимальное значение равно $r_{0,max} = 1/2k\alpha_0^2$. Если радиус входного зрачка R меньше этой величины, то появится область тени *вблизи* оптического элемента. Так же, как в диапазоне $1 < \gamma < 2$, при любом радиусе R будет тень в области $z > z_{max} = 1/2k\alpha_0^2$. Граница тени соответствует кратному корню, вторая производная фазовой функции равна нулю, но, в отличие от диапазона $1 < \gamma < 2$, при применении метода стационарной фазы бесконечной амплитуды не будет даже формально. Дело в том, что граница тени достигается при стационарной точке, равной нулю, и дробь сокращается. Дадим явные выражения с учётом того, что при $\gamma = 2$ медленно меняющийся множитель равен $r/\sqrt{r^2 + z^2}$:

$$\left. \begin{aligned} \Psi''(r_0) &= 2k^2\alpha_0^2(1 - 4k^2\alpha_0^4z^2) \\ A(r_0) &= r_0 / \sqrt{r_0^2 + z^2} = \\ r_0 \cdot 2k\alpha_0^2 &= \sqrt{1 - 4k^2\alpha_0^4z^2} \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{A(r_0)}{\sqrt{\Psi''(r_0)}} = \tag{28}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2k\alpha_0}} = \text{const}.$$

Подстановка в (5) даёт следующий результат:

$$E(0, 0, z) = E_{\gamma=2}(z) - 2ik\alpha_0z \exp[-i\Psi(r_0)] \int_{t_1}^{t_2} \exp(it^2) dt, \tag{29}$$

где $t_1 = -r_0\sqrt{|\Psi''(r_0)|/2}$, $t_2 = (R - r_0)\sqrt{|\Psi''(r_0)|/2}$.

Таким образом, при применении модифицированного метода стационарной фазы амплитуда в данной точке не только не будет формально бесконечной, но будет (без учёта внеинтегральных слагаемых) *равна нулю*, так как оба предела интегрирования будут равны нулю. Пренебрегая краевыми слагаемыми, получаем *линейный* рост амплитуды, если иметь в виду линию узлов.

Если мы захотим найти более точное (не равное нулю) значение амплитуды вблизи «фокуса», то можно рассуждать, как в начале раздела 1.1. Отличие от раздела 1.1 в том, что третья производная в точке $r_0 = 0$ тоже равна нулю, поэтому придётся использовать четвёртую производную и фазу представлять в виде $\Psi(r) \approx \Psi(r_0) + \Psi^{IV}(r_0)(r - r_0)^4/24$. Размер Δr «почти горизонтального» отрезка фазовой функции равен

$$\Delta r = \sqrt[4]{\frac{12\pi}{f^{IV}(r_0)}} = \sqrt[4]{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{1}{k\alpha_0^{3/2}}. \tag{30}$$

Медленно меняющийся множитель $r/\sqrt{r^2 + z^2}$ нельзя вынести за знак интеграла даже в первом приближении (получится нуль), но, как и в 1.1, примем фазу на этом отрезке *постоянной*, а остальную часть интервала интегрирования учитывать не будем:

$$\int_0^R \frac{r}{\sqrt{r^2 + z^2}} e^{i\Psi(r)} dr \approx \frac{e^{i\Psi(r_0)}}{z_{max}} \cdot \int_0^{\Delta r} r dr = \tag{31}$$

$$= e^{i\Psi(r_0)} \sqrt{\pi/2} \cdot \frac{1}{k\alpha_0}.$$

В последнем равенстве подставлены явные выражения для z_{max} и Δr . То есть вблизи границы тени имеем

$$E(0, 0, z) = E_{\gamma=2}(z) - ik\sqrt{2\pi}\alpha_0z \exp[-i\Psi(r_0)]. \tag{32}$$

Последнее слагаемое в (32) оказалось не так уж мало, как мы ожидали, – по модулю оно только в $\sqrt{2}$ раза меньше, чем получилось бы по (29) в классическом методе стационарной фазы.

В области тени мы может действовать так же, как в 1.2, подставляя не вещественные значения r_0 , тем более имеется явная формула (27). Вблизи границы тени это даст непрерывный переход. Если же идти далее вглубь области тени, то, начиная с некоторого места, в (29) основной вклад начнут давать первые два внеинтегральных слагаемых.

3. Результаты численного моделирования

При численном моделировании выполнялось сравнение действия аксикона ($\gamma = 1$), фраксикона ($\gamma = 1,5$) и параболической линзы ($\gamma = 2$) для высоких значений числовой апертуры. Расчёт выполнялся на основе численного интегрирования по формулам Рэлея–Зоммерфельда без каких-либо приближений.

Значение параметра α_0 в каждом случае выбиралось в соответствии с заданной максимальной числовой апертурой оптического элемента NA_{max} :

$$\alpha_0 = \left[\frac{NA_{max}}{\gamma(kR)^{\gamma-1}} \right]^{\frac{1}{\gamma}}, \gamma \geq 1, \tag{33}$$

где R – радиус оптического элемента.

Численное моделирование выполнялось при следующих расчётных параметрах: $\lambda = 1$ мкм, максимальное значение числовой апертуры $NA_{\max} = 0,95$, радиус $R = 10\lambda$.

На рис. 4 приведены результаты дифракции ограниченного плоского пучка на микроэлементах при различных значениях γ .

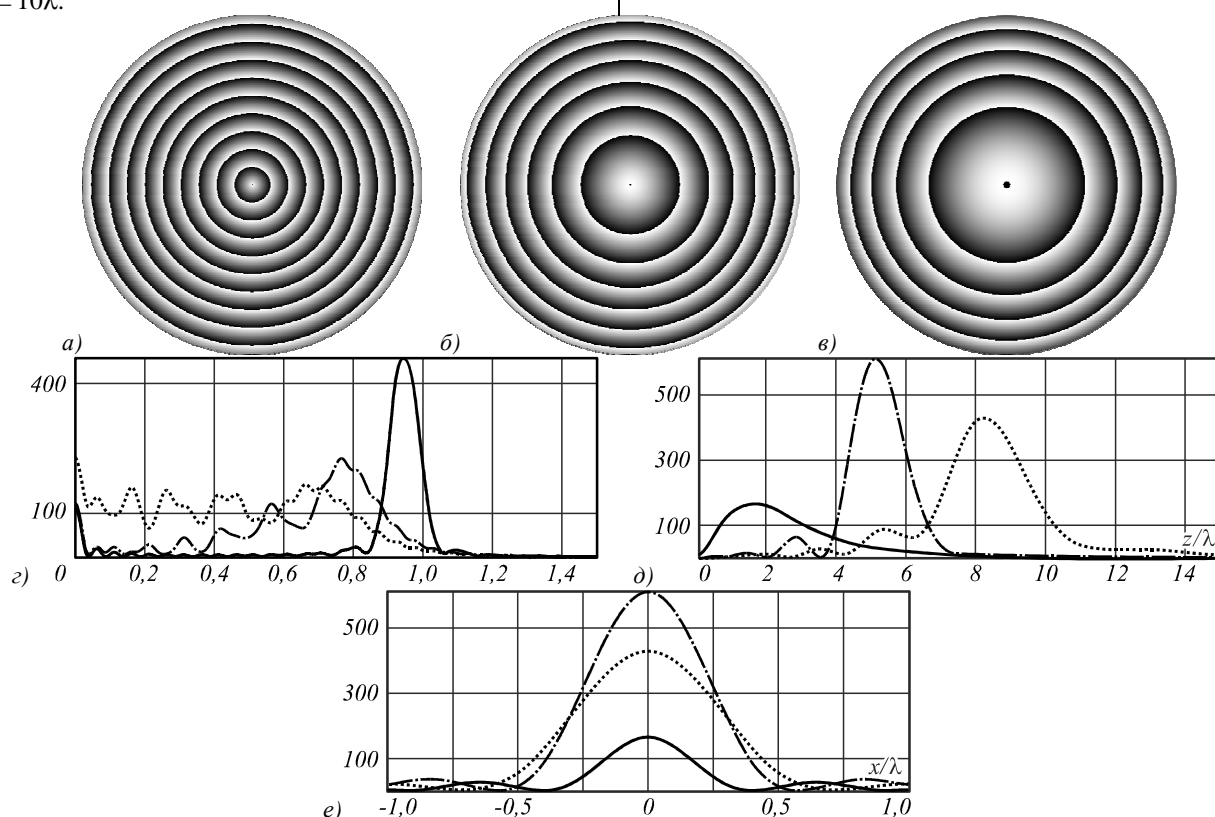


Рис. 4. Фаза фраксикона при (а) $\gamma = 1$, $\alpha_0 = 0,95$, (б) $\gamma = 1,5$, $\alpha_0 = 0,185$, (в) $\gamma = 2$, $\alpha_0 = 0,087$ и соответствующие пространственные спектральные распределения (з), а также распределения интенсивности вдоль оптической оси (д) и в плоскости максимального значения (е) ($\gamma = 1$ – сплошная линия, $\gamma = 1,5$ – штрихпунктирная линия, $\gamma = 2$ – точечная линия)

Как видно из рис. 4а–в, частота кольцевых линий для аксикона равномерная, в то время как для фраксикона $\gamma > 1$ и линзы сгущается на периферии. Из пространственных спектров хорошо видно, что фраксикон занимает промежуточное положение между линзой, спектр которой почти равномерно распределён в диапазоне частот от 0 до 0,8, и аксиконом, спектр которого сосредоточен около частоты 0,95.

Из продольного распределения интенсивности видно, что в непараксиальном режиме возможна ситуация, когда фраксикон обеспечивает лучшую концентрацию энергии, чем линза (рис. 4д). При этом в плоскости максимальной интенсивности размер фокального пятна оказывается меньше, чем у линзы (рис. 4е): диаметр светового пятна линзы по уровню полуспада интенсивности для линзы равен $0,62\lambda$ на расстоянии $z = 8,25\lambda$, для фраксикона – $0,51\lambda$ на расстоянии $z = 5,14\lambda$, для аксикона – $0,38\lambda$ на расстоянии $z = 1,7\lambda$.

Для параболической линзы в разделе 2 была получена оценка правой границы светового отрезка, которую можно считать фокусным расстоянием $z_{\max} = 1/(2k\alpha_0^2)$. Для рассмотренных параметров получается $z_{\max} = 10,5\lambda$, что на 27 % больше полученной численно.

Для фраксикона можно воспользоваться формулой (11), из которой плоскость максимальной интенсивности предсказывается на расстоянии $z_{\max} = 5,54\lambda$, что на 8 % больше полученной численно.

В работе [30] был рассмотрен аксикон в непараксиальном случае и получено выражение для границы светового отрезка, которое совпало с известной формулой длины формируемого аксиконом светового отрезка [33] $z_{\max} = R\sqrt{1-\alpha_0^2}/\alpha_0$. Используя эту формулу, можно примерно определить расстояние максимума интенсивности, которое для рассмотренных параметров $z_{\max} = 3,28\lambda$, что почти в 2 раза больше, чем полученное численно.

Такое завышенное значение теоретических оценок связано с тем, что они предсказывают не положение максимальной интенсивности, а границу начала тени, которая находится правее максимума.

Заметим, однако, что параболическая линза не является оптимальной для фокусировки излучения в непараксиальном случае. Известно, что наилучшую фокусировку обеспечивает безабберационная (гиперболическая) линза:

$$\tau_{\text{линс}}(r) = \exp\left(-ik\sqrt{r^2 + f^2}\right), \tag{34}$$

где f – фокусное расстояние.

На рис. 5 приведены результаты фокусировки плоского пучка, ограниченного радиусом $R = 10\lambda$ микролинзой (34) при различных значениях фокусного расстояния. Фокусы были выбраны так, чтобы соответствовать расстояниям максимальной интенсивности рассмотренных выше элементов: $f = 1,7\lambda$. (рис. 5а), $f = 5,14\lambda$

(рис. 5б), $f = 8,25\lambda$ (рис. 5в). Из сравнения рис. 4а–в и 5а–в видно, что структура фазы элементов, концентрирующих излучение на заданных плоскостях, очень похожа, вплоть до преобразования гиперболической линзы (34) в аксикон при малых значениях фокусного расстояния f .

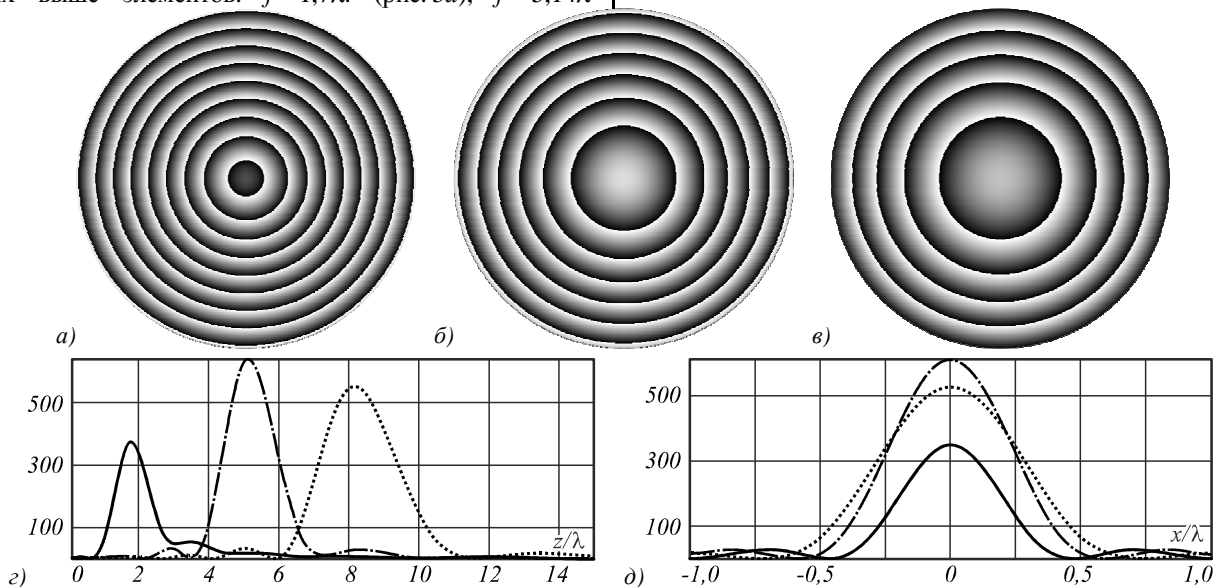


Рис. 5. Фаза гиперболической линзы (34) при (а) $f = 1,7\lambda$, (б) $f = 5,14\lambda$, (в) $f = 8,25\lambda$ и соответствующие распределения интенсивности (z) вдоль оптической оси и (d) в плоскостях фокусов ($f = 1,7\lambda$ – сплошная линия, $f = 5,14\lambda$ – штрихпунктирная линия, $f = 8,25\lambda$ – точечная линия)

Из сравнения продольного распределения интенсивности (рис. 4д и рис. 5z) видно, что линза (34) обеспечивает лучшую концентрацию энергии, чем рассмотренные выше микроэлементы. Однако с размером светового пятна ситуация неоднозначная. Диаметр светового пятна гиперболической линзы с $f = 1,7\lambda$ равен $0,42\lambda$, что на 10 % больше, чем у аксикона при двукратном увеличении интенсивности. Результаты для линзы (34) и фраксикона с $\gamma = 1,5$ очень близки как по концентрации энергии, так и по размеру светового пятна (для $f = 5,14\lambda$ размер светового пятна равен $0,514\lambda$, что на 1 % больше при росте интенсивности на 4 %). Для фокуса $f = 8,25\lambda$ размер светового пятна такой же, как у параболической линзы $0,62\lambda$ при увеличении интенсивности на 20 %.

Таким образом, можно сделать вывод, что в непараксиальной области фраксикон с показателем степени из середины диапазона $1 < \gamma < 2$ фактически является аналогом гиперболической линзы, оптимально фокусирующей падающее излучение. Заметим при этом, что при использовании фраксикона обеспечивается более резкая тень справа от максимума, чем при гиперболической линзе (ср. рис. 4д и 5z).

Заключение

В работе рассмотрено действие фраксикона как переходного элемента между параболической линзой и аксиконом в непараксиальной волновой модели.

На основе модифицированного метода стационарной фазы получены приближённые аналитические

выражения для распределения комплексной амплитуды на оптической оси при дифракции плоской волны на фраксиконе с показателем степени $1 < \gamma < 2$.

Численное моделирование показало, что при высоких числовых апертурах фраксикон с показателем степени, близким к $3/2$, фактически является аналогом гиперболической линзы, оптимально фокусирующей падающее излучение.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ и гранта РФФИ 13-07-97004-р_поволжье_a.

Литература

1. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – V. 44. – P. 592-597.
2. **Fujiwara, J.** Optical properties of conic surfaces. I. Reflecting cone / J. Fujiwara // Journal of the Optical Society of America. – 1962. – Vol. 52. – P. 287-292.
3. **Sochacki, J.** Annular-aperture logarithmic axicon / J. Sochacki, Z. Jaroszewicz, L.R. Staronski and A. Kolodziejczyk // Journal of the Optical Society of America A. – 1993. – Vol. 10. – P. 1765-1768.
4. **Jaroszewicz, Z.** Apodized annular-aperture logarithmic axicon: smoothness and uniformity of the intensity distribution / Z. Jaroszewicz, J. Sochacki, A. Kolodziejczyk and L.R. Staronski // Optics Letters. – 1993. – Vol. 18. – P. 1893-1895.

5. **Golub, I.** Characterization of a refractive logarithmic axicon / I. Golub, B. Chebbi, D. Shaw, and D. Nowacki // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – P. 2828-2830.
6. **Sochacki, J.** Nonparaxial design of generalized axicons / J. Sochacki, A. Kołodziejczyk, Z. Jaroszewicz and S. Bará // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31. – P. 5326-5330.
7. **Davidson, N.** Holographic axilens: high resolution and long focal depth / N. Davidson, A.A. Friesem and E. Hasman // *Optics Letters*. – 1991. – Vol. 16, Issue 7. – P. 523-525.
8. **Koronkevich, V.P.** Lensacon / V.P. Koronkevich, I.A. Mikhaltsova, E.G. Churin and Yu.I. Yurlov // *Applied Optics*. – 1993. – Vol. 34, Issue 25. – P. 5761-5772.
9. **Parigger, C.** Spherical aberration effects in lens axicon doublets: theoretical study / C. Parigger, Y. Tang, D.H. Plemmons [et al.] // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36(31). – P. 8214-8221.
10. **Хонина, С.Н.** Линзакон: непараксиальные эффекты / С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский // *Оптический журнал*. – 2011. – Т. 78, № 11. – С. 44-51.
11. **Bin, Z.** Diffraction property of an axicon in oblique illumination / Z. Bin and L. Zhu // *Applied Optics*. – 1998. – Vol. 37. – P. 2563-2568.
12. **Burvall, A.** Axicon imaging by scalar diffraction theory / A. Burvall. – PhD thesis, Stockholm, 2004.
13. **Хонина, С.Н.** Применение аксиконов в изображающих системах для увеличения глубины фокуса / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // *Известия Самарского научного центра РАН*. – 2011. – Т. 13, № 6. – С. 7-15.
14. **Van Heel, A.C.S.** Modern alignment devices // *Advanced Optical Techniques*; Ed. By A.C.S. Van Heel. – North-Holland, 1967. – P. 319.
15. **Wang, K.** Influence of the incident wave-front on intensity distribution of the nondiffracting beam used in large-scale measurement / K. Wang, L. Zeng, and Ch. Yin // *Optics Communications*. – 2003. – Vol. 216. – P. 99-103.
16. **Fortin, M.** Optical tests with Bessel beam interferometry / M. Fortin, M. Piché and E.F. Borra // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 2(24). – P. 5887-5895.
17. **Reichelt, S.** Self-calibration of wavefront testing interferometers by use of diffractive elements / S. Reichelt, H. Tiziani and H. Zappe // *Proceeding of SPIE*. – 2006. – Vol. 6292. – P. 629205-10.
18. **Arimoto, R.** Imaging properties of axicon in a scanning optical system / R. Arimoto, C. Saloma, T. Tanaka and S. Kawata // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31(31). – P. 6653-6657.
19. **Lu, J.** Diffraction-limited beams and their applications for ultrasonic imaging and tissue characterization / J. Lu and J.F. Greenleaf // *Proceeding of SPIE*. – 1992. – Vol. 1733. – P. 92-119.
20. **Ding, Z.** High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J.S. Nelson and Z. Chen // *Optics Letters*. – 2002. – Vol. 27. – P. 243-245.
21. **Leitgeb, R.A.** Extended focus depth for Fourier domain optical coherence microscopy / R.A. Leitgeb, M. Villiger, A.H. Bachmann, L. Steinmann and T. Lasser // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31, Issue 16. – P. 2450-2452.
22. **Lee, K.-S.** Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range / K.-S. Lee and J.P. Rolland // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33(15). – P. 1696-1698.
23. **Arlt, J.** Optical micromanipulation using a Bessel light beams / J. Arlt [et al.] // *Optics Communications*. – 2001. – V. 197. – P. 239-245.
24. **Garces-Chavez, V.** Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self reconstructing light beam / V. Garces-Chavez [et al.] // *Nature*. – 2002. – V. 419. – P. 145-147.
25. **Khonina, S.N.** DOE for optical micromanipulation / S.N. Khonina, R.V. Skidanov, A.A. Almazov, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.V. Volkov // *Proceedings of SPIE: Lasers and Measurements*. – 2004. – V. 5447. – P. 304-311.
26. **Shao, B.** Size tunable three-dimensional annular laser trap based on axicons / B. Shao, S.C. Esener, J.M. Nascimento, M.W. Berns, E.L. Botvinick and M. Ozkan // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – P. 3375-3377.
27. **Хонина, С.Н.** Фраксикон – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 401-411.
28. **Устинов, А.В.** Геометрооптический анализ обобщённой рефракционной линзы / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // *Известия Самарского научного центра РАН*. – 2012. – Т. 14(4). – С. 28-37.
29. **Устинов, А.В.** Обобщённая линза: анализ осевого и поперечного распределения / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 307-315.
30. **Устинов, А.В.** Анализ дифракции плоского пучка на рассеивающем фраксиконе в непараксиальном режиме / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 42-50.
31. **Диткин, В.А.** Интегральные преобразования и операционное исчисление / В.А. Диткин, А.П. Прудников. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961. – 524 с.
32. **Устинов, А.В.** Анализ дифракции лазерного излучения на аксиконе с числовой апертурой выше предельной / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 213-222.
33. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli and J.H. Eberly // *Physics Review Letters*. – 1987. – V. 58, Issue 15. – P. 1499-1501.

References

1. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // *Journal of the Optical Society of America*. – 1954. – V. 44. – P. 592-597.
2. **Fujiwara, J.** Optical properties of conic surfaces. I. Reflecting cone / J. Fujiwara // *Journal of the Optical Society of America*. – 1962. – Vol. 52. – P. 287-292.
3. **Sochacki, J.** Annular-aperture logarithmic axicon / J. Sochacki, Z. Jaroszewicz, L.R. Staronski and A. Kolodziejczyk // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1993. – Vol. 10. – P. 1765-1768.
4. **Jaroszewicz, Z.** Apodized annular-aperture logarithmic axicon: smoothness and uniformity of the intensity distribution / Z. Jaroszewicz, J. Sochacki, A. Kolodziejczyk and L.R. Staronski // *Optics Letters*. – 1993. – Vol. 18. – P. 1893-1895.
5. **Golub, I.** Characterization of a refractive logarithmic axicon / I. Golub, B. Chebbi, D. Shaw, and D. Nowacki // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – P. 2828-2830.
6. **Sochacki, J.** Nonparaxial design of generalized axicons / J. Sochacki, A. Kolodziejczyk, Z. Jaroszewicz and S. Bará // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31. – P. 5326-5330.
7. **Davidson, N.** Holographic axilens: high resolution and long focal depth / N. Davidson, A.A. Friesem and E. Hasman // *Optics Letters*. – 1991. – Vol. 16, Issue 7. – P. 523-525.
8. **Koronkevich, V.P.** Lensacon / V.P. Koronkevich, I.A. Mikhaltsova, E.G. Churin and Yu.I. Yurlov // *Applied Optics*. – 1993. – Vol. 34, Issue 25. – P. 5761-5772.
9. **Parigger, C.** Spherical aberration effects in lens axicon doublets: theoretical study / C. Parigger, Y. Tang, D.H. Plemmons [et al.] // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36(31). – P. 8214-8221.
10. **Khonina, S.N.** The lensacon: nonparaxial effects / S.N. Khonina, N. L. Kazanskii, A. V. Ustinov, S. G. Volotovskiy // *Journal of Optical Technology*. – 2011. – Vol. 78 (11). – P. 724-729.
11. **Bin, Z.** Diffraction property of an axicon in oblique illumination / Z. Bin and L. Zhu // *Applied Optics*. – 1998. – Vol. 37. – P. 2563-2568.
12. **Burvall, A.** Axicon imaging by scalar diffraction theory / A. Burvall. – PhD thesis, Stockholm, 2004.
13. **Khonina, S.N.** Axicons application in imaging systems for increasing depth of focus / S.N. Khonina, D.A. Savelyev // *Bulletin of Samara Scientific Center of RAS*. – 2011. – Vol. 13(6). – P. 7-15. – (In Russian).
14. **Van Heel, A.C.S.** Modern alignment devices // *Advanced Optical Techniques*; Ed. By A.C.S. Van Heel. – North-Holland, 1967. – P. 319.
15. **Wang, K.** Influence of the incident wave-front on intensity distribution of the nondiffracting beam used in large-scale measurement / K. Wang, L. Zeng, and Ch. Yin // *Optics Communications*. – 2003. – Vol. 216. – P. 99-103.
16. **Fortin, M.** Optical tests with Bessel beam interferometry / M. Fortin, M. Piché and E.F. Borra // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 2(24). – P. 5887-5895.
17. **Reichelt, S.** Self-calibration of wavefront testing interferometers by use of diffractive elements / S. Reichelt, H. Tiziani and H. Zappe // *Proceeding of SPIE*. – 2006. – Vol. 6292. – P. 629205-10.
18. **Arimoto, R.** Imaging properties of axicon in a scanning optical system / R. Arimoto, C. Saloma, T. Tanaka and S. Kawata // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31(31). – P. 6653-6657.
19. **Lu, J.** Diffraction-limited beams and their applications for ultrasonic imaging and tissue characterization / J. Lu and J.F. Greenleaf // *Proceeding of SPIE*. – 1992. – Vol. 1733. – P. 92-119.
20. **Ding, Z.** High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J.S. Nelson and Z. Chen // *Optics Letters*. – 2002. – Vol. 27. – P. 243-245.
21. **Leitgeb, R.A.** Extended focus depth for Fourier domain optical coherence microscopy / R.A. Leitgeb, M. Villiger, A.H. Bachmann, L. Steinmann and T. Lasser // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31, Issue 16. – P. 2450-2452.
22. **Lee, K.-S.** Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range / K.-S. Lee and J.P. Rolland // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33(15). – P. 1696-1698.
23. **Arlt, J.** Optical micromanipulation using a Bessel light beams / J. Arlt [et al.] // *Optics Communications*. – 2001. – V. 197. – P. 239-245.
24. **Garces-Chavez, V.** Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self reconstructing light beam / V. Garces-Chavez [et al.] // *Nature*. – 2002. – V. 419. – P. 145-147.
25. **Khonina, S.N.** DOE for optical micromanipulation / S.N. Khonina, R.V. Skidanov, A.A. Almazov, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.V. Volkov // *Proceedings of SPIE: Lasers and Measurements*. – 2004. – V. 5447. – P. 304-311.
26. **Shao, B.** Size tunable three-dimensional annular laser trap based on axicons / B. Shao, S.C. Esener, J.M. Nascimento, M.W. Berns, E.L. Botvinick and M. Ozkan // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – P. 3375-3377.
27. **Khonina, S.N.** Fractional axicon as a new type of diffractive optical element with conical focal region / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy // *Precision Instrument and Mechanology*. – 2013. – Vol. 2, Iss. 4. – PP. 132-143.
28. **Ustinov, A.V.** Geometroptic analysis of generalized refractive lenses / A. V. Ustinov, S. N. Khonina // *Bulletin of Samara Scientific Center of RAS*. – 2012. – V. 14(4). – P. 28-37. – (In Russian).
29. **Ustinov, A.V.** Generalized lens: calculation of distribution on the optical axis / A.V. Ustinov, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2013. – V. 37(3). – P. 307-315. – (In Russian).

30. **Ustinov, A.V.** Analysis of flat beam diffraction by divergent fracxicon in nonparaxial mode / A.V. Ustinov, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2014. – V. 38(1). – P. 42-50. – (In Russian).
31. **Ditkin, V.A.** Integral transforms and operational calculus / V.A. Ditkin and A.P. Prudnikov. – Moscow: "Fizmatlit" Publisher, 1961. – Charters VII, VIII. – (In Russian).
32. **Ustinov, A.V.** Analysis of laser beam diffraction by axicon with the numerical aperture above limiting / A.V. Ustinov, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2014. – Vol. 38(2). – P. 213-222. – (In Russian).
33. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli and J.H. Eberly // *Physics Review Letters*. – 1987. – V. 58, Issue 15. – P. 1499-1501.

FRACXICON AS HYBRID ELEMENT BETWEEN THE PARABOLIC LENS AND THE LINEAR AXICON

A.V. Ustinov, S.N. Khonina

Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University

Abstract

In previous studies we shown on the basis of the geometrical-optical analysis that the fracxicon (generalized optical element of the parabolic lens and the linear axicon) formally produces an infinitely large value of the intensity on the optical axis. Within frame of the paraxial wave model this caustic effect was not found. In this paper, we consider plane wave diffraction on the fracxicon in nonparaxial wave model and we show that at high numerical aperture the fracxicon with an exponent close to $3/2$, is actually analogue of the hyperbolic lens optimally focusing incident beam.

Key words: fracxicon, parabolic lens, axicon, hyperbolic lens, high numerical aperture.

Сведения об авторах



Устинов Андрей Владимирович, 1968 года рождения, в 1991 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика», работает ведущим программистом в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт систем обработки изображений РАН; является аспирантом Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). Область научных интересов: дифракционная оптика, разработка программ моделирования работы оптических элементов; обработка изображений, в частности, гидродинамических процессов и биомедицинских.

E-mail: andr@smr.ru.

Andrey Vladimirovich Ustinov, (b. 1968) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI), majoring in Applied Mathematics, works as the leading programmer in the Image Processing Systems Institute of the RAS; postgraduate student of Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Research interests: diffractive optics, software design for modeling of optical elements operating; images processing, particularly images of hydrodynamic processes and biomedical images.



Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений.

E-mail: khonina@smr.ru.

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing.

Поступила в редакцию 8 июня 2014 г.