

УДК 535.42

## СРАВНЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ РЕФРАКЦИОННЫМ АКСИКОНОМ ИМПУЛЬСОВ С РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ И ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ

© 2012 А. В. Метерко, С. Н. Хонина

Самарский государственный аэрокосмический университет  
имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет)

Выполнено моделирование методом конечных разностей во временной области фокусировки коротких и длинных световых пучков при использовании рефракционного аксикона. Показано, что длительность пучка не сказывается на усреднённой картине интенсивности в плоскости фокусировки, однако при использовании коротких импульсов может достигаться очень высокая пиковая мощность. Проведено сравнение численных результатов для различных типов поляризации падающих на аксикон пучков. Показано, что при острой фокусировке энергия перераспределяется между радиальным и продольным компонентами электрического поля, в то время как энергия азимутального компонента не изменяется.

*Рефракционный аксикон, фокусировка импульсных пучков, поляризация цилиндрических световых пучков, метод конечных разностей во временной области.*

### Введение

Проблема острой фокусировки пучка является одной из фундаментальных проблем оптики. Для изучения возможности дальнейшего уменьшения размера выходного пятна и получения сверхразрешения проводится множество исследований. Результаты в [1-3] показывают, что для острой фокусировки вместо традиционной линзы можно использовать рефракционный аксикон, позволяющий уменьшить размер выходного пятна при радиальной поляризации падающего пучка.

Данный эффект связан с тем, что при радиальной поляризации обеспечивается наилучшее перераспределение энергии в один компонент электрического поля (продольный), что обеспечивает фактически скалярный режим фокусировки (без уширения фокального пятна за счет влияния других компонентов).

Генерация радиально-поляризованных пучков осуществляется с помощью таких же устройств, что и генерация азимутально-поляризованных пучков [4, 5], которые используются для фокусировки в компактные кольцевые распределения и применяются в STED-технологиях [6, 7]. Поэтому фокусировка таких пучков представляет большой практический интерес.

Учитывая, что при острой фокусировке различных световых пучков может быть существенно усилен продольный компонент электрического поля [8], важно представлять, каково будет последующее преобразование такого поля оптическими элементами. В частности, актуальной является задача детектирования острогофокусированного излучения в сканирующих зондовых микроскопах [9-11].

В данной работе проведено сравнение численных результатов, полученных методом конечных разностей во временной области, для различных типов поляризации падающих на аксикон пучков. Заметим, что в указанных выше публикациях исследования для азимутальной и продольной поляризации не выполнялись.

Метод конечных разностей во временной области [12] является одним из наиболее точных подходов моделирования временных процессов в микрооптике и позволяет получать корректные результаты распространения и дифракции коротких импульсов. Актуальность исследования фокусировки коротких и ультракоротких световых импульсов связана с их широким использованием в многофотонной полимеризации с целью повышения разрешения при литографии [13, 14].

## Постановка задачи

Для моделирования распространения пучков был выбран пакет Меер, реализующий метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain - FDTD) решения уравнений Максвелла. Для уменьшения вычислительных затрат в задаче использовалась цилиндрическая симметрия, что позволило свести моделирование к двумерному случаю.

В пакете Меер происходит работа с пучками, факторизуемыми по времени и пространству. В качестве временного и пространственного распределений выбрано распределение Гаусса:

$$f(t) \approx \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2S_t^2}\right\}, \quad (1)$$

$$f(r) \approx \exp\left\{-\frac{r^2}{2S_r^2}\right\}. \quad (2)$$

Знак приближения указан потому, что оба распределения не соответствуют этой функции полностью, однако разница между распределением Гаусса и внутренними функциями пакета незначительна и не вносит искажений при генерации.

Генерируемый пучок имел длину волны  $\lambda = 1$  мкм. Рефракционный аксикон имел форму конуса, выбранный материал – стекло ( $n = 1,5$ ). Схема моделируемой области изображена на рис. 1. Отношение радиуса и высоты микроаксикона соответствует числовой апертуре  $NA \approx 0,4$  [15]. Хотя это не слишком высокая числовая апертура, после аксикона должен формироваться бесселевый световой пучок, имеющий достаточно узкий поперечный размер.

Здесь и далее для удобства пространственные величины приводятся в длинах волн  $\lambda$ , а временные – в периодах распространения рассматриваемого пучка  $T = \lambda/c$ , где  $c$  – скорость света.

Область моделирования имеет размеры: по радиусу  $r \in [0, 6l]$ , вдоль оптической оси  $z \in [-6l, 6l]$ . По краям области для предотвращения отражения расположен идеальный поглощающий слой толщиной  $2\lambda$ . Шаг дискретизации по пространству равен  $\lambda/25$ , по времени –  $\lambda/(50c)$ .

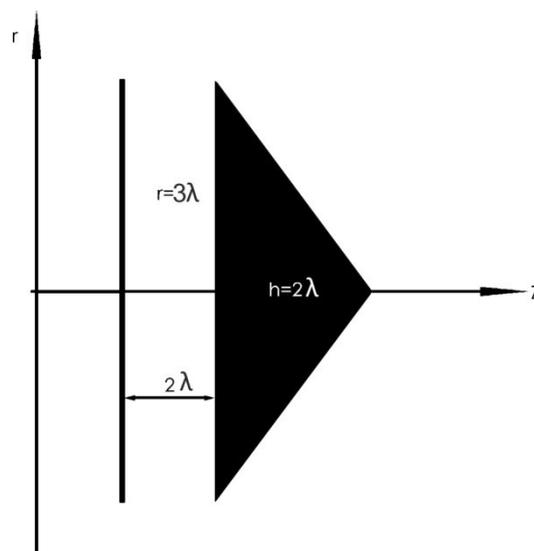


Рис. 1. Схема моделируемой области

Входной пучок варьировался по следующим параметрам:

- длительность –  $S_t = 2T$  и  $S_r = 200T$  во временном распределении;
- поляризация – радиальная ( $E_r$ ), азимутальная ( $E_\phi$ ) и продольная ( $E_z$ ).

В табл. 1-3 приведены результаты численного моделирования. В ходе моделирования были измерены и выведены интенсивности (общая и покомпонентная) в продольном распределении, а также построены графики продольного распределения интенсивности на оптической оси и поперечного распределения интенсивности в точке первого за аксиконом максимума, что позволило определить характеристики выходных (сфокусированных) распределений.

## Короткий импульс

Метод конечных разностей во временной области позволяет получать корректные результаты распространения и дифракции коротких импульсов на элементах микрооптики. Короткий импульс (длительностью  $< 1$  ps) является основой обеспечения высокой энергии для запуска нелинейных оптических процессов и исключения тепловых эффектов, которые трудно локализовать. Рассматривается импульс длительностью  $2\lambda/c$ , что соответ-

ствует нескольким фемтосекундам и относится к очень коротким импульсам. В табл. 1-3 приведены распределения в различные моменты времени при дифракции на мик-

роаксиконе Гауссова импульса с радиальной, продольной и азимутальной поляризациями соответственно.

Таблица 1. Результаты моделирования пучка при  $s_r = 2T$  с радиальной поляризацией

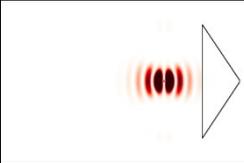
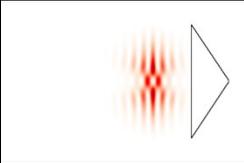
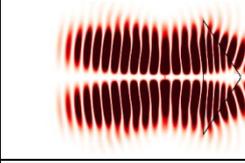
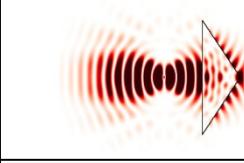
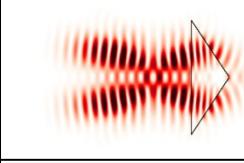
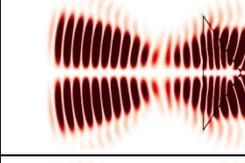
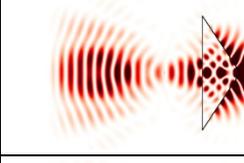
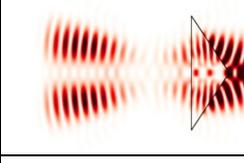
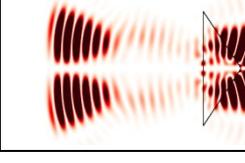
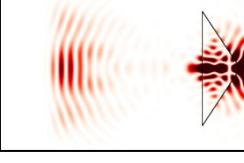
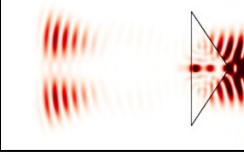
Время	$ E_r ^2$	$ E_z ^2$	$ E_r ^2 +  E_z ^2$
8T			
12T			
14T			
16T			

Таблица 2. Результаты моделирования пучка при  $s_r = 2T$  с продольной поляризацией

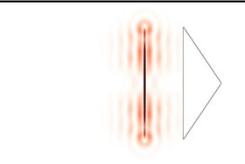
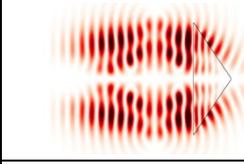
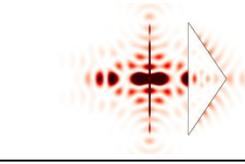
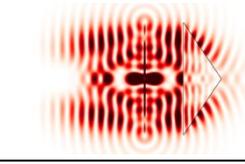
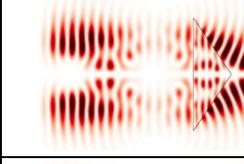
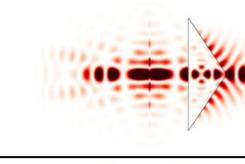
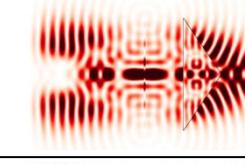
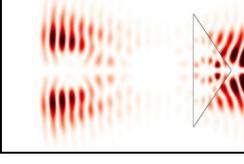
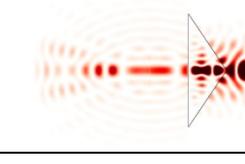
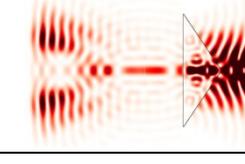
Время	$ E_r ^2$	$ E_z ^2$	$ E_r ^2 +  E_z ^2$
8T			
12T			
14T			
16T			

Таблица 3. Результаты моделирования пучка при  $S_t = 2T$  с азимутальной поляризацией

Время	$ E_j ^2$
8T	
12T	
14T	
16T	

Как видно из результатов, только пучок, имеющий изначально азимутальную поляризацию, сохранил её при распространении и дифракции на оптическом элементе (табл. 3). В то же время хорошо заметно перераспределение энергии между радиальным и продольным компонентами электрического поля (табл. 1 и 2). Азимутальный компонент в этом случае изначально отсутствует и не появляется.

На рис. 2 показаны усреднённые по времени картины интенсивности (усреднение выполнялось по четверти периода), полученные в поперечной плоскости непосредственно на выходе из аксикона для различных поляризаций падающего пучка. Как видно, при продольной поляризации на выходе оказывается очень мало энергии. Это связано с тем, что при таком типе поляризации пучок распространяется в основном перпендикулярно оптической оси.

Размеры сформированных фокальных распределений по полуспаду интенсивности оказались значительно меньше, чем можно достичь с помощью линзы с той же числовой апертурой. Для линзы  $FWHM=1,25\lambda$ , а данный аксикон фокусирует в световые и теньевые распределения в два раза меньшим поперечным размером.

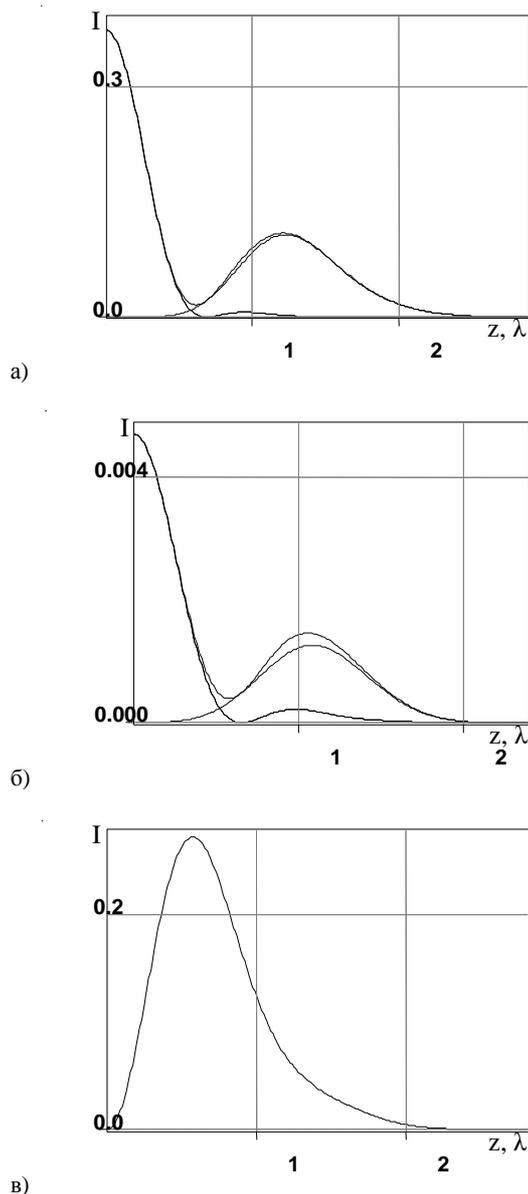


Рис. 2. График интенсивности в поперечной плоскости непосредственно на выходе из аксикона при а) радиальной ( $FWHM=0,571$ ), б) продольной ( $FWHM=0,561$ ) и в) азимутальной поляризациях ( $FWHM=0,551$ ): сплошная линия – полная интенсивность, пунктирная линия – интенсивность радиального компонента, точечная линия – интенсивность продольного компонента

### Продолжительный импульс

Рассматривается импульс длительностью  $200\lambda/c$ , что соответствует нескольким сотням фемтосекунд и относится к более длинным импульсам. В табл. 4-6 приведены распределения в различные моменты времени при дифракции на микроаксиконе Гауссова импульса с радиальной, продольной и азимутальной поляризациями соответственно.

Моменты времени для пучка с  $s_i = 200T$  были выбраны неравномерно (3T, 5T, 7T, 1000T) с целью показать, что через некоторое время после начала излучения картина распространения становится стационарной и не меняется со временем, за исключением возрастания интенсивности (постепенное включение

источника). Подобное поведение пучка характерно при использовании постоянного (CW) источника.

При этом усреднённые по времени картины интенсивности (усреднение проводилось как и в 2), полученные в поперечной плоскости непосредственно на выходе из аксикона для различных поляризаций падающего пучка, оказались такими же (с вычислительной точностью), что и для очень короткого импульса (рис. 2).

Заметим, что при одинаковой максимальной интенсивности пучков на поддержание удлинённого импульса будет потрачено значительно больше энергии (пропорционально увеличенной длительности).

Таблица 4. Результаты моделирования пучка при  $s_i = 200T$  с радиальной поляризацией

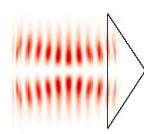
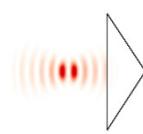
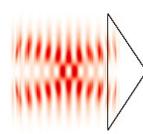
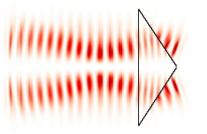
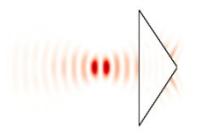
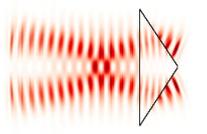
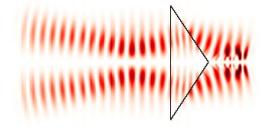
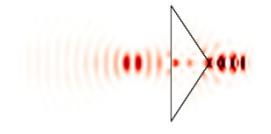
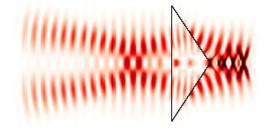
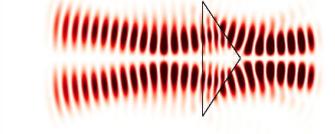
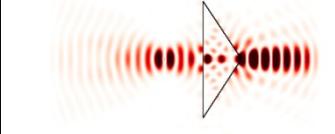
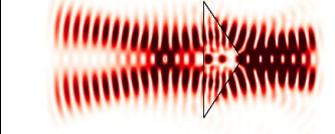
Время	$ E_r ^2$	$ E_z ^2$	$ E_r ^2 +  E_z ^2$
3T			
5T			
7T			
1000T			

Таблица 5. Результаты моделирования пучка при  $s_t = 200T$  с продольной поляризацией

Время	$ E_r ^2$	$ E_z ^2$	$ E_r ^2 +  E_z ^2$
3T			
5T			
7T			
1000T			

Таблица 6. Результаты моделирования пучка при  $s_t = 200T$  с азимутальной поляризацией

Время	$ E_j ^2$
3T	
5T	
7T	
1000T	

Отличие короткого и удлинённого импульсов состоит в большей протяжённости фокальной области вдоль оптической оси. На рис. 3 приведено мгновенное распределение полной осевой интенсивности (при радиальной поляризации падающего пучка) в моменты времени 15T и 1000T после включения сигнала. Короткий импульс (с  $s_t = 2T$ ) после 15T затухнет, а значит, нельзя будет получить распределение, соответствующее 1000T.

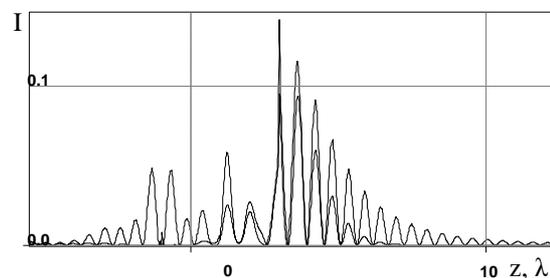


Рис. 3. График полной осевой интенсивности (при радиальной поляризации падающего пучка) в моменты времени 15T (толстая линия) и 1000T (тонкая линия)

### Заключение

В работе методом конечных разностей во временной области проведено моделирование фокусировки коротких и длинных световых пучков при использовании рефракционного аксикона. Показано, что длительность пучка не сказывается на усреднённой картине интенсивности в плоскости фокусировки, однако при использовании коротких импульсов может достигаться очень высокая пиковая мощность.

Хотя для фокусировки использовался аксикон с не очень большой числовой апертурой ( $NA \approx 0,4$ ), поперечные размеры фокальных распределений по полуспаду интенсивности оказались в два раза меньше, чем можно достичь с помощью линзы с той же числовой апертурой.

В случаях продольной и радиальной поляризаций азимутальный компонент отсутствует и не появляется при распространении пучка в пространстве. Энергия между радиальным и продольным компонентами при распространении и фокусировке частично перекачивается. В случае же азимутальной поляризации перераспределения энергии в другие компоненты не происходит.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 10-07-00109-а и гранта Минобрнауки по ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (соглашения № 8231).

### Библиографический список

1. Котляр, В. В. Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз [Текст] / В. В. Котляр, А. А. Ковалев, С. С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32. – №2. – С. 155-167.

2. Котляр, В. В. Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов [Текст] / В. В. Котляр, С. С. Ста-

феев // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33. – № 1. – С. 52-60.

3. Kotlyar, V. V. Sharp focus area of radially-polarized gaussian beam propagation through an axicon [Text] / V. V. Kotlyar, A. A. Kovalev, S. S. Stafeyev // Progress in Electromagnetics Research C. – 208. – V.5. – P. 35-43.

4. Карпеев, С. В. Простой способ генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения, основанный на применении ДОЭ [Текст] / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35. – № 1. – С. 54-62.

5. Khonina, S. N. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter [Text] / S. N. Khonina, S. V. Karpeev, S. V. Alferov // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37. – No. 12. – P. 2385-2387.

6. Strategies to maximize the performance of a STED microscope [Text] / S. Galiani, B. Harke, G. Vicidomini [et al.] // Opt. Express. – 2012. – V. 20. – P. 7362-7374.

7. Khonina, S. N. Enlightening darkness to diffraction limit and beyond: comparison and optimization of different polarizations for dark spot generation [Text] / S. N. Khonina, I. Golub // J. Opt. Soc. Am. A. – 2012. – Vol. 29. - No. 7. – 1470-1474.

8. Хонина, С. Н. Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур [Текст] / С. Н. Хонина, С. Г. Вологовский // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34. – № 1. – С. 58-68.

9. Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного Гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом, близким к длине волны [Текст] / С. Н. Хонина, Д. В. Нестеренко, А. А. Морозов [и др.] // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35. – № 1. – С. 11-21.

10. Котляр, В. В. Симметрия интенсивности и потока мощности субволнового фокусного пятна [Текст] / В. В. Котляр, А. А. Ковалёв, С. С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36. – № 2. – С. 190-198.

11. Narrowing of a light spot at diffraction of linearly-polarized beam on binary assymmetric axicons [Text] / S. N. Khonina, D. V. Nesterenko, A. A. Morozov [et al.] // Optical Memory and Neural Networks (Information optics). – 2012. – V. 21. - № 1. – P. 17-26.
12. Taflove, A. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3 ed. [Text] / A. Taflove and Susan Hagness // Artech House, Boston, MA, 2005.
13. Sun, H. B. Two-Photon Photopolymerization and 3D Lithographic Microfabrication [Text] / H. B. Sun, S. Kawata // APS – 2004. – V. 170. – P.169-273.
14. Ostendorf, A. Two-Photon Polymerization: A new Approach to Micromachining [Text] / A. Ostendorf, B. N. Chichkov // Photonics Spectra – 2006. – October Issue.
15. Устинов, А. В. Расчет комплексной функции пропускания рефракционных аксиконов [Текст] / А. В. Устинов, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35. – №. 4. – С. 480-490.

## COMPARISON OF FOCUSING PULSE BEAMS WITH DIFFERENT POLARIZATION AND DURATION BY A REFRACTIVE AXICON

© 2012 A. V. Meterko, S. N. Khonina

Samara State Aerospace University  
named after academician S. P. Korolyov (National Research University)

The focusing of short and long pulse light beams is simulated using the time-domain finite-difference method with the aid of a refractive axicon. It is shown that the duration of the beam pulse has no effect on the average intensity of the picture in the focal plane, however, very high peak power can be achieved when using short pulses. The numerical results for different types of polarization of the beam incident on the axicon are compared. It is shown that in a tightly focused regime the energy is redistributed between the radial and longitudinal components of the electric field, while the azimuthal component of the energy remains unchanged.

*Refractive axicon, pulsed beam focusing, polarization of cylindrical light beams, finite-difference time-domain method.*

### Информация об авторах

**Метерко Александр Валерьевич**, студент, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: [Desperus@yandex.ru](mailto:Desperus@yandex.ru). Область научных интересов: дифракционная оптика.

**Хонина Светлана Николаевна**, профессор, доктор физико-математических наук, кафедра технической кибернетики, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru). Область научных интересов: сингулярная оптика, дифракционная оптика, оптический анализ изображений.

**Meterko Aleksander Valeryevich**, undergraduate student, Samara State Aerospace University named after S. P. Korolyov (National Research University). E-mail: [Desperus@yandex.ru](mailto:Desperus@yandex.ru). Area of research: diffractive optics.

**Khonina Svetlana Nikolaevna**, doctor of science, professor of the department of technical cybernetics, Samara State Aerospace University named after S. P. Korolyov (National Research University). E-mail: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru). Area of research: singular optics, diffractive optics, optical image processing.