ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ БЕССЕЛЕВОГО ТИПА

Н.С. Казак[1], В.Н. Белый[1], Н.А. Хило[1] , А. Форбес[2]

[1]*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси*
пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь
[2]*CSIR National Laser Centre, PO Box 395, Pretoria 0001, South Africa*

Интерес к световым пучкам бесселева типа связан, прежде всего, с наличием большой фокальной длины пучка и с эффектом самореконструкции профиля, что является их преимуществом по сравнению с традиционными пучками гауссова типа. Внутри фокальной области, или в ближней зоне бесселева светового пучка (БСП), его центральная область не испытывает дифракционного расплывания вдоль продольной координаты. На ее границе бесселев пучок постепенно трансформируется в конический пучок с характерным однокольцевым распределением интенсивности в дальней зоне. Существенное различие поперечной структуры БСП в ближней и дальней зонах можно рассматривать как недостаток данного типа полей, в противовес пучкам гауссова типа, сохраняющим вид профиля на любом расстоянии.

Гауссов и бесселевы пучки существенно различаются, как известно, и по своим пространственно-угловым характеристикам. Пространственный спектр гауссова пучка локализован в области нулевой и низких пространственных частот (ПЧ), в то время как спектр бесселевых пучков имеет нулевую интенсивность в данной области пространственного спектра.

Представляет интерес исследование возможностей формирования световых пучков промежуточного типа, или квазибесселевых пучков, пространственный спектр которых включает как осевую, так и кольцевую компоненты.

Исходя из известных схем формирования и преобразования гауссовых и бесселевых пучков, можно предположить, что для получения пучков промежуточного типа необходимо применять некоторые комбинации элементов сферической и конической оптики, т.е. линз и аксиконов.

В настоящей работе предложена и исследована оптическая схема формирования пучков промежуточного типа и изучены их пространственно-угловые характеристики (см. рис.1).

В данной схеме падающий гауссов пучок преобразуется линзой и аксиконом в кольцевое поле в фокальной плоскости линзы. Второй аксикон преломляет световые лучи в направлении оптической оси под углом, уменьшающимся с продольной координатой z.

Отметим здесь, что квазибесселевы световые пучки представляют собой широкий класс полей, который не может быть полностью изучен в рамках какой-либо одной оптической схемы их формирования. В частности, пучки с зависящим от z углом конуса могут быть получены также в схемах, содержащих комбинации линз со сферической аберрацией (см, напр. [1-4]). Однако, более детальные пространственно-угловые свойства таких пучков, и пучков, изучаемых в данной работе, не совпадают.

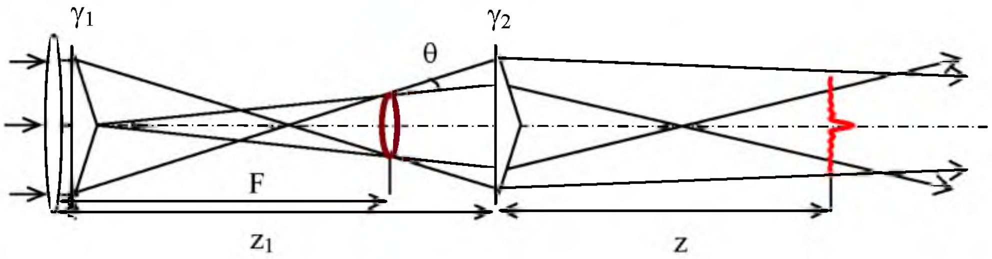


Рис. 1. Оптическая схема формирования пучка бесселева типа с углом конуса, уменьшающимся вдоль направления распространения z.

Для определения выходного поля в схеме на рис.1 проведен двухэтапный аналитический расчет дифракционного интеграла Френеля. На первом этапе рассчитывалось поле на входной плоскости аксикона 2:

$$a_1(\rho, z_1) = -\frac{i}{\lambda z_1} \exp\left(\frac{ik_0\rho^2}{2z_1}\right) \int_0^{R_{a1}} \exp\left(-\frac{\rho_1^2}{\rho_0^2} - ik_0\gamma_1\rho_1 - \frac{ik_0\rho\rho_1}{z_1}\cos(\varphi-\varphi_1)\right)\rho_1 d\rho_1 d\varphi_1\,, \qquad (1)$$

где $\frac{1}{\rho_0^2} = \frac{1}{w_0^2} + \frac{ik_0}{2F} - \frac{ik_0}{2z_1}$, R_{a1} – радиус первого аксикона, w_0 – полуширина падающего гауссова пучка. Расчет интеграла методом стационарной фазы дает

$$a_1(\rho, z_1) = -\frac{iF}{z_1 - F}\sqrt{1 - \frac{\gamma_1 z_1}{\rho}} \exp\left[\frac{ik_0}{2z_1}\left(\rho^2 + \frac{z_1/F - 1 + iz_1/z_0}{(z_1/F-1)^2 + (z_1/z_0)^2}(\rho - \gamma_1 z_1)^2\right)\right], \qquad (2)$$

где $z_0 = k_0 w_0^2/2$

Как видно из (2), поле, падающее на аксикон 2, представляет собой смещенный гауссов пучок. Кривизна волнового фронта пучка положительна при $z_1 > F$ и отрицательна в противоположном случае.

Для сравнения проведен также численный расчет интеграла (1). Результат расчета (рис. 2) показывает, что поле, падающее на второй аксикон близко к смещенному гауссову пучку. Небольшие осцилляции интенсивности возникают из-за дифракции на верхушке первого аксикона.

Далее формула (2) использовалась при расчете второго дифракционного интеграла

$$a(\rho,z)=-\frac{i}{\lambda z}\int_0^{R_{a2}} a_1(\rho_1,z_1)\exp\left(\frac{ik_0(\rho^2+\rho_1^2-2\rho\rho_1\cos(\varphi-\varphi_1))}{2z}-ik_0\gamma_2\rho_1\right)\rho_1 d\rho_1 d\varphi_1 \qquad (3)$$

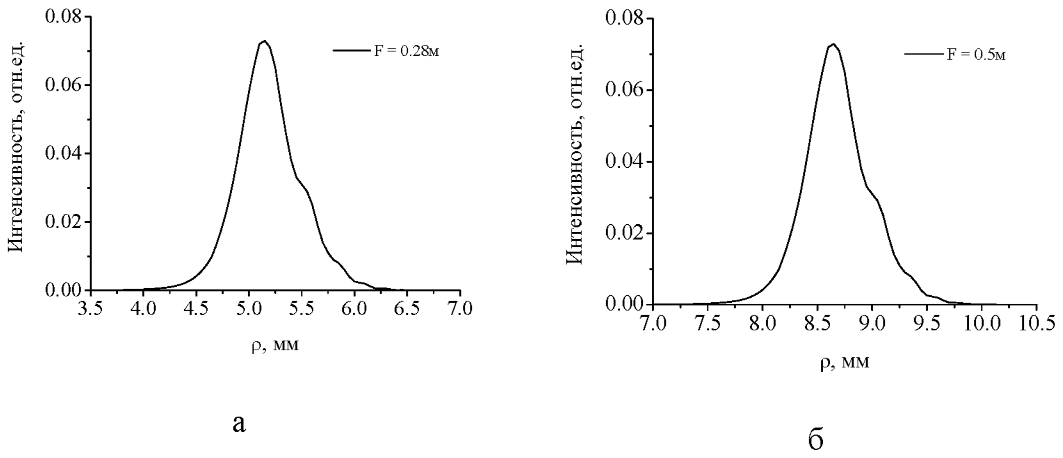


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности света на входной плоскости аксикона 2. Фокальная длина F = 28 см (а) и 50 см (б).

Расчет (3) дает следующее выражение для выходного поля

$$a(\rho,z_1,z)=\exp\left(\frac{ik_0\rho^2}{2R_1(z_1,z)}\right)\left[f_+\exp(-ik_0\gamma(z_1,z)\rho)-if_-\exp(ik_0\gamma(z_1,z)\rho)\right], \qquad (4)$$

где $f_\pm(\rho,z_1,z)=\dfrac{F}{2(z+z_1-F)}\sqrt{\left[\gamma_2-\gamma_1\left(1+\dfrac{z_1}{z}\right)\right]\dfrac{z}{\rho}\pm 1}$, $\qquad (5)$

$$\frac{1}{R_1(z_1,z)}=\frac{1}{z}+\frac{1}{\overline{R}(z_1,z)},\ \overline{R}(z_1,z)=z\left(1+\frac{z}{z_1}+\frac{z}{R(z_1)}\right),\ R(z_1)=z_1\left(\frac{z_1}{F}-1\right), \qquad (6)$$

$$\gamma(z_1,z)=\frac{z}{\overline{R}(z_1,z)}\left(\gamma_2+\frac{\gamma_1 F}{z_1-F}\right). \qquad (7)$$

Используя известное асимптотическое представление для бесселевой функции первого рода нулевого порядка $J_0(z)\approx\sqrt{2/\pi z}\cos(z-\pi/4)$, получим окончательно

$$a(\rho,z_1,z)\approx f(\rho,z_1,z)\exp\left(\frac{ik_0\rho^2}{2R_1(z_1,z)}-\frac{ik_0\gamma(z_1,z)^2\overline{R}(z_1,z)}{2}\right)J_0[k_0\gamma(z_1,z)\rho], \qquad (8)$$

где $f(\rho, z_1, z) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi k_0 \gamma(z_1, z)\rho}{2}}\left(f_+(\rho, z_1, z) + f_-(\rho, z_1, z)\right)$.

Как показывает численный расчет, амплитудная функция $f(\rho, z_1, z)$ в (8) практически незначительно зависит от поперечной координаты ρ. Поэтому формула (8) описывает поле с бесселевым поперечным распределением интенсивности. Квадратичный фазовый множитель в (8) описывает кривизну волнового фронта бесселева пучка, аналогично случаю гауссова пучка. Зависимость угла конусности пучка от z может быть представлена в виде

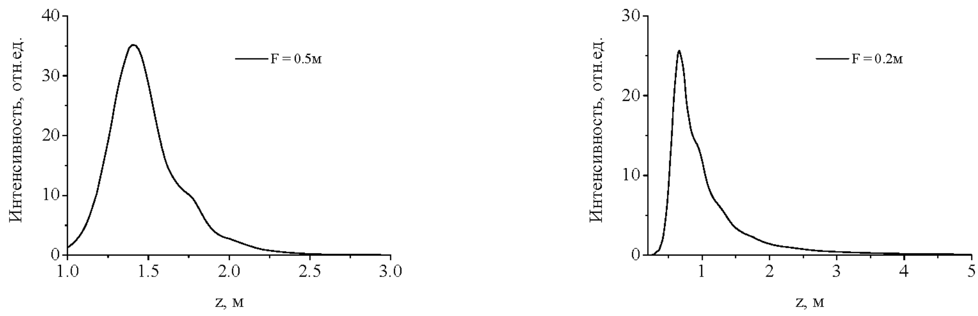
$$\gamma(z_1, z) = \frac{\gamma_2 z_1 + (\gamma_1 - \gamma_2)F}{z_1 + z - F}, \tag{9}$$

Как видно из (9), угол конусности всегда убывает с увеличением z.

Проведен численный анализ дифракционного интеграла (3). Использовался следующий набор параметров: длина волны $\lambda = 0.63$мкм; углы конуса $\gamma_1 = 0.9$ град, $\gamma_2 = 0.5$ град; полуширина $w_0 = 1$мм; длина $z_1 = 1.9$F. Фокусное расстояние F варьировалось.

На рис. 3 показана зависимость осевой интенсивности пучка от расстояния до второго аксикона. Видна характерная для конических пучков кривая с одним максимумом. Однако осцилляции интенсивности здесь значительно слабее, чем в схеме с одним аксиконом. Уменьшение F приводит, как видно, к возрастанию фокальной длины пучка.

При увеличении z до нескольких десятков метров и далее происходит медленное монотонное падение интенсивности, характерное для гауссовых пучков. При этом осевая исходного интенсивность гауссова пучка при условии его свободного распространения значительно меньше в области, показанной на рис.нке 3 и несколько выше на больших расстояниях.



а б

Рис. 3. Зависимость интенсивности на оси пучка от продольной координаты z.

Значительный интерес представляет изучение поперечного распределения интенсивности, а также пространственного (углового) спектра генерируемого пучка. Для расчета спектра использовалась известная линзовая схема (фокальная длина линзы 0.5 м).

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности поля и спектра для схемы с относительно короткофокусной линзой (F = 18 см).

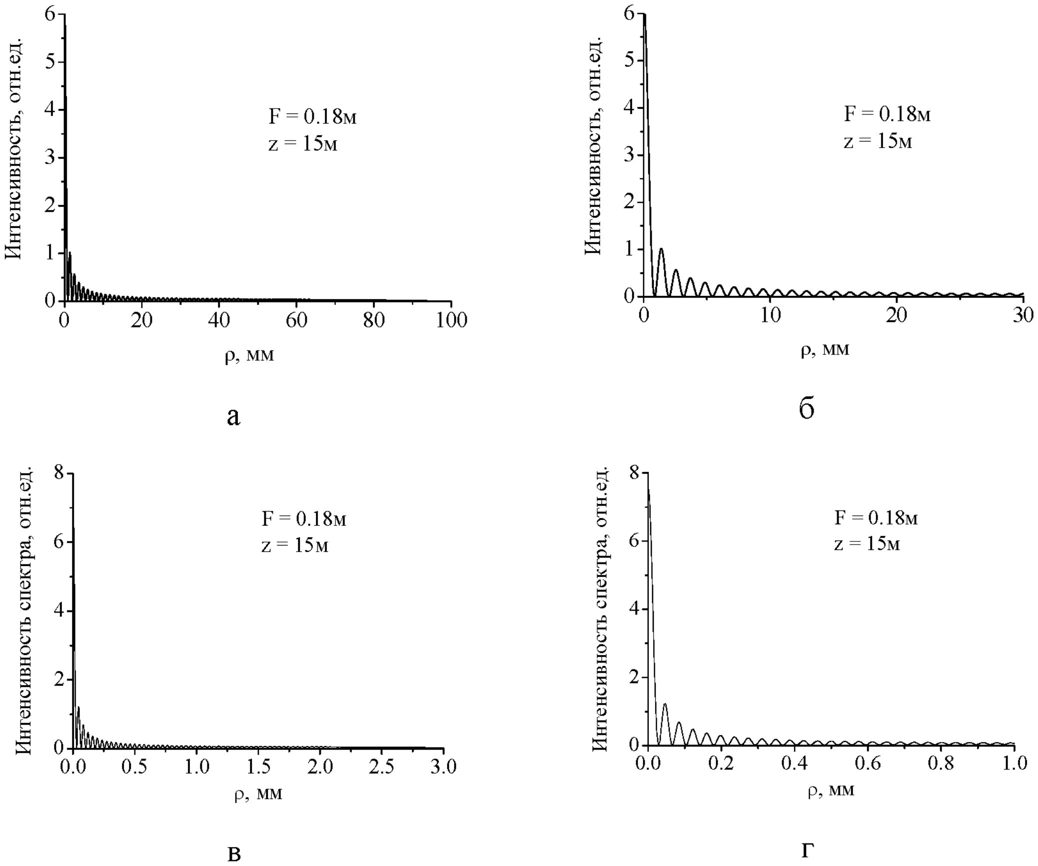
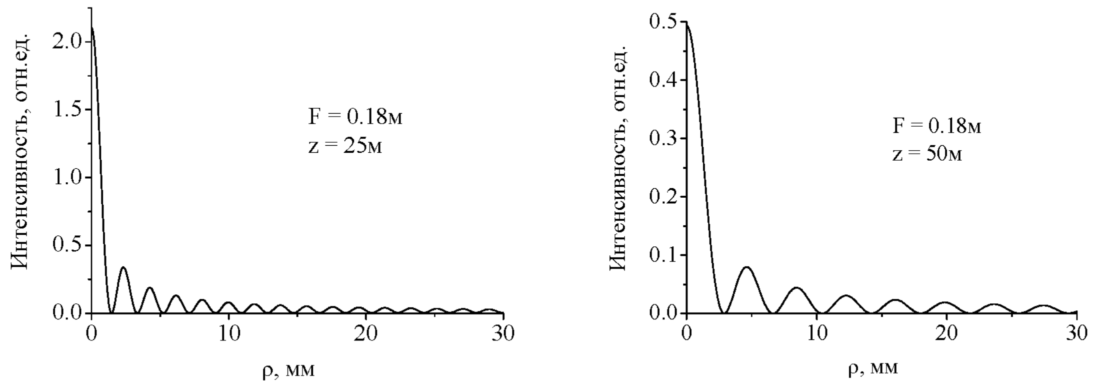


Рис. 4. Зависимость интенсивности поля и спектра в схеме с короткофокусной линзой на расстоянии z = 15м. Полные графики – (а, в), приосевая часть – (б, г).

Анализ графиков показывает, что профили распределения интенсивности поля и спектра здесь совпадают. Это указывает, что на данном расстоянии реализуется дальняя зона формируемого пучка. Новизна здесь состоит в том, что поле в дальней зоне не является кольцевым, что характерно для обычных схем с аксиконами. Вместо кольцевого поля наблюдается осциллирующий пучок, близкий по распределению интенсивности к бесселеву. При возрастании z вид спектра сохраняется, а частота осцилляций в распределении интенсивности падает (см. рис. 5). Это подтверждает приведенный выше аналитический результат о формировании в данной схеме локально бесселева пучка, угол конуса которого уменьшается с расстоянием. При этом отсутствие кольцевого спектра, характерного для бесселевых пучков, можно объяснить сильной квадратичной фазовой модуляцией пучка (формула (8)). В частности, из (6, 7) следует, что роль фазовой модуляции возрастает при уменьшении F, так при этом уменьшается радиус кривизны волнового фронта.



а б

Рис. 5. Изменение частоты осцилляций интенсивности с увеличением длины распространения. z = 25м (а) и 50м (б).

При увеличении фокальной длины F структура поля и спектров существенно изменяются (рис. 6). Из рис.6 видно, что по мере возрастания фокусного расстояния происходит переход структуры дальнего поля от бесселевой к кольцевой. Кольцевая компонента здесь характеризуется большой шириной, что является следствием высокой расходимости падающего на второй аксикон кольцевого поля.

При этом в приосевой области всегда сохраняются квазибесселевы осцилляции, интенсивность которых падает с увеличением F.

Отметим также, что характер изменения профиля дальней зоны, показанный на рис. 6, близок к известной картине изменения интенсивности в схеме с одиночным аксиконом на границе перехода между бесселевым и коническим пучками.

Представляет интерес исследование локальных спектров формируемых пучков, которые получаются при использовании ограничивающих круговых апертур. На рис. 7 приведен пример расчета схемы с F = 0.5м (кольцевая дальняя зона) на двух различных расстояниях z. Видно, что поперечное ограничение пучка приводит к сужению пространственного спектра. Кроме того, с возрастанием z имеет место смещение спектра в область низких частот, что указывает на уменьшение эффективного угла конуса. Отметим, что локальные спектры на рис.7 получены в ближней зоне дифракции, где распределение интенсивности является квазибесселевым.

Аналогичный расчет проведен для малых значений F, где поле дальней зоны квазибесселево (рис. 8).

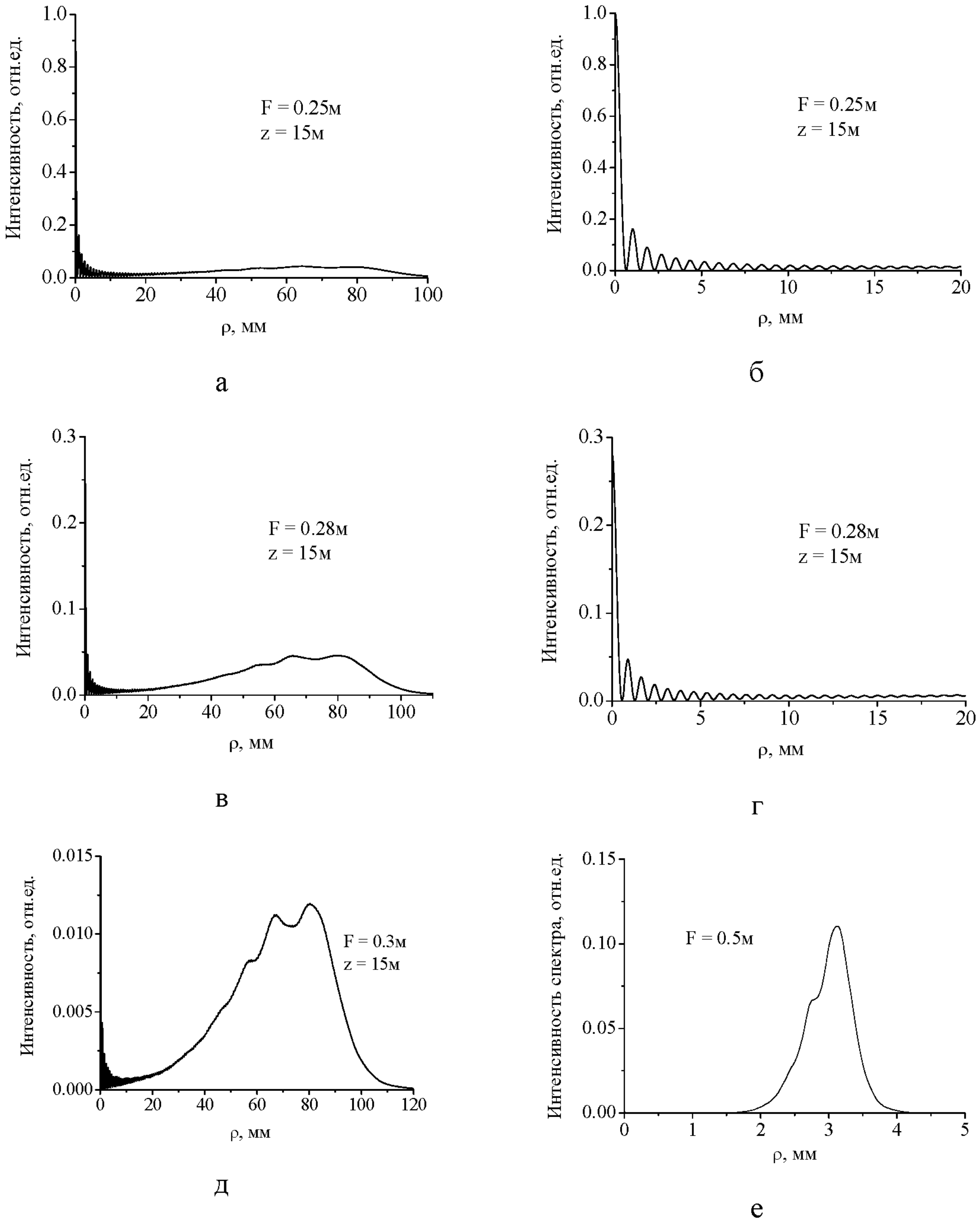
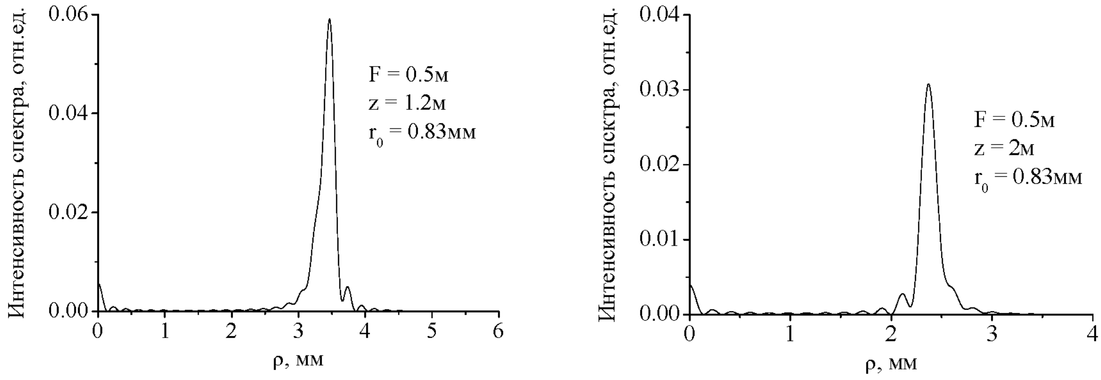


Рис. 6. Зависимости распределения интенсивности поля в дальней зоне от изменения фокусного расстояния линзы. F = 25см (а, б); 28см (в, г); 30см (д). Интенсивность спектра при F = 50см (е)

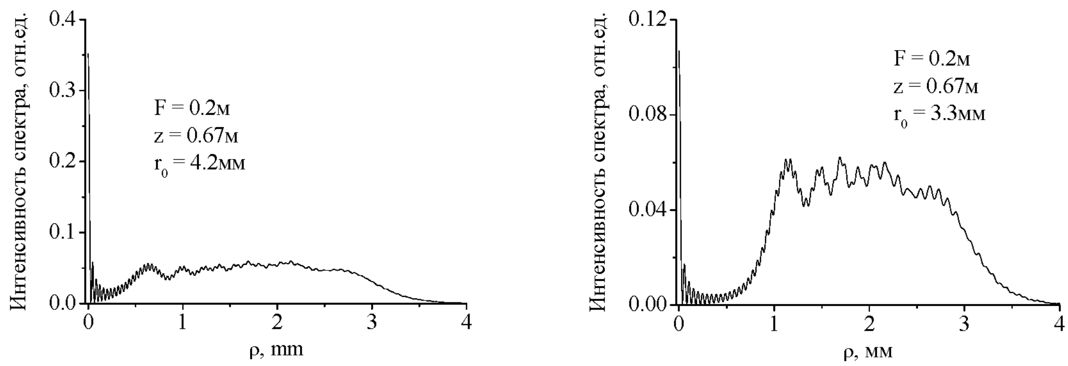
В данном случае по мере сужения диафрагмы наблюдается переход к кольцевому спектру. Следовательно, в центральной области таких пучков сосредоточено преимущественно коническое поле.



б

а

Рис. 7. Локальные спектры квазибесселевых пучков, полученные в схеме с F = 0.5м на расстоянии z = 1.2м (а) и z = 2м (б) с использованием круговой диафрагмы радиусом 0.83мм.



а б

Рис. 8. Локальные спектры квазибесселевых пучков, полученные в схеме с F = 0.2м на расстоянии z = 0.67м с использованием круговой диафрагмы радиусом 4.2мм (а) и 3.3мм (б).

Исследовалось влияние диафрагмирования пучка в дальней зоне на его спектр для схем с квазибесселевым полным спектром. Показано, что в данном случае выделение некоторой зоны пучка кольцевой диафрагмой приводит к фильтрации аналогичной зоны в пространственном спектре. Это позволяет за счет использования соответствующих фильтров синтезировать квазибесселевы поля с различной пространственно- угловой структурой.

Таким образом, в работе исследована пространственно-угловая структура квазибесселевых световых пучков, формируемых схемой, содержащей сферическую линзу и два аксикона. Показано, что такая схема генерирует в ближнем поле пучки бесселева типа, у которых угол конуса зависит продольной координаты. При этом изменение геометрических параметров схемы существенно влияет на поле в дальней зоне, которое может изменяться от квазибесселева до кольцевого. Показано, что пространственное диафрагмирование пучков может также существенно влиять на их спектр, что открывает возможность управления пространственно-угловой структурой формируемых световых пучков. Такие пучки будут обладать более богатым набором свойств и могут представить практический интерес в области лазерной диагностики, локации, медицине, например, для создания более универсальных лазерных пинцетов [5].

1. *T. Aruga*, "Generation of long-range nondiffracting narrow light beams," *Appl. Opt.* 36, 3762–3768 (1997).

2. *Z. Jaroszewicz and J. Morales*, "Lens axicons: systems composed of a diverging aberrated lens and a perfect converging lens," *J. Opt. Soc. Am.* A 15, 2383–2390 (1998).

3. *Christian Parigger, Y. Tang, D. H. Plemmons, and J. W. L. Lewis*, "Spherical aberration effects in lens–axicon doublets: theoretical study," *Appl. Opt.* 36, 8214–8221 (1997).

4. *N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman*, "Holographic axilens: high resolution and long focal depth," *Opt. Lett.*, 16, 523–525 (1991).

.5. *D. McGloin and K. Dholakia*, "Bessel beams: diffraction in a new light," *Contemp. Phys.*, 46, 15–28 (2005)