

Формирование продольно-удлиненной области обратного потока энергии с помощью кольцевых апертур

С.С. Стафеев^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское Шоссе 34

Аннотация

С помощью формул Ричардса–Вольфа описывается фокусировка цилиндрического векторного пучка второго порядка широкоапертурной линзой, ограниченной кольцевой апертурой. Показано, что можно увеличить область отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось, увеличив глубину фокуса с помощью кольцевой апертуры. Продемонстрировано, что при фокусировке света объективом с числовой апертурой 0,95 использование кольцевой апертуры, ограничивающей угол входного зрачка до 0,9 от максимального значения, позволяет увеличить глубину области отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось в 4 раза при практически неизменной ширине области (изменяется с 0,357 до 0,352 от длины волны фокусируемого света). При этом в 2,5 раза возрастает отношение абсолютных значений минимального значения осевой проекции вектора Пойнтинга в фокусе к максимальному.

Ключевые слова: формулы Ричардса–Вольфа, обратный поток энергии, острая фокусировка, цилиндрический векторный пучок, кольцевая апертура.

Цитирование: Стафеев, С.С. Формирование продольно-удлиненной области обратного потока энергии с помощью кольцевых апертур / С.С. Стафеев, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 2. – С. 193-199. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-2-193-199.

Введение

В настоящее время значительное число работ посвящено получению фокусных пятен с увеличенной глубиной: оптических игл [1–5], световых тоннелей [6, 7] или цепочек фокусов [8–12].

Самый простой способ увеличить глубину фокуса – ограничить входной пучок кольцевой апертурой [13, 14]. Минус использования кольцевых апертур очевиден – снижение эффективности фокусировки. Чтобы этого не происходило, можно вместо кольцевой апертуры использовать бинарные фазовые маски [15–18]. Ещё один способ увеличения глубины фокуса – замена функции аподизации фокусирующего объектива. Например, объединение сферической линзы с аксиконом [19, 20].

Ранее нами исследовалась фокусировка пучков с фазовой [21] и поляризационной сингулярностью [22] и было показано, что при определённых условиях фокусировки таких пучков в фокусе можно наблюдать области, в которых направление вектора Пойнтинга будет противоположно направлению распространения пучка. Рэлеевская частица, помещённая в такую область, будет двигаться по направлению к источнику излучения. Однако детектировать такое поведение частиц будет достаточно сложно в связи с малостью области отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось S_z .

Кроме световых полей, формирующих обратный поток энергии в фокусе, активно изучаются сложные световые поля с клубками и узлами сингулярностей в фокусе [23–25]. У таких сложных полей тоже может иметь место обратный поток световой энергии. Обратный поток энергии может быть не только у сложных световых полей, но и при интерференции про-

стых параксиальных хорошо известных световых полей. Так, тороидальный поток энергии имеет место вокруг кольцевой дислокации, образующейся при коаксиальном сложении двух Гауссовых пучков с разным радиусом перетяжки и с линейной поляризацией [26].

Цель данной работы – уменьшить диаметр и увеличить осевую область отрицательных значений S_z , увеличив глубину фокуса с помощью кольцевой апертуры. В частности, было показано, что при фокусировке света объективом с числовой апертурой 0,95 использование кольцевой апертуры, ограничивающей угол входного зрачка до 0,9 от максимального значения, позволяет увеличить глубину области отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось в 4 раза при практически неизменной ширине области (изменяется с 0,357 до 0,352 от длины волны фокусируемого света). При этом в 2,5 раза возрастает отношение абсолютных значений минимального значения проекции вектора Пойнтинга в фокусе к максимальному $|S_{z,min} / S_{z,max}|$.

1. Теоретический анализ на основе формул Ричардса–Вольфа

В данной статье моделирование производилось с помощью формул Ричардса–Вольфа [27]:

$$\mathbf{U}(\rho, \psi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \times \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где $\mathbf{U}(\rho, \psi, z)$ – напряжённость электрического или магнитного поля, $B(\theta, \varphi)$ – электрическое или магнитное поле на входе широкоапертурной системы в

координатах выходного зрачка (θ – полярный угол, φ – азимутальный), $T(\theta)$ – функция аподизации линзы, f – фокусное расстояние, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны (в моделировании считалась равной 532 нм), α_{\min} – минимальный полярный угол, определяемый диаметром кольцевой апертуры, α_{\max} – максимальный полярный угол, определяемый числовой апертурой линзы ($NA = \sin \alpha_{\max}$), $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – вектор поляризации для напряженности электрического и магнитного полей, имеющий вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} a(\theta, \varphi) + \begin{bmatrix} \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ 1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} b(\theta, \varphi), \quad (2)$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ – функции, описывающие состояние поляризации x - и y -компонент напряженностей фокусируемого пучка.

Для светового поля с цилиндрической поляризацией m -го порядка вектора Джонса будут иметь вид:

$$E(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} a(\theta, \phi) \\ b(\theta, \phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin(m\phi) \\ \cos(m\phi) \end{pmatrix} \quad (3)$$

для напряженности электрического поля и

$$H(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} a(\theta, \phi) \\ b(\theta, \phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(m\phi) \\ -\sin(m\phi) \end{pmatrix} \quad (4)$$

для напряженности магнитного поля. В нашей работе мы исследовали цилиндрический векторный пучок второго порядка $m = 2$. Если положить в формулах (3), (4) $m = 1$, то они будут описывать обычный азимутально-поляризованный свет.

В [22] показано, что продольная проекция вектора Умова – Пойнтинга вблизи фокуса имеет вид:

$$S_{z,m} = I_{0,m}^2 - I_{2,m-2}^2, \quad (5)$$

$$I_{0,m} = \frac{\pi f}{\lambda} \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 + \cos \theta) \times \\ \times A_m(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_m(x) d\theta, \quad (6)$$

$$I_{2,m-2} = \frac{\pi f}{\lambda} \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta (1 - \cos \theta) \times \\ \times A_m(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_{m-2}(x) d\theta.$$

В (6) $x = kr \sin \theta$, $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка, $A_m(\theta) = B(\theta, \varphi)$ – действительная функция, описывающая амплитуду входного поля в плоскости входного зрачка апланатической системы, зависящая только от угла θ и от порядка m поляризационной сингулярности. Интегралы в (6) просто вычисляются, если в качестве входной функции выбрать δ -функцию Дирака. Пусть исходное световое поле имеет узкий кольцевой спектр:

$$A_m(\theta) = A_0 \delta(\theta - \theta_0). \quad (7)$$

Такое поле представляет собой коническую волну с пологим углом при вершине, равным $0 < \theta_0 < \pi/2$.

С учетом (7) вместо (5) получим простое выражение:

$$S_{z,m} = \frac{1}{2} (A^2 J_m^2(x_0) - B^2 J_{m-2}^2(x_0)), \quad (8)$$

где

$$A = \frac{\pi f}{\lambda} \sin \theta_0 \cos^{1/2} \theta_0 (1 + \cos \theta_0), \quad (9)$$

$$B = \frac{\pi f}{\lambda} \sin \theta_0 \cos^{1/2} \theta_0 (1 - \cos \theta_0).$$

Из (8) и (9) следует, что при $m = 2$ вблизи оптической оси (и при любом z) будет иметь место обратный поток световой энергии, пропорциональный функции Бесселя нулевого порядка:

$$S_{z,2} = -\frac{B^2}{2} J_0^2(x_0), \quad x_0 = kr \sin \theta_0, \quad kr \ll 1. \quad (10)$$

А на самой оптической оси обратный поток будет равен по величине

$$S_{z,2} = -\frac{B^2}{2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\pi f}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \theta_0 \cos \theta_0 (1 - \cos \theta_0)^2. \quad (11)$$

Из (11) видно, что обратный поток пропадает при $\theta_0 = 0$ (нет светового поля) и при $\theta_0 = \pi/2$ (световое поле распространяется перпендикулярно оптической оси), а максимальное значение (по модулю) обратного потока достигается примерно при $\theta_0 = \pi/4$. Заметим, что если вместо функции аподизации рефракционной линзы (как это принято в (6)) $T(\theta) = \cos^{1/2} \theta$ выбрать функцию аподизации дифракционной линзы $T(\theta) = \cos^{3/2} \theta$, то выражение (11) для обратного потока изменится и примет вид:

$$S_{z,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\pi f}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \theta_0 \cos^{-3} \theta_0 (1 - \cos \theta_0)^2. \quad (12)$$

Из (12) видно, что при $\theta_0 = \pi/2$ обратный поток на оптической оси стремится к бесконечности.

2. Узкая кольцевая апертура

На рис. 1 показаны для примера рассчитанные по формуле (1) распределения S_z в фокусе при фокусировке пучка, не ограниченного кольцевой апертурой (рис. 1а) и ограниченного кольцевой апертурой $\alpha_{\min} = 0,9 \times \arcsin(NA)$ (рис. 1б).

Аналогично на рис. 2 показано распределение S_z в плоскости уз.

Из рис. 1 и 2 видно, что использование кольцевой апертуры приводит к небольшому уменьшению поперечных размеров области отрицательных значений S_z и одновременно с этим к увеличению её глубины.

Отметим также, что при смещении из области фокуса в поперечной плоскости наблюдаются ненулевые поперечные компоненты вектора Пойнтинга – на рис. 3 показано распределение интенсивности и на-

правление вектора Пойнтинга в поперечной плоскости xu при смещении от плоскости фокуса на расстояние, равное одной длине волны 0,532 нм. Хотя в

самой фокальной плоскости поперечные составляющие вектора Пойнтинга равны нулю [22].

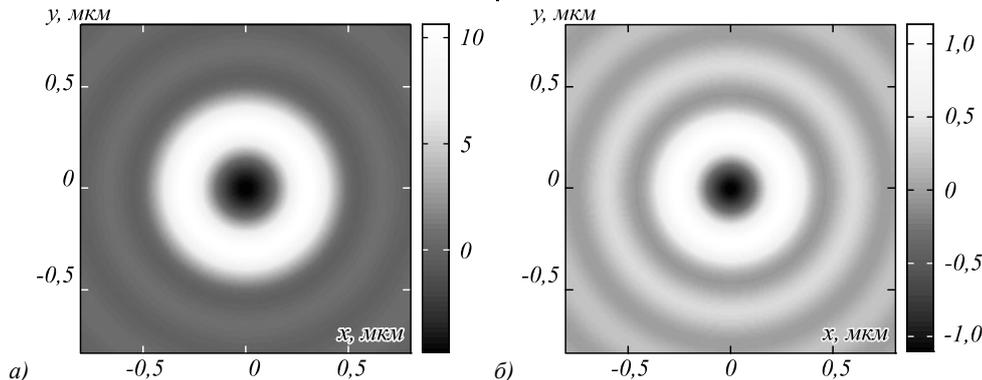


Рис. 1. Распределение продольной проекции вектора Пойнтинга S_z в плоскости фокуса при фокусировке пучка порядка $m = 2$ линзой с числовой апертурой $NA = 0,95$. Неограниченный пучок (а) и пучок, ограниченный кольцевой апертурой с $\alpha_{min} = 0,9 \times \arcsin(NA)$ (б)

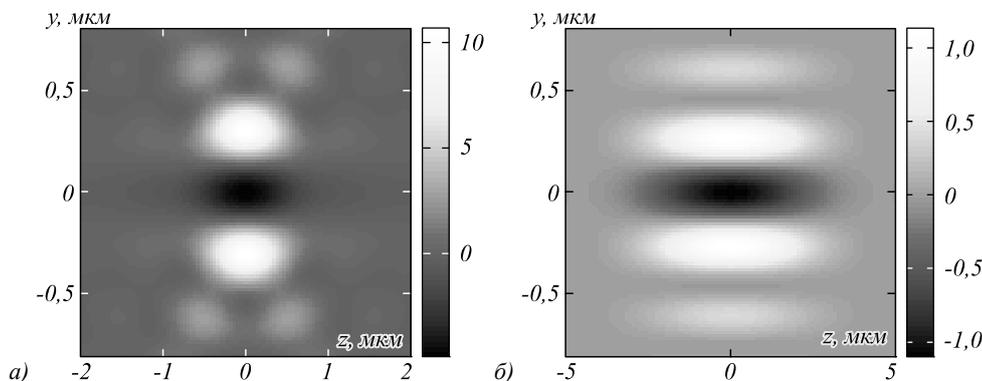


Рис. 2. Распределение продольной проекции вектора Пойнтинга S_z в плоскости yz при фокусировке пучка порядка $m = 2$ линзой с числовой апертурой $NA = 0,95$. Неограниченный пучок (а) и пучок, ограниченный кольцевой апертурой с $\alpha_{min} = 0,9 \times \arcsin(NA)$ (б)

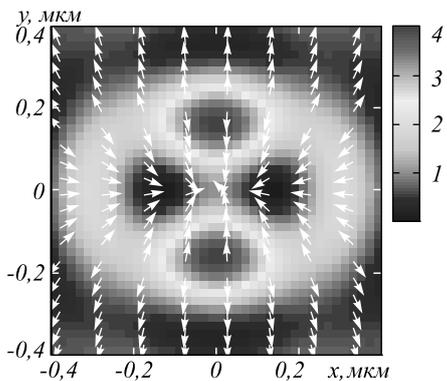


Рис. 3. Распределение интенсивности и направление вектора Пойнтинга в плоскости xu на расстоянии 0,532 мкм от фокусной плоскости при фокусировке пучка порядка $m = 2$ линзой с числовой апертурой $NA = 0,95$, ограниченной кольцевой апертурой с $\alpha_{min} = 0,9 \times \arcsin(NA)$

3. Анализ результатов моделирования

С помощью формул Ричардса–Вольфа моделировалась фокусировка цилиндрического векторного пучка второго порядка (для простоты фронт волны считался плоским), ограниченного кольцевой апертурой. Минимальный угол апертуры выбирался равным

0 (т.е. нет ограничения), 0,5 и 0,9 от величины максимального угла, определяемого числовой апертурой линзы.

Результаты моделирования показаны на рис. 4–6 и в табл. 1. Ширина (глубина) области отрицательных значений замерялась на расстоянии полуспада значения S_z от нуля до минимального значения в центре фокусного пятна.

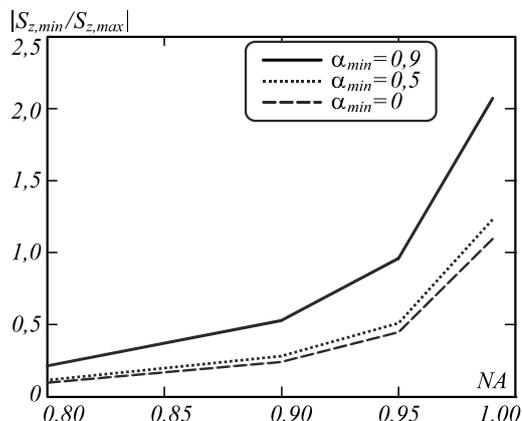


Рис. 4. Зависимость абсолютной величины отношения минимальной величины $S_{z,min}$ к максимальной $S_{z,max}$ в плоскости фокуса от величины числовой апертуры линзы

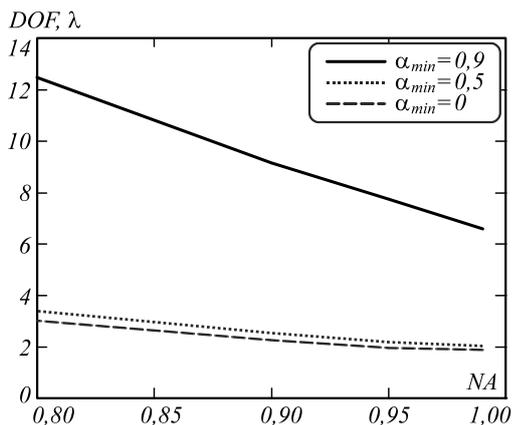


Рис. 5. Зависимость глубины области обратного потока от числовой апертуры линзы

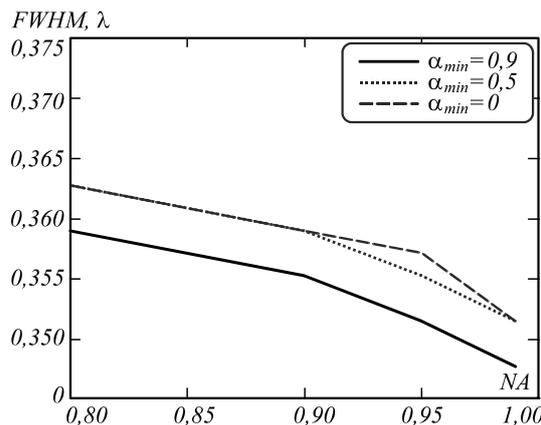


Рис. 6. Зависимость ширины области обратного потока от числовой апертуры линзы

Табл. 1. Зависимость абсолютной величины отношения минимальной величины проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось к максимальной $|S_{z,min}/S_{z,max}|$ в плоскости фокуса, глубины фокуса DOF и ширины области обратного потока $FWHM$ от величины числовой апертуры линзы

α_{min}	NA	$ S_{z,min}/S_{z,max} $	DOF, мкм	FWHM, λ
0,9×arcsin (NA)	0,99	2,0701	6,562	0,348
	0,95	0,9579	7,707	0,352
	0,90	0,5297	9,122	0,355
	0,80	0,2130	12,447	0,359
0,5×arcsin (NA)	0,99	1,2311	2,006	0,352
	0,95	0,5115	2,152	0,355
	0,90	0,2801	2,496	0,359
	0,80	0,1130	3,372	0,363
0	0,99	1,0949	1,859	0,352
	0,95	0,4452	1,932	0,357
	0,90	0,2412	2,231	0,359
	0,80	0,0976	2,976	0,363

Как видно из табл. 1 и рис. 4–6, применение кольцевой апертуры позволяет как значительно увеличить глубину области отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось, так и усилить величину обратного потока в фокусе.

Заключение

В данной статье рассматривалась фокусировка цилиндрического векторного пучка второго порядка широкоапертурной линзой, ограниченной кольцевой апертурой. Было показано, что можно увеличить область отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось, увеличив глубину фокуса с помощью кольцевой апертуры. Было показано, что при фокусировке света объективом с числовой апертурой 0,95 использование кольцевой апертуры, ограничивающей угол входного зрачка до 0,9 от максимального значения, позволяет увеличить глубину области отрицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось в 4 раза при практически неизменной ширине области (изменяется с 0,357 до 0,352 от длины волны фокусируемого света). При этом в 2,5 раза возрастает отношение абсолютных значений минимального значения проекции вектора Пойнтинга в фокусе к максимальному.

В дальнейшем авторы планируют исследовать влияние бинарных масок на увеличение области от-

рицательных значений проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в части «Узкая кольцевая апертура», Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-07-01122, 18-07-01380, 18-29-20003) в части «Анализ результатов моделирования» и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение 007-ГЗ/Ч3363/26) в части «Теоретический анализ на основе формул Ричардса–Вольфа».

Литература

1. **Grosjean, T.** Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths / T. Grosjean, I. Gauthier // Optics Communications. – 2013. – Vol. 294. – P. 333-337.
2. **Wu, Z.** Optimization-free approach for generating sub-diffraction quasi-non-diffracting beams / Z. Wu, K. Zhang, S. Zhang, Q. Jin, Z. Wen, L. Wang, L. Dai, Z. Zhang, H. Chen, G. Liang, Y. Liu, G. Chen // Optics Express. – 2018. – Vol. 26, Issue 13. – P. 16585-16599.
3. **Guan, J.** Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus / J. Guan, J. Lin, C. Chen, Y. Ma, J. Tan, P. Jin // Optics Communications. – 2018. – Vol. 404. – P. 118-123.

4. **Qin, F.** Shaping a subwavelength needle with ultra-long focal length by focusing azimuthally polarized light / F. Qin, K. Huang, J. Wu, J. Jiao, X. Luo, C. Qiu, M. Hong // Scientific Reports. – 2015. – Vol. 5. – P. 09977.
5. **Wang, H.** Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / H. Wang, L. Shi, B. Luk'yanchuk, C. Sheppard, C.T. Chong // Nature Photonics – 2008. – Vol. 2. – P. 501-505.
6. **Yu, Y.** Engineering of multi-segmented light tunnel and flattop focus with designed axial lengths and gaps / Y. Yu, H. Huang, M. Zhou, Q. Zhan // Optics Communications. – 2018. – Vol. 407. – P. 398-401.
7. **Zheng, C.** Characterization of the focusing performance of axial line-focused spiral zone plates / C. Zheng, S. Su, H. Zang, Z. Ji, Y. Tian, S. Chen, K. Mu, L. Wei, Q. Fan, C. Wang, X. Zhu, C. Xie, L. Cao, E. Liang // Applied Optics. – 2018. – Vol. 57. – P. 3802-3807.
8. **Chen, Z.** 4Pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams / Z. Chen, D. Zhao // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37. – P. 1286-1288.
9. **Lin, J.** Generation of longitudinally polarized optical chain by 4π focusing system / J. Lin, R. Chen, P. Jin, M. Cada, Y. Ma // Optics Communications. – 2015. – Vol. 340. – P. 69-73.
10. **Yu, Y.** Generation of uniform three-dimensional optical chain with controllable characteristics / Y. Yu, Q. Zhan // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17. – P. 105606.
11. **Guo, H.** Three dimensional optical cage formed by TEM₀₁ mode radially polarized Laguerre-Gaussian beam / H. Guo, X. Weng, X. Dong, G. Sui, X. Gao, S. Zhuang // Journal of Optics. – 2011. – Vol. 40, Issue 4. – P. 206-212.
12. **Volyar, A.V.** Focusing of singular beams / A.V. Volyar, T.A. Fadeeva // Optics and Spectroscopy. – 2004. – Vol. 96, Issue 1. – P. 96-105.
13. **Ushakova, K.** Demonstration of spot size reduction by focusing amplitude modulated radially polarized light on a photorealist / K. Ushakova, Q.Y. van den Berg, S.F. Pereira, H.P. Urbach // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17. – P. 125615.
14. **Хонина, С.Н.** Анализ интерференции радиально-поляризованных лазерных пучков, сформированных кольцевыми оптическими элементами с вихревой фазой в условиях острой фокусировки / С.Н. Хонина, А.В. Устинов // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 1. – С. 12-25. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-1-12-25.
15. **Udhayakumar, M.** Generation of ultra-long pure magnetization needle and multiple spots by phase modulated doughnut Gaussian beam / M. Udhayakumar, K. Prabakaran, K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, A. Belafhal, D. Velauthapillai // Optics & Laser Technology. – 2018. – Vol. 102. – P. 40-46.
16. **Udhayakumar, M.** Generating sub wavelength pure longitudinal magnetization probe and chain using complex phase plate / M. Udhayakumar, K. Prabakaran, K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, A. Belafhal // Optics Communications. – 2018. – Vol. 407. – P. 275-279.
17. **Nie, Z.** Generation of super-resolution longitudinally polarized beam with ultra-long depth of focus using radially polarized hollow Gaussian beam / Z. Nie, G. Shi, X. Zhang, Y. Wang, Y. Song // Optics Communications. – 2014. – Vol. 331. – P. 87-93.
18. **Guan, J.** Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus / J. Guan, J. Lin, C. Chen, Y. Ma, J. Tan, P. Jin // Optics Communications. – 2017. – Vol. 404. – P. 118-123.
19. **Rajesh, K.B.** Tight focusing of double ring shaped radially polarized beam with high NA lens axicon / K.B. Rajesh, N.V. Suresh, P.M. Anbarasan, K. Gokulakrishnan, G. Mahadevan // Optics & Laser Technology. – 2011. – Vol. 43. – P. 1037-1040.
20. **Suresh, P.** Generation of a strong uniform transversely polarized nondiffracting beam using a high-numerical-aperture lens axicon with a binary phase mask / P. Suresh, C. Mariyal, K.B. Rajesh, T.V.S. Pillai, Z. Jaroszewicz // Applied Optics. – 2013. – Vol. 52. – P. 849-853.
21. **Kotlyar, V.V.** Energy backflow in the focus of an optical vortex / V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // Laser Physics. – 2018. – Vol. 28, Issue 12. – P. 126203. – DOI: 10.1088/1555-6611/aae02f.
22. **Стафеев, С.С.** Обратный поток энергии в фокусе цилиндрического векторного пучка / С.С. Стафеев, А.Г. Налимов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 744-750. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-744-750.
23. **Sugic, D.** Singular knot bundle in light / D. Sugic, M.R. Dennis // Journal of the Optical Society of America A. – 2018. – Vol. 35, Issue 12. – P. 1987-1999.
24. **Maucher, F.** Creating complex optical longitudinal polarization structures / F. Maucher, S. Skupin, S.A. Gardiner, I.G. Hughes // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 120, Issue 16. – P. 163903.
25. **Larocque, H.** Reconstructing the topology of optical polarization knots / H. Larocque, D. Sugic, D. Mortimer, A.J. Taylor, R. Fickler, R.W. Boyd, M.R. Dennis, E. Karimi // Nature Physics. – 2018. – Vol. 14. – P. 1079-1082.
26. **Vasnetsov, M.V.** Wavefront motion in the vicinity of a phase dislocation: “optical vortex” / M.V. Vasnetsov, V.N. Gorshkov, I.G. Marienko, M.S. Soskin // Optics and Spectroscopy. – 2000. – Vol. 88, Issue 2. – P. 260-265.
27. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1959. – Vol. 253, Issue 1274. – P. 358-379.

Сведения об авторах

Информацию об авторах **Стафеев Сергей Сергеевич, Котляр Виктор Викторович** см. стр. 181 этого номера.

ГРНТИ: 29.31.01

Поступила в редакцию 26 декабря 2018 г. Окончательный вариант – 12 марта 2019 г.

Formation of an elongated region of energy backflow using ring apertures

S.S. Stafeev^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia;

²Samara National Research University, 443086, Russia, Samara, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

In this paper, we have investigated the focusing of a second-order cylindrical vector beam by using a high numerical aperture (NA) lens limited by a ring aperture using the Richards-Wolf formulae. It was shown that the range of negative on-axis projections of the Poynting vector could be increased by increasing the depth of focus through the use of a ring aperture. It was shown that when focusing light with a lens with $NA = 0.95$, the use of a ring aperture limiting the entrance pupil angle to 0.9 of maximum, allows the depth of the region of negative on-axis Poynting vector projections to be four times increased, with the region width remaining almost unchanged and varying from 0.357 to 0.352 of the incident wavelength. Notably, the magnitude of the reverse energy flow was found to be larger than the direct one by a factor of 2.5.

Keywords: Richards-Wolf formulae, energy backflow, tight focusing, cylindrical vector beam, ring aperture.

Citation: Stafeev SS, Kotlyar VV. Formation of an elongated region of energy backflow using ring apertures. *Computer Optics* 2019; 43(2): 193-199. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-2-193-199.

Acknowledgements: This work was partly funded by the Russian Science Foundation under project No. 18-19-00595 ('Narrow ring aperture'), the Russian Foundation for Basic Research under projects Nos. 18-07-01122, 18-07-01380, 18-29-20003 ('Analysis of numerical simulation results'), and the Ministry of Science and Higher Education within the State assignment to the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS under Agreement 007-Г3/Ч3363/26 ('Theoretical investigation using the Richards-Wolf formulae').

References

- [1] Grosjean T, Gauthier I. Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths. *Opt Commun* 2013; 294: 333-337.
- [2] Wu Z, Zhang K, Zhang S, Jin Q, Wen Z, Wang L, Dai L, Zhang Z, Chen H, Liang G, Liu Y, Chen G. Optimization-free approach for generating sub-diffraction quasi-nondiffracting beams. *Opt Express* 2018; 26(13): 16585-16599.
- [3] Guan J, Lin J, Chen C, Ma Y, Tan J, Jin P. Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus. *Opt Commun* 2018; 404: 118-123.
- [4] Qin F, Huang K, Wu J, Jiao J, Luo X, Qiu C, Hong M. Shaping a subwavelength needle with ultra-long focal length by focusing azimuthally polarized light. *Sci Rep* 2015; 5: 09977.
- [5] Wang H, Shi L, Luk'yanchuk B, Sheppard C, Chong CT. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics. *Nat Photon* 2008; 2: 501-505.
- [6] Yu Y, Huang H, Zhou M, Zhan Q. Engineering of multi-segmented light tunnel and flattop focus with designed axial lengths and gaps. *Opt Commun* 2018; 407: 398-401.
- [7] Zheng C, Su S, Zang H, Ji Z, Tian Y, Chen S, Mu K, Wei L, Fan Q, Wang C, Zhu X, Xie C, Cao L, Liang E. Characterization of the focusing performance of axial line-focused spiral zone plates. *Appl Opt* 2018; 57: 3802-3807.
- [8] Chen Z, Zhao D. 4π focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams. *Opt Lett* 2012; 37: 1286-1288.
- [9] Lin J, Chen R, Jin P, Cada M, Ma Y. Generation of longitudinally polarized optical chain by 4π focusing system. *Opt Commun* 2015; 340: 69-73.
- [10] Yu Y, Zhan Q. Generation of uniform three-dimensional optical chain with controllable characteristics. *J Opt* 2015; 17: 105606.
- [11] Guo H, Weng X, Dong X, Sui G, Gao X, Zhuang S. Three dimensional optical cage formed by TEM_{01} mode radially polarized Laguerre-Gaussian beam. *J Opt* 2011; 40(4): 206-212.
- [12] Volyar AV, Fadeeva TA. Focusing of singular beams. *Opt Spectrosc* 2004; 96(1): 96-105.
- [13] Ushakova K, van den Berg QY, Pereira SF, Urbach HP. Demonstration of spot size reduction by focussing amplitude modulated radially polarized light on a photoresist. *J Opt* 2015; 17: 125615.
- [14] Khonina SN, Ustinov AV. Analysis of interference of radially polarized laser beams generated by ring optical elements with a vortex phase at sharp focusing. *Computer Optics* 2015; 39(1): 12-25. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-1-12-25.
- [15] Udhayakumar M, Prabakaran K, Rajesh KB, Jaroszewicz Z, Belafhal A, Velauthapillai D. Generation of ultra-long pure magnetization needle and multiple spots by phase modulated doughnut Gaussian beam. *Opt Laser Technol* 2018; 102: 40-46.
- [16] Udhayakumar M, Prabakaran K, Rajesh KB, Jaroszewicz Z, Belafhal A. Generating sub wavelength pure longitudinal magnetization probe and chain using complex phase plate. *Opt Commun* 2018; 407: 275-279.
- [17] Nie Z, Shi G, Zhang X, Wang Y, Song Y. Generation of super-resolution longitudinally polarized beam with ultra-long depth of focus using radially polarized hollow Gaussian beam. *Opt Commun* 2014; 331: 87-93.
- [18] Guan J, Lin J, Chen C, Ma Y, Tan J, Jin P. Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus. *Opt Commun* 2017; 404: 118-123.
- [19] Rajesh KB, Suresh NV, Anbarasan PM, Gokulakrishnan K, Mahadevan G. Tight focusing of double ring shaped radially polarized beam with high NA lens axicon. *Opt Laser Technol* 2011; 43: 1037-1040.
- [20] Suresh P, Mariyal C, Rajesh KB, Pillai TV, Jaroszewicz Z. Generation of a strong uniform transversely polarized nondiffracting beam using a high-numerical-aperture lens axicon with a binary phase mask. *Appl Opt* 2013; 52: 849-853.
- [21] Kotlyar VV, Nalimov AG, Stafeev SS. Energy backflow in the focus of an optical vortex. *Laser Phys* 2018; 28(12): 126203. DOI: 10.1088/1555-6611/aa02f.
- [22] Stafeev SS, Nalimov AG, Kotlyar VV. Energy backflow in a focal spot of the cylindrical vector beam. *Computer Optics* 2018; 42(5): 744-750. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-744-750.
- [23] Sugic D, Dennis MR. Singular knot bundle in light. *J Opt Soc Am A* 2018; 35(12): 1987-1999.

-
- [24] Maucher F, Skupin S, Gardiner SA, Hughes IG. Creating complex optical longitudinal polarization structures. *Phys Rev Lett* 2018; 120(16): 163903.
- [25] Larocque H, Sugic D, Mortimer D, Taylor AJ, Fickler R, Boyd RW, Dennis MR, Karimi E. Reconstructing the topology of optical polarization knots. *Nat Phys* 2018; 14: 1079-1982.
- [26] Vasnetsov MV, Gorshkov VN, Marienko IG, Soskin MS. Wavefront motion in the vicinity of a phase dislocation: optical vortex. *Opt Spectrosc* 2000; 88(2): 260-265.
- [27] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 1959; 253(1274): 358-379.
-

Author's information

The information about authors **Sergey Sergeevich Stafeev** and **Victor Victorovich Kotlyar** you can find on page 183 of this issue.

Received December 26, 2018. The final version – March 12, 2019.
