

Расходимость пучка в области обратного потока энергии

Д.Р. Субеев

Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева
Самара, Россия
dinars163@gmail.com

С.С. Стафеев

Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева
Институт систем обработки изображений – филиал
ФНИИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
Самара, Россия
sergey.stafeev@gmail.com

Аннотация—С помощью формул Ричардса-Вольфа исследовалась фокусировка и расходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка. Было показано, что в области обратного потока пучок сходится там, где в области прямого потока он расходится. Максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом расходимости пучка в области обратного потока.

Ключевые слова— формулы Ричардса-Вольфа, обратный поток энергии, цилиндрический векторный пучок.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно большое количество работ посвящено изучению острой фокусировки лазерного излучения [1-3]. Такой интерес исследователей обусловлен наличием при такой фокусировке эффектов, которые не проявляются при обычном (параксиальном) распространении пучка. Например, в фокусном пятне может проявиться себя эффект обратного потока энергии [4].

В данной работе мы исследуем фокусировку и расходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка, распространяющегося через объектив с высокой числовой апертурой на основе векторной теории дифракции Ричардса – Вольфа.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ.

В данной работе мы исследуем фокусировку цилиндрического векторного пучка второго порядка с помощью формул Ричардса – Вольфа [5]:

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

где (ρ, ψ, z) – цилиндрические координаты фокальной области, (θ, φ) – сферические угловые координаты выходного зрачка фокусирующей системы, $B(\theta, \varphi)$ – функция пропускания, $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка, $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – матрица поляризации, $NA = n \sin(\alpha)$ – числовая апертура, n – показатель преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, f – фокусное расстояние.

Матрица поляризации $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ имеет следующий 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 $a(\theta, \varphi)$, $b(\theta, \varphi)$, – функции поляризации для x -, y -компонент падающего пучка.

Для цилиндрических векторных пучков высших порядков функции поляризации записываются как $a(\varphi) = \cos(n\varphi)$, $b(\varphi) = \sin(n\varphi)$. В данном исследовании будет рассмотрен второй порядок пучка $n = 2$.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО ФОРМУЛАМ РИЧАРДСА-ВОЛЬФА

Моделирование фокусировки по формуле (1) было произведено с помощью пакета MATLAB. В моделировании считалось, что числовая апертура линзы $NA = 0,99$, длина волны фокусируемого света $\lambda = 532$ нм, показатель преломления $n = 1$, функция пропускания $B(\theta, \varphi) = 1$, функция аподизации зрачка $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$, волновой фронт фокусируемого пучка считался плоским. На рис. 1-2 показано распределение компонент вектора Пойнтинга в поперечной плоскости, находящейся на расстоянии $0,5\lambda$ от фокуса (одна из компонент $S_y = 0$). Распределение S_x показано на рис. 1, а распределение S_z – на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что при острой фокусировке цилиндрического векторного пучка второго порядка на оси образуется область, в которой вектор Пойнтинга направлен противоположно направлению распространения пучка. Такая область носит название области обратного потока энергии [4]. Из рис. 1 видно, что поперечная составляющая потока энергии меняет знак и как следствие свое направление: ближе к оси пучка она направлена к центру, а затем – от центра. То есть в области обычного (прямого) потока энергии пучок, как и положено, расходится, но в области обратного потока он ведет себя наоборот – он сходится.

Рассмотрим далее, как себя ведет поперечный поток при удалении от плоскости фокуса. На рис. 3 и 4 показаны графики зависимости изменения максимума и минимума (обозначены как x_{\max} и x_{\min} на рис. 1) поперечной компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса.

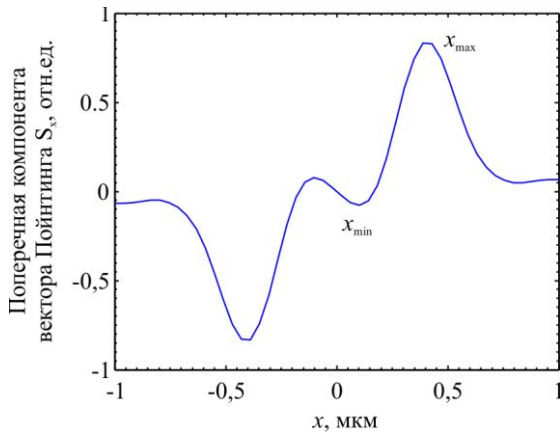


Рис. 1. Распределение поперечной компоненты вектора Пойнтинга S_x в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние $0,5\lambda$

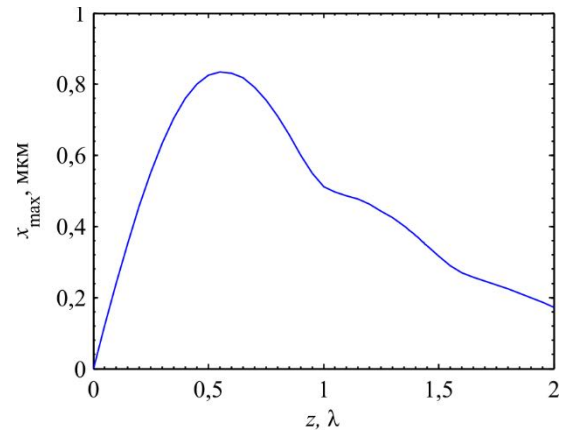


Рис. 4. График зависимости максимума компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса

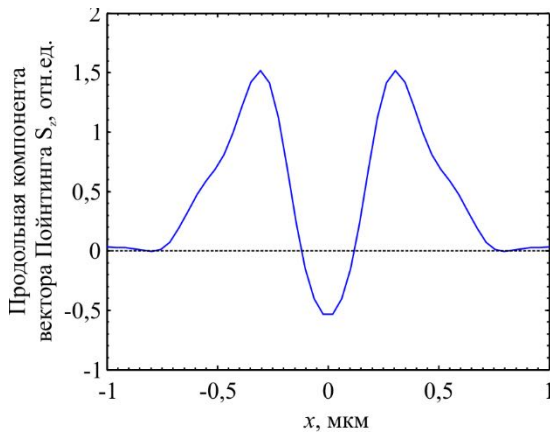


Рис. 2. Распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга S_z в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние $0,5\lambda$

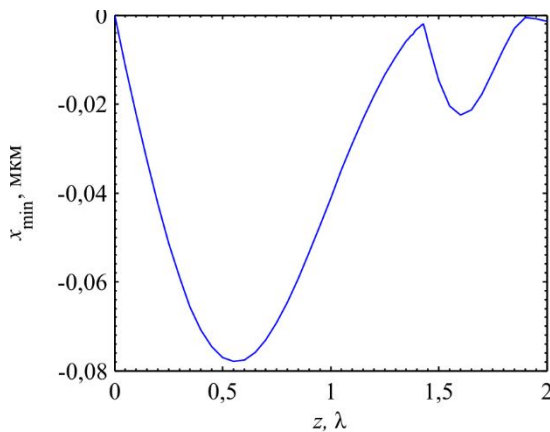


Рис. 3. График зависимости минимума компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса

Из рис. 3 и 4 видно, что при удалении от плоскости фокуса максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока (примерно при $z = 0,6\lambda$). На рис. 3 есть еще один локальный максимум сходимости, который можно объяснить эффектом высокой числовой апертуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью формул Ричардса-Вольфа исследовалась фокусировка и сходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка. Было показано, что в области обратного потока пучок сходится там, где в области прямого потока он расходится. Максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595)

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Dorn, R. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91(23). – P. 233901.
- [2] Grosjean, T. Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths / T. Grosjean, I. Gauthier // Opt. Commun. – 2013. – Vol. 294. – P. 333-337.
- [3] Wang, H. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, C.T. Chong // Nat. Photonics. – 2008. – Vol. 2(8). – P. 501-505.
- [4] Kotlyar, V.V. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov // Phys. Rev. A. – 2019. – Vol. 99(3). – P. 033840.
- [5] Richards, B. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // Proc. Roy. Soc. A. – 1959. – Vol. 253(1274). – P. 358-379.