

Оптимизация потока энергии и интенсивности света после градиентной линзы

А.Г. Налимов^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}, С.С. Стафеев^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086

²Институт систем обработки изображений РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Молодогвардейская 151, Самара, Россия, 443001

Аннотация. В данной работе моделировалась фокусировка пучка с круговой поляризацией и фазовым вихрем второго порядка и цилиндрического векторного пучка второго порядка градиентной линзой Микаэляна. Показано, что в фокусе таких пучков образуется область, где проекция вектора Пойнтинга на ось Z отрицательна, то есть имеет место область с обратным потоком энергии. Добавлением цилиндрического выреза на выходную плоскость линзы, ее оптимизацией и оптимизацией длины линзы можно получить такое фокусное пятно, где в отличие от других предыдущих работ область с обратным потоком энергии будет находиться не в локальном минимуме интенсивности, а в максимуме интенсивности на оптической оси. То есть, такая линза будет выполнять роль «оптического магнита», притягивая рэлеевские частицы (диаметром $1/20$ длины волны и менее) к своей поверхности.

1. Введение

Интерес к острой фокусировке лазерного излучения в последнее время не ослабевает [1-4]. С помощью таких линз можно формировать как фокусные пятна с увеличенной глубиной [1, 5-7], так и увеличенное по глубине затенение на оптической оси длиной до 48λ [8], осуществлять фокусировку света в широком диапазоне длин волн [4]. Оптические системы с высокой числовой апертурой часто используются в микроскопии [9, 10]. Одно из перспективных направлений использования острой фокусировки и локализации света с максимальной интенсивностью в свободном пространстве – оптический захват микрообъектов [11]. Силу, действующую со стороны света, можно представить в виде суммы градиентной и рассеивающей сил [12]. Градиентная сила при прозрачной частице направлена в сторону максимума интенсивности, в то время как рассеивающая сила направлена по направлению пучка света. В [12, 13] показано, что рассеивающая компонента силы на рэлеевскую частицу действует по направлению вектора Пойнтинга. Однако, можно создать такое распределение поля в начальной плоскости, что в фокусной плоскости проекция вектора Пойнтинга на ось распространения света будет отрицательна [14]. Это означает, что в такой области рассеивающая компонента силы действующей со стороны света на рэлеевскую частицу так же будет отрицательна. В работах [15-17] предлагалась такая фокусировка света, с помощью которой можно сформировать требуемую область с обратным потоком энергии, однако при этом область с обратным потоком энергии располагалась в области с локальным минимумом интенсивности. При этом в той области, где интенсивность света максимальна, поток истекал в положительном направлении оптической оси.

В предыдущей работе [19] была продемонстрирована возможность значительного увеличения интенсивности обратного потока энергии ($S_z < 0$) в фокусе за счет использования градиентной линзы Микаэляна. Кроме того, там рассматривалось выведение его из материала линзы за счет цилиндрического выреза, и локализация области с максимальной интенсивностью и положительным потоком S_z внутри материала линзы, чтобы он не мешал захвату рэлеевских частиц. Однако использование такого выреза накладывает ограничение на размер и местоположение объекта, который может в нем находиться. В некоторых случаях удобней, когда обратный поток находится за плоскостью линзы. В данной работе рассматривается оптимизация параметров линзы Микаэляна, при которых область с обратным потоком энергии находится за выходной плоскостью. Выбор именно градиентной линзы Микаэляна обусловлен наилучшим качеством (интенсивность и ширина фокусного пятна) фокусировки излучения [18]. Кроме того, в данной работе показано, что область с обратным потоком энергии (область с отрицательными значениями проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось) может располагаться в области с максимальной интенсивностью, то есть нет необходимости как-то отгораживать область с положительным потоком, как в [19].

2. Фазовый вихрь 2-го порядка

Для расчетов бралась градиентная линза Микаэляна, рассчитанная для фокусировки излучения на своем торце.

Показатель преломления такой линзы изменяется в соответствии с формулой [14]:

$$n(r) = n_0 \left[ch \left(\frac{\pi r}{2L} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где n_0 – показатель преломления линзы на оси, r – радиальная координата, L – длина линзы, r – радиус. При этом диаметр линзы был равен $D=11,7$ мкм, длина линзы $L=4,89$ мкм, длина волны $\lambda=1,55$ мкм. Показатель преломления на оси линзы $n(0)=3,47$ (кремний), на краю линзы $n(D/2)=1,0$. На одну из поверхностей такой линзы нормально падал плоский пучок света, имеющий левую круговую поляризацию и фазовый вихрь порядка $m=2$ (рис. 1).

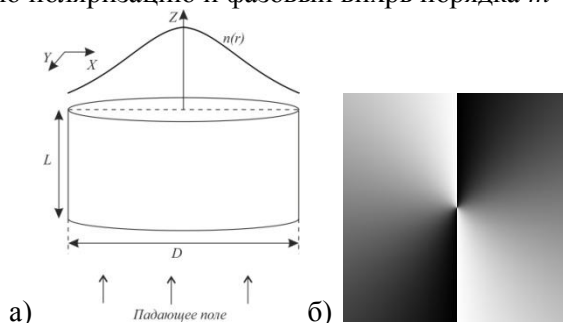


Рисунок 1. Рассматриваемая градиентная линза (а) и фаза падающего поля (б), имеющего левую круговую поляризацию.

При моделировании методом FDTD разбиение составляло $\lambda/70$ по всем трем осям координат. Линза представляет собой цилиндр, падающее поле – плоское с единичной амплитудой. Для формирования обратного потока в фокусе линзы падающее поле содержало фазовый вихрь порядка $m=2$, использовалась левая круговая поляризация, поле было ограничено апертурой равной диаметру линзы. Такая линза фокусирует плоскую волну на своей границе. Однако интерес представляет распространение поля с обратным потоком интенсивности дальше за границей линзы. Регистрация поля осуществлялась на оптической оси на расстоянии 50 нм от поверхности линзы. На рис. 2 представлен результат такого моделирования в зависимости от высоты линзы H . Моделировалось прохождение света через линзу с вырезом на оптической оси, аналогичной работе [], и без такового. Вырез был цилиндрический диаметром 147 нм и длиной 147 нм, эти значения были выбраны как наиболее оптимальные.

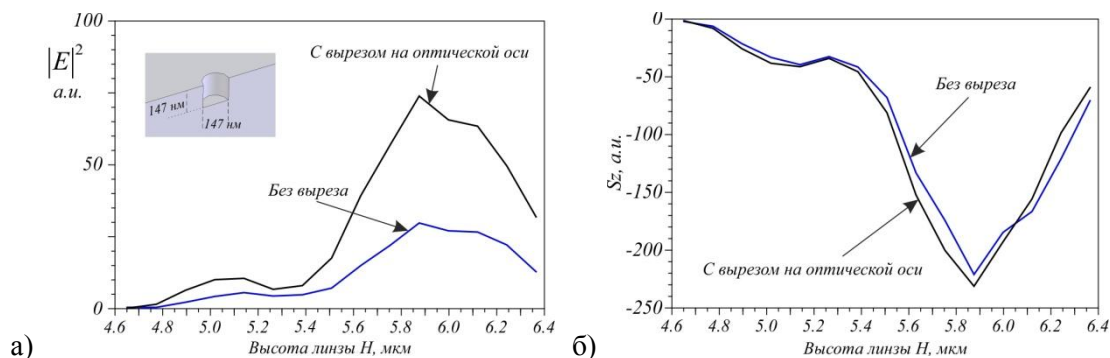


Рисунок 2. Интенсивность (а) и схема цилиндрического выреза в выходной плоскости линзы (вставка в разрезе), и проекция вектора Пойнтинга (б) на ось Z.

Из рис. 2 видно, что для максимизации интенсивности и потока энергии на оптической оси предпочтительней градиентная линза Микаэляна с высотой более расчетной, что согласуется с результатами [19]. Ширина интенсивности на выходе по полуспаду $\text{FWHM} = 539 \text{ нм} = 0,348\lambda$, а ширина потока S_z по полуспаду $\text{FWHM} = 193 \text{ нм} = 0,124\lambda$. Так, для данных условий максимальная интенсивность света на границе линзы, равно как и максимальное по модулю негативное значение потока интенсивности S_z наблюдается при длине линзы $L = 5.88 \mu\text{м}$. Так же из рис. 2 видно, что наличие выреза усиливает как интенсивность электрического поля на оптической оси, так и модуль потока вектора Пойнтинга (менее выражено).

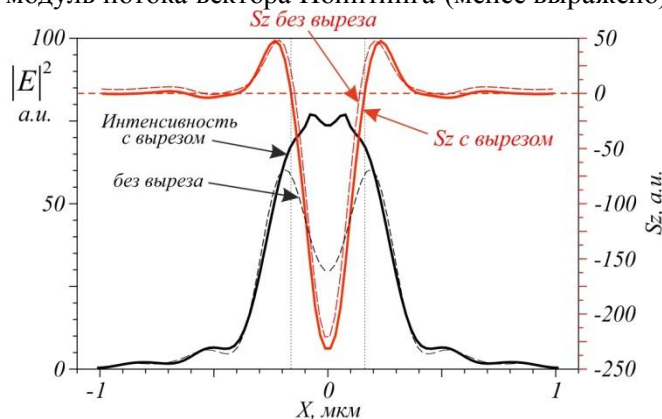


Рисунок 3. Сечения интенсивности $|E|^2$ и вектора Пойнтинга вдоль оси X на расстоянии 50 нм за линзой в случае с вырезом на выходной поверхности линзы и без него.

Но самое интересное то, что при данной высоте линзы на ее границе на оптической оси образуется область, где обратный поток интенсивности ($S_z < 0$) сочетается с почти максимальной интенсивностью электрического поля (рис. 3). В отличие от данного случая в предыдущих работах обратный поток вектора Пойнтинга возникал в области, где интенсивность света не максимальна, а в точках максимальной интенсивности поток вектора Пойнтинга был направлен в положительном направлении вдоль оси Z. В рассматриваемом случае поток энергии в обратном направлении в 4,86 раза больше по модулю, чем в прямом направлении оси Z.

Если убрать вырез, то проекция вектора Пойнтинга на ось Z становится примерно на 4,5% меньше по модулю, но сильно не меняется, а вот интенсивность на оптической оси падает приблизительно вдвое. Это проиллюстрировано на рис. 3в-д.

3. Поляризационный вихрь 2-го порядка

В этом разделе пойдет речь о фокусировке поля с поляризационным вихрем 2-го порядка. В качестве освещающего пучка использовался цилиндрический векторный пучок второго

порядка, вектор Джонса для него равен $\begin{pmatrix} -\sin(2\varphi) \\ \cos(2\varphi) \end{pmatrix}$, где φ – азимутальный угол в цилиндрической системе координат, выбранной таким образом, что ось z совпадает с направлением распространения пучка. Такое падающее поле тоже генерирует в остром фокусе область на оптической оси, в которой проекция вектора Пойтинга на ось Z отрицательна. Зависимость интенсивности и проекции S_z сразу за линзой в зависимости от ее длины выглядит для данного падающего поля похожим образом, как и на рис. 1 в предыдущем случае (рис. 4). Наибольшие интенсивность и поток в данной точке по-прежнему получаются при высоте линзы $H=5.88$ мкм.

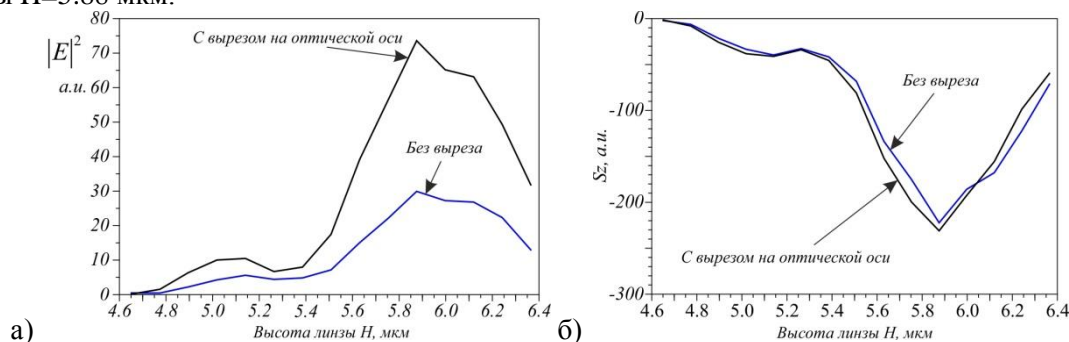


Рисунок 4. Интенсивность (а) и схема выреза в выходной плоскости линзы (вставка в разрезе), и проекция вектора Пойтинга (б) на ось Z .

Из рис. 4 видно, что в случае поляризационного вихря зависимости схожие, и с вырезом по-прежнему интенсивность выше, однако в случае фазового вихря она меньше на 44%, чем в случае поляризационного вихря. Отчасти это объясняется тем, что в случае поляризационного вихря фокусной плоскости образуются два пятна, которые по площади меньше кольца, что проиллюстрировано на рис. 5. Но при этом максимальные значения интенсивности в случае падающего поляризационного вихря оказываются меньше приблизительно на 30%, а значения проекции вектора Пойтинга вдоль оси Z менее примерно вдвое, чем в случае фазового вихря в падающем поле, что изображено на рис. 3.

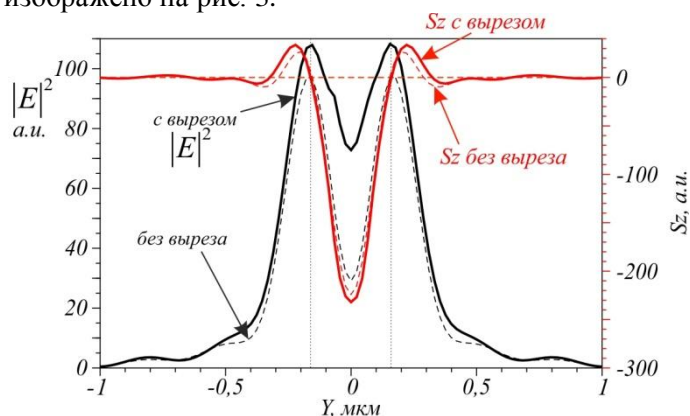


Рисунок 5. Сечения вдоль оси Y интенсивности $|E|^2$ и проекции вектора Пойтинга S_z на расстоянии 50 нм за линзой высотой $H=5.88$ мкм при наличии и отсутствии в ней выреза.

4. Заключение

В работе показано, что с помощью цилиндрической линзы Микаэляна с вырезом на оптической оси, достигающим до выходной плоскости, можно сфокусировать пучок с фазовым вихрем второго порядка или поляризационным вихрем второго порядка, причем на выходной границе линзы образуется область с обратным потоком энергии. Изменяя размер выреза и длину линзы, можно добиться максимальной интенсивности и обратного потока. Причем область с обратным

потоком, в отличие от других работ, будет находиться в области максимума интенсивности. Такой эффект можно использовать для воздействия со стороны света на рэлеевские частицы. Рассеивающая компонента оптической силы пропорциональна направлению вектора Пойнтинга, которая в данной области отрицательная. Таким образом, эту линзу можно использовать, как оптический магнит: рэлеевские частицы, попадая в область близ оптической оси, будут притягиваться к самой линзе.

5. Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда научных исследований (гранты 18-07-01380, 18-07-01122).

6. Литература

- [1] Makowski, M. Increased depth of focus in random-phase-free holographic projection / M. Makowski, T. Shimobaba, T. Ito // *Chin. Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 14. – P. 120901.
- [2] Wackenhut, F. Tuning the fields focused by a high NA lens using spirally polarized beams (Invited Paper) / F. Wackenhut, B. Zobiak, A. Meixner, A. Failla // *Chin. Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 15. – P. 030013.
- [3] Liang, H. High NA Silicon Metalens at Visible Wavelengths / H. Liang, Q. Lin, Y. Wang, Q. Sun, J. Li // *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America)*, 2018. – P. FM3J.3.
- [4] Wan, X. High-NA Chromatic-aberration-corrected Diffractive Lens for Broadband Focusing / X. Wan, R. Menon // *Imaging and Applied Optics (3D, AIO, COSI, IS, MATH, pcAOP)*, OSA Technical Digest (Optical Society of America), 2017. – P. IW3E.4.
- [5] 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.
- [6] 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 // *Opt. Express* – 2018. – Vol. 26(13). – P. 16585.
- [7] 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 // *Opt. Commun.* – 2017. – Vol. 404. – P. 118-123.
- [8] Lalithambigai, K. Generation of sub wavelength super-long dark channel using high NA lens axicon / K. Lalithambigai, P. Suresh, V. Ravi, K. Prabakaran, Z. Jaroszewicz, K. Rajesh, P. Anbarasan, T. Pillai // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37. – P. 999-1001.
- [9] Beversluis, M. Effects of inhomogeneous fields in superresolving structured-illumination microscopy / M. Beversluis, G. Bryant, S. Stranick // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25. – P. 1371-1377.
- [10] Metzger, M. Resolution enhancement for low-temperature scanning microscopy by cryo-immersion / M. Metzger, A. Konrad, S. Skandary, I. Ashraf, A. Meixner, M. Brecht // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24. – P. 13023-13032.
- [11] Merenda, F. Three-dimensional force measurements in optical tweezers formed with high-NA micromirrors / F. Merenda, M. Grossenbacher, S. Jeney, L. Forró, and R. Salathé // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34. – P. 1063-1065.
- [12] Novotny, L. *Principles of Nano-Optics* / L. Novotny, B. Hecht – Cambridge: Cambridge University Press, 2006. – 539 p.
- [13] Sukhov, S. On the concept of “tractor beams” / S. Sukhov, A. Dogariu // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35(22). – P. 3847-3849.
- [14] Kotlyar, V.V. Single metalens for generating polarization and phase singularities leading to a reverse flow of energy / V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev, L. O’Faolain // *J. Opt.* – 2019. – Vol. 21(5). – P. 055004.
- [15] Kotlyar, V.V. Reverse and toroidal flux of light fields with both phase and polarization higher-order singularities in the sharp focus area / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.A. Kovalev // *Opt Express.* – 2019. – Vol. 27(12). – P. 16689-16702.

- [16] Kotlyar, V.V. Energy density and energy flux in the focus of an optical vortex: reverse flux of light energy / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43(12). – P. 2921-2924.
- [17] 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.
- [18] Kotlyar, V.V. High resolution through graded-index microoptics / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // *Advances in Optical Technologies.* – 2012. – Vol. 2012. – P. 1-9.
- [19] Stafeev, S.S. Focusing of second-order cylindrical vector beam by gradient index Mikaelian lens / S.S. Stafeev, E.S. Kozlova, A.G. Nalimov // *Computer Optics.* – 2020. – Vol. 44(1). – P. 29-33. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-633.

Optimizing of Poynting vector and light intensity after secant gradient lens

A.G. Nalimov^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2}, S.S. Stafeev^{1,2}

¹Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086

²Image Processing Systems Institute of RAS - Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Molodogvardejskaya street 151, Samara, Russia, 443001

Abstract. In this work, the focusing of a beam with circular polarization and a second-order phase vortex and a second-order cylindrical vector beam using a Mikaelian secant lens was simulated. It is shown that at the focus of such beams a region is formed where the projection of the Poynting vector on the Z axis is negative, so, there is a region with a reverse energy flow. By adding a cylindrical cutout to the exit plane of the lens, optimizing it, and optimizing the length of the lens, one can get a focal spot where, unlike in other works, the region with the reverse energy flow will correspond to a region with the maximum intensity on the optical axis. Therefore, the lens can be used as an “optical magnet”, attracting Rayleigh particles (with a diameter of 1/20 wavelength or less) to its surface.