

Расчет осесимметричных собственных функций ограниченного оператора распространения в ближней зоне дифракции

М.С. Кириленко^{1,2}, С.Г. Вологовский²

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. Распространение осесимметричных лазерных пучков в ближней зоне дифракции (на расстояние порядка длины волны) может быть описано с помощью разложения по плоским волнам, которое с учетом осевой симметрии сводится к осесимметричному оператору распространения, включающему преобразования Фурье-Ханкеля. Собственные функции такого оператора, имеющие собственные значения близкие к единице, определяют характеристики сигналов (информации), передаваемой без потерь (без искажения). Расстояние распространения пучка и область ограничения пространственных частот являются параметрами оператора и существенно меняют набор собственных чисел и функций. Выполнен расчет осесимметричных собственных функций ограниченного оператора распространения в ближней зоне дифракции и исследованы их качественные и количественные характеристики в зависимости от расстояния распространения и ограничений, наложенных в объектной и спектральной областях.

1. Введение

Основным понятием оптики ближнего поля являются затухающие электромагнитные волны, вклад которых становится значительным, когда размер объекта или расстояние порядка длины волны и меньше. Значение затухающих волн игнорировалось в оптике до появления ближнепольных микроскопов [1-4]. Однако оптика ближнего поля не ограничивается ближнепольной микроскопией. Различные теоретические подходы [5-12] и алгоритмы расчета [13-17] были разработаны с учетом затухающих волн.

Основная идея оптики ближнего поля – увеличение интервала пространственных частот, обеспечивающих сохранение затухающих компонент поля источника и преодоление таким образом дифракционного предела [18-26].

Заметим, что преодоление дифракционного предела возможно и за пределами ближней зоны дифракции [27]. В частности, компактная локализация лазерного излучения достигается при острой фокусировке. Однако, в этом случае требуется амплитудная или фазовая аподизация зрачка фокусирующей системы [28-32], использование специальных типов поляризации [33-35] или внесение фазовой сингулярности в пучок [36, 37], а также сочетания всех этих факторов [38-41] с целью оптимизации формируемого поля [42-45].

Однако уменьшение размера светового пятна вне зоны ближнего поля, как правило, сопровождается значительным ростом боковых лепестков [27, 45-47], в то время как на расстоянии менее длины волны не имеется каких-либо ограничений на размер светового пятна – локализация лазерного излучения может быть сколь угодно малой, хотя существенно зависит от размера деталей фокусирующего элемента [48-50] или воздействующих пучков [51-53].

В данной работе рассматривается распространение осесимметричных лазерных пучков в ближней зоне дифракции (на расстояние порядка длины волны) с помощью разложения по плоским волнам, включающему преобразования Фурье-Ханкеля. Собственные функции такого оператора, имеющие собственные значения близкие к единице, определяют характеристики сигналов (информации), передаваемой без потерь (без искажения). Ограниченность оператора распространения как в пространственной, так и спектральной областях приводит к необходимости численного расчета [54, 55] собственных функций. Выполнен расчет осесимметричных собственных функций ограниченного оператора распространения в ближней зоне дифракции и исследованы их качественные и количественные характеристик в зависимости от расстояния распространения и ограничений, наложенных в объектной и спектральной областях.

2. Теоретические основы

Скалярный непараксиальный оператор распространения с использованием разложения по плоским волнам записывается следующим образом [16, 17]:

$$E(u, v, z) = \iint_{\Sigma_s} F(\xi, \eta) \exp\left(ikz\sqrt{1-\xi^2-\eta^2}\right) \exp\left[ik(\xi u + \eta v)\right] d\xi d\eta, \quad (1)$$

$$F(\xi, \eta) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{\Sigma_o} E_0(x, y) \exp\left[-ik(\xi x + \eta y)\right] dx dy,$$

где $F(\xi, \eta)$ – спектр разложения входного поля по плоским волнам, Σ_s : $\sigma_1 \leq \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq \sigma_2$ – область учитываемых пространственных частот. При $\sigma_1 = 0, \sigma_2 = 1$ рассматриваются только распространяющиеся волны, а при $\sigma_1 = 1, \sigma_2 > 1$ – только затухающие волны.

В случае, когда входное поле является осесимметричным:

$$E_0(x, y) = E_0(r), \quad (2)$$

выражение (1) можно упростить:

$$E(\rho, z) = -ik^2 \int_0^{\sigma_0} \left(\int_0^{r_0} E_0(r) J_0(k\sigma r) r dr \right) \exp\left(ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right) J_0(k\sigma\rho) \sigma d\sigma, \quad (3)$$

где ρ – радиальная координата в выходной плоскости, σ – радиальная координата в частотной плоскости, σ_0 – радиус учитываемых пространственных частот.

При численной реализации по теореме Найквиста σ_0 определяется дискретизацией входного поля Δr :

$$\sigma_0 \leq \frac{\lambda}{2\Delta r}. \quad (4)$$

Распространяющимся волнам соответствуют пространственные частоты, расположенные в круге радиусом $\sigma_0 \leq 1$. Чтобы учесть также и затухающие волны, вносящие свой вклад на расстояниях меньше длины волны, необходимо увеличивать радиус учитываемых пространственных частот до некоторого значения $\sigma_z > 1$, зависящего от расстояния z от апертуры. Оценим это значение.

Рассмотрим интеграл (1) в полярных координатах только в области затухающих волн:

$$E(\rho, \theta, z) = \int_1^{\infty} \exp\left(-kz\sqrt{\sigma^2-1}\right) \left(\int_0^{2\pi} F(\sigma, \phi) \exp\left[ik\rho\sigma \cos(\theta-\phi)\right] d\phi \right) \sigma d\sigma. \quad (5)$$

Проанализируем часть в (5), зависящую от полярного угла. Экспоненциальный множитель по модулю равен единице. Спектральная функция $F(\sigma, \phi)$ (при фиксированном ϕ) убывает не медленнее, чем $1/\sigma$, иначе не будет выполняться равенство Парсевала. Таким образом, интегрирование по углу даст функцию, которая не возрастает с ростом σ , и для дальнейшего анализа её можно заменить на константу:

$$I = \int_1^{\infty} \exp(-kz\sqrt{\sigma^2 - 1}) \sigma d\sigma = \frac{1}{(kz)^2} \quad (6)$$

Абсолютная погрешность при замене верхнего предела на конечное значение σ_z :

$$\Delta = \left[\frac{\sqrt{\sigma_z^2 - 1}}{kz} + \frac{1}{(kz)^2} \right] \exp(-kz\sqrt{\sigma_z^2 - 1}), \quad (7)$$

относительная погрешность:

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{I} = (kz\sqrt{\sigma_z^2 - 1} + 1) \exp(-kz\sqrt{\sigma_z^2 - 1}), \quad (8)$$

Величина ε монотонно убывает с ростом σ_z (можно доказать, взяв производную).

Сделав замену $t = kz\sqrt{\sigma_z^2 - 1}$, получим функцию, не зависящую от определённых значений λ и z . Для нахождения допустимой границы отсечения нужно задаться определённой погрешностью ε и решить уравнение (8).

В частности, для $\varepsilon = 0,04$ получаем $t = 5$, т.е. выбор в качестве верхней границы частот:

$$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{5}{kz}\right)^2 + 1}, \quad (9)$$

обеспечивает погрешность расчёта (5) не выше 5%.

Перепишем оператор (3) в виде:

$$E(\rho, z) = \int_0^{\rho_0} E_0(r) K(r, \rho, z) r dr, \quad (10)$$

где

$$K(r, \rho, z) = -ik^2 \int_0^{\sigma_0} \exp(ikz\sqrt{1 - \sigma^2}) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\sigma\rho\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\sigma r\right) \sigma d\sigma, \quad (11)$$

Тогда задача вычисления осесимметричных собственных функций в ближней зоне дифракции сводится к поиску собственных функций следующего ограниченного оператора:

$$b_n(z) \psi_n(\rho, z) = \int_0^{\rho_0} \psi_n(r) K(r, \rho, z) r dr, \quad (12)$$

где z - расстояние, $b_n(z)$ - собственные значения, $\psi_n(\rho, z)$ - собственные функции.

Очевидно, характеристики собственных функций будут зависеть не только от расстояния распространения z , но и от ограничений, наложенных на поле в объектной и спектральной областях.

3. Расчет осесимметричных собственных функций ограниченного оператора распространения в ближней зоне дифракции

Расчет собственных значений и собственных функций был выполнено для различных значений параметров при тестовой длине волны лазерного излучения $\lambda = 1 \mu m$.

На рис. 1 показан вид матриц (11), являющихся ядром преобразования (12), а на рис. 2 - вид рассчитанных матриц упорядоченных собственных векторов для различных параметров.

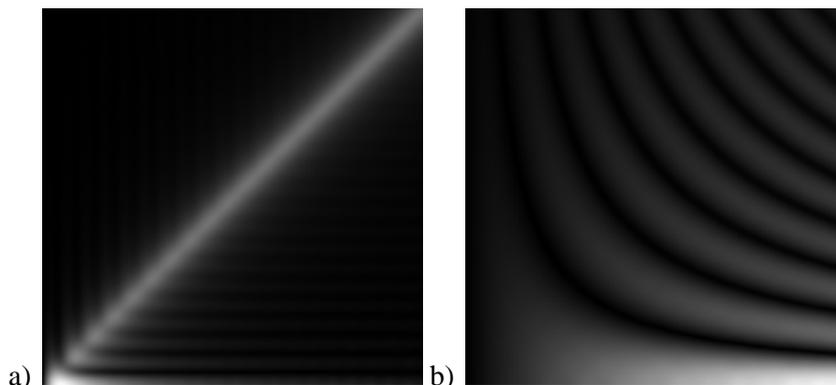


Рисунок 1. Амплитуда матриц (11), являющихся ядром преобразования (12) для (a) $r_0 = 10\lambda$, $z = 0.5\lambda$, $\sigma_0 = 10$, (b) $r_0 = 10\lambda$, $z = 20\lambda$, $\sigma_0 = 1$.

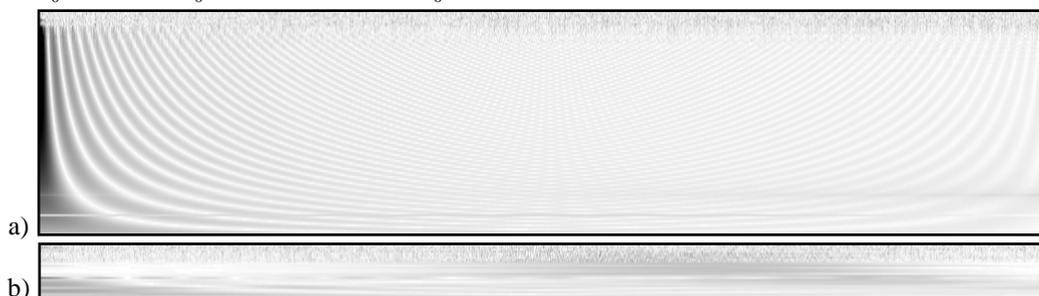


Рисунок 2. Вид рассчитанных матриц (амплитуда, негатив) упорядоченных собственных векторов для (a) $r_0 = 10\lambda$, $z = 0.5\lambda$, $\sigma_0 = 10$, (b) $r_0 = 10\lambda$, $z = 20\lambda$, $\sigma_0 = 1$.

Как видно из рисунков 1 и 2, сужение области пространственных частот (уменьшение значения σ_0) приводит к заполнению матрицы ядра преобразования ненулевыми значениями. В этом случае расчет собственных векторов усложняется (рисунок 2b).

На рисунке 3 показаны графики полученных собственных значений. Видно, что при расстояниях меньше длины волны и при учете затухающих волн $|\alpha| > 1$ (рисунок 3a) график собственных значений имеет классический вид, близкий к ступенчатой функции. Если значительно увеличить расстояние при учете только распространяющихся волн $|\alpha| < 1$ (рис. 3б), то собственных значений, близких к единице становится значительно меньше.

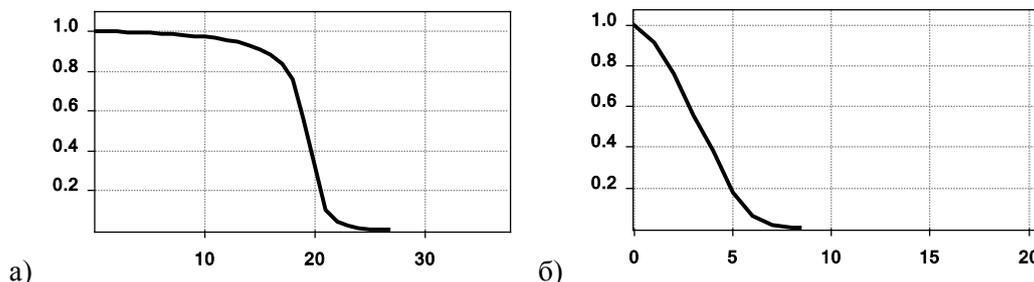


Рисунок 3. График модулей собственных значений $b_n(z)$ для (a) $r_0 = 10\lambda$, $z = 0.5\lambda$, $\sigma_0 = 10$, (b) $r_0 = 10\lambda$, $z = 20\lambda$, $\sigma_0 = 1$.

На рисунке 4 показаны нормированные графики полученных собственных функций. Так как функции в общем случае комплексные, то показана только действительная часть. Из рисунка 4 видно, что собственные функции в первом случае имеет классический вид, а во втором – вырожденный. Чтобы улучшить ситуацию, нужно увеличить размер входной области.

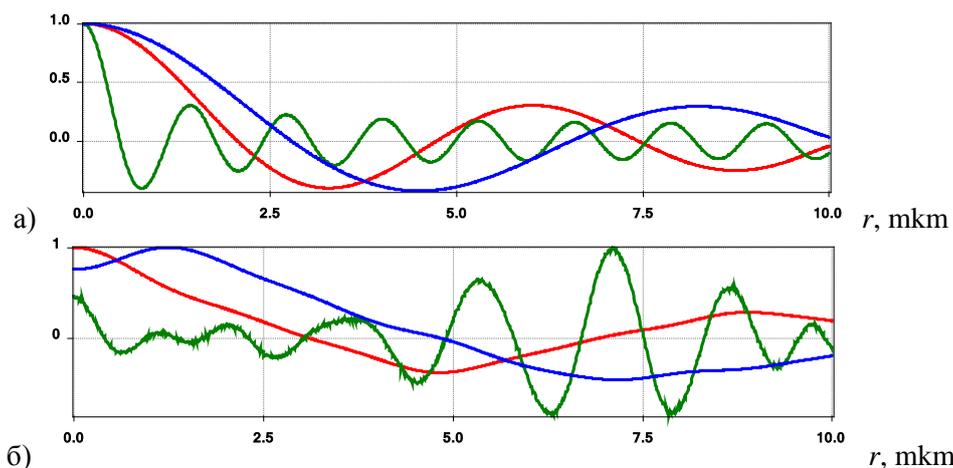


Рисунок 4. График действительной части нормированных собственных функций $\psi_n(\rho, z)$ для (a) $r_0 = 10\lambda$, $z = 0.5\lambda$, $\sigma_0 = 10$, (b) $r_0 = 10\lambda$, $z = 20\lambda$, $\sigma_0 = 1$.

4. Заключение

В настоящей работе выполнен расчет осесимметричных собственных функций ограниченного оператора распространения в ближней зоне дифракции. Показано, что качественные и количественные характеристики собственных функций зависят от расстояния распространения и ограничений, наложенных в объектной и спектральной областях.

5. Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26).

6. Литература

- [1] Betzig, E. Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit / E. Betzig, J.K. Trautman // *Science*. – 1992. – Vol. 257. – P. 189-194.
- [2] Heinzelmann, H. Scanning near-field optical microscopy / H. Heinzelmann, D.W. Pohl // *Appl. Phys. A*. – 1994. – Vol. 59. – P. 89-101.
- [3] Van Labeke, D. Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy / D. Van Labeke, D. Barchiesi, F. Baida // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1995. – Vol. 12. – P. 695-703.
- [4] Novotny, L. Near-field optical imaging using metal tips illuminated by higher-order Hermite-Gaussian beams / L. Novotny, E.J. Sanchez, X.S. Xie // *Ultramicroscopy*. – 1998. – Vol. 71. – P. 21-29.
- [5] Bethe, H.A. Theory of diffraction by small holes / H.A. Bethe // *Phys. Rev.* – 1944. – Vol. 66. – P. 163-182.
- [6] Osterberg, H. Closed Solutions of Rayleigh's Diffraction Integral for Axial Points / H. Osterberg, L.W. Smith // *J. Opt. Soc. Am.* – 1961. – Vol. 51. – P. 1050-1054.
- [7] Wolf, E. Comparison of the Kirchhoff and the Rayleigh-Sommerfeld Theories of Diffraction at an Aperture / E. Wolf, E.W. Marchand // *J. Opt. Soc. Am.* – 1964. – Vol. 54(5). – P. 587-594.
- [8] Gravelaeter, T. Diffraction by circular apertures. 1: Method of linear phase and amplitude approximation / T. Gravelaeter, J.J. Stamnes // *Applied Optics*. – 1982. – Vol. 21(20). – P. 3644-3651.
- [9] Girard, C. Near-field optics theories / C. Girard, A. Dereux // *Rep. Prog. Phys.* – 1996. – Vol. 59. – P. 657-699.
- [10] Mielenz, K.D. Optical Diffraction in Close Proximity to Plane Apertures. I. Boundary-Value Solutions for Circular Apertures and Slits / K.D. Mielenz // *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* – 2002. – Vol. 107. – P. 355-362.

- [11] Romero, J.A. Diffraction by a circular aperture: an application of the vectorial theory of Huygens's principle in the near field / J.A. Romero, L. Hernández // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25(8). – P. 2040-2043.
- [12] Li, J. The rigorous electromagnetic theory of the diffraction of vector beams by a circular aperture / J. Li, Sh. Zhu, B. Lu // *Opt. Commun.* – 2009. – Vol. 282. – P. 4475-4480.
- [13] Cooper, I.J. The numerical integration of fundamental diffraction integrals for converging polarized spherical waves using a two-dimensional form of Simpson's 1/3 Rule / I.J. Cooper, C.J.R. Sheppard, M. Roy // *Journal of Modern Optics.* – 2005. – Vol. 52(8). – P. 1123-1134.
- [14] Veerman, J.A.C. Calculation of the Rayleigh–Sommerfeld diffraction integral by exact integration of the fast oscillating factor / J.A.C. Veerman, J.J. Rusch, H.P. Urbach // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2005. – Vol. 22(4). – P. 636-646.
- [15] Shen, F. Fast-Fourier-transform based numerical integration method for the Rayleigh–Sommerfeld diffraction formula / F. Shen, A. Wang // *Applied Optics.* – 2006. – Vol. 45(6). – P. 1102-1110.
- [16] Хонина, С.Н. Распространение радиально-ограниченных вихревых пучков в ближней зоне: I. Алгоритмы расчёта / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, А.А. Ковалев, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 3. – С. 315-329.
- [17] Khonina, S.N. Near-field propagation of vortex beams: models and computation algorithms / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, A.A. Kovalyov, S.G. Volotovsk // *Optical Memory and Neural Networks.* – 2014. – Vol. 23(2). – P. 50-73.
- [18] Betzig, E. Breaking the diffraction barrier - Optical microscopy on a nanometric scale / E. Betzig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner, R.L. Kostelak // *Science.* – 1991. – Vol. 251. – P. 1468-1470.
- [19] Pendry, J.B. Near-field lenses in two dimensions / J.B. Pendry, S.A. Ramakrishna // *J. Phys. Condens. Matter.* – 2002. – Vol. 14. – P. 8463-8479.
- [20] Grbic, A. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens / A. Grbic, G.V. Eleftheriades // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92. – P. 117403.
- [21] Popa, B. I. Direct measurement of evanescent wave enhancement inside passive metamaterials / B.I. Popa, S.A. Cummer // *Phys. Rev. E.* – 2006. – Vol. 73. – P. 016617.
- [22] Sheppard, C.J.R., Fundamentals of superresolution / C.J.R. Sheppard // *Micron.* – 2007. – Vol. 38. – P. 165-169.
- [23] Zhang, X. Superlenses to overcome the diffraction limit / X. Zhang, Z. Liu // *Nature materials.* – 2008. – Vol. 7. – P. 435-441.
- [24] Хонина, С.Н. Дифракция на бинарных микроаксонах в ближней зоне / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, П.Г. Серафимович, И.А. Пустовой // *Оптический журнал.* – 2012. – Т. 79, № 10. – С. 22-29.
- [25] Degtyarev, S.A. Photonic nanohelix generated by a binary spiral axicon / S.A. Degtyarev, A.P. Porfirev, S.N. Khonina // *Applied Optics.* – 2016. – Vol. 55(12). – P. B44-B48.
- [26] Khonina, S.N. Very compact focal spot in the near-field of the fractional axicon / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // *Optics communications.* – 2017. – Vol. 391. – P. 24-29.
- [27] Di Francia, G.T. Super-Gain Antennas and Optical Resolving Power / G.T. Di Francia // *Supplto. Nuovo Cim.* – 1952. – Vol. 9. – P. 426-438.
- [28] Quabis, S. Focusing light to a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glockl, G. Leuchs // *Opt. Commun.* – 2000. – Vol. 179. – P. 1-7.
- [29] Wang, H. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, Ch. T. Chong // *Nature Photonics.* – 2008. – Vol. 2. – P. 501-505.
- [30] Хонина, С.Н. Исследование применения аксиконов в высокоапертурной фокусирующей системе / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 35-51.
- [31] Хонина, С.Н. Анализ влияния волновых aberrаций на уменьшение размеров фокального пятна в высокоапертурных фокусирующих системах / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Е.А. Пелевина // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 203-219.

- [32] Reddy, A.N.K. Комплексные функции пропускания зрачка для аберрированной визуализации близко расположенных объектов / A.N.K. Reddy, D.K. Sagard, С.Н. Хонина // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Vol. 123, № 6. – P. 929-940.
- [33] Dorn, R. Sharper focus for a radially polarized light beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 233901.
- [34] Kozawa, Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // J. Opt. Soc. Am. A. – 2007. – Vol. 24. – P. 1793-1798.
- [35] Карпеев, С.В. Исследование фокусировки поляризованно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка / С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, С.В. Алфёров // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, №3. – С. 335-338.
- [36] Helseth, L.E. Optical vortices in focal regions / L.E. Helseth // Opt. Commun. – 2004. – Vol. 229. – P. 85-91.
- [37] Khonina, S.N. Influence of vortex transmission phase function on intensity distribution in the focal area of high-aperture focusing system / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, S.G. Volotovskiy // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2011. – Vol. 20(1). – P. 23-42.
- [38] Sheppard, C.J.R. Annular pupils, radial polarization, and superresolution / C.J.R. Sheppard, A. Choudhury // Appl. Opt. – 2004. – Vol. 43(22). – P. 4322-4327.
- [39] Pereira, S.F. Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks / S.F. Pereira, A.S. Van de Nes // Opt. Commun. – 2004. – Vol. 234. – P. 119-124.
- [40] Lerman, G.M. Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions / G. M. Lerman, U. Levy // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(7). – P. 4567-4581.
- [41] Хонина, С.Н. Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 58-68.
- [42] Beversluis, M.R. Programmable vector point-spread function engineering / M.R. Beversluis, L. Novotny, S. J. Stranick // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14. – P. 2650-2656.
- [43] Rao, L. Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens / L. Rao, J. Pu, Zh. Chen, P. Yei // Opt. & Las. Techn. – 2009. – Vol. 41. – P. 241-246.
- [44] Khonina, S.N. Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina I. Golub // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36(3). – P. 352-354.
- [45] Хонина, С.Н. Минимизация светового и теневого фокального пятна с контролируемым ростом боковых лепестков в фокусирующих системах с высокой числовой апертурой / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 4. – С. 438-451.
- [46] Berry, M.V. Evolution of quantum superoscillations and optical superresolution without evanescent waves / M.V. Berry, S. Popescu // J. Phys. A. – 2006. – Vol. 39. – P. 6965-6977.
- [47] Huang, F.M. Super-Resolution without Evanescent Waves / F.M. Huang, N.I. Zheludev // Nano Lett. – 2009. – Vol. 9(3). – P. 1249-1254.
- [48] Verhagen, E. Nanofocusing in laterally tapered plasmonic waveguides / E. Verhagen, A. Polman, L. Kuipers // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 45-57.
- [49] Schnell, M. Nanofocusing of mid-infrared energy with tapered transmission lines / M. Schnell, P. Alonso-González, L. Arzubiaga, F. Casanova, L. E. Hueso, A. Chuvilin, R. Hillenbrand, // Nat. Photonics. – 2011. – Vol. 5. – P. 283-287.
- [50] Degtyarev, S.A. Singular laser beams nanofocusing with dielectric nanostructures: theoretical investigation / S.A. Degtyarev, A.P. Porfirev, A.V. Ustinov, S.N. Khonina // Journal of the Optical Society of America B. – 2016. – Vol. 33(12). – P. 2480-2485.
- [51] Hell, S.W. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy / S.W. Hell, J. Wichmann // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19. – P. 780-782.
- [52] Galiani, S. Strategies to maximize the performance of a STED microscope / S. Galiani, B. Harke, G. Vicidomini, G. Lignani, F. Benfenati, A. Diaspro, P. Bianchini // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 7362-7374.

- [53] Khonina, S.N. How low can STED go? Comparison of different write-erase beam combinations for stimulated emission depletion microscopy / S.N. Khonina, I. Golub // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2012. – Vol. 29(10). – P. 2242-2246.
- [54] Кириленко, М.С. Расчёт собственных функций изображающей двухлинзовой системы в условиях осевой симметрии / М.С. Кириленко, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика.* – 2014. – Т. 38, №3. – С. 412-417.
- [55] Kirilenko, M.S. Investigation of the free-space propagation operator eigenfunctions in the near-field diffraction / M.S. Kirilenko, V.V. Pribylov, S.N. Khonina // *Proceedings of Progress in Electromagnetics Research Symposium.* – 2015. – P. 2035-2038.

Calculation of the axially symmetric eigenfunctions of the finite propagation operator in the near-field diffraction

M.S. Kirilenko^{1,2}, S.G. Volotovskii²

¹Samara National Research University, MoskovskoeShosse 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. The propagation of axially symmetric laser beams in the near diffraction zone (over a distance of the order of the wavelength) can be described by means of an expansion in plane waves, which, with allowance for the axial symmetry, reduces to an axisymmetric propagation operator involving Fourier-Hankel transforms. The eigenfunctions of the operator, when eigenvalues are close to unity, determine the characteristics of the signals (information) transmitted lossless (without distortion). The beam propagation distance and the region of spatial frequency limitation are parameters of the operator and essentially change the set of eigenvalues and functions. We calculate the axisymmetric eigenfunctions of the finite propagation operator in the near diffraction zone and investigate their qualitative and quantitative characteristics depending on the propagation distance and the constraints imposed in the object and spectral domains.

Keywords: near-field diffraction, Fourier-Hankel transforms, finite propagation operator, eigenfunctions.