

Влияние затухающих волн на обратный поток мощности в ближней зоне

В.В. Котляр^{1,2}, А.А. Ковалёв^{1,2}, Д.С. Калинкина²

¹Институт систем обработки изображений РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Молодогвардейская 151, Самара, Россия, 443001

²Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086

Аннотация. Для эллиптически поляризованного оптического вихря с произвольным целым топологическим зарядом с помощью выражений для всех шести компонент напряженности электрического и магнитного поля получено выражение для продольной составляющей вектора Пойнтинга в начальной плоскости. В частном случае узкого углового спектра плоских волн (пучок Бесселя) и круговой поляризации показано, что, при наличии в начальном световом поле неоднородных затухающих волн, вблизи оптической оси может возникать обратный поток световой энергии.

1. Введение

В оптике активно изучаются оптические "тракторные" пучки [1-4], которые позволяют "притягивать" микрообъекты к источнику света. Параллельно исследуется другой интересный эффект в оптике – обратное распространение [5] или обратный поток энергии [6, 7]. Этот эффект возникает, например, в фокусе плоской волны [8, 9], в фокусе ограниченного параксиального [10] и неограниченного непараксиального [11] скалярных гауссовых пучков, а также в фокусе непараксиальных пучков Лагерра-Гаусса [12]. Он возникает также в фокусе непараксиальных векторных пучков с линейной [13] и круговой поляризациями, в различных векторных модовых пучках (Бесселя [14, 15], Эйри [16], Х-волны [6]), при фокусировке на границу раздела сред [17], вблизи наноструктурированных поверхностей [18, 19]. В данной работе, в отличие от работы [8], в которой используется формализм Ричардса-Вольфа, работ [6, 13-16], в которых используются известные точные решения уравнений Максвелла (Х-волны, пучки Бесселя, Эйри, квази-Гаусса [5], векторные непараксиальные гауссовы пучки), получены общие выражения для проекций вектора Пойнтинга для любого вихревого электромагнитного поля с эллиптической поляризацией методом разложения по плоским волнам. Получено условие, при котором в начальной плоскости пучка (в перетяжке) возникает обратный поток энергии. Из этого условия следует, что только при наличии неоднородных затухающих волн с большими поперечными проекциями волнового вектора в перетяжке может возникнуть обратный поток энергии. Причем, чем больше вклад затухающих волн в общую амплитуду пучка, тем больше величина обратного потока энергии, который при этом сравним по величине с прямым потоком.

2. Интенсивность и продольная проекция вектора Пойнтинга

Нетрудно показать, что следующее световое поле удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$E_x(r, \varphi, z) = i^{n+1} e^{in\varphi} I_{3,n}, \quad (1)$$

$$E_y(r, \varphi, z) = -i^n \sigma e^{in\varphi} I_{3,n},$$

$$E_z(r, \varphi, z) = i^n \left[\gamma_+ e^{i(n+1)\varphi} I_{2,n+1} - \gamma_- e^{i(n-1)\varphi} I_{2,n-1} \right], \quad (2)$$

$$H_x(r, \varphi, z) = \frac{1}{2} i^n \left[\gamma_+ e^{i(n+2)\varphi} \bar{I}_{2,n+2} - \gamma_- e^{i(n-2)\varphi} \bar{I}_{2,n-2} + \sigma e^{in\varphi} (2I_{1,n} - \bar{I}_{2,n}) \right], \quad (3)$$

$$H_y(r, \varphi, z) = \frac{-1}{2} i^{n+1} \left[\gamma_+ e^{i(n+2)\varphi} \bar{I}_{2,n+2} + \gamma_- e^{i(n-2)\varphi} \bar{I}_{2,n-2} - e^{in\varphi} (2I_{1,n} - \bar{I}_{2,n}) \right], \quad (4)$$

$$H_z(r, \varphi, z) = -i^{n+1} \left[\gamma_+ e^{i(n+1)\varphi} I_{4,n+1} + \gamma_- e^{i(n-1)\varphi} I_{4,n-1} \right], \quad (5)$$

где $\sigma = \pm 1$ – спиновый индекс, определяющий левую и правую круговую поляризацию ($\sigma = +1$ для правой поляризации и $\sigma = -1$ для левой поляризации, при других значениях σ выражения (1)-(5) описывают поле с эллиптической поляризацией), $\gamma_{\pm} = (1 \pm \sigma)/2$,

$$I_{1,n} = \int_0^{\infty} A_n(\rho) e^{ikz\sqrt{1-\rho^2}} J_n(kr\rho) \rho d\rho, \quad (6)$$

$$I_{3,n} = \int_0^{\infty} \sqrt{1-\rho^2} A_n(\rho) e^{ikz\sqrt{1-\rho^2}} J_n(kr\rho) \rho d\rho. \quad (7)$$

$$I_{2,n} = \int_0^{\infty} A_n(\rho) e^{ikz\sqrt{1-\rho^2}} J_n(kr\rho) \rho^2 d\rho,$$

$$\bar{I}_{2,n} = \int_0^{\infty} \rho^2 A_n(\rho) e^{ikz\sqrt{1-\rho^2}} J_n(kr\rho) \rho d\rho. \quad (8)$$

$$I_{4,n} = \int_0^{\infty} \sqrt{1-\rho^2} A_n(\rho) e^{ikz\sqrt{1-\rho^2}} J_n(kr\rho) \rho^2 d\rho. \quad (9)$$

где n – топологический заряд оптического вихря, $A_n(\rho)$ – произвольная функция амплитуды спектра плоских волн, в общем случае комплексная, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка.

С помощью поперечных проекций электрического (1) и магнитного (3), (4) векторов световой волны можно получить выражение для продольной проекции вектора Умова-Пойнтинга (потока энергии), согласно формуле [15] $\mathbf{S} = c \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]/(8\pi)$:

$$S_z = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*), \quad (10)$$

где Re – вещественная часть комплексного числа. Подставляя в (10) выражения (1), (3), и (4), получим (с точностью до $c/(8\pi)$) для случая круговой поляризации ($\sigma = \pm 1$):

$$S_z = \text{Re} \left\{ I_{3,n}^* (2I_{1,n} - \bar{I}_{2,n}) \right\}. \quad (11)$$

3. Обратный поток энергии в начальной плоскости

Из (11) следует, что продольный поток энергии радиально-симметричный и одинаковый для левой и правой круговых поляризаций, в отличие от распределения интенсивности.

Пусть для простоты амплитуда плоских волн описывается действительной функцией $A_n(\rho)$, тогда, подставляя в (11) из (6)-(9), вместо (11) при $z=0$ получим:

$$S_z = \left[\int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} A_n(\rho) J_n(kr\rho) \rho d\rho \right] \left[\int_0^{\infty} (2-\rho^2) A_n(\rho) J_n(kr\rho) \rho d\rho \right]. \quad (12)$$

Для простоты рассмотрим гипотетическую функцию амплитуды спектра плоских волн в виде линейной комбинации двух дельта-функций Дирака. Физически это означает, что у светового поля часть энергии сосредоточена в узкой области спектра распространяющихся плоских волн, а часть – в области затухающих волн:

$$A_n(\rho) = A\delta(\rho - \rho_1) + B\delta(\rho - \rho_2), \tag{13}$$

где $A > 0, B > 0, 0 < \rho_1 < 1, 1 < \rho_2 < \infty$.

Тогда вместо (12), получим:

$$S_z = A\sqrt{1 - \rho_1^2} J_n(kr\rho_1)\rho_1 \left[A(2 - \rho_1^2)J_n(kr\rho_1)\rho_1 - B(\rho_2^2 - 2)J_n(kr\rho_2)\rho_2 \right]. \tag{14}$$

Заметим, что пучок Бесселя любого порядка является решением непараксиального уравнения Гельмгольца для любого масштаба ($k\rho_1 < 1$ – распространяющиеся пучки Бесселя, $k\rho_2 > 1$ – исчезающие или затухающие пучки Бесселя). Исчезающие пучки Бесселя используют для преодоления дифракционного предела в ближней зоне [20, 21]. Вблизи оптической оси ($kr\rho_1 < kr\rho_2 \ll 1$), оставляя в разложении Тейлора функции Бесселя только первый член, вместо (14) получим:

$$S_z \approx A\sqrt{1 - \rho_1^2} \frac{(kr)^n \rho_1^{n+1}}{n!2^n} \frac{(kr)^n}{n!2^n} \left[A(2 - \rho_1^2)\rho_1^{n+1} - B(\rho_2^2 - 2)\rho_2^{n+1} \right] < 0. \tag{15}$$

Из (15) следует, что $S_z < 0$ при выполнении условия

$$\frac{A}{B} < \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{n+1} \left(\frac{\rho_2^2 - 2}{2 - \rho_1^2} \right) \tag{16}$$

поток энергии вблизи оптической оси в начальной плоскости обратный. Условие (16) возможно только, если $\rho_2 > 2^{1/2}$, то есть затухающие волны должны иметь большой коэффициент затухания. Из (15) видно, что при $n=0$ максимальный обратный поток будет на оптической оси.

4. Моделирование

Рассмотрим световое поле с угловым спектром (13). Это поле представляет собой суперпозицию двух мод Бесселя – одной распространяющейся и одной затухающей:

$$E_x(x, y, z) = e^{in\phi} \left[A e^{ikz\sqrt{1-\rho_1^2}} J_n(kr\rho_1) + i B e^{ikz\sqrt{1-\rho_2^2}} J_n(kr\rho_2) \right], \tag{17}$$

$$E_y = i\sigma E_x.$$

Тогда, согласно (16), при условии

$$\frac{A}{B} < \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^n \left(\frac{\rho_2^2 - 2}{2 - \rho_1^2} \right) \sqrt{\frac{1 - \rho_1^2}{\rho_2^2 - 1}} \tag{18}$$

вблизи оптической оси в начальной плоскости возникает обратный поток энергии. Выполнения условия (18) всегда можно добиться увеличением вклада B затухающих волн.

Для численного моделирования выберем следующие параметры: длина волны $\lambda = 532$ нм, $\rho_1 = 0,8, \rho_2 = 2,4, A = 1$, топологический заряд $n = 3$, поляризация – левая круговая ($\sigma = -1$) и правая круговая ($\sigma = +1$), расчётная область $z = 0, -R \leq x, y \leq R$ ($R = 2,5\lambda$). Из (18) следует, что для возникновения обратного потока необходимо, чтобы $A/B < 20,53$. Выберем $B = 1$ и $B = 10$. На рис. 1 приведены распределения интенсивности и потока мощности суперпозиции мод Бесселя (17) в начальной плоскости для разного вклада затухающей моды $B = 1$ (рис. 1(a,b)) и $B = 10$ (рис. 1(c,d)), а также для разной круговой поляризации.

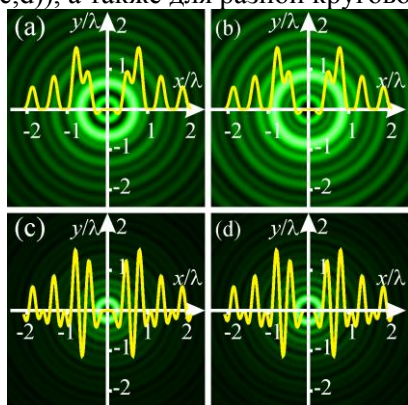


Рисунок 1. Двумерные распределения интенсивности и наложенные на них одномерные распределения потока мощности суперпозиции двух мод Бесселя (17) в начальной плоскости ($z = 0$) для разного вклада затухающей моды $B = 1$ (a, b) и $B = 10$ (c, d), а также для левой (a, c) и правой (b, d) круговой поляризации.

Из рис. 1 видно, что при усилении вклада затухающих волн усиливается и мощность отрицательного светового потока. Так, при $B = 1$ максимальная (по модулю) мощность отрицательного потока составила 7,4% от максимальной мощности положительного потока, в то время как при $B = 10$ это соотношение составило 75%. Также видно, что отрицательный поток возникает в первом световом кольце, так как кольцо у затухающей моды Бесселя имеет меньший диаметр.

Далее рассмотрим формирование отрицательного потока для безвихревого поля ($n=0$). На рис. 2 приведено распределение интенсивности и потока мощности суперпозиции мод Бесселя (17) в начальной плоскости. Вклад затухающей моды $B = 10$, поляризации – левая круговая, остальные параметры те же, что и на рис. 1.

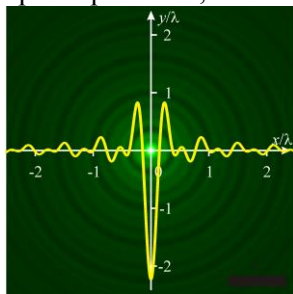


Рисунок 2. Двумерное распределение интенсивности и наложенное на него одномерное распределение потока мощности суперпозиции двух мод Бесселя (17) в начальной плоскости ($z = 0$).

Из рис. 2 видно, что в этом случае максимальный отрицательный поток формируется в центре дифракционной картины.

В эксперименте найти и зарегистрировать обратный поток энергии достаточно трудно, так как он возникает в области светлых колец в распределении интенсивности (рис. 1). Поэтому для обнаружения обратного потока нужно одновременно измерять и распределение интенсивности в плоскости фокуса и распределение модуля потока энергии. Если на одном и том же радиусе в плоскости фокуса интенсивность отлична от нуля (светлое кольцо), а распределение модуля вектора Пойнтинга равно нулю (темное кольцо), то в этом месте поток энергии распространяется в обратном направлении. Заметим, что при обратном распространении рассмотренного вихря картины интенсивности и потока энергии, такие же, как на рис. 1, будут возникать в плоскости фокуса.

5. Заключение

В работе на основе выражений для шести проекций векторов напряженности электрического и магнитного поля для оптического вихря с произвольным целым топологическим зарядом, круговой поляризацией и произвольной радиально-симметричной действительной функцией амплитуды плоских волн получено выражение для продольной проекции вектора Пойнтинга в начальной плоскости. В частном случае узкого углового спектра плоских волн (пучок Бесселя) показано, что, при наличии в начальном световом поле неоднородных затухающих волн, на оптической оси может возникать обратный поток световой энергии. Этот обратный поток можно использовать, чтобы "затянуть" микрочастицу в центр кольцевой перетяжки вихревого пучка, то есть продемонстрировать эффект "оптического трактора".

6. Литература

- [1] Diekmann, R. Nanoscopy of bacterial cell immobilized by holographic optical tweezers / R. Diekmann, D.L. Wolfson, C. Spahn, M. Heilemann, M. Schuttpelz, T. Huser // Nat. Commun. – 2016. – Vol. 7. – P. 13711.
- [2] Mitri, F.C. Optical tractor Bessel polarized beams / F.C. Mitri, R.X. Li, L.X. Guo, C.Y. Ding // J. Quant. Spectr. Rad. Trans. – 2017. – Vol. 187. – P. 97-115.
- [3] Wilk, S.R. The pull of the tractor beam / S.R. Wilk // Opt Photon-News. – 2009. – Vol. 20. – P. 12-15.
- [4] Pfeiffer, C. Generating stable tractor beams with dielectric metasurfaces / C. Pfeiffer, A. Grbic // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 91. – P. 115408.

- [5] Mitri, F.C. Superposition of nonparaxial vectorial complex-source spherically focused beams: Axial Pointing singularity and reverse propagation / F.C. Mitri // *Phys Rev. A.* – 2016. – Vol. 94. – P. 023801.
- [6] Salem, M.A. Energy flow characteristics of vector X-waves / M.A. Salem, H. Bagci // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19. – P. 8526-8532.
- [7] Yuan, G.H. Gigantic wavevectors and energy backflow in the focus of a superoscillatory lens / G.H. Yuan, N. Zheludev // *Conference: 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC).*
- [8] Wang, R. Subwavelength gold grating as polarizers integrated with InP-based InGaAs sensors / R. Wang, T. Li, X. Shao, Xue Li, X. Huang, J. Shao, Y. Chen, H. Gong // *ACS Appl Mater. Interfaces.* – 2015. – Vol. 7. – P. 14471-14476.
- [9] Kotlyar, V.V. High resolution through gradient-index microoptics / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // *Adv. Opt. Technol.* – 2012. – Vol. 2012. – P. 647165.
- [10] Schouten, H.F. Optical vortices near sub-wavelength structures / H.F. Schouten, T.D. Visser, D. Lenstra // *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.* – 2004. – Vol. 6. – P. S404-S409.
- [11] Novitsky, A.V. Negative propagation of vector Bessel beams / A.V. Novitsky, D.V. Novitsky // *J Opt. Soc. Am. A.* – 2012. – Vol. 24. – P. 2844-2849.
- [12] Mitri, F.G. Reverse propagation and negative angular momentum density flux of an optical nondiffracting nonparaxial fractional Bessel vortex beam of progressive waves / F.G. Mitri // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2016. – Vol. 33. – P. 1661-1667.
- [13] Vaveliuk, P. Negative propagation effect in nonparaxial Airy beams / P. Vaveliuk, O. Martinez-Matos // *Opt. Express.* – 2012. – Vol. 20. – P. 26913-26921.
- [14] Richards, B. Electromagnetic diffraction in optical systems. II Structure of the image field in an aplanatic systems / B. Richards, E. Wolf // *Proc. R. Soc. A.* – 1959. – Vol. 253. – P. 358-379.
- [15] Ignatovsky, V.S. Diffraction by a lens having arbitrary opening / V.S. Ignatovsky // *Trans Opt. Inst. Petrograd.* – 1920. – Vol. 1. – P. 4.
- [16] Karman, G.P. Creation and annihilation of phase singularities in a focal field/ G.P. Karman, M.W. Beijersbergen, A. van Duijl, J.P. Woerdman // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22(9). – P.1503-1505.
- [17] Berry, M.V. Wave dislocation reactions in non-paraxial Gaussian beams / M.V. Berry // *J. Modern Opt.* – 1998. – Vol.45(9). – P. 1845-1858.
- [18] Volyar, A.V. The structure of a nonparaxial Gaussian beam near the focus: II. Optical vortices / A.V. Volar, V.G. Shvedov, T.A. Fadeeva // *Opt. Spectr.* – 2001. – Vol. 90(1). – P. 93-100.
- [19] Котляр, В.В. Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металлинзы / В.В. Котляр, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 645-654. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.
- [20] Merlin, R. Radiationless electromagnetic interference: evanescent-field lenses and perfect focusing/ R. Merlin // *Science.* – 2007. – Vol. 317(5840). – P. 927-929.
- [21] Grbic, A. Near-field plates: subdiffraction focusing with patterned surfaces / A. Grbic, L. Jiang, R. Merlin // *Science.* – 2008. – Vol. 320(5875). – P.511-513.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке 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 «Моделирование», Российского научного фонда (грант 17-19-01186) в части «Обратный поток энергии в начальной плоскости», а также Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-29-20003, 18-07-01129) в части «Интенсивность и продольная проекция вектора Пойнтинга».

Impact of the evanescent waves on the backflow of power in the near field

V.V. Kotlyar^{1,2}, A.A. Kovalev^{1,2}, D.S. Kalinkina²

¹Image Processing Systems Institute of RAS - Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Molodogvardejskaya street 151, Samara, Russia, 443001

²Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086

Abstract. For an elliptically polarized optical vortex with an arbitrary integer topological charge, using the expressions for all six components of the electric and magnetic field strength vectors, we obtain an expression for the longitudinal component of the Poynting vector in the initial plane. For the particular case of a narrow angular spectrum of plane waves (Bessel beam) and for the circular polarization, it is shown that in the presence of the inhomogeneous evanescent waves in the initial light field, a reverse flux of light energy can occur near the optical axis.