

УДК 535.42

САМОДИФРАКЦИЯ ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

*канд. физ.-мат. наук, доц. В.В. ДАВЫДОВСКАЯ, д-р физ.-мат. наук, проф. В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ
(Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина)*

Представлены теоретические результаты сравнения распространения в линейной изотропной среде в свободном режиме двумерных световых пучков: гауссовых, квадратных и круговых супергауссовых. Детально показана динамика изменения формы световых пучков при их распространении в линейной изотропной среде. Установлено, что существуют значения толщины среды, для которых характерна значительная деформация супергауссова пучка, в связи с чем наблюдается дополнительная самофокусировка супергауссовых пучков, для гауссовых пучков дополнительная самофокусировка не наблюдается. Показаны различия в распространении гауссовых и супергауссовых двумерных световых пучков, отмечены преимущества и недостатки использования квадратных и цилиндрических световых пучков с супергауссовым распределением интенсивности.

Ключевые слова: *линейная изотропная среда, свободный режим, двумерные световые пучки, гауссов и супергауссов профили, деформация, дополнительная самофокусировка, сравнение.*

Введение. В научной литературе много внимания уделено рассмотрению особенностей распространения и взаимодействия гауссовых световых пучков в фоторефрактивных кристаллах (например, в статьях [1–7]). Световые пучки с распределением интенсивности иного вида исследованы в меньшей степени. Однако в настоящее время в публикациях по оптике и фотонике наблюдается все более заметное предпочтение рассмотрению двумерных световых пучков различного профиля в отличие от использования гауссовой модели светового пучка (например, в работах [8, 9]). Для теоретического описания таких пучков часто используется модель супергауссова пучка (например, в работах [10–15]). Однако научные работы, в которых содержится описание процесса распространения супергауссовых пучков в нелинейных средах, появились сравнительно недавно [11–14].

В оптике световых потоков используются как одномерные, так и двумерные модели световых пучков. Для практических применений особенно важными являются результаты исследований распространения и взаимодействия световых пучков с двумерным распределением интенсивности (так называемых двумерных пучков) в фоторефрактивных кристаллах, так как именно такие пучки излучаются большинством оптических квантовых генераторов и не требуется их дополнительного преобразования [3]. Результаты, полученные при исследовании распространения и взаимодействия двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, представлены в ряде работ (например, в [16–18]). В настоящее время количество таких работ продолжает расти, так как в связи с модернизацией ЭВМ повысилась скорость выполнения необходимых расчетов, что способствовало повышению интереса к исследованиям в данной области [1–3, 11, 12]. В ряде статей (например, [10–14]) установлены особенности отдельных видов двумерных световых пучков, в которых распределение интенсивности отлично от гауссова, интересные для дальнейшего изучения и практического применения. В частности, в некоторых работах [10, 19], показано, что двумерные световые пучки с плоским верхом (flat-topped light beams), к которым относятся и супергауссовы пучки, обладают определенными преимуществами по сравнению с гауссовыми пучками. Например, при распространении в свободном режиме их расходимость в ближней зоне может быть значительно меньше расходимости гауссовых пучков, и квазисолитонный режим распространения с использованием внешнего электрического поля достигается в них при меньшей напряженности электрического поля, чем в случае гауссовых пучков. Но все же двумерные пучки с распределением интенсивности, отличным от гауссова, остаются исследованными в меньшей степени и интересными будут результаты сравнения распространения в линейной изотропной среде в свободном режиме двумерных световых пучков: гауссовых, квадратных и круговых супергауссовых световых пучков с целью установления различий

Теория. В плоскости перетяжки лазерного пучка распределение относительной интенсивности $I(x, y)$ в его поперечном сечении описывается функцией Гаусса

$$I(x, y) = I_{\max} \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)}{2 \cdot r_0^2} \right], \quad (1)$$

где $I_{\max} = I_0/I_d$ – максимальная относительная интенсивность пучка при входе в кристалл, I_0 – максимальная интенсивность гауссова пучка,

I_d – темновая интенсивность, включающая фоновую засветку;

r_0 – радиус перетяжки входного светового пучка.

Относительные интенсивности квадратного и кругового супергауссовых пучков описываются выражениями (2) и (3) соответственно (например, [20–23]):

$$I(x, y) = I_{\max} \exp \left[\frac{-(x^N + y^N)}{2 \cdot r_0^N} \right], \quad (2)$$

$$I(x, y) = I_{\max} \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)^{\frac{N}{2}}}{2 \cdot r_0^N} \right], \quad (3)$$

где N – порядок супергауссова пучка;

r_0 – характерный размер пучка.

При исследовании распространения пучка в свободном режиме удобно отсчитывать координату z в единицах дифракционной длины. Дифракционная длина светового пучка z_R определяется выражением из [23]

$$z_R = \frac{\pi \cdot r_0^2}{\lambda}, \quad (4)$$

где λ – длина световой волны.

Численное моделирование распространения двумерных световых пучков в линейной изотропной среде в свободном режиме. Для моделирования распространения двумерных световых пучков в среде были использованы следующие параметры: $n_0 = 2,33$, $\lambda = 0,5145$ мкм, характерный размер входных пучков $r_0 = 15$ мкм.

Рассмотрим распространение гауссова светового пучка, квадратных и круговых супергауссовых световых пучков в слое линейной изотропной среды толщиной 7 мм, заключенном и интервале $0 \leq z \leq 5z_R$ (рисунок 1). В рассматриваемом случае $z_R = 1,4$ мм.

Двумерный гауссов пучок в указанной области распространяется практически без изменения формы (имеет место небольшое распыливание). При этом значения максимальной относительной интенсивности пучка и интенсивности в центре пучка одинаковы (кривые 5 и 6 на рисунке 1).

Анализируя распространение супергауссовых световых пучков, среду условно можно разбить на четыре характерных промежутка: **I**, **II**, **III** и **IV** (рисунок 1).

В промежутке **I**, заключенном в интервале $0 \leq z \leq 0,8z_R$, значения максимальной относительной интенсивности и интенсивности в центре супергауссовых пучков не совпадают. Это обусловлено тем, что в области **I** супергауссовы пучки испытывают значительную деформацию, в результате которой в краевой зоне супергауссовых пучков появляются дополнительные максимумы.

В интервале $0,8z_R \leq z \leq 1,5z_R$ (промежуток **II** на рисунке 1) различий между значениями максимальной относительной интенсивности супергауссовых пучков и значениями интенсивности на их оси практически не наблюдается. Супергауссов пучок кругового сечения в этом промежутке фокусируется в большей степени, чем пучок квадратного сечения, но при $z \approx 1,2z_R$ максимальные относительные интенсивности обоих супергауссовых пучков становятся равными. На рисунке 1 эта точка отмечена буквой **A**.

Запас энергии в супергауссовом пучке квадратного сечения больше, чем в пучке кругового сечения одного с ним характерного размера, поэтому, анализируя распространение супергауссовых пучков в среде при $1,5z_R \leq z \leq 4z_R$, заметим, что максимальная относительная интенсивность пучка квадратного сечения больше, чем для пучка кругового сечения. Кроме того, можно отметить также, что супергауссовы пучки начинают расплываться (промежуток **III** на рисунке 1). В этом промежутке выделим две точки, в которых максимальная интенсивность супергауссовых пучков становится равной интенсивности гауссова пучка. Для супергауссова пучка кругового сечения это происходит при $z \approx 2,8z_R$ (точка **B** на рисунке 1), для пучка квадратного сечения – при $z \approx 3,9z_R$ (точка **C** на рисунке 1).

При $z > 4z_R$ (промежуток **IV** на рисунке 1) супергауссовы пучки продолжают расплываться и начинают пульсировать в пространстве (для пучка квадратного сечения это проявляется в большей мере).

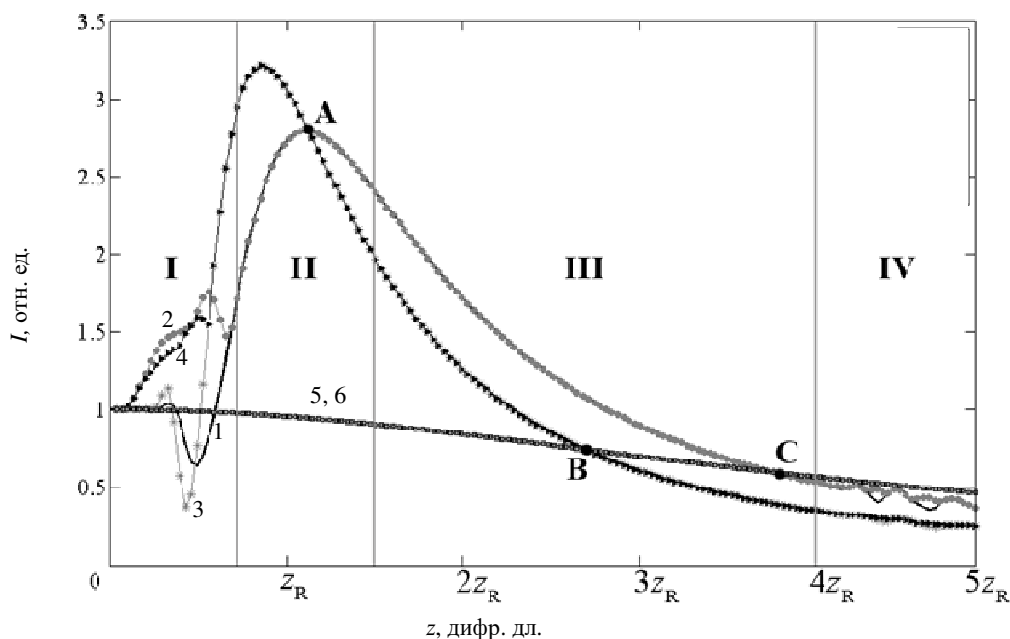


Рисунок 1. – Зависимость относительной интенсивности пучков от координаты z , выраженной в дифракционных длинах: 1, 3, 5 – интенсивность в центре поперечного сечения пучков: супергауссовых квадратного и кругового, гауссова пучка соответственно; 2, 4, 6 – максимальная интенсивность в плоскости поперечного сечения тех же пучков соответственно

Наиболее интересен для рассмотрения промежутки $0 \leq z \leq 2z_R$, так как именно в нем наблюдается значительная деформация и дополнительная самофокусировка супергауссовых световых пучков.

Проведем сравнение распространения двумерного гауссова пучка и супергауссовых световых пучков квадратного и кругового поперечного сечения. Будем рассматривать сечения каждого пучка плоскостью, проходящей параллельно его оси симметрии через максимум интенсивности, и сечения пучков, проходящие через центр пучка, и сравнивать форму пучков. В целях исследования изменения формы пучков будем сравнивать также вид пучков при наблюдении навстречу пучку. При выявлении особенностей изменения формы пучков в процессе их распространения в среде зависимость между цветом и значением относительной интенсивности светового пучка определялась автоматически в соответствии со шкалой, изображенной на рисунке 2.



Рисунок 2. – Шкала соответствия между цветом и значением относительной интенсивности светового пучка

На рисунке 3 видно, что на входе в среду гауссов и супергауссовы пучки имеют одинаковое максимальное значение относительной интенсивности в центре пучка. Однако при $0 \leq z \leq 0,5z_R$ (рисунок 3, а–з) супергауссов пучок квадратного сечения деформируется и в его поперечном сечении вблизи краев имеется четыре максимума, в которых значения относительной интенсивности превышают единицу. Для пучка квадратного сечения сохраняется симметрия как вдоль оси ox , так и вдоль оси Oy . Одинаковые сечения, проходящие через максимумы, отмечены на графиках сплошной линией, пунктирной линией отмечено сечение плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через середину пучка.

Симметрия супергауссова пучка кольцевого сечения нарушается. При его самофокусировке образуется кольцо, на котором много «шумовых помех», и наблюдается только два максимума (сплошные линии). Подобный «коллапс» пучка кольцевого сечения в керровской среде был получен авторами работы [7].

Гауссов пучок в промежутке $0 \leq z \leq 0,5z_R$ распространяется практически без изменения формы.

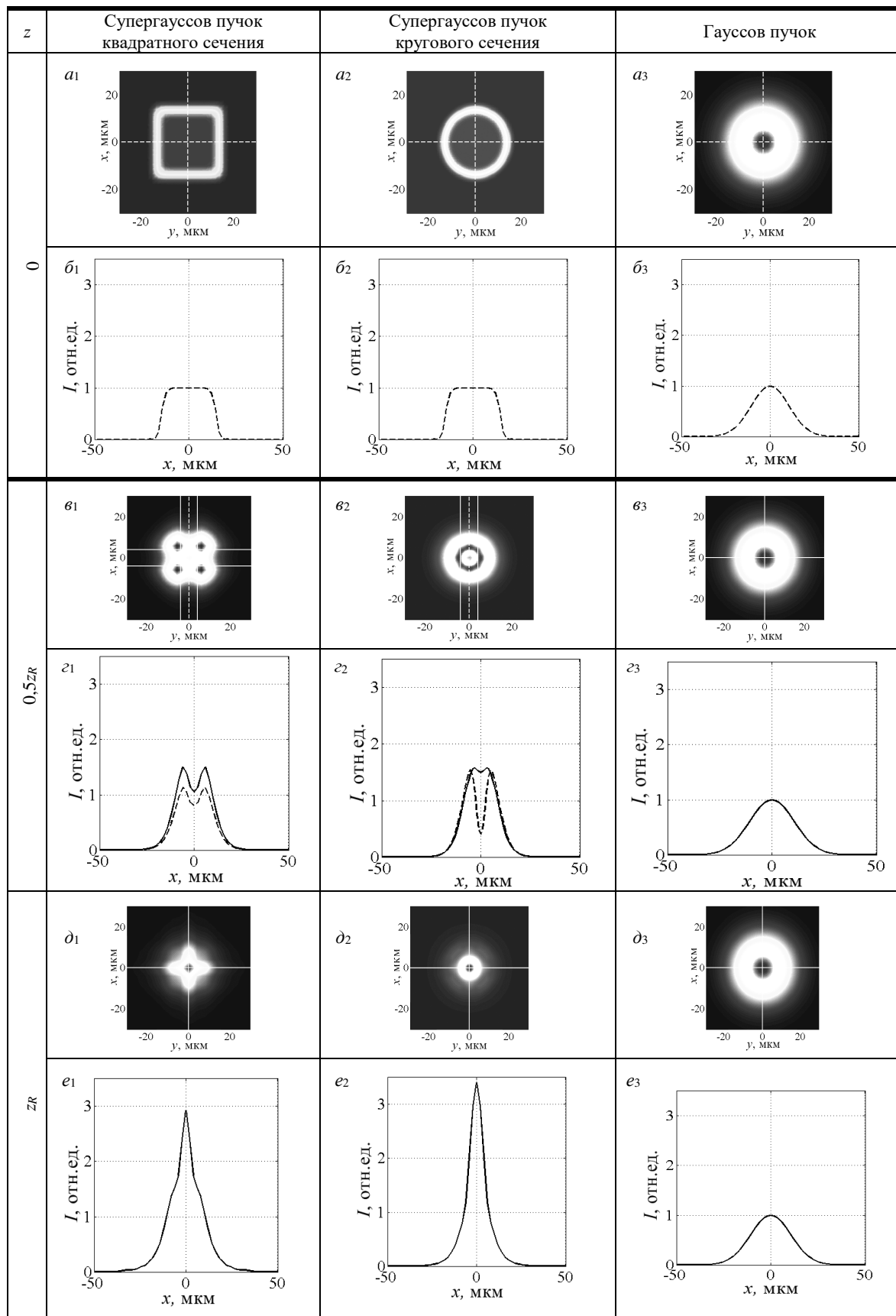


Рисунок 3. – Динамика изменения формы пучков при их распространении в свободном режиме: пунктирная линия – сечение пучков плоскостью, проходящей через их центр, сплошные линии – сечения пучков плоскостью, проходящей через максимумы интенсивности

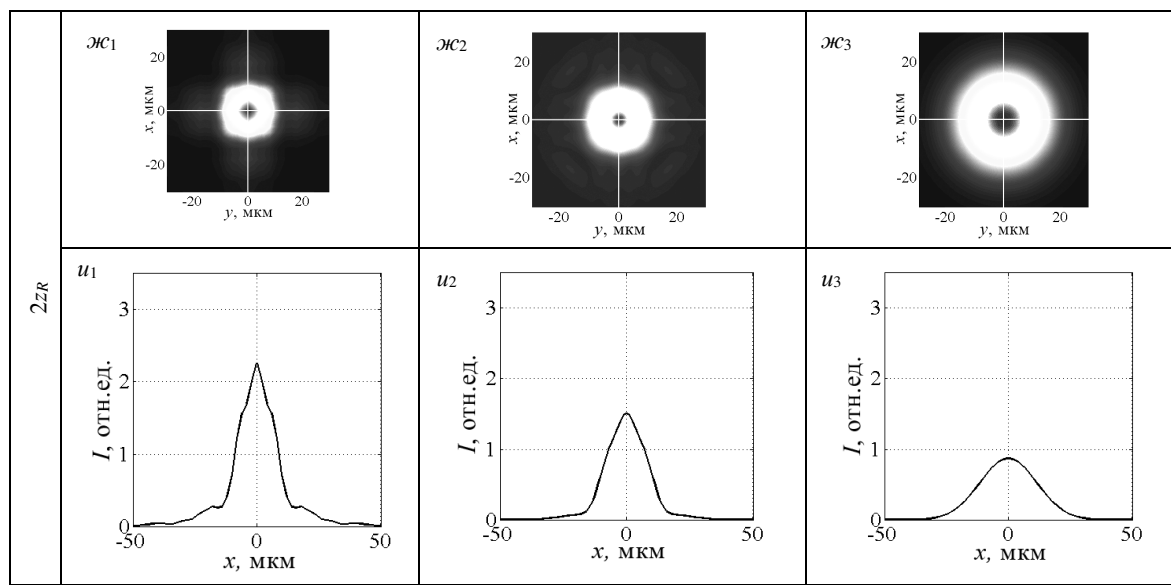


Рисунок 3. – Окончание (см. с. 57)

При $z_R \leq z \leq 2z_R$ (рисунок 3, $\partial-u$) наблюдается дополнительная самофокусировка супергауссовых световых пучков и значения относительной интенсивности в центре пучка совпадают с максимальным значением относительной интенсивности. Пучок кольцевого сечения фокусируется сильнее пучка, имеющего квадратное сечение. Это может быть обусловлено тем, что при распространении в линейной изотропной среде супергауссова пучка квадратного сечения характерными особенностями являются его деформация и появление максимумов в углах сечения пучка (рисунок 3, ∂_1-z_1), а изменение формы пучка кольцевого сечения проявляется в изменении отношения радиусов ограничивающих его окружностей (рисунок 3, ∂_2-z_2). Гауссов пучок в интервале $z_R \leq z \leq 2z_R$ начинает рассеиваться (рисунок 3, u_3).

При $z > 2z_R$ супергауссовы пучки, так же как и гауссов, рассеиваются, а при $z > 5z_R$ супергауссовы пучки начинают пульсировать в пространстве.

Закключение. В работе показано, что в ближней зоне дифракции супергауссовы пучки квадратного сечения в начальной зоне слоя распространяются, практически сохраняя прямоугольный профиль, и их дифракция наблюдается только на краях пучков.

По мере углубления в слой супергауссовы пучки сильно деформируются и запас энергии, который они имели вследствие наличия у них «плоского верха», обуславливает их дополнительную самофокусировку.

Эта особенность супергауссовых световых пучков может быть полезна при исследовании квазисолитонного режима, так как при их распространении на небольшие расстояния этот режим может быть достигнут при меньших напряженностях внешнего электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elliptical solitons in nonconventionally biased photorefractive crystals / P. Zhang [et al.] // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 2, № 15. – P. 536–544.
2. Imbrock, J. Spatial photorefractive solitons with picosecond laser pulses / J. Imbrock, C. Heese, C. Denz // Appl. Phys. B. – 2009. – Vol. 95, № 5. – P. 261–268.
3. Ассельборн, С.А. Изменение показателя преломления фоторефрактивного кристалла при формировании пространственного экранированного солитона / С.А. Ассельборн, Н.Д. Кундикова, И.В. Новиков // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 2. – С. 127–129.
4. Spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with drift mechanism of nonlinearity / M.D. Iturbe Castillo [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 64. – P. 408–410.
5. Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 4. – С. 353–357.
6. Spatial solitons in photorefractive media / M. Segev [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – P. 923–926.
7. Collapse dynamics of super-Gaussian beams / T.D. Grow [et al.] // Opt. Exp. – 2006. – Vol. 14. – P. 5468–5475.

8. Observation of topological transformations of optical vortices in two-dimensional photonic lattices / A. Bezryadina [et al.] // Opt. Exp. – 2006. – Vol. 14, № 18. – P. 317–327.
9. Perturbation of super-Gaussian optical solitons in dispersion-managed fibers / R. Kohl [et al.] // Mathematical and Computer Modelling – 2009. – Vol. 49. – P. 1700–1709.
10. Dickey, F.M. Laser beam shaping theory and techniques / F.M. Dickey, S.C. Holswade. – New York : Marcel Dekker Inc., 2000. – 428 p.
11. Yajun, L. Flat-topped light beams with non-circular cross-sections / L. Yajun // Journal of modern optics. – 2003. – Vol. 50. – P. 1957–1966.
12. Collapse dynamics of super-Gaussian beams / T.D. Grow [et al.] // Opt. Exp. – 2006. – Vol. 14. – P. 5468–5475.
13. Dorrer, C. Design and Analysis of Binary Beam Shapers Using Error Diffusion / C. Dorrer, J.D. Zuegel // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – Vol. 24. – P. 1268–1275.
14. Henderson, B.G. Laser Beam Shaping with Membrane Deformable Mirrors / B.G. Henderson, J.D. Mansell // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 10. – P. 7093–7102.
15. Гиргель, С.С. Скалярные парааксиальные двумерные гауссоподобные световые пучки / С.С. Гиргель // Проблемы физики, математики и техники. – 2010. – № 1 (2). – С. 7–11.
16. Zozulya, A.A. Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field // A.A. Zozulya, D.Z. Anderson // Phys. Rev. A. – 1995. – Vol. 51. – P. 1520–1532.
17. Interaction of spatial photorefractive solitons / W. Królikowski [et al.] // Quantum Semiclass. Opt. – 1998. – Vol. 10. – P. 823–837.
18. Stepken, A. Anisotropic interaction of three-dimensional spatial screening solitons / A. Stepken, F. Kaiser, M.R. Belić // J. Opt. Soc. Am. B. – 2000. – Vol. 17. – P. 68–77.
19. Preeza, N.C. High power infrared super-Gaussian beams: generation, propagation and application / N.C. Preeza, A. Forbes, L.R. Bothab // Proc. of SPIE. – 2009. – Vol. 7131. – P. 71311E–1 – 71311E–8.
20. Interferometric measurements of the photoinduced refractive index profiles in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / G.S. Garcia Quirino [et al.] // Opt. Commun. – 1996. – Vol. 123. – P. 597–602.
21. Roychoudhuri, C. The Nature of Light: What is a Photon? / C. Roychoudhuri, A.F. Kracklauer, K. Creath // Optical Science and Engineering. – 2008. – (Taylor & Francis Inc.: CRC Press, 2008).
22. Design and Evaluation of Light Spread Function for Area-Adaptive LCD System / Y.-K. Cheng [et al.] // J. Display Technol. – 2009. – Vol. 5, № 2. – P. 66–71.
23. Dickey, F.M. Laser beam shaping theory and techniques / F.M. Dickey, S.C. Holswade. – New York : Marcel Dekker Inc., 2000. – 428 p.

Поступила 15.06.2018

SELF-DIFFRACTION OF TWO-DIMENSIONAL LIGHT BEAMS WITH DIFFERENT INTENSITY DISTRIBUTIONS

V. DAVYDOUSKAYA, V. SHEPELEVICH

Presented theoretical results of the comparison of the propagation in a linear isotropic medium in a free regime of two-dimensional light beams: Gaussian, square and circular super-Gaussian beams.

Shown in detail the dynamics of the change in the shape of light beams during their propagation in a linear isotropic medium.

It is established that there exist values of the medium thickness for which a significant deformation of the super-Gaussian beam is characteristic, in connection with this additional self-focusing of super-Gaussian beams is observed, additional self-focusing is not observed for Gaussian beams.

Shown differences in the propagation of Gaussian and super-Gaussian 2D light beams, and the advantages and disadvantages of using square and cylindrical light beams with a super-Gaussian intensity distribution are noted.

Keywords: linear isotropic medium, free regime, two-dimensional light beams, Gaussian, super-Gaussian profiles, deformation, additional self-focusing, comparison.