

Формирование эллиптически поляризованных кольцеобразных структур электрического поля при самофокусировке света в изотропной среде с пространственной дисперсией нелинейности

А. А. Голубков¹, В. А. Макаров^{1а}, И. А. Пережогин^{2б}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, ¹ физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов; ² Международного учебно-научного лазерного центра. 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1. E-mail: ^а vatakarov@phys.msu.ru, ^б iar1@mail.ru

Показана возможность возникновения в поперечном сечении эллиптически поляризованного светового пучка нескольких кольцеобразных радиально симметричных областей с одинаковым (правым или левым) направлением вращения вектора напряженности электрического поля при самофокусировке излучения в среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. Исследована динамика формирования и особенности распространения таких структур электрического поля при различных значениях параметров падающего излучения и нелинейной среды.

PACS: 42.65.Jx; 42.25.Ja.

Ключевые слова: поляризация света; самофокусировка; пространственная дисперсия.

Статья поступила 19.09.2008, подписана в печать 11.11.2008.

Введение

Самофокусировку линейно поляризованного света наиболее часто исследуют в безаберрационном (приосевом) приближении, предполагающем неизменность вида функции, описывающей форму гауссова пучка при его распространении в нелинейной среде [1, 2]. Его применение дает хорошее совпадение с результатами эксперимента и численными расчетами для начальной стадии схлопывания пучка вблизи его оси [3]. Использование обобщения этого приближения [4], учитывающего также метод моментов [5], позволило установить [4], что нелокальность нелинейного оптического отклика вещества является причиной существенного изменения пороговых условий самофокусировки и других режимов распространения эллиптически поляризованного светового пучка гауссова профиля. Сравнение найденных в [4] зависимостей интенсивности, степени эллиптичности и угла поворота главной оси эллипса поляризации от пространственных координат с результатами проведенного нами численного исследования системы связанных параболических уравнений нелинейной дифракции, описывающих самовоздействие света в такой среде, показывает их хорошее качественное совпадение только вблизи оси пучка. Некоторое количественное несоответствие расположений границ областей в пространстве параметров падающего излучения, внутри которых реализуются аналогичные режимы распространения, найденные численными методами и с помощью используемого в [4] приближения, объясняется различием используемых критериев схлопывания пучка. При этом поперечные пространственные распределения интенсивности и поляризации в распространяющемся радиально симметричном пучке сильно отличаются от распределений на границе среды, соответственно от гауссова и однородного.

Последовательное исследование возникающих изменений распределений интенсивности, степени эллиптичности и угла поворота главной оси эллипса поляризации в плоскости поперечного сечения светового пучка, испытывающего самовоздействие в изотропной среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности, показало, что наиболее интересным эффектом является образование циркулярно поляризованных кольцеобраз-

ных структур светового поля. Описанию основных особенностей таких структур и влиянию пространственной дисперсии на динамику их формирования посвящена настоящая работа.

1. Основные уравнения

Распространение эллиптически поляризованного светового пучка в непоглощающей изотропной среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности описывается следующей системой параболических уравнений [4] для медленно меняющихся комплексных амплитуд циркулярно поляризованных волн $A_{\pm}(r, z) = E_x \pm iE_y$:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} A_{\pm} = \pm i\rho_0 A_{\pm} - i \left\{ \left(\frac{\sigma_1}{2} \mp \rho_1 \right) |A_{\pm}|^2 + \left(\frac{\sigma_1}{2} + \sigma_2 \right) |A_{\mp}|^2 \right\} A_{\pm}. \quad (1)$$

Здесь z — координата распространения, Δ_{\perp} — поперечный лапласиан, k — волновое число, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Компоненты $\chi_{xyxy}^{(3)}$ и $\chi_{xxyy}^{(3)}$ тензора локальной нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$ пропорциональны $\sigma_{1,2}$: $\sigma_1 = 4\pi\omega^2 \chi_{xyxy}^{(3)}/kc^2$, $\sigma_2 = 2\pi\omega^2 \chi_{xxyy}^{(3)}/kc^2$. Псевдоскалярная константа ρ_0 связана с компонентами тензора нелокальной линейной восприимчивости $\hat{\gamma}^{(1)}(\omega)$ соотношением $\gamma_{ijk}^{(1)}(\omega) = (\rho_0 c^2 / 2\pi\omega^2) e_{ijk}$, где e_{ijk} — символ Леви-Чивита. Ненулевая компонента $\gamma_{xyyyz}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$ тензора нелокальной кубической восприимчивости $\hat{\gamma}^{(3)}$ пропорциональна $\rho_1 = 2\pi\omega^2 \gamma_{xyyyz}^{(3)}/c^2$.

Локальные и нелокальные восприимчивости входят в материальное уравнение, связывающее поляризацию среды и напряженность электрического поля, которое для нелинейной изотропной гиротропной среды имеет вид

$$P_j = \chi_{jl}^{(1)} E_l + i\gamma_{jlm}^{(1)} k_m E_l + \chi_{jnls}^{(3)} E_n^* E_l E_s + i\gamma_{jnls}^{(3)} k_m E_n^* E_l E_s.$$

В среде без пространственной дисперсии все компоненты тензоров $\hat{\gamma}^{(1)}$ и $\hat{\gamma}^{(3)}$ тождественно равны нулю.

Распространяющееся излучение полностью характеризуется интенсивностью $I(r, z) = (|A_+|^2 + |A_-|^2)/2$, степенью эллиптичности $M(r, z) = (|A_+|^2 - |A_-|^2)/2I$, углом поворота главной оси эллипса поляризации $\Psi(r, z) = 0.5 \text{Arg}(A_+ A_-^*)$ и фазой $\Theta(r, z) = 0.5 \text{Arg}(A_+ A_-)$. Входящие в (1) амплитуды $A_{\pm}(r, z)$ легко выражаются через эти четыре характеристики: $A_{\pm} = \sqrt{I(1 \pm M)} \exp(i\Theta \pm i\Psi)$. Будем считать, что падающий на плоскую границу среды световой пучок с пиковой интенсивностью I_0 имеет гауссову форму

$$A_{\pm}(r, 0) = \sqrt{I_0(1 \pm M_0)} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (2)$$

Его степень эллиптичности не зависит от поперечных координат $M(r, 0) = M_0$, а начальная фаза $\Theta(r, 0) = 0$. На расстоянии z от границы пространственные характеристики распространяющегося пучка зависят от безразмерной мощности $P = \sigma_1 L_d I_0$, M_0 , а также от характеризующих среду параметров $\rho_0 L_d$, σ_2/σ_1 и ρ_1/σ_1 . В формулу для P входит длина дифракции $L_d = k r_0^2$. Далее будем считать, что $\sigma_1 > 0$.

2. Формирование и свойства кольцеобразных структур светового поля

Образование кольцеобразной структуры светового поля в нелинейной среде обусловлено разной зависимостью от r выражений в фигурных скобках в формуле (1). Первые слагаемые в них всегда положительны (пространственная дисперсия рассматриваемых сред считается небольшой) и вносят «фокусирующий» вклад в распространение циркулярно поляризованных составляющих светового поля A_{\pm} . Вторые слагаемые в фигурных скобках в формуле (1) отрицательны, если $\sigma_2/\sigma_1 < -0.5$. В этом случае они вносят «дефокусирующий» вклад в распространение A_{\pm} .

Разные знаки этих слагаемых обеспечивают появление дополнительных экстремумов у правых частей формулы (1). Следствием этого является образование кольцеобразных или даже более сложных радиально симметричных структур светового поля в плоскости

поперечного сечения светового пучка, имевшего при $z = 0$ равномерное распределение состояния поляризации и гауссово распределение интенсивности (2).

Примеры таких структур, полученных при $\sigma_2/\sigma_1 < -0.5$, приведены на рис. 1. На нем изображены эллипсы поляризации в отдельных точках плоскости поперечного сечения фокусирующегося пучка. Сумма квадратов длин полуосей каждого эллипса пропорциональна деленной на I_0 интенсивности в его центре, задаваемом радиус-вектором $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}/r_0$. Отношение его полуосей однозначно выражается через $M(\mathbf{r}_1)$, а наклон главной оси совпадает с углом $\Psi(\mathbf{r}_1)$. Темные эллипсы соответствуют вращению вектора электрического поля по часовой стрелке, светлые — противоположному направлению. Хорошо видно, что распространяющийся пучок поляризован неоднородно: можно найти области пучка с линейной ($M(\mathbf{r}_1) = 0$), эллиптической ($-1 < M(\mathbf{r}_1) < 1$) и циркулярной поляризацией ($M(\mathbf{r}_1) = \pm 1$), причем направление вращения вектора электрического поля с ростом r меняется на противоположное. Количество появляющихся кольцеобразных радиально симметричных структур, объединяющих точки в поперечном сечении светового пучка с одинаковым направлением вращения вектора напряженности электрического поля, наиболее сильно зависит от P . На рис. 1, а хорошо видно три, а на рис. 1, б — семь образовавшихся колец.

При $|\sigma_2/\sigma_1| \leq 2$ поперечная структура светового поля, аналогичная изображенной на рис. 1, а, образуется по следующему сценарию. «Более слабая» (по интенсивности) циркулярно поляризованная составляющая распространяющейся волны, имевшая при $z = 0$ гауссову форму, в точке $r_1 = 0$ с ростом z начинает убывать. При некотором значении $z_1 = z/L_d$ на достаточно малом расстоянии от точки $r_1 = 0$ образуется максимум. При дальнейшем увеличении z его величина также начинает плавно уменьшаться, а точка, в которой он достигается, удаляется от оси пучка. В ряде случаев на достаточно малом расстоянии от точки $r_1 = 0$ может образоваться еще один максимум интенсивности, который с ростом z_1 будет себя вести аналогичным образом. В результате распределение интенсивности более слабой циркулярно поляризованной составляющей электрического поля

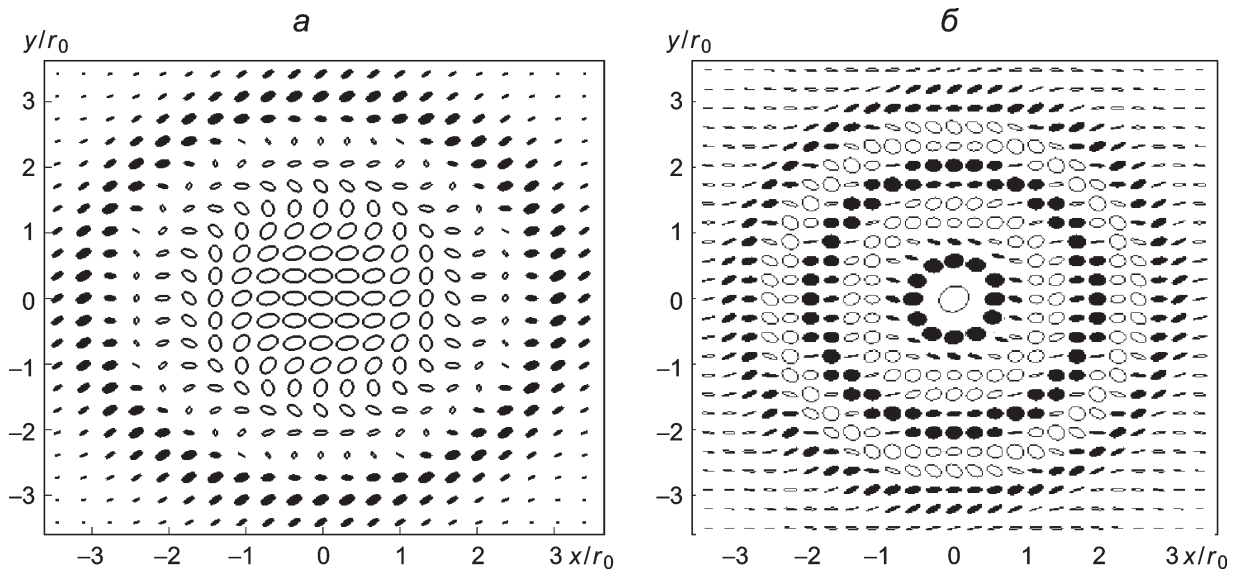


Рис. 1. Распределение интенсивности и поляризации в поперечном сечении фокусирующегося пучка при $P = 15$, $\sigma_2/\sigma_1 = -5$, $\rho_1/\sigma_1 = 0$, $M_0 = 0.2$, $z/L_d = 0.4$ (а) и $P = 50$, $\sigma_2/\sigma_1 = -4$, $\rho_1/\sigma_1 = 0.2$, $M_0 = 0.05$, $z/L_d = 0.5$ (б)

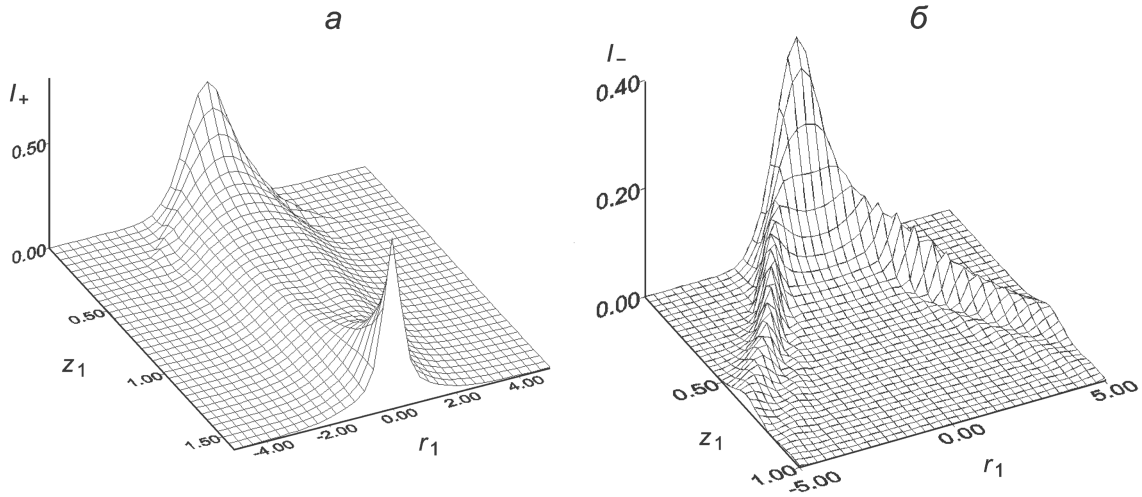


Рис. 2. Сильные искажения поперечных пространственных распределений интенсивности циркулярно поляризованных компонент $I_+ = |A_+|^2/I_0$ (а) и $I_- = |A_-|^2/I_0$ (б) с ростом координаты распространения при $P = 15$, $\sigma_2/\sigma_1 = -5$, $\rho_1/\sigma_1 = 0$, $M_0 = 0.2$

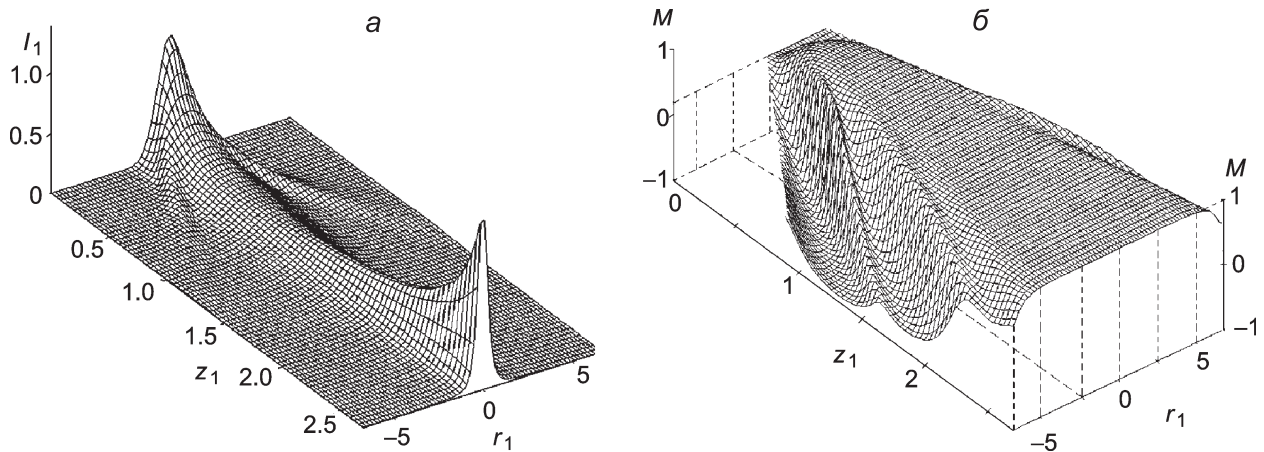


Рис. 3. Изменение поперечных пространственных распределений нормированной интенсивности (а) и степени эллиптичности (б) с ростом координаты распространения при $P = 8$, $\sigma_2/\sigma_1 = -5$, $\rho_1 = 0$, $M_0 = 0.2$

приобретает кольцеобразную форму. «Более сильная» при $z = 0$ циркулярно поляризованная составляющая при распространении сохраняет форму, близкую к гауссовой, с максимумом при $r_1 = 0$.

Напомним, что распространение пучка в нелинейной среде происходит без изменения степени эллиптичности [4], если $M_0 = -\rho_1/\sigma_2$. При $1 > M_0 > -\rho_1/\sigma_2$ «более сильной» составляющей является A_+ и $M(r=0, z)$ начиная с некоторого значения z становится равной единице. Если имеет место неравенство: $-1 < M_0 < -\rho_1/\sigma_2$, то A_- является «более сильной» составляющей. С ростом z степень эллиптичности на оси пучка стремится к -1 . Чем меньше M_0 отличается от ± 1 , тем быстрее распределение $|A_{\mp}|^2$ становится кольцеобразным. После завершения образования кольцеобразной структуры максимальное значение интенсивности «более слабой» компоненты составляет менее пяти процентов от пикового значения интенсивности «более сильной». Регистрируемая на выходе из среды яркая (по уровню e^{-2}) центральная часть пучка является практически циркулярно поляризованной: $|M(r=0, z)|$ отличается от единицы менее чем на одну десятую процента. При этом световое поле «более слабой» компоненты распределено по значительно большей площади.

Для больших значений $|\sigma_2/\sigma_1|$ «сценарий» образования кольцеобразных структур светового поля, изображенных на рис. 1, более сложен. При малых z_1 зависимость интенсивности «более слабой» компоненты от r обладает несколькими экстремумами (рис. 2, б). В точке $r = 0$ теперь может достигаться как локальный минимум, так и локальный максимум ее интенсивности. При этом «более сильная» составляющая не обязательно достигает абсолютного максимума интенсивности в точке $r = 0$: ее схлопыванию предшествует небольшая дефокусировка (рис. 2, а).

Поперечные пространственные распределения нормированной интенсивности $I_1 = I/I_0$ (рис. 3, а) и степени эллиптичности (рис. 3, б) светового поля оказываются достаточно сложными. В общем случае $|M(r=0, z_1)|$ немонотонно меняется с ростом z_1 и не всегда стремится к единице.

Заключение

В нашей работе впервые показана возможность возникновения в поперечном сечении эллиптически поляризованного светового пучка нескольких кольцеобразных радиально симметричных областей с одинаковым (правым или левым) направлением вращения вектора на-

пряженности электрического поля при самофокусировке излучения в среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. Простейшим примером такой среды является раствор, состоящий из сложных хиральных (т. е. отличающихся от своего зеркального изображения) биомолекул, к которым относятся составляющие основу всех живых организмов сахара, нуклеиновые кислоты, аминокислоты и т. д. При этом частота распространяющейся волны сильно отличается от резонансных частот, которые свойственны этой среде, а количество появляющихся в поперечном сечении пучка колец наиболее сильно зависит от интенсивности падающего эллиптически поляризованного излучения.

Заметим, что аналогичные структуры были ранее обнаружены при распространении эллиптически или линейно поляризованного света в парах щелочных металлов [6–9]. Была исследована устойчивость таких структур [7], а также влияние магнитного поля на динамику их образования [8]. На основе уравнений Максвелла–Блоха и в рамках параксиального приближения была дана теоретическая интерпретация этого эффекта, учитывающая специфику механизмов нелинейности, насыщения и поглощения в парах щелочных металлов [9].

Описанные в работе поляризационные эффекты можно наблюдать, используя методику, развитую в [8]. Свет, прошедший сквозь нелинейную среду, пропускается через двулучепреломляющую пластину $\lambda/4$, а затем через поляризатор для выделения циркулярно поляризованной составляющей волны с правым либо левым вращением. Поперечное пространственное распределение интенсивности той или иной компоненты светового пучка после поляризатора детектируется с помощью CCD-матрицы. При необходимости размеры пятна на ней могут быть

изменены при помощи системы линз. Удалив пластину $\lambda/4$, можно измерить угол поворота главной оси эллипса поляризации в каждой точке плоскости поперечного сечения пучка. Для этого необходимо, вращая поляризатор с небольшим шагом в интервале от нуля до 180° , измерять (на каждом шаге) значения интенсивности света в каждой точке плоскости поперечного сечения пучка (в каждой ячейке CCD-матрицы). Далее надо определить, при каком значении угла поворота поляризатора в фиксированной точке достигается максимальное значение интенсивности. С точностью до величины шага он совпадает с углом поворота главной оси эллипса поляризации света в этой точке поперечного сечения пучка.

Список литературы

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. // ЖЭТФ. 1966. **50**, № 6. С. 1537.
2. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. // УФН. 1967. **93**, № 1. С. 19.
3. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. **23**, № 1. С. 3.
4. Голубков А.А., Макаров В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. **31**, № 9. С. 1042.
5. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. **14**, № 9. С. 1353.
6. Tam A.C., Happer W. // Phys. Rev. Lett. 1977. **38**. P. 278.
7. Ackemann T., Aumann A., Logvin Yu.A. // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 1999. **1**, N 1. P. 90.
8. Gahl A., Aumann A., Moeller M., Lange W. // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 1999. **1**, N 2. P. 121.
9. McCord A.W., Ballagh R.J. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. **7**, N 1. P. 73.

Formation of elliptically polarized ring-shaped structures of electric field during light self-focusing in isotropic medium with spatial dispersion of nonlinearity

A. A. Golubkov¹, V. A. Makarov^{1a}, I. A. Perezhugin^{2b}

¹Department of General Physics and Wave Processes, Faculty of Physics; ²International Laser Center, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^avamakarov@phys.msu.ru, ^biap1@mail.ru.

It is shown that several ring-shaped radially symmetric domains maintaining certain (right- or left-handed) direction of rotation of the electric field vector in transversal section of the elliptically polarized light beam would appear in the case of self-focusing of radiation in a medium with spatial dispersion of cubic nonlinearity. The formation dynamics of such structures of the electric field and the features of their propagation are discussed for different values of parameters of the incident radiation and those of nonlinear medium.

PACS: 42.65.Jx; 42.25.Ja.

Keywords: light polarization, self-focusing, spatial dispersion.

Received 19 September 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2009)

Сведения об авторах

1. Голубков Андрей Александрович — к. ф.-м. н., доцент, доцент; тел.: 654-25-53.

2. Макаров Владимир Анатольевич — д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой; тел.: 939-12-25, e-mail: vamakarov@phys.msu.ru.

3. Пережогин Игорь Анатольевич — мл. научн. сотр., e-mail: iap1@mail.ru.