

САМОФОКУСИРОВКА И МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

The features of transformation of spatial structure for singular light beams in resonant media have been analyzed in conditions of self-focusing and nonlinear absorption. It was shown that the presence of small additional spatially inhomogeneous modulation for optical vortices leads to realization of complex changes in the spatial and topological structure due to effects of self-focusing and modulational instability.

Основные направления современных исследований в области оптики сингулярных световых пучков (оптических вихрей) связаны с изучением способов их формирования и преобразования пространственной и топологической структуры, решением проблемы устойчивости оптических вихрей при распространении в линейных и нелинейных средах, использованием оптических вихрей для формирования волноводных структур в нелинейных средах, реализацией оптических вычислений и др. [1–5].

В настоящей работе анализируются особенности преобразования пространственной структуры сингулярных световых пучков в процессе их самофокусировки в резонансных средах, исследуются

характеристики и определяются условия формирования локализованных пространственных структур в виде темных вихревых солитонов, рассматриваются закономерности проявления модуляционной неустойчивости пространственной структуры световых пучков, содержащих винтовую фазовую локацию с различным топологическим зарядом. Используемая в работе модель резонансной среды пригодна для описания взаимодействия лазерного излучения с растворами красителей, а также с активированными кристаллами, кристаллами с центрами окраски, парами сложных органических соединений.

Теоретическая модель

Процесс распространения сингулярных световых пучков в резонансных средах исследуем на основании рассмотрения укороченного волнового уравнения для комплексной амплитуды поля E [6]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} \chi_{NL} E, \quad (1)$$

где $k=\omega n_0/c$ – величина волнового вектора, ω – частота световой волны, n_0 – начальное значение показателя преломления (определяется растворителем или материалом твердотельной матрицы), $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – поперечный лапласиан, $\chi_{NL} = n_0 \Delta \hat{n} / 2\pi$ – нелинейная восприимчивость среды, $\Delta \hat{n}$ – светоиндуцированное изменение комплексного показателя преломления резонансной среды.

Считая частоту действующего лазерного излучения ω близкой к центру какой-либо полосы поглощения вещества ω_{12} , будем рассматривать двухуровневую модель среды. Для описания спектральной зависимости показателя преломления, обусловленной резонансным механизмом нелинейности, будем исходить из соотношения Крамерса – Кронига, связывающего действительную и

мнимую части комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + ik$ [7]: $n(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\kappa(\omega')}{(\omega' - \omega)} d\omega'$, где

$\kappa(\omega')$ – спектральная зависимость коэффициента экстинкции. Для анализируемой модели нелинейной среды выражения спектральных зависимостей коэффициента экстинкции и показателя преломления могут быть представлены в виде [8]

$$\kappa(\omega) = \frac{\hbar c N}{2\nu} \left[B_{12}(\omega) - n_2 (B_{12}(\omega) + B_{21}(\omega)) \right], \quad (2)$$

$$n(\omega) = \frac{\hbar c N}{2\nu} \left[\Theta_{12}(\omega) - n_2 (\Theta_{12}(\omega) + \Theta_{21}(\omega)) \right], \quad (3)$$

где N – число поглощающих центров в единице объема, $\nu = c/n_0$ – скорость света в среде, $n_2 = N_2/N$ – нормированное значение населенности возбужденного энергетического уровня. В выражениях (2), (3) коэффициенты $\Theta_{ij}(\omega)$ связаны соотношениями Крамерса – Кронига с коэффициентами Эйнштейна $B_{ij}(\omega)$.

Нелинейная восприимчивость резонансной среды выражается изменением комплексного показателя преломления $\Delta \hat{n} \equiv \Delta n + i\Delta \kappa = -\frac{\kappa_0 n_2}{B_{12}} (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})$. Здесь $\hat{\Theta}_{ij} = \Theta_{ij} + iB_{ij}$, $\kappa_0 = \frac{\hbar c N B_{12}}{2\nu}$ – линейный

коэффициент экстинкции. Для случая совпадающих контуров поглощения и испускания изменение показателя преломления резонансной среды в условиях стационарного возбуждения имеет вид

$\Delta n = -\kappa_0 \frac{\Theta_{12}}{B_{12}} \frac{\alpha I}{1 + \alpha I}$, где параметр $\alpha = (B_{12} + B_{21})/\nu P_{21}$ определяет интенсивность насыщения резонансно-

го перехода (P_{21} – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов).

Отметим, что при точном резонансе ($\omega = \omega_{12}$) $\Delta n = 0$, и процесс воздействия светового пучка на резонансную среду заключается в светонаведенном изменении коэффициента поглощения. При отстройке частоты излучения в длинноволновую часть спектра ($\omega < \omega_{12}$) $\Delta n < 0$, что соответствует дефокусировке светового пучка при его распространении в нелинейной среде. В то же время при отстройке частоты лазерного излучения в коротковолновую часть спектра относительно центра полосы поглощения ($\omega > \omega_{12}$) происходит зависящее от интенсивности светового пучка увеличение показателя преломления среды ($\Delta n > 0$) и реализуются условия для его самофокусировки. При этом совместное влияние нелинейного поглощения и самомодуляции волнового фронта световых пучков приводит к сложным зависимостям как интегральной мощности, так и пространственной структуры пучков в объеме резонансной среды. В данной работе мы будем рассматривать именно последний вариант.

С учетом явного вида нелинейной восприимчивости резонансной среды [8] $\chi_{NL}(\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \left[\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha}I}{1 + \alpha I} \right]$, при котором комплексный параметр нелинейности определяется выражением $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21}) / \nu P_{21}$, укороченное волновое уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E = i \frac{k_0}{2} \left(\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} E - \frac{\hat{\alpha}I}{1 + \alpha I} E \right), \quad (4)$$

где $k_0 = 2\omega\kappa_0/c$ – линейный коэффициент поглощения. Первое слагаемое в правой части уравнения отвечает линейному поглощению и фазовому набегу, второе – определяет эффекты насыщения поглощения и светоиндуцированного изменения комплексного показателя преломления резонансной среды.

При численном моделировании уравнения (4) предполагалось, что световой пучок, направляемый на границу $z=0$ нелинейной среды, имеет неизменный во времени профиль по поперечной координате и содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда m :

$$E(z=0, r, \varphi) = E_0 [r/r_0]^{|m|} \exp \left[-\left(r/\sqrt{2} r_0 \right)^2 + im\varphi \right]. \quad (5)$$

Отметим, что случай $m=0$ соответствует пучку с гауссовым распределением интенсивности и изначально плоским волновым фронтом. Полуширина светового пучка на входе нелинейной среды полагалась равной $r_0 = 200$ мкм, его пиковая интенсивность варьировалась в пределах $\alpha I_0 = 0,1 \div 10$, длина волны излучения $\lambda = 0,5$ мкм, отстройка частоты излучения от центра полосы поглощения $\delta = (\omega - \omega_{12}) / \Delta = +2$, где Δ – полуширина гауссового контура поглощения, начальный коэффициент поглощения выбирался порядка $k_0 = 0,05$ см⁻¹. В численных расчетах использовался абсолютно устойчивый двухшаговый (трехслойный) явный метод [9], позволяющий проследить эволюцию светового пучка на расстояниях порядка нескольких дифракционных длин $L_D = 2\pi r_0^2 / \lambda$.

Результаты моделирования и их обсуждение

Как известно [7], с увеличением интенсивности светового пучка коэффициент поглощения резонансной среды уменьшается вследствие эффекта просветления ($k(I) < k_0$), что ведет к отклонению от линейного закона поглощения Бугера. При рассмотрении процесса взаимодействия световых пучков конечных пространственных размеров и сложной структуры с резонансной средой необходимо также

учитывать линейное (вследствие дифракционной расходимости) и нелинейное (из-за самофокусировки или дефокусировки) изменение поперечных масштабов пучка. Например, для гауссового пучка самофокусировка увеличивает концентрацию энергии в приосевой области, способствуя тем самым насыщению резонансного перехода и уменьшая локальный коэффициент поглощения [10].

Как следует из проведенных численных экспериментов, данные эффекты еще более заметно проявляются для сингулярных световых пучков. Результаты расчетов изменения мощности светового пучка

$$P(z) = \frac{cn_0}{8\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} |E(z, r, \varphi)|^2 r dr,$$

содержащего фазовую дислокацию m -го порядка, в зависимости от глубины проникновения в резонансную среду представлены на рис. 1. Данные зависимости получены при одинаковой входной мощности пучков с разным значением топологического заряда m и нормированы на $P(z=0)$, продольная координата z нормирована на дифракционную длину светового пучка L_D . Как видно из рис. 1, условия реализации режима самофокусировки излучения выполняются при выбран-

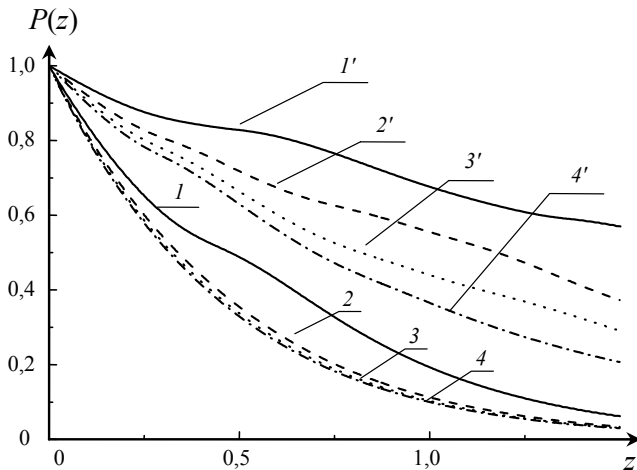


Рис. 1. Зависимость мощности светового пучка от глубины проникновения в нелинейную среду. Начальный коэффициент поглощения $k = 0,05$ см⁻¹; полуширина светового пучка на входе нелинейной среды $r_0 = 200$ мкм; отстройка частоты от центра полосы поглощения $(\omega - \omega_0) / \Delta = 2$; интенсивность светового пучка αI_0 , равная: 1 (1–2); 0,5 (3); 0,167 (4); 10 (1'–2'); 5 (3'); 1,67 (4'); топологический заряд m , равный: 0 (1, 1'), 1 (2, 2'), 2 (3, 3'), 3 (4, 4')

ных параметрах для гауссового пучка при пиковой интенсивности порядка интенсивности насыщения резонансного перехода $\alpha I_0 \sim 1$. При этом на зависимости $P(z)$ – кривая 1 – наблюдается перегиб в области $z \sim 0,5$, который отражает локальное уменьшение коэффициента поглощения нелинейной среды в области наибольшей плотности энергии излучения. С дальнейшим ростом входной интенсивности светового пучка может происходить многофокусная самофокусировка, заключающаяся в наличии нескольких перегибов на зависимости $P(z)$ – кривая 1'. Для сингулярных световых пучков самофокусировка проявляется при большей входной интенсивности – кривые 2'–4', однако пространственная структура таких пучков претерпевает существенно более сложные изменения.

Такое изменение для сингулярного светового пучка в режиме самофокусировки определяется конкуренцией процессов его нелинейного сжатия и дифракционного расплывания (рис. 2 а, б). При этом при высоких значениях интенсивности входного пучка ($\alpha I_0 = 5 \div 10$) могут наблюдаться многофокусные режимы модуляции поперечной структуры. Для их описания введем параметры $\Delta_{B(0,5)}$ и $\Delta_{K(0,5)}$, определяющие полуширину оптического вихря как целого и полуширину его светлого кольца на половинном уровне интенсивности соответственно.

Вначале ($z = 0 \div 0,25$) происходит фокусировка светлого кольца и уменьшение $\Delta_{K(0,5)}$ (рис. 2 а''; кривая 2, сплошная линия на рис. 2 в). При этом полуширина оптического вихря $\Delta_{B(0,5)}$ (кривая 2', пунктирная линия на рис. 2 в) несколько увеличивается. Затем происходит обратный процесс, который после $z = 0,5$ сменяется общей самофокусировкой сингулярного пучка. Увеличение пиковой интенсивности светового пучка в области нелинейного фокуса при $z = 0,75$ (рис. 2 а''') приводит к насыщению резонансного перехода и существенному уменьшению поглощения в области локализации пучка, что позволяет локализованной структуре самоподдерживаться при распространении в нелинейной среде ($z = 0,6 \div 0,8$). Отметим, что на вставке к рис. 2 в сплошной линией представлен рассчитанный профиль светового пучка при $z = 0,75$, который может быть с достаточной точностью аппроксимирован функцией распределения интенсивности в профиле темного солитона $I_{DS} = I_1 \tanh^2(x/a_1)$, являющейся частным решением нелинейного уравнения Шредингера для нелинейности керровского типа [11]. Также на всех стадиях распространения сингулярного пучка происходит искривление поверхности его волнового фронта (см. рис. 2 б) вследствие нелинейной модуляции показателя преломления в области локализации энергии светового пучка. При распространении в нелинейной среде на расстояния порядка нескольких дифракционных длин световой пучок теряет мощность в результате поглощения и испытывает дифракционное расплывание. Отметим, что формирование вихревых солитонов наблюдалось экспериментально при использовании в качестве нелинейной среды паров рубидия [12] и фоторефрактивных кристаллов [13].

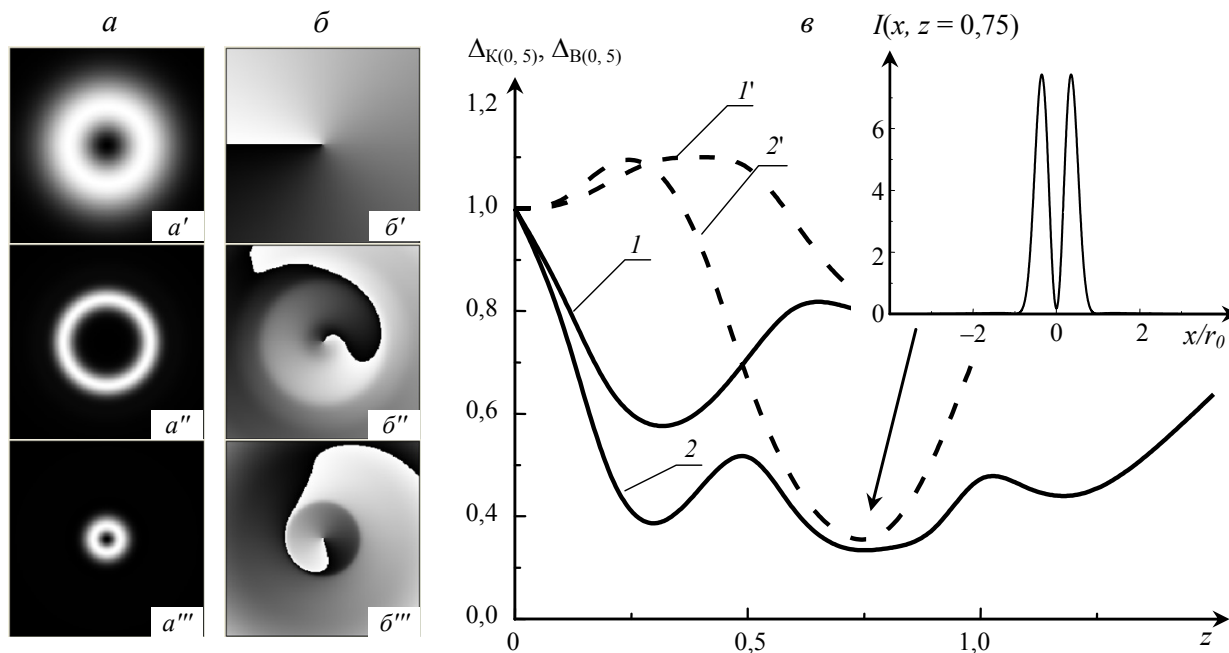


Рис. 2. Зависимость распределения интенсивности (а), волнового фронта (б) и полуширины (в) оптических вихрей от глубины проникновения в нелинейную среду. z : 0 (а1); 0,25 (а2); 0,75 (а3); 0 (б1); 0,25 (б2); 0,75 (б3); $k = 0,05 \text{ см}^{-1}$, $r_0 = 200 \text{ мкм}$, $m = 1$, $\Delta = 2$, $\alpha I_0 = 5$. На вставке (в) – профиль светового пучка при $z = 0,75$

Как показывают численные расчеты, данный сценарий пространственной эволюции сингулярных световых пучков в условиях самофокусировки в резонансных средах не является единственно возможным. При наличии дополнительной модуляции исходного пучка вида

$$E(r, \varphi, z = 0) = E_0 [r/r_0]^{|m|} \exp\left[-(r/\sqrt{2}r_0)^2 + im\varphi\right] + \delta E, \quad (6)$$

где $\delta E = a_0 \exp(im\varphi) \exp[i(k_r r - k_{az} \varphi)]$, a_0 – малая амплитуда возмущения ($a_0 \ll E_0$), $k_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – пространственная частота радиальных возмущений, $k_{az} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – пространственная частота азимутальных возмущений, в определенной области параметров излучения для фокусирующего типа нелинейной среды может происходить разрушение пространственной структуры вихревого пучка.

Рассмотрим случай оптического вихря с топологическим зарядом $m=1$. Как видно из рис. 3 а, б, в, при определенных условиях ($\alpha I_0 \geq 2$, остальные параметры соответствуют рис. 2) на расстояниях порядка $z = 0,75$ в области фокусировки происходит распад кольцеобразной структуры светового пучка и формирование набора локализованных ярких пятен, число которых определяется пространственной частотой азимутального возмущения и топологическим зарядом оптического вихря (рис. 3 г) и может быть определено из формулы $N_{LS} = k_{az} - m$. В рассмотренных вариантах задачи типичными являлись сценарии распада оптического вихря на $N_{LS} = 2, 3, 4$ локализованных пучка. При дальнейшем распространении в нелинейной среде данные локализованные структуры испытывают азимутальное вращение в соответствии с кривизной волнового фронта исходного пучка (в данном случае против часовой стрелки; см. рис. 3 а'''' и а''''').

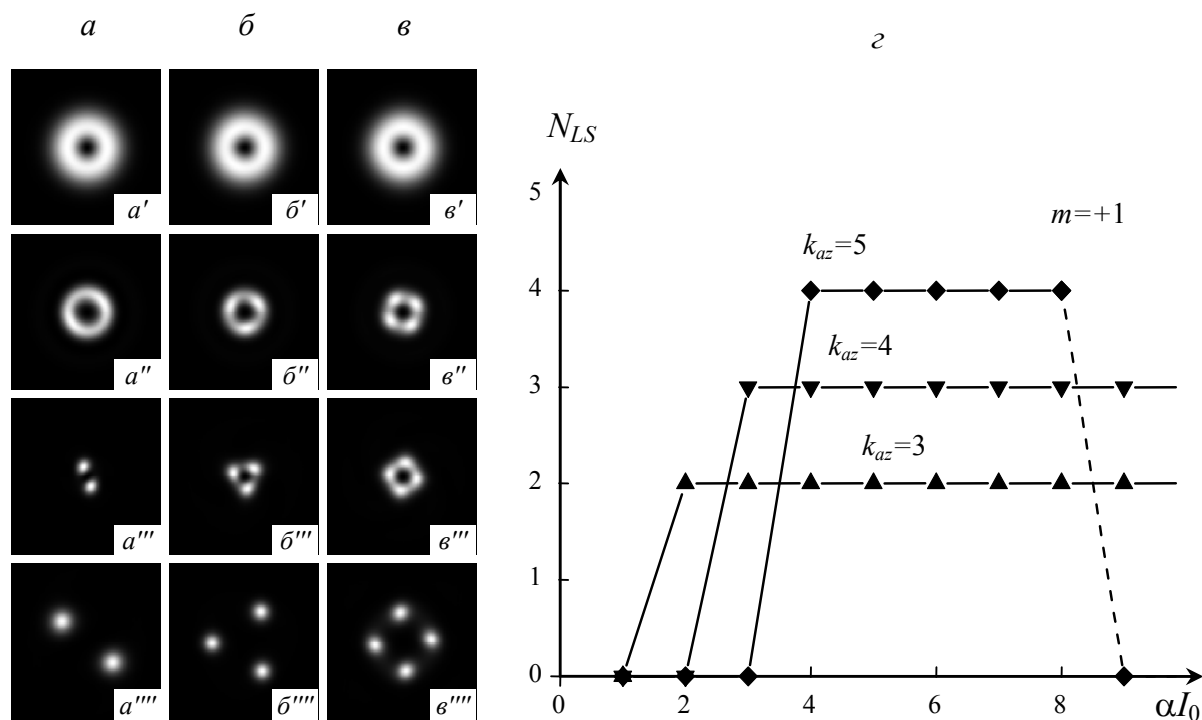


Рис. 3. Зависимость распределения интенсивности оптических вихрей от глубины проникновения в нелинейную среду (а–в). Число локализованных пиков интенсивности $N_{LS}(z)$, реализующихся при распаде оптического вихря, в зависимости от интенсивности светового пучка αI_0 : 0 (а1, б1, в1); 0,5 (а2, б2, в2); 0,75 (а3, б3, в3); 1 (а4, б4, в4); $k = 0,05 \text{ см}^{-1}$, $r_0 = 200 \text{ мкм}$, $m = 1$, $\Delta = 2$, $\alpha I_0 = 2$ (а), 3 (б), 4 (в)

Процесс распада пространственной структуры оптических вихрей с удвоенным топологическим зарядом $m = 2$ в целом схож с рассмотренным ранее случаем $m = 1$. Результаты моделирования данного варианта представлены на рис. 4. В данном случае в поперечном профиле светового пучка наблюдается мультистабильность реализуемых структур, состоящих из трех (рис. 4 а), четырех (рис. 4 б) или пяти (рис. 4 в) локализованных ярких пятен. Результаты моделирования для различных

значений интенсивности светового пучка αI_0 и азимутальной частоты пространственных возмущений k_{az} обобщены на рис. 4 з.

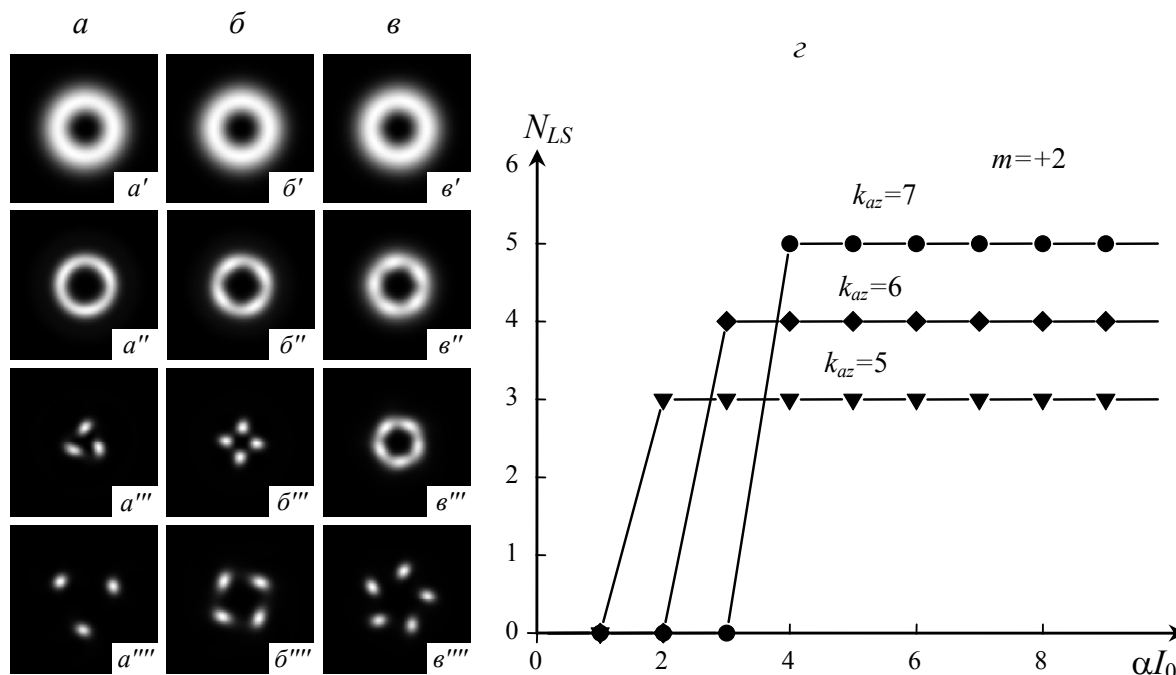


Рис. 4. Зависимость распределения интенсивности оптических вихрей от глубины проникновения в нелинейную среду (а–в). Число локализованных пиков интенсивности N_{LS} (z), реализующихся при распаде оптического вихря, в зависимости от интенсивности светового пучка αI_0 . z: 0 (a1, б1, в1); 0,5 (a2, б2, в2); 0,75 (a3, б3, в3); 1 (a4, б4, в4); $k = 0,05 \text{ см}^{-1}$, $r_0 = 200 \text{ мкм}$, $m = 2$, $\Delta = 2$, $\alpha I_0 = 2$ (a), 3 (б), 4 (в)

Таким образом, численное моделирование укороченного волнового уравнения в параболическом приближении позволило проанализировать закономерности преобразования пространственной структуры сингулярных световых пучков в резонансных средах в условиях реализации эффектов самофокусировки и нелинейного поглощения. Показано, что наличие малой дополнительной модуляции пространственной структуры оптических вихрей, неизбежной в реальных экспериментальных условиях, может приводить к весьма сложным изменениям их пространственной и топологической структуры вследствие эффектов самофокусировки и модуляционной неустойчивости.

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М., 2005.
2. Bekshaev A.Ya., Soskin M.S., Vassetsov M.V. // Opt. Comm. 2004. Vol. 241. P. 237.
3. Desyatnikov A., Mihalache D., Mazilu D. et al. // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 364. P. 231.
4. Jiang Chen Q., Zhang Y., Guo G.-C. // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 74. P. 043811.
5. Dholakia K., Lopez-Mariscal C., Gutierrez-Vega J., McGloin D. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. P. 6330.
6. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М., 1989.
7. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М., 1972.
8. Кабанов В.В., Рубанов А.С. // ДАН БССР. 1980. Т. 24. С. 34.
9. Саульев В.К. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. М., 1960.
10. Derbov V.L., Melnikov L.A., Novikov A.D., Potapov S.K. // JOSA(B). 1990. Vol. 7. P. 1079.
11. Tomlinson W.J., Hawkins R.J., Weiner A.M. et al. // Ibid. Vol. 6. P. 329.
12. Tikhonenko V., Christou J., Luther-Davies B., Kivshar Yu.S. // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. P. 1129.
13. Chen Z., Shih M., Segev M. et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. P. 1751.

Поступила в редакцию 26.07.10.

Олег Геннадьевич Романов – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии.

Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор, проректор по учебной работе.