

А.А. Землянов, А.В. Мартышко

## РАСХОДИМОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕГУЛЯРНОЙ НЕЛИНЕЙНО РЕФРАКЦИОННОЙ СРЕДЕ

На основе метода эффективных параметров пучка найдены условия существования точных абберационных решений для эффективной ширины, радиуса кривизны фазового фронта и предельной расходимости. Получен вид данных решений. Установлен эффект подобия процессов в условиях сильных нелинейных искажений при самовоздействии коллимированных пучков различных классов и различных механизмов нелинейного взаимодействия. Исследованы режимы формирования предельной расходимости в первоначально однородной и неоднородной нелинейно рефракционных средах. Для режима слабых нелинейных искажений определены соотношения, связывающие параметры неоднородной трассы и начальные параметры лазерных пучков.

Расходимость является одной из основных характеристик лазерных источников [1]. При распространении излучения в нелинейных средах может происходить ее значительное преобразование вследствие эффектов самовоздействия [4, 5]. Почти все полученные ранее результаты исследований по данной проблеме базировались на основе безабберационного приближения [2, 3]. Однако принципиальную роль в нелинейном взаимодействии играют абберационные искажения пучка, учет которых возможен лишь на основе более строгого рассмотрения задачи. Для этого в статье используется подход, основанный на применении уравнений для эффективных параметров пучка. Представляет интерес получение количественных соотношений, связывающих угловые характеристики лазерного излучения в нелинейной среде с параметрами пучка и характеристиками регулярных неоднородностей трассы, а также исследование режимов формирования диаграммы направленности излучения. В статье рассматриваются ситуации, соответствующие проявлению нелинейно рефракционных эффектов в регулярных однородных и неоднородных средах с линейным поглощением.

1. Расходимость пучка определим как эффективную ширину углового спектра (диаграмму направленности) излучения

$$\Theta_e = \left[ \frac{k^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 G(\mathbf{x}, z, t) d^2 \mathbf{x}}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x}, z, t) d^2 \mathbf{x}} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $G(\mathbf{x}, z, t) = |E_{\mathbf{x}}|^2$  — угловой спектр лазерного излучения;  $|E_{\mathbf{x}}| = (2\pi)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{R}, z, t) \exp(i\mathbf{x}\mathbf{R}) d^2 \mathbf{R}$  —

Фурье образ комплексной амплитуды поля  $E$ ;  $z, \mathbf{R} = (x, y)$  — продольная и поперечная координаты;  $t$  — время;  $k$  — волновое число в среде. Если  $E = A \exp(i\varphi)$ , где  $A, \varphi$  — действительные амплитуда и фаза волны, то из (1) следует соотношение

$$\Theta_e^2(z, t) = \frac{1}{k^2 \rho_e^2(z, t)} + \frac{R_e^2(z, t)}{F_e^2(z, t)}. \quad (2)$$

В (2)  $R_e^2 = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 I(\mathbf{R}, z, t) d^2 \mathbf{R}$  — квадрат эффективного радиуса пучка;  $I, P$  — интенсивность и мощность излучения соответственно; масштаб когерентности

$$\rho_e = \left[ k^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\nabla_{\mathbf{R}} A)^2 d^2 \mathbf{R} / \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{R}, z, t) d^2 \mathbf{R} \right]^{-1/2} \quad (3)$$

характеризует дифракционные свойства пучка в нелинейной среде, а масштаб

$$F_e = k R_e \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\nabla_{\mathbf{R}} \varphi)^2 I(\mathbf{R}, z, t) d^2 \mathbf{R} / \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{R}, z, t) d^2 \mathbf{R} \right]^{-1/2} \quad (4)$$

имеет смысл эффективного радиуса кривизны фазового фронта пучка.

Расходимость излучения в нелинейно рефракционной среде связана с другими эффективными параметрами пучка системой уравнений [4], которую удобно представить в виде

$$\frac{dR_e^2}{dz} = 2 \frac{R_e^2}{F_{e1}}, \quad (5a)$$

$$\frac{d}{dz} \frac{R_e^2}{F_{e1}} = \Theta_e^2 + \frac{1}{2P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon} I d^2 R, \quad (5б)$$

$$\frac{d\Theta_e^2}{dz} = \frac{k^{-1}}{P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon} \nabla_{\mathbf{R}} \varphi I d^2 R, \quad (5в)$$

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha(z) P, \quad (5г)$$

где  $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}(I)$  — возмущение диэлектрической проницаемости;  $\alpha$  — коэффициент поглощения среды. Масштаб

$$F_{e1} = kR_e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{R}, z, t) d^3 R / \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \varphi I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R, \quad (6)$$

так же как и  $F_e$ , определяет средневзвешенный радиус кривизны фазового фронта пучка. Различие в масштабах  $F_e$  и  $|F_{e1}|$  указывает на присутствие aberrаций в волновом фронте. Совпадение масштабов возможно, когда фаза квадратична по  $\mathbf{R}$  вблизи центра тяжести пучка в так называемом безабберационном приближении. В более общем случае, исходя из определений (4), (6), можно показать, что  $F_e \leq |F_{e1}|$ . Знак масштаба  $F_{e1}$  указывает на фокусировку ( $F_{e1} < 0$ ) либо дефокусировку пучка ( $F_{e1} > 0$ ).

Если канал распространения излучения не имеет осевой симметрии, то пучок испытывает отклонение центра тяжести. Радиус-вектор смещения центра тяжести пучка  $\mathbf{R}_c = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R$  определяется уравнением

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_c}{dz^2} = \frac{1}{2P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon} I d^2 R. \quad (5д)$$

Из (2) следует соотношение для предельного значения расходимости, то есть значения  $\Theta_e$  в дальней зоне

$$\Theta_{e\infty} = \frac{R_e(\infty)}{F_e(\infty)} = \left( \frac{1}{2} \frac{d^2 R_e^2(\infty)}{dz^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Значение нелинейной составляющей  $\Theta_{n\infty} = |\Theta_{e\infty}^2 - \Theta_e^2(0)|^{1/2}$  предельной расходимости согласно (5 в) выражается следующим образом:

$$\Theta_{n\infty} = \left[ \frac{k^{-1}}{P} \int_0^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon} \nabla_{\mathbf{R}} \varphi I d^2 R \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Эту характеристику в общем случае можно найти лишь из численного решения задачи распространения пучка в нелинейной среде.

2. Особенностью уравнений (5) является наличие двух дополнительных неизвестных функций в (5 б) и (5 в), представляющих собой интегральные характеристики излучения и среды. Данная особенность всецело связана с абберационным характером самовоздействия пучков и исчезает при безабберационном рассмотрении задачи [3]. Однако и в абберационном случае существует класс практически важных задач, для решения которых отмеченные трудности могут быть преодолены. Эти задачи и будут рассматриваться ниже.

Определим условия, при которых возможно получение решения уравнения (5). Для этого перейдем от системы трех дифференциальных уравнений к одному уравнению третьего порядка для  $R_e^2$

$$\frac{d^3 R_e^2}{dz^3} = \frac{2k^{-1}}{P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_R \tilde{\varepsilon} \nabla_R \varphi I d^2 R + \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_R \tilde{\varepsilon} I d^2 R \right] = \Phi(z). \quad (9)$$

Очевидно, что первый интеграл (9) можно найти в квадратурах, если известен вид правой части (9) (функции  $\Phi(z)$ ). Вид этой функции удается определить, не решая волнового уравнения, для ряда случаев.

Для нелинейной среды керровского типа, когда  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_2 I$ , оказывается, что самовоздействие осуществляется таким образом, что всегда  $\Phi(z) = 0$ . Это эквивалентно существованию инварианта

$$\Theta_e^2(z, t) + \frac{1}{2P(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_R \tilde{\varepsilon}(\mathbf{R}, z, t) I(\mathbf{R}, z, t) d^2 R = \text{const}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что

$$R_e^2(z) = R_e^2(0) + \frac{dR_e^2(0)}{dz} z + \frac{1}{2} \frac{d^2 R_e^2(0)}{dz^2} z^2; \quad (11)$$

$$F_{e1}(z) = 2R_e^2(z) \left/ \left( \frac{dR_e^2(0)}{dz} + \frac{d^2 R_e^2(0)}{dz^2} z \right) \right. . \quad (12)$$

Для расходимости излучения в керровской среде решение удается записать лишь для ее предельного значения

$$\Theta_e^2(\infty) = \frac{1}{2} \frac{d^2 R_e^2(0)}{dz^2} = \Theta_e^2(0) - \frac{\varepsilon_2}{2P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I^2(0) d^2 R. \quad (13)$$

Определив согласно [4] длину рефракционной нелинейности

$$L_n = R_e(0) \left[ \frac{1}{2P(0)} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_R \tilde{\varepsilon}(z=0) I(z=0) d^2 R \right| \right]^{-1/2}, \quad (14)$$

соотношение (13) можно представить в виде  $\Theta_e^2(\infty) = \Theta_e^2(0) \pm \Theta_n^2$ , где

$$\Theta_n = R_e(0)/L_n. \quad (15)$$

Для фокусирующих сред ( $\varepsilon_2 > 0$ ) выражение для  $\Theta_e(\infty)$  имеет смысл при  $\Theta_e(0) \leq \Theta_n$ . Из (13) следует, что закон распространения излучения для керровской нелинейной среды совпадает по форме с аналогичным для линейной среды, но с измененной дифракционной расходимостью. Отметим, что впервые решение вида (11) было получено в [9] другим методом. Решение для  $R_e^2$  и  $F_{e1}$ , подобное по форме (11), (12), можно получить для случая произвольной нелинейности, но для малых дистанций распространения  $z \ll L_n$ , когда приближенно выполняется  $\Phi(z) = 0$ .

3. Задача о керровской нелинейности является полезной для анализа закономерностей самовоздействия пучков с произвольным профилем интенсивности. В керровской дефокусирующей среде наблюдается подобие в поведении относительного эффективного радиуса  $R_e(z)/R_e(0)$  пучков различного профиля в условиях сильных нелинейных искажений (параметр нелинейности  $P^2 = L_d^2 / L_n^2 \gg 1$ , где  $L_d$  — дифракционная длина пучка).

Эффект подобия заключается в том, что для пучков с плоским фазовым фронтом отношение  $R_e(z)/R_e(0)$  зависит лишь от безразмерного параметра нелинейных искажений  $z/L_n$  и вид этой зависимости одинаков для всех типов пучков:

$$\frac{R_e^2(z)}{R_e^2(0)} \cong 1 + \frac{z^2}{L_n^2}. \quad (16)$$

Свойство подобия характерно и для других типов нелинейных сред. Оно реализуется в условиях сильной нелинейности ( $P^2 \gg 1$ ) для малых ( $z < L_n$ ) и больших дистанций ( $z > L_n$ ). Оказывается, что и в первом и втором случаях решение для эффективных параметров имеет вид, близкий к керровскому. Причем во втором случае в среде на дистанциях, меньших длины распространения, формируется предельная расходимость пучка.

Как уже отмечалось выше, значение предельной расходимости можно найти в большинстве случаев из численных расчетов. Поэтому мы обратимся к их анализу, используя данные работ, где изучалось самовоздействие пучков различного профиля при стационарной ветровой нелинейности [10, 11]. Расчеты выполнены для пучков, интенсивность которых на входе в среду имела вид

$$I(\mathbf{R}, 0) = I_0(m) \exp \left[ - \left( \frac{x}{R_0} \right)^m - \left( \frac{y}{R_0} \right)^m \right], \quad (17)$$

при этом  $R_e^2(0) = 2R_0^2 \Gamma(1/m) \Gamma(3/m)$ ,

$$L_n = \left[ \frac{c_p \rho v}{|\partial \tilde{\epsilon} / \partial T|_p \alpha} \frac{32 R_0^3 2^{1/m} \Gamma(3/m)}{m^2 P(0)} \right]^{1/2},$$

где  $m = 2, 4, 6 \dots$  — параметр, определяющий форму пучка;  $I_0(m)$  — максимальная интенсивность, которая выбирается в зависимости от формы пучка таким образом, чтобы обеспечить равенство начальной мощности пучков;  $R_0$  — начальный радиус гауссовского пучка по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ;  $\Gamma$  — гамма-функция;  $c_p, \rho$  — изобарные теплоемкость и плотность среды;  $v$  — поперечная составляющая скорости ветра;  $(\partial \tilde{\epsilon} / \partial T)_p$  — изобарная производная диэлектрической проницаемости по температуре.

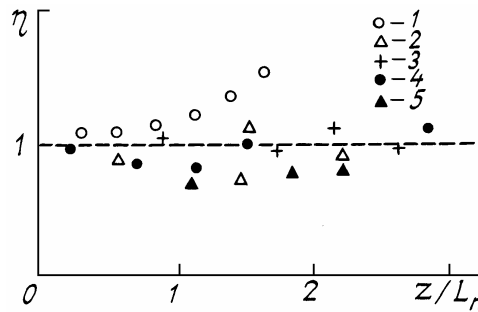


Рис. 1. Формирование относительной предельной расходимости для пучков различного профиля (17) в нелинейной среде со стационарным ветровым потоком при  $m = 2$  (кривые 1, 4), 4 (2, 5), 6 (3); (1–3) — по данным [10], (4, 5) — по данным [11]

На рис. 1 точками, соответствующими пучкам различного профиля, приведена зависимость функции  $\eta = \frac{(R_e^2(z) - R_c^2(z) - R_e^2(0))^{1/2} L_n}{R_e(0) z}$  от параметра искажений  $(z/L_n)^2$ . Поскольку канал распространения в задаче о ветровой нелинейности не обладает осевой симметрией, то имеет смысл говорить о расходимости вблизи направления центра тяжести пучка  $\Theta_c = dR_c/dz$ , то есть о величине  $\tilde{\Theta}_e = (\Theta_e^2 - \Theta_c^2)^{1/2}$ . На больших дистанциях  $z > L_n$  при сильной нелинейности относительный радиус пучка  $(R_e^2 - R_c^2)^{1/2}$  определяется лишь относительной предельной расходимостью [4]:

$$(R_e^2 - R_c^2)^{1/2} \cong [\Theta_e^2(\infty) - \Theta_c^2(\infty)]^{1/2} z. \quad (18)$$

Следовательно, функция  $\eta$  при  $z > L_n$  должна вести себя как  $\eta = \tilde{\Theta}_{e\infty} L_n / R_e(0)$ , где  $\tilde{\Theta}_{e\infty} = (\Theta_{e1}^2(\infty) - \Theta_e^2(0))^{1/2}$  — нелинейная составляющая относительной предельной расходимости. В области малых дистанций  $\frac{R_e^2(z) - R_c^2(z) - R_e^2(0)}{R_e^2(0)} \cong \frac{z^2}{L_n^2}$  и  $\eta \cong 1$ .

Так как вид зависимости  $\eta(z/L_n)$  при  $z > L_n$  одинаков для всех типов пучков, то этот факт указывает на наличие подобия в характере их самовоздействия. Наряду с этим прослеживается, что значение  $\eta$ , найденное из численных расчетов, достаточно близко к  $R_e(0)/L_n$  для всех типов пучков.

Вышеизложенное показывает, что в случае, когда не удастся отыскать точные решения для эффективных параметров пучка, возможен качественный анализ задачи. Он позволяет найти абберационные масштабы задачи самовоздействия, обобщить результаты численных экспериментов. Подчерк-

нем, что это не удастся сделать исходя лишь из анализа квазиоптического уравнения и оперируя определениями эффективных параметров пучка.

4. Рассмотренный выше случай формирования предельной расходимости в однородной среде с сильными нелинейными искажениями принадлежит к практически важному классу задач самовоздействия, связанному с прохождением излучения через нелинейно рефракционный слой. Для этого класса задач также реализуются точные решения уравнений (5), но в области за пределами нелинейного слоя ( $\Phi(z) = 0$  при  $z > z^*$ ). Точку  $z^*$  будем называть границей нелинейного слоя. Согласно (9) величина  $z^*$  определяет область формирования предельной нелинейной расходимости излучения  $\Theta_n(z^*) = \Theta_{n\infty} = \text{const}$ . Нелинейнорефракционный слой может быть обусловлен неоднородностью канала распространения вследствие вариации термодинамических параметров и концентраций газов по трассе, а также вызван самовоздействием, приводящим к уменьшению силы нелинейности в глубине среды из-за дефокусировки пучка. Примерами неоднородных трасс служат вертикальные и наклонные трассы в атмосфере [5–8], трассы лабораторных стендов, где излучение фиксируется за нелинейной средой.

Решение для эффективной ширины пучка за нелинейным слоем можно представить в виде

$$R_e^2(z) = R_e^{*2} \left[ \left( 1 + \frac{z - z^*}{F_{e1}^*} \right)^2 + \frac{(z - z^*)^2}{k^2 \rho_e^{*2} R_e^{*2}} + \delta^* (z - z^*)^2 \right], \quad (19)$$

где  $\delta^* = \frac{1}{F_e^{*2}} - \frac{1}{F_{e1}^{*2}} \geq 0$  – характеристика аберраций, а индексом «\*» отмечены значения величин на границе нелинейного слоя.

Из (19) следует, что структура решения для  $R_e^2$  всегда различна для аберрационного ( $\delta > 0$ ) и безабберационного случаев ( $\delta = 0$ ) и, таким образом, выводы, полученные на основе безабберационного анализа задачи преобразования эффективных параметров пучков, не всегда носят универсальный характер.

В области, когда  $z \gg z^*$ ,  $|F_{e1}^*|$  эффективный радиус пучка будет определяться лишь его предельной расходимостью. Проанализируем ситуацию, когда излучение, проходя через нелинейный слой, испытывает слабые амплитудные искажения. Это наблюдается при  $L_n \gg z^*$ . Для практически важного случая самовоздействия широких пучков ( $z^* \ll L_d$ ) градиент фазы в (8) можно записать в приближении геометрической оптики

$$\nabla_R \varphi = \frac{k}{2} \int_0^z \nabla_R \tilde{\varepsilon}(z) dz, \quad (20)$$

а параметры возникающей в среде нелинейной линзы для режима слабых искажений ( $z^* < L_n$ ) вполне достаточно рассчитать в приближении заданного поля, когда  $I(z < z^*) = I(0)$ . Отметим, что для большинства механизмов оптической нелинейности возмущение диэлектрической проницаемости среды представимо в виде

$$\tilde{\varepsilon}(\mathbf{R}, z) = \tilde{\varepsilon}_m(z) \bar{\varepsilon}(\mathbf{R}),$$

где  $\tilde{\varepsilon}_m(z)$  определяется свойствами трассы и характерными параметрами пучка, а  $\bar{\varepsilon}(\mathbf{R})$  – режимом работы источника и профилем пучка. С учетом сделанных замечаний для эффективного радиуса кривизны фазового фронта на границе нелинейного слоя можно получить

$$F_{e1}^* \cong R_e^2(0) \left( \int_0^{z^*} \tilde{\varepsilon}(z) dz \right)^{-1} \frac{1}{2P(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R} \nabla_R \tilde{\varepsilon}(\mathbf{R}, 0) I(\mathbf{R}, 0) d^2R. \quad (21)$$

Соотношение (21) трансформируется к виду

$$F_{e1}^* \cong L_n^2 / L_{eff}, \quad (22)$$

где

$$L_{eff} = \int_0^{\infty} (\tilde{\varepsilon}_m(z) / \tilde{\varepsilon}_m(0)) dz — \quad (23)$$

масштаб задачи, характеризующий продольную неоднородность канала распространения.

Аналогично для эффективного радиуса кривизны (4)

$$F_e^* \cong \tilde{L}_n^2 / L_{eff} \quad (24)$$

где масштаб

$$\tilde{L}_n = R_e(0) \left| \frac{1}{4P(0)} \int_{-\infty}^{\infty} (\nabla_R \tilde{\varepsilon})^2 I(\mathbf{R}, 0) d^2R \right| \quad (25)$$

так же, как и  $L_n$ , имеет смысл длины рефракционной нелинейности, но отличен от  $L_n$  вследствие аберраций волнового фронта.

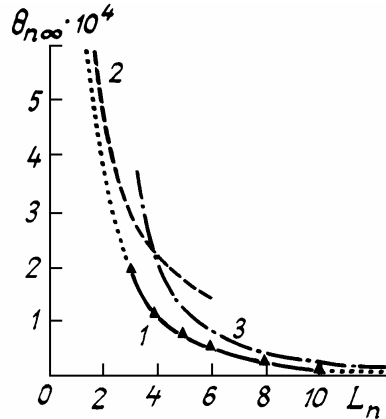


Рис. 2. Зависимость нелинейной составляющей предельной расходимости от длины нелинейности при самовоздействии длинного лазерного импульса на вертикальной атмосферной трассе: 1 — расчет методом уравнения переноса [5] (сплошная кривая) и экстраполяционная зависимость (штриховая); 2 — асимптотика сильных нелинейных искажений (15); 3 — асимптотика слабых нелинейных искажений (26); темные треугольнички — аппроксимационная зависимость (27)

Нелинейная составляющая предельной расходимости лазерного пучка (8) на неоднородной трассе в случае слабых искажений имеет вид

$$\Theta_{n\infty} = \Theta_n^* = \frac{R_e(0) L_{eff}}{\tilde{L}_n^2} \quad (26)$$

В режиме сильных нелинейных искажений преобразование эффективных параметров пучка будет происходить так же, как и в случае распространения в однородной среде, когда  $\Theta_{n\infty} \cong R_e(0) / L_n^*$ .

Таким образом, в неоднородной нелинейно рефракционной среде возможны два предельных режима преобразования эффективных параметров пучка: режимы сильных и слабых нелинейных искажений. Значение предельной расходимости в режиме слабых нелинейных искажений примерно в  $L_{eff}/L_n$  раз меньше, чем для случая сильных искажений.

Указанные свойства предельной нелинейной расходимости проиллюстрируем на примере задачи о тепловом самовоздействии гауссовского пучка на вертикальной атмосферной трассе. На рис. 2 представлены асимптотические зависимости (15) и (26) нелинейной составляющей предельной расходимости. Здесь же приведены данные численных расчетов соответствующей задачи [5]. Расчеты выполнены для длинного импульса с  $\lambda = 10,6$  мкм и длины дифракции  $L_d = 592$  км. Распределение термодинамических параметров вдоль трассы соответствует летней среднеширотной модели атмосферы. В этом случае  $L_{eff} = 3,24$  км. Так как в [5] (а также и в других известных авторах работах) не были получены решения, точно соответствующие режиму сильных ( $L_n < L_{eff}$ ) и слабых ( $L_n > L_{eff}$ ) нелинейных искажений, нами была выполнена экстраполяция расчетных данных в область реализации данных режимов. Оказалось, что в режиме сильных искажений вид  $\Theta_{n\infty}(L_n)$  достаточно близок к зависимости  $R_e(0)/L_n$ , хотя экстраполированные значения  $\Theta_{n\infty}$  лежат ниже (так, например, при  $L_n = 2$  км,  $\Theta_{n\infty} = 0,85R_e(0)/L_n$ ). В области ( $L_n > L_{eff}$ ) решение имеет тенденцию выхода на асимптотику слабых нелинейных искажений (26). В области умеренных нелинейных искажений ( $L_n \cong 1 \div 3L_{eff}$ ) расчетная зависимость удовлетворяет аппроксимационной формуле

$$\Theta_{n\infty} = \frac{R_e(0)}{L_n} \frac{L_1}{L_n}, \quad \text{где } L_1^{-1} = L_n^{-1} + L_{eff}^{-1}. \quad (27)$$

Подобным образом можно дать количественное описание процессов самовоздействия лазерного пучка на неоднородной трассе для других механизмов нелинейного взаимодействия.

В заключение коротко остановимся на основных результатах. Найдены условия реализации точных решений для эффективной ширины, эффективного радиуса кривизны фазового фронта и предельной расходимости лазерного пучка. Получен вид этих решений.

Установлено, что при распространении интенсивного лазерного излучения в неоднородной рефракционной среде образуется нелинейный слой, где формируется предельная диаграмма направленности пучка. Для первоначально неоднородной трассы в режиме сильных искажений предельная расходимость совпадает с данной величиной для однородной трассы, а в режиме слабых искажений зависит от масштаба неоднородности трассы. Образование нелинейного слоя является причиной эффекта подобия в поведении относительного эффективного радиуса при самовоздействии коллимированных пучков в режиме сильных нелинейных искажений.

1. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки М.: Наука, 1990. 264 с.
2. Алешкевич В. А., Мигулин А. В., Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н. //ЖЭТФ. 1972. Т. 62 В. 2. С. 551–565.
3. Полякова И. Ю., Сухоруков А. П. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 7. С. 93–97.
4. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
5. Землянов А. А., Синев С. Н. //Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы. Томск, 1988. С. 13–21.
6. Колосов В. В., Кузнецов М. Ф. //Там же. С. 51–55.
7. Банах В. А., Смалихо И. Н. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1171–1178.
8. Лукин В. П. Адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
9. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 9. С. 1351–1363.
10. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. //XIII Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Материалы. Ч. 2. Томск, 1986. С. 96–401.
11. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1292–1298.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
31 июля 1991 г.

**A. A. Zemlyanov, A. V. Martynko. Divergence of Laser Beams in a Regular Nonlinearly Refracting Medium.**

Based on the use of the method of effective beam's parameters there are determined in the paper the existence conditions for exact aberrational solutions for the effective width, phase front curvature radius, and for limiting divergence of the beam. The views of these solutions are also obtained. A similarity effect had been revealed in this study of the processes running under the conditions of strong nonlinear distortions due to thermal blooming of collimated beams of different classes and under the action of different mechanisms of nonlinear interactions. Regimes of limiting beam divergence formation in the initially homogeneous and inhomogeneous nonlinearly refractive media are investigated; in the case of weak nonlinear distortions the expressions are derived that relate the parameters of inhomogeneous propagation path and the initial parameters of the laser beam.