

УДК 535.416.3

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ГИПЕРТРУБЧАТЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

В. А. Трофимов

Анализируется тепловое и керровское самовоздействие гипертрубчатых световых пучков и импульсов. На основе численного моделирования и интегрального описания поведения пучка как в толстом, так и в тонком нелинейном слое показано, что профилирование пучка приводит к существенному уменьшению его радиуса и смещению центра тяжести. Полученные интегралы и интегральные соотношения позволяют проследить динамику распространения этих пучков. С помощью методов теории подобия определены зависимости оптимальной ширины пучка от нелинейности среды и расстояния до мишени.

В последние годы интенсивно развивается новое направление нелинейной оптики—нелинейная адаптивная оптика [1-4]. Как правило, в работах, относящихся к этой области, рассматриваются вопросы управления волновым фронтом оптического излучения с целью компенсации его нелинейных искажений. Данное обстоятельство связано с тем, что технически наиболее просто реализовать требуемое распределение волнового фронта, например, с помощью гибких или сегментированных зеркал [5-6]. Однако на практике формирующая волновой фронт система (в частности, гибкие зеркала) может обладать ограничениями, обусловленными ее конструкцией. Как известно, [7], это приводит к ухудшению передачи световой энергии через нелинейную среду и уменьшению концентрации оптического излучения на мишени. Таким образом, в данном случае необходимо также проводить оптимизацию других параметров светового пучка, в частности его амплитудного профиля. С этой точки зрения для задач транспортировки световой энергии представляются перспективными гипергауссовы (уплощенные) [8, 9] и гипертрубчатые пучки. Отметим, что в [10] анализировалось распространение трубчатого пучка в среде с керровским механизмом нелинейности, а в [8, 9] на основе численного моделирования рассматривалось распространение гипергауссовых световых пучков и было показано, что пучки с данным профилем претерпевают значительно меньше, чем гауссовы пучки, нелинейные искажения. В настоящей работе анализируются как численно, так и аналитически нелинейные искажения гипертрубчатых пучков. Показано, что профилирование оптического излучения приводит к повышению его концентрации на мишени, расположенной как за слоем нелинейной среды, так и в толще ее.

### 1. ТОЛСТЫЙ НЕЛИНЕЙНЫЙ СЛОЙ

Как известно, распространение оптического излучения в нелинейной среде описывает квазиоптическое уравнение, которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\partial A / \partial z + i \Delta_{\perp} A - (i a e'_{\text{нл}} - \delta \epsilon''_{\text{нл}}) A = 0 \quad (1)$$

с начальным условием

$$A(z=0, x, y) = f(x, y) e^{iS(x, y)}.$$

Здесь  $A$  — комплексная амплитуда, нормированная на ее пиковое значение,  $z$  — координата, вдоль которой происходит распространение светового пучка и которая измеряется в длинах  $2ka^2$ ,  $k$  — волновое число,  $a$  — начальный радиус пучка,  $\Delta_{\perp}$  — поперечный оператор Лапласа,  $\epsilon'_{\text{нл}}$ ,  $\epsilon''_{\text{нл}}$  — действительная и мнимая части нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости,  $\alpha$  — отношение начальной мощности пучка  $P_0$  к мощности самовоздействия  $P_{\text{св}}$ ,  $\delta$  характеризует нелинейное поглощение,  $x$ ,  $y$  — поперечные координаты, нормированные на  $a$ ,  $f$  и  $S$  — начальные распределения амплитудного профиля и волнового фронта светового пучка. В случае аксиальной симметрии от  $x$ ,  $y$  естественно перейти к координате  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ .

Конкретный вид  $\epsilon'_{\text{нл}}$ ,  $\epsilon''_{\text{нл}}$  определяется типом нелинейности. Так, в случае прозрачной среды  $\epsilon''_{\text{нл}} = 0$  с керровской нелинейностью  $\epsilon'_{\text{нл}} = |A|^2$ , а для теплового самовоздействия  $\epsilon'_{\text{нл}} = T$ , где  $T$  — нормированное изменение температуры окружающей среды.

На входе в нелинейную среду задавалось следующее распределение амплитуды:

$$f(x, y) = 0,5 \exp(-2x^m - 2y^m) (x^m + y^m) / Q \quad (2)$$

— в случае двумерного пучка,

$$f(r) = 0,5 e^{-r^m} r_m / Q \quad (3)$$

— в случае аксиальной симметрии,  $Q$  — норма распределения. Пучки с  $m > 2$  будем называть гипертрубчатыми (по аналогии с названием гипергауссовыми), а при  $m = 2$  — трубчатыми.

В дальнейшем нас будет интересовать пиковая интенсивность  $I_{\text{п}}$  пучка, его ширина, определяемая через второй момент распределения интенсивности,

$$a(z) = \left( \ln 2 \int_0^{\infty} |A|^2 r^3 dr \Big/ \int_0^{\infty} |A|^2 r^4 dr \right)^{1/2}, \quad (4)$$

положение центра тяжести пучка

$$X_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |A|^2 dx dy \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 dx dy \quad (5)$$

и координата достижения максимальной интенсивности  $r_m$ .

Отметим, что из решения уравнения (1) для линейной среды следует соотношение для амплитуд на оси трубчатого и гауссова пучков с плоским начальным волновым фронтом

$$|A_{\text{тр}}|^2 = [2z^2 / (1 + z^2)] |A_{\text{г}}|^2, \quad (6)$$

следовательно, с ростом  $z$  интенсивность на оси трубчатого пучка будет превышать почти в два раза интенсивность гауссова пучка. Отношение  $|A(z, 0)|^2$  при  $m = 4$  (см. (3)) к  $|A_{\text{г}}(z, 0)|^2$  равно

$$\exp\left(-\frac{1}{4z^2}\right) \left(\int_0^1 \exp\left(\frac{x^2}{4z^2}\right) dx\right)^2 \frac{(4z^2 - 1)^2}{2^4 z^8 (4z^2 + 1)} \quad (7)$$

и может быть как больше (при  $z < 0,2$ ), так и меньше единицы. Однако это не означает, что в любых других точках профиля интенсивности гипертрубчатого пучка с  $m = 4$  будет меньше пиковой интенсивности

гауссова (или трубчатого) пучка. Как показывают результаты численного моделирования, во многих случаях максимальная интенсивность гипертрубчатых пучков достигается при  $r_m \neq 0$ .

1. Керровская среда. Анализ общих закономерностей распространения гипертрубчатых световых пучков в среде с керровским механизмом нелинейности удобно проводить, используя интегралы уравнения (1) [11], например, связь квадрата ширины пучка с интегралом  $I_3$ :

$$I_3 = \int_0^{\infty} \left( \left| \frac{\partial A}{\partial r} \right|^2 + \frac{\alpha}{2} |A|^4 \right) r dr, \quad a^2(z) = \left[ a^2(0) + \frac{da^2(0)}{dz} z + 4I_3 z^2 \right] / Q^2, \quad (8)$$

$$\frac{da^2(0)}{dz} = 2i \int_0^{\infty} r^2 \left\{ A^* \frac{\partial A}{\partial r} - A \frac{\partial A^*}{\partial r} \right\} dr.$$

Здесь (и при дальнейшем анализе)  $a^2(z)$  отличается от (4) отсутствием множителя  $\ln 2$ . Из (8) нетрудно получить зависимость квадрата ширины гауссова  $a_r^2(z)$  и трубчатого  $a_{\text{тр}}^2(z)$  пучков с плоским фазовым фронтом:

$$a_r^2(z) = 1 + 2z^2(8 + \alpha), \quad a_{\text{тр}}^2(z) = 3 + 2z^2(8 + (3/16)\alpha). \quad (9)$$

Здесь ширины пучка измеряются в  $a_r(0)$ .

Таким образом, в случае дефокусировки ( $\alpha > 0$ ) с ростом  $\alpha$  ширина гауссова пучка будет увеличиваться быстрее, чем  $a_{\text{тр}}^2$ , и при  $\alpha > \alpha_{\text{кр}} = 16/13z^2$   $a_{\text{тр}}^2 > a_r^2$ . При самофокусировке же «схлопывание» гауссова пучка происходит при значительно меньшей его начальной мощности по сравнению с требуемой мощностью для трубчатого пучка. Интересно отметить, что в случае сфокусированных пучков (9) принимает вид

$$a_r^2(z) = 1 + 2z^2(8 + \alpha + 8\theta^2) - 8\theta\alpha, \quad (10)$$

$$a_{\text{тр}}^2(z) = 3 - 24\theta z + 2z^2(8 + (3/16)\alpha + 24\theta^2),$$

где  $\theta$  — начальная фокусировка. Из (10) следует, что наименьший радиус пучка достигается при фокусировке  $\theta = 1/4z$  и равен

$$a_r^2 = 2z^2(8 + \alpha), \quad a_{\text{тр}}^2 = 2z^2(8 + 3\alpha/16). \quad (11)$$

При распространении гипертрубчатых пучков с  $m=4,6$  с начальным плоским фронтом их радиусы вдоль трассы изменяются по законам

$$a_4^2 = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} + 2z^2 \left( \frac{2^7\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} + \alpha \frac{711\sqrt{2}}{2^8 \cdot 3} \right), \quad (12)$$

$$a_6^2 = \frac{5}{2^{4/3}} + 2z^2 \left( \frac{3^4 \cdot 2^{10,3}}{2,68} + \alpha \frac{35}{3^2 \cdot 2^{13,3}} \right).$$

Таким образом, для заданной трассы распространения и нелинейности  $\alpha$  существует оптимальное значение  $m$ . Непосредственным вычислением можно убедиться, что коэффициенты при  $\alpha$  для пучков с  $m=4,6$  приблизительно равны  $1/6$ ,  $1/4$  соответственно. Поэтому при некоторых  $\alpha$   $a_6^2$  будет больше  $a_4^2$ . Это связано с тем, что при больших значениях нели-

нейности (или  $z$ ) в процессе распространения происходит многократная перестройка профиля интенсивности: трубчатый пучок трансформируется в гауссов, затем снова в трубчатый и т. д., причем каждый раз расстояние до пиковой интенсивности в абберационном кольце увеличивается, т. е. увеличивается размер кольца. Данный вывод подтверждает численный эксперимент [12].

При наличии начальной фокусировки пучка его ширина на мишени определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} a_4^2(z, \theta) &= a_4^2(z, \theta=0) + 2^{13/2}(4z\theta - 1)z\theta/3\sqrt{\pi}, \\ a_6^2(z, \theta) &= a_6^2(z, \theta=0) + 2^{8/3}\theta z(45\theta z - 1). \end{aligned} \quad (13)$$

Следовательно, минимальная ширина на мишени достигается соответственно при значении фокусировки

$$\theta = \frac{1}{2z} \begin{cases} 1/4, & m=4 \\ 1/2, & m=6 \end{cases}. \quad (14)$$

Как видно из (11), (14), для  $m=4$  уменьшается значение оптимальной фокусировки  $\theta$ , значит, деформация зеркала. Потому при наличии ограничений на прогиб зеркала целесообразнее использовать трубчатые пучки.

Представляет интерес применение методов теории подобия для определения оптимального значения начальной ширины пучка с целью достижения максимальной концентрации мощности на мишени. Отметим, что в [1] записан алгоритм вычисления пиковой интенсивности и принимаемой мощности. Из определения  $a^2(z)$  через второй момент распределения интенсивности следует, что, умножив ширину на  $z^{-1}$ , получим величину  $a^2(z)/z$ , не зависящую от начального радиуса пучка. Следовательно, для нахождения зависимости ширины пучка на мишени от его начального радиуса достаточно вычислить второй момент распределения интенсивности  $\pi$  в процессе счета умножить его на  $z^{-1}$ . Нетрудно видеть, что  $z_{\text{opt}}$  существует в случае самофокусировки светового пучка, если  $|\alpha|$  не превосходит  $\alpha_{\text{кр}}$ , которое для гауссова и трубчатого пучков соответственно равно 8; 128/3:

$$z_{\text{opt}} = \begin{cases} 1/\sqrt{2(8+\alpha)}, & f_r \\ \sqrt{3/(2(8+(3/16)\alpha))}, & f_{\text{тр}} \end{cases}. \quad (15)$$

Из (10) следует, что минимальная ширина пучка с начальной фокусировкой  $\theta > 0$  достигается в сечении

$$z = 2\theta \begin{cases} 1/(8+\alpha+8\theta^2), & f_r \\ 3/(8+(3/16)\alpha+24\theta^2), & f_{\text{тр}} \end{cases}, \quad (16)$$

а для достижения минимального значения  $a^2(z)$  в заданном сечении  $z$  необходимо задать начальную фокусировку

$$\theta = \begin{cases} 1/\sqrt{1-8z^2(8+\alpha)}, & f_r \\ 3/\sqrt{9-24z^2(8+(3/16)\alpha)}), & f_{\text{тр}} \end{cases}. \quad (17)$$

Подчеркнем, что при самофокусировке оптического излучения ( $\alpha < 0$ ) при превышении  $\alpha_{\text{кр}}$  перетяжку пучка всегда можно «подстроить» к заданному сечению. В случае же дефокусирующей среды с увеличением  $\alpha$  значение минимальной ширины пучка достигается в сечении перед мишенью, и с ростом  $\alpha$  оно приближается к границе нелинейной

среды. При этом с увеличением  $m$  для гипертрубчатых пучков существенно расширяется область значений  $\alpha$ , для которых можно подобрать начальную фокусировку с целью достижения минимальной ширины пучка в заданном сечении  $z$ .

Аналогичные результаты были получены для пучков с  $m > 6$ .

Если поперечная координата, в которой необходимо получить максимальную интенсивность, нефиксирована, то критериями подобия являются  $\alpha, z, r$ .

2. *Тепловое самовоздействие в движущейся среде.* Для задач распространения оптического излучения в атмосфере большой интерес представляет анализ нелинейных искажений (и их уменьшения) световых пучков в движущейся среде. Отметим, что алгоритм вычисления оптимальной начальной ширины пучка для достижения максимальной пиковой интенсивности предложен в [2]. Поэтому ниже рассмотрим алгоритм вычисления зависимости  $a^2(z)$  от начального радиуса пучка  $a$ . Для этого необходимо значения линий уровней  $\alpha a^2(z)/\sqrt{z}$  строить на плоскости  $(\sqrt{z}, P_0/P_T)$ , где  $P_T^{-1} = \frac{\delta k^{3/2} (\partial n / \partial T) \sqrt{z}}{2^{3/2} \rho c_p Q^2 V}$ . В результате этого получим зависимость  $a^2/z$  как функцию начальной мощности пучка и апертуры излучателя  $a$ . Как известно, этот метод получил название лучевого метода теории подобия [1].

Для уравнения (1) с  $\epsilon''_{nl} = 0$ ,  $\epsilon'_{nl} = \int_{-\infty}^x |A|^2 d\xi$ , помимо известного интеграла сохранения полной мощности пучка, существует второй интеграл

$$I_2 = \operatorname{Re} \iint \left( A \frac{\partial A^*}{\partial x} \right) dx dy, \quad I_3 = \iint \left( A \frac{\partial A^*}{\partial y} \right) dx dy. \quad (18)$$

Кроме (17), имеют место следующие соотношения:

$$-\frac{\partial}{\partial z} \iint IM \left( A \frac{\partial A^*}{\partial x} \right) dx dy = \alpha \iint |A|^4 dx dy, \\ \frac{d^2 X_0}{dz^2} = -2\alpha \iint |A|^4 dx dy, \quad (19)$$

$$\frac{d^2 a_x^2(z)}{dz^2} = 4 \iint \left| \frac{\partial A}{\partial x} \right|^2 dx dy + 8\alpha \iint x |A|^4 dx dy.$$

Так как на начальном этапе распространения интеграл от квадрата интенсивности при переходе от трубчатого к гипертрубчатым пучкам с ростом  $m$  существенно уменьшается, то смещение центра тяжести оптического излучения от оси первоначального распространения будет уменьшаться. Интересно отметить, что значение этого интеграла, по существу, определяет наклон зависимости  $X_0(z)$  (см. первое равенство (19)). Из вида  $I_2$  следует, что в процессе распространения центр тяжести светового пучка в плоскости  $xz$  смещается по прямой, наклон которой определяет  $I_2$ .

В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости положения центра тяжести при дефокусировке (рис. 1а) и самофокусировке (рис. 1б, в) гипертрубчатых (рис. 1а, в) и гипергауссовых (рис. 1б) пучков на трассе  $L=0,2$  при значениях параметра  $\alpha=50, -50, -80$ . На рисунках можно выделить два этапа распространения. На первом этапе смещение центра тяжести пучка происходит по параболе, на вто-

ром—линейно, причем наклон этой прямой уменьшается с ростом  $m$ . При этом в случае кинетического охлаждения центр тяжести гипертрубчатого пучка смещается меньше центра тяжести гауссова пучка почти в 100 раз. Поэтому в случае использования оптического излучения, имеющего длину волны  $\lambda=10,6$  мкм, целесообразно формировать амплитудный профиль в виде гипертрубчатого.

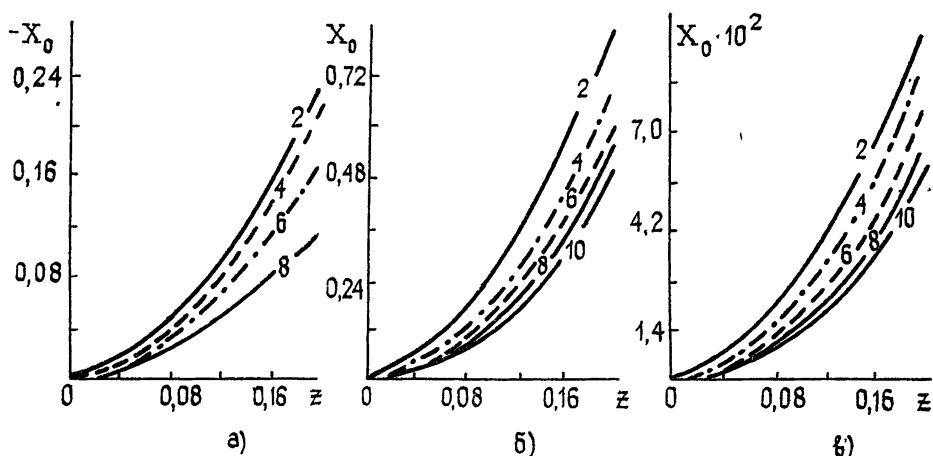


Рис. 1. Зависимости положения центра тяжести от координаты  $z$ .

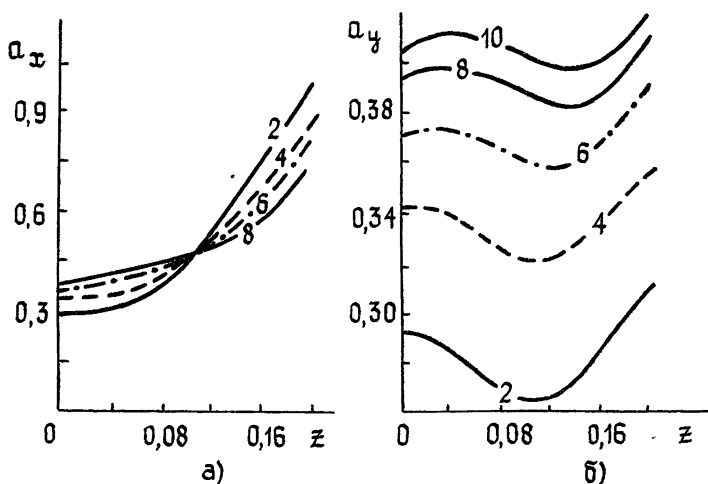


Рис. 2. Эволюция ширины пучка в нелинейной движущейся среде.

Из анализа зависимостей ширины пучка при его дефокусировке от трассы распространения можно сделать вывод, что в случае распространения оптического излучения с гипертрубчатым начальным распределением амплитуды для приведенных выше значений параметров увеличение радиусов  $a_x$ ,  $a_y$  происходит за счет дифракции. Следует ожидать, что с уменьшением  $L$  (увеличением начального радиуса  $a$ ) радиусы гипертрубчатых пучков будут увеличиваться вдоль трассы незначительно. В случае кинетического охлаждения эволюции  $a_x$ ,  $a_y$  гипертрубчатых пучков вдоль трассы несколько отличаются друг от друга. Однако для  $m \geq 6$  данное отличие составляет не более 10%. Зависимости же радиусов по осям  $x$ ,  $y$  гипергауссовых пучков существ-

венно отличаются друг от друга (рис. 2а, б). Если по оси  $y$  в начале распространения происходит самофокусировка, то по  $x$  пучок монотонно расплывается.

При распространении гипертрубчатых пучков в движущейся среде с тепловым механизмом нелинейности их центр тяжести смещается значительно меньше центра тяжести гипергауссовых пучков (ср. с [9]).

3. *Тепловая дефокусировка в неподвижной среде.* В случае стационарного теплового самовоздействия зависимости ширины пучка, его пиковой интенсивности и координаты ее достижения от  $z$  аналогичны соответствующим зависимостям, полученным при рассмотрении керровской нелинейности. Однако из-за нелокальности отклика нелинейность

среды  $\alpha$  будет меньше сказываться, например, на эволюции ширины пучка. Данный вывод подтверждают проведенные численные эксперименты. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены зависимости  $a(z)$  при распространении гипертрубчатых пучков в тепловой (сплошные кривые,  $\alpha = 300$ ) и керровской (пунктирные кривые,  $\alpha = 200$ ) дефокусирующих средах. Подчеркнем, что многократная перестройка профиля интенсивности происходит на существенно более длинных трассах (примерно, в пять раз), чем при распространении в кубичной среде, а полученный в [13] квазиволновод при тепловой самофокусировке в случае оптического излучения с гипертрубчатым начальным распределением имеет, во-первых,

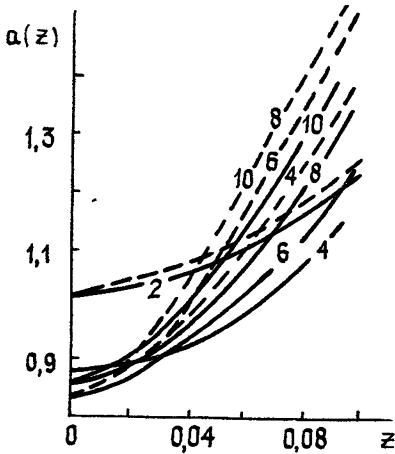


Рис. 3. Эволюция ширины пучка в нелинейной неподвижной среде

меньший поперечный размер, во-вторых, большую пиковую интенсивность. Это непосредственно связано с уменьшением значения интеграла  $I_2$  (см. [13]) с ростом параметра  $m$ .

При тепловом самовоздействии оптического излучения для оптимизации начальной ширины и мощности пучка с целью достижения ее минимального значения на мишени необходимо воспользоваться лучевым методом теории подобия. Для этого необходимо на плоскости параметров  $z, P_0/P_T$  (где  $P_T^{-1} = \frac{(\partial n/\partial T) \delta z k^2 a^2}{2\rho c_p \kappa Q^2}$ ) строить линии уровней функции  $\alpha a^2(z)/z^2$ . Для получения зависимости только от одного параметра достаточно затем провести соответствующие сечения. Подчеркнем, что в случае керровского самовоздействия световых пучков с плоским начальным фазовым фронтом оптимальную начальную ширину пучка можно найти непосредственно из (9), (12), разделив предельно (9), (12) на  $z$ :

$$z_{\text{opt}} = \begin{cases} \frac{(2(8+\alpha))^{1/2},}{(3/(4(8+(3/16)\alpha)))^{1/2}}, & f_{\Gamma} \\ f_{\Gamma p} \\ \sqrt{4/(\sqrt{\pi}(2^7+\alpha 7!!)/2^8)}, & m=4 \\ \sqrt{5/(2^{7/3}(3^4 \cdot 2^{10/3}/2,68+35\alpha/(3^2 \cdot 2^{13/2}))}, & m=6 \end{cases}$$

Отметим, что в случае теплового самовоздействия светового импульса, длительность  $\tau_{\text{н}}$  которого меньше времени диффузии тепла,  $\pi$ -комплексы отличаются от критериев подобия для керровской нелинейности наличием только  $\tau_{\text{н}}$ . Следовательно, для получения оптимального

значения начальной ширины пучка при фиксированном  $\tau_n$  необходимо поступить так же, как и п. 1. При этом следует иметь в виду, что для повышения эффективности проведения расчетов целесообразно перейти от времени  $t$  к нормированной плотности энергии  $\mathcal{E}(t) = \int_0^t I_0(\eta) d\eta$  ( $I_0(\eta)$  — форма импульса).

Подчеркнем, что так как при нестационарной дефокусировке различные части импульса достигают своего максимального значения в различных сечениях  $z$  нелинейной среды, то в некоторых случаях эффективность профилирования к концу импульса может несколько ухудшаться.

В качестве иллюстрации на рис. 4а приведены зависимости доли принимаемой в апертуру  $R=0,5$  мощности от времени  $t$  для  $L=0,1$ ,  $\alpha=200$  (сплошная кривая),  $\alpha=300$  (пунктирная кривая). Площадь под кривой соответствует принимаемой энергии. Как и следовало ожидать, максимальный выигрыш в профилировании достигается в начале импульса. Данное обстоятельство связано с тем, что из-за сильного нелинейного самовоздействия хвостовая часть импульса испытывает многократную перестройку амплитудного профиля, и, как было отмечено выше, при этом увеличивается размер абберрационного кольца. В результате основная часть мощности в конце импульса концентрируется за апертурой  $R \leq 0,5$ . Таким образом, характер нестационарной тепловой дефокусировки в большей степени зависит от параметра  $m$ .

Для подтверждения сказанного на рис. 4б представлены зависимости доли принимаемой энергии в сечении  $L=0,1$  от параметра  $m$  для  $T_n=0,2$ ,  $\alpha=50$  (кривая 1),  $\alpha=200$  (штрихпунктирная кривая),  $\alpha=100$  (пунктирная кривая),  $\alpha=300$  (кривая 2). Сравнивая данные зависимости с аналогичными, полученными для гипергауссовых пучков, отметим, что в большинстве случаев гипертрубчатые пучки позволяют повысить долю принимаемой энергии.

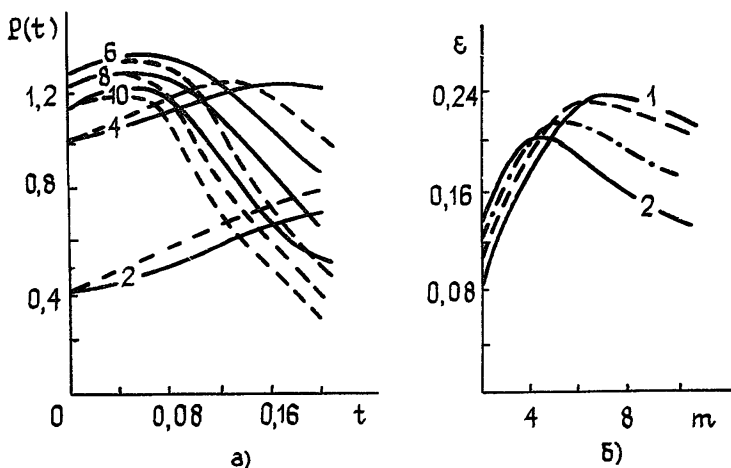


Рис. 4. Зависимость принимаемой мощности от времени (а) и доли принимаемой энергии от параметра  $m$  (б).

Следует иметь в виду, что при нестационарном тепловом самовоздействии сохраняются:  $I_2$  (см. (18), необходимо  $\partial/\partial x$  заменить на  $\partial/\partial t$ ),  $I_k = \int_0^\infty t^k |A|^2 dt$ , а также имеет место первое соотношение (19).

Аналогичные расчеты проводились для случая распространения оптического излучения в облачной среде [12].



## 2. ТОНКИЙ НЕЛИНЕЙНЫЙ СЛОЙ

Для анализа нелинейных искажений оптического излучения, прошедшего тонкий слой, целесообразно воспользоваться подходом, предложенным в [14], согласно которому имеют место следующие соотношения:

$$X_0(z) = z^2/2Q^2 \iint_{-\infty}^{\infty} f^2 S'_x dx dy, \quad a_x^2(z) = a_x^2(0) + \frac{z^2}{4Q^2} \iint_{-\infty}^{\infty} (f'_x)^2 dx dy +$$

$$+ \frac{z}{2Q^2} \iint_{-\infty}^{\infty} f^2 \left( 2xS'_x + \frac{z}{2} (S'_x)^2 \right) dx dy, \quad (20)$$

где  $S$  — распределение волнового фронта на выходе нелинейного слоя. Из-за ограниченности объема статьи ниже приводятся результаты для случая прохождения оптическим излучением слоя движущейся среды с тепловым механизмом нелинейности:  $S = \theta_{\text{нл}} \int_{-\infty}^x |A(z=0, \xi, y)|^2 d\xi$ , где  $\theta_{\text{нл}}$  — дополнительная расходимость [14].

Проводя соответствующее интегрирование в (20) для начальных распределений (2), получим соответственно зависимости смещения центра тяжести пучка:

$$X_0(z) = \theta_{\text{нл}} z / 2^8 \{12,82; 6,59; 4,64; 0,9; 0,0953\}. \quad (21)$$

Следовательно, с ростом  $m$   $X_0$  быстро уменьшается и для пучка с  $m = 10$  его отклонение от оси более чем в 100 раз меньше  $X_0(z)$  трубчатого пучка. Таким образом, гипертрубчатый пучок практически не смещается. Однако его радиус, вообще говоря, увеличивается быстрее главным образом из-за дифракции, так как с ростом  $m$  коэффициент при  $\theta_{\text{нл}}$  в (20) существенно уменьшается. Поэтому при переходе к гипертрубчатым пучкам целесообразно увеличивать его начальный радиус.

При прохождении тонкого слоя гипергауссовым пучком с ростом  $m$  несколько увеличивается отклонение его центра тяжести от оси  $z$ . Однако при этом уменьшается его ширина. Следовательно, при использовании профилированных пучков (в частности, гипертрубчатых) существенно упрощается проблема формирования оптимального волнового фронта, так как требуется значительно меньшая деформация зеркал.

Таким образом, как показано в настоящей работе, гипертрубчатые пучки испытывают существенно меньшие нелинейные искажения по сравнению с гауссовыми пучками. Для фокусировки таких пучков требуется значительно меньшая деформация зеркала. Подчеркнем, что гипертрубчатые пучки после прохождения слоя атмосферы практически не испытывают смещения из-за движения среды.

Автор благодарен Ю. Н. Карамзину за обсуждение работы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1978, 42, № 12, с. 2547.
2. Ахманов С. А., Воронцов М. А и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 3.
3. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1982, 46, № 10, с. 1933.

4. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1984, 48, № 7, с. 1424.
5. Харди Дж. У. — ТИИЭР, 1978, 66, № 6, с. 31.
6. Тараненко В. Г., Горохов Ю. Г., Романюк Н. С. — Зарубежная радиоэлектроника, 1982, № 8, с. 56.
7. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 4, с. 663.
8. Трофимов В. А. Диссертация. — М.: Гос. ун-т, 1983.
9. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 10, с. 1292.
10. Аскарьян Г. А., Студенов Б. В. — Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, с. 113.
11. Захаров В. Е. и др. Теория солитонов: метод обратной задачи. — М.: Наука, 1980.
12. Захарова И. Г., Карамзин Ю. Н., Трофимов В. А. Препринт ИПМ АН СССР № 140. — М., 1984
13. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Чернега П. И. Препринт ИПМ АН СССР № 72. — М., 1978
14. Сухоруков А. П., Тимофеев В. В., Трофимов В. А. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1984, 48, № 7, с. 1400.

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
10 января 1984 г.

## NONLINEAR DISTORTIONS OF TUBULAR LIGHT BEAM

*V. A. Trofimov*

The thermal and cubic self-interaction of tubular light beams and pulses is analyzed. Using numeral modeling and integral description of the beams evolution, it is shown that profiling of the beam leads to a significant decrease of its radius and its centers displacement. The obtained integrals and integral correlations allow to describe the propagation of these beams. Using the method of a similarity, a dependence of the optimal radius beams magnitude from a nonlinearity and a longitudinal coordinate.

## ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXIV, № 6, 1984 г.

(Окончание)

**Незлина Ю. М., Похотелов О. А., Хабазин Ю. Г.** Роль процессов инжекции в нелинейной эволюции монохроматических альвеновских волн в магнитосфере Земли.

Нелинейное взаимодействие альвеновских волн и захваченных частиц на баунс-резонансе позволяет определить правильную величину конечной амплитуды неустойчивой волны. Учет инжекции резонансных частиц позволяет объяснить временную зависимость амплитуды волны. Результаты применяются к P<sub>g</sub>-пульсациям.

**Горшков Ю. Н., Данилушкин А. И., Белашов В. Ю.** Динамические особенности амплитудных спектров огибающей всплесков ОИЧ-излучения.

Рассматриваются структура и динамика амплитудно-частотных спектров всплесков ОИЧ-излучения, полученных в наземных условиях с помощью спектроанализатора параллельного типа. Показано, что различные классы ОИЧ-излучения имеют характерные амплитудные спектры, параметры которых квазигармонически модулированы по амплитуде и частоте. Полученные особенности спектров интерпретируются на основе выводов теории циклотронной генерации ОИЧ-шумов в плазме при наличии в ней гидромагнитных возмущений.

**Горшкова Э. З., Ерофеев Н. М., Кияновский М. П., Поддельский Н. П.** Комплексные исследования условий распространения декаметровых радиоволн методом одновременного многочастотного наклонного зондирования.

Описана новая разновидность наклонного одновременного многочастотного зондирования (ОМЗ) и система радиотрасс, на которой использован этот метод. Приведены некоторые результаты исследований (модель сигнала, его уровень по модам, статистические характеристики, спектры флуктуаций).