

УДК 621.396.967.029.7

Н. В. Б а р ы ш н и к о в

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРИ ЕГО НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СРЕДОЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

*Рассмотрена самодефокусировка мощного лазерного пучка при его нелинейном взаимодействии со средой распространения. Изложена методика расчета преобразования диаметра сечения и расходимости пучка излучения в результате взаимодействия, основанная на представлении слоя среды в виде последовательности тонких тепловых линз. Сформулированы граничные условия использования методики. Приведены расчеты и проанализированы результаты преобразования пучка излучения СО-лазера при его распространении в атмосфере.*

**E-mail:** baryshnikov@bmstu.ru

**Ключевые слова:** система автоюстировки, лазер, тепловая линза, радиус пучка, слой пространства, маркерный излучатель, методика расчета.

При проектировании современных лазерных локационных систем большое внимание уделяется обеспечению высокоточной союстировки осей приемного и передающего каналов. Решить эту задачу удастся, используя системы автоюстировки (САЮ), обеспечивающие совмещение в реальном масштабе времени осей диаграммы направленности излучения рабочего лазера (РЛ), сформированной передающим каналом, и приемного канала.

Система автоюстировки может быть построена на основе использования дополнительного маломощного маркерного излучателя, являющегося в системе репером пространственного положения оси диаграммы направленности излучения РЛ [1, 2]. Маркерный излучатель работает, как правило, в видимом диапазоне спектра, а параллельный пучок его излучения распространяется в формирующей оптической системе в непосредственной близости от пучка излучения РЛ.

Особенностью работы такой системы является воздействие мощного излучения РЛ на слой пространства, которое проявляется в виде неравномерного нагрева приосевой области. Как следствие, появляется неравномерность распределения в поперечном сечении комплексной диэлектрической проницаемости среды (комплексного показателя преломления) в зависимости от интенсивности излучения. В результате

нагрев среды приводит к образованию тепловой линзы, неравномерно распределенной вдоль пучка. Тепловой эффект в ряде случаев играет преобладающую роль среди таких механизмов самовоздействия, как высокочастотный эффект Керра, электрострикция (от лат. *strictio* — стягивание) [3, 4]. Несмотря на то, что в окнах прозрачности атмосферы ослабление лазерного пучка малó, при высокой мощности лазерного излучения тепловое искажение пучка может оказаться довольно существенным и возможна нелинейная рефракция световых волн, приводящая к дефокусировке пучка.

В литературе приводятся данные по результатам исследования таких эффектов на протяженных трассах. В то же время при проектировании систем формирования излучения мощных лазеров особый интерес представляют исследования на достаточно коротких трассах, длиной не более 10...20 м после излучателя, в зоне расположения оптико-механических элементов формирующей системы. Учет тепловых искажений пучка позволяет обосновать требования к габаритным размерам оптической формирующей системы, оценить возможное воздействие излучения на элементы оптико-механического тракта.

Следует отметить, что тепловая линза может образоваться в зоне распространения пучка излучения маркера. В этом случае пространственные характеристики пучка — его диаметр, расходимость и угловая направленность — изменяются. При незначительных изменениях это может привести к погрешностям в работе САЮ, а в некоторых случаях расходимость пучка излучения маркера возрастает многократно, что приводит к срыву работы САЮ. Именно поэтому при проектировании САЮ необходимо исследовать возможное воздействие нелинейной рефракции излучения РЛ на пространственные характеристики пучка излучения маркера.

Показатель преломления нелинейной среды можно представить как [4]

$$n = n_0 + n_2 |A|^2 + n_4 |A|^4 + \dots, \quad (1)$$

где  $n_0$  — показатель преломления в линейном приближении;  $n_{2,4,\dots}$  — коэффициенты разложения нелинейной составляющей показателя преломления;  $A$  — комплексная амплитуда поля световой волны.

В поле ограниченного светового пучка первоначально однородная среда в силу разложения (1) становится оптически неоднородной, а показатель преломления среды определяется распределением интенсивности распространяющегося пучка излучения.

Чтобы выявить основные особенности эффекта нелинейной рефракции, ограничимся учетом только квадратичного члена в разложении (1). Очевидно, что характер нелинейной рефракции определяется знаком  $n_2$ .

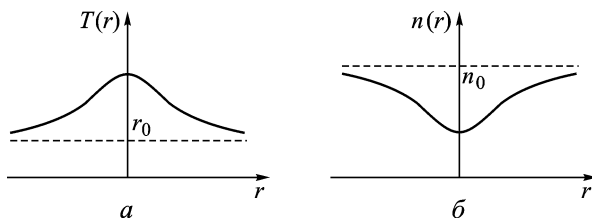


Рис. 1. Характерный температурный профиль (а) и распределение показателя преломления (б) в поперечном сечении светового пучка

В среде с  $n_2 > 0$  области максимальной интенсивности являются одновременно и наиболее оптически плотными. В этом случае нелинейная рефракция приводит к концентрации энергии — периферийные лучи отклоняются в область, где поле максимально. Этот эффект получил название самофокусировки светового пучка.

В среде с  $n_2 < 0$  (например, в газах (воздухе)) [4, 5] при нагреве  $\partial n / \partial T < 0$ . В данном случае нелинейная среда играет роль отрицательной тепловой линзы и пучок дефокусируется.

Возникающая оптическая неоднородность определяется зависимостью показателя преломления по радиусу сечения пучка  $r$  от температуры (рис. 1)

$$n(T) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T}(T - T_0). \quad (2)$$

В этом случае оптическая неоднородность вызывает угловое расширение пучка подобно действию распределенной вдоль пути его распространения отрицательной линзы.

В результате первоначально коллимированный пучок приобретает бóльшую нелинейную расходимость по сравнению с дифракционной. Оптическая сила такой индуцированной линзы зависит от энергетических характеристик пучка, поглощения среды и ее теплопроводности.

Количественное описание этого эффекта обычно выполняют с помощью нелинейного уравнения квазиоптики [4]. Такое описание основано на совместном решении уравнения теплопроводности и волнового уравнения. Этот подход достаточно сложен, связанные с ним расчеты требуют значительных ресурсов специальных вычислительных средств, которые не всегда могут быть доступны. Поэтому понятен интерес к разработке упрощенного описания данного явления, позволяющего создать алгоритмы и программы расчета, реализуемые на доступной базе вычислительных средств.

Один из таких алгоритмов основывается на использовании понятия тонкой тепловой линзы [4]. Пояснить его можно так.

Приближения тонкой тепловой линзы справедливы при следующем условии: фокусное расстояние самой линзы  $f'_{\text{нл}}$  намного превосходит толщину нелинейного слоя  $L$ :

$$f'_{\text{нл}} > L. \quad (3)$$

Нелинейный слой любой толщины  $L$  можно разбить на  $k$  равных слоев толщиной  $l$  ( $L = kl$ ), в пределах которых условие (3) выполняется. Каждый слой можно представить в виде тонкой параксиальной безабберационной линзы, действие которой эквивалентно действию тепловой линзы, соответствующей этому элементарному слою. Таким образом, любой нелинейный слой может быть представлен системой из  $k$  отрицательных параксиальных линз, расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга. Зная фокусные расстояния каждой линзы, можно проследить преобразование такой системой исходного пучка излучения.

Дополнительно к этому условию будем считать, что дифракционная расходимость  $\theta_d$  пучка радиусом  $r_0$  для длины волны  $\lambda$  при достаточно высокой его интенсивности оказывается малой по сравнению с нелинейной рефракцией  $\theta_{нл}$ :

$$\theta_{нл} > \theta_d = \frac{\lambda}{\pi r_0}. \quad (4)$$

Рассмотрим основные соотношения, позволяющие определить фокусное расстояние  $f'_{нл}$  каждого элементарного слоя.

Пусть гауссов пучок с радиусом поперечного сечения  $r_0$  проходит через тонкий слой среды толщиной  $l$  с коэффициентом поглощения  $\alpha$  и теплопроводностью  $\chi$ . Профиль интенсивности пучка  $I(r)$  на входе в слой запишем в виде

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right), \quad (5)$$

где  $I_0$  — интенсивность пучка на его оси.

В пределах такого тонкого слоя будем считать профиль пучка неизменным, а сам пучок можно рассматривать как протяженный источник теплоты.

В стационарном случае, когда излучение непрерывно, можно записать уравнение баланса энергии, из которого непосредственно определяется профиль температуры. Если выделить цилиндрический объем среды, соосный с пучком, имеющий радиус  $r$  и единичную длину, то количество выделенной в нем энергии в единицу времени составит

$$W_{п}(r) = \int_0^r \alpha I(r') 2\pi r' dr', \quad (6)$$

где  $\alpha I$  — плотность энергии, выделенной в единицу времени, которая легко получается из закона поглощения Бугера.

Считаем, что разогретая приосевая область слоя среды сводится к модели цилиндра, проводящего тепловой поток только через боковую

поверхность и не пропускающего тепловой поток через основания (рис. 2).

С учетом последнего допущения для стационарного случая количество энергии (6), выделенное в единицу времени, равно потоку, прошедшему через боковую поверхность цилиндра [6]:

$$S(r) = W_n(r) = -2\pi r \chi \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \\ = \alpha \int_0^r I_0 \exp \left( -\frac{2r'^2}{r_0^2} \right) 2\pi r' dr'. \quad (7)$$

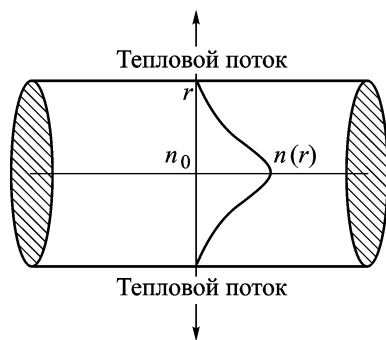


Рис. 2. К определению профиля показателя преломления

Уравнение (7) представляет собой уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах.

После однократного интегрирования соотношение (7) может быть преобразовано к виду

$$-r \chi \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{4} \alpha I_0 r_0^2 \left( 1 - \exp \left( -\frac{2r^2}{r_0^2} \right) \right). \quad (8)$$

Раскладывая экспоненту (профиль интенсивности)  $\exp(-2r^2/r_0^2)$  в ряд Тейлора, проинтегрируем выражение (8) в приосевой области (т.е.  $r \leq r_0$ ):

$$T(r) - T(0) = -\frac{\alpha I_0}{4\chi} r^2. \quad (9)$$

Профиль показателя преломления также имеет параболическую зависимость (с учетом выражений (2) и (9)):

$$n(r) = n(0) + \frac{\partial n}{\partial T} [T(r) - T(0)] \Rightarrow n(r) = n(0) - \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\alpha I_0}{4\chi} r^2. \quad (10)$$

Таким образом, получаем следующее выражение для профиля показателя преломления:

$$n(r) = n(0) - \left[ \frac{\alpha I_0}{4\chi} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \right] r^2 = n(0) + n_2(r) r^2.$$

С учетом выражения (10) для нелинейной составляющей показателя преломления окончательно получаем выражение для фокусного расстояния тепловой линзы

$$f'_{\text{пл}} = \frac{1}{2ln_2} = \frac{2\chi}{\alpha I_0 l \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|}. \quad (11)$$

Из выражения (11) следует, что фокусное расстояние тонкой те-

пловой линзы обратно пропорционально интенсивности падающего на среду излучения. Расходимость параллельного пучка, падающего на линзу, определяется по формуле

$$\theta_{\text{нл}} = \frac{r_0}{f'_{\text{нл}}}. \quad (12)$$

Для того чтобы воспользоваться соотношениями (11) и (12), сформулируем граничные условия (3) и (4), выполнение которых необходимо для корректного разбиения нелинейного слоя толщиной  $L$  на элементарные слои толщиной  $l$ , значение которой лежит в пределах  $l_{\text{min}} \leq l \leq l_{\text{max}}$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} f'_{\text{нл}} > l; \\ f'_{\text{нл}} = \frac{2\chi}{\alpha I_0 l \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|} \rightarrow \frac{2\chi}{\alpha I_0 l \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|} > l \rightarrow \sqrt{\frac{2\chi}{\alpha I_0 \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|}} = l_{\text{max}} > l; \\ \theta_{\text{нл}} > \theta_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi r_0}; \\ \theta_{\text{нл}} = \frac{r_0}{f'_{\text{нл}}} = \frac{1}{\frac{2\chi}{\alpha I_0 l \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|}} r_0 \rightarrow \\ \rightarrow \frac{1}{\frac{2\chi}{\alpha I_0 l \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|}} r_0 > \frac{\lambda}{\pi r_0} \rightarrow l > \frac{2\chi\lambda}{\pi r_0^2 \alpha I_0 \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|} = l_{\text{min}}. \end{array} \right. \quad (13)$$

Итак, для вычисления как угловой расходимости, так и диаметра сечения пучка излучения, прошедшего слой пространства толщиной  $L$ , необходимо рассчитать геометрический ход лучей через  $k$  последовательно расположенных тонких линз, система которых показана на рис. 3.

Фокусное расстояние первой линзы вычисляется при заданных  $I_0$  и  $r_0$ . Используя фокусное расстояние предыдущей линзы, можно вычислить  $I_{0i}$  и  $r_{0i}$  и рассчитать фокусное расстояние следующей линзы. Интенсивности пучков в  $i$ -м и  $(i + 1)$ -м слоях описываются выражениями

$$I_i(r) = I_{0i} \exp \left[ -\frac{2r^2}{r_{0i}^2} \right];$$

$$I_{i+1}(r) = I_{0(i+1)} \exp \left[ -\frac{2r^2}{r_{0(i+1)}^2} \right].$$

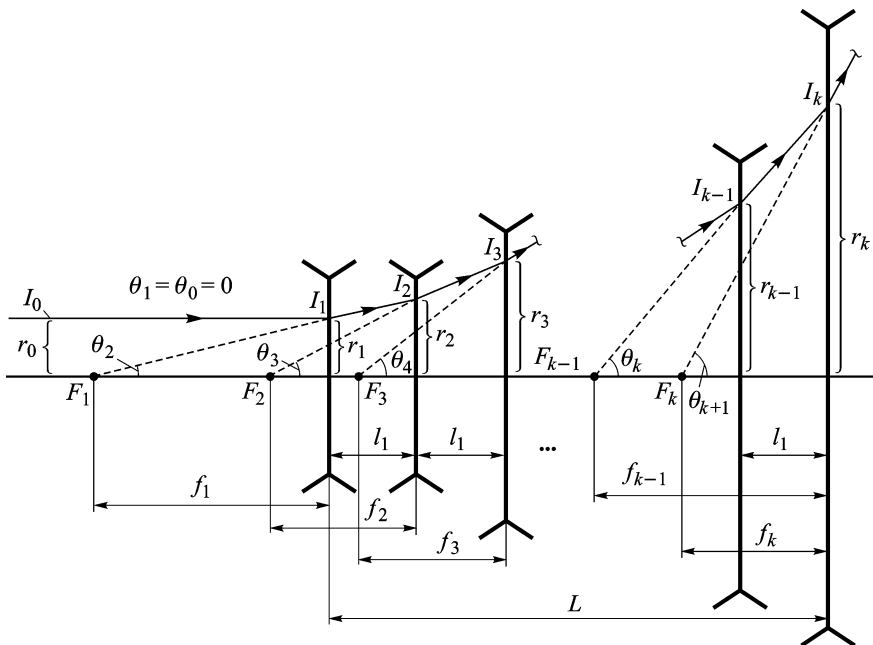


Рис. 3. Представление слоя пространства системой тонких безабберационных тепловых линз

С учетом поглощения среды получаем окончательное выражение для распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка, учитывая предыдущий слой пространства (тонкий оптический компонент):

$$I_{0(i+1)} = I_{0i} \left( \frac{r_{0i}}{r_{0(i+1)}} \right)^2 \exp[-\alpha l_1].$$

Используя простые геометрические выражения для  $i$ -го слоя пространства, получаем формулы для фокусного расстояния  $i$ -й линзы, угла наклона луча  $\theta_{i+1}$  на выходе  $i$ -й линзы, радиуса пучка  $r_{0(i+1)}$  на входе  $(i+1)$ -го слоя, интенсивности  $I_{0(i+1)}$  на входе  $(i+1)$ -го слоя (рис. 4):

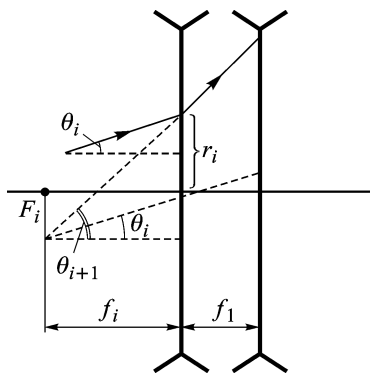
$$f_i = \frac{2\chi}{\alpha I_{0i} l_1 \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|};$$

$$\theta_{i+1} = \arctg \frac{r_{0i} + f_i \operatorname{tg}(\theta_i)}{f_i};$$

$$r_{0(i+1)} = r_{0i} + l_1 \operatorname{tg} \theta_{i+1};$$

$$I_{0(i+1)} = I_{0i} \left( \frac{r_{0i}}{r_{0(i+1)}} \right)^2 \exp[-\alpha l_1].$$

В качестве примера воспользуемся разработанной методикой для оценки радиуса  $r_{\text{вых}}$  поперечного сечения пучка излучения СО-лазера,



**Рис. 4.** К расчету параметров последующего тонкого оптического компонента

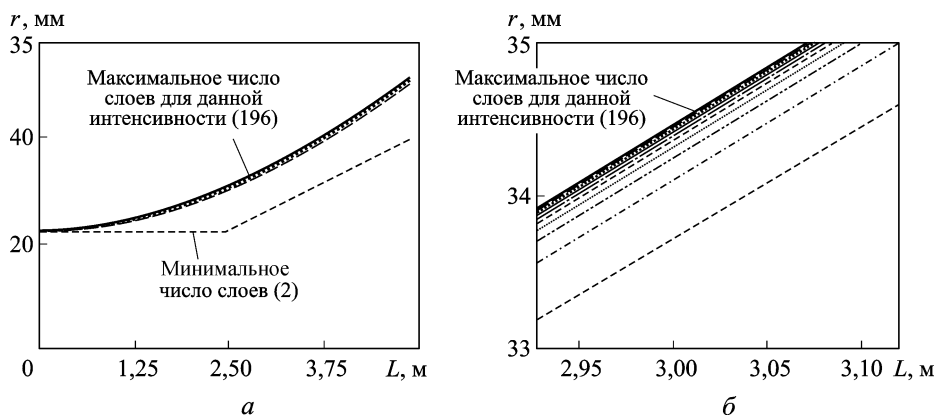
распространяющегося в атмосфере на расстояние  $L = 5$  м. Радиус поперечного сечения на выходе лазера  $r_0 = 22,5$  мм. Исследуем зависимость  $r_{\text{вых}}$  от мощности излучения в пучке  $W$ . Связь  $W$  с интенсивностью  $I_0$  нетрудно установить из выражения (7):

$$W = I_0 \pi \alpha^2 / 2.$$

Расчеты были проведены для значений  $\alpha = 0,2; 0,1$  и  $0,01 \text{ км}^{-1}$ , соответствующих коэффициентам поглощения в атмосфере на длинах волн генерации СО-лазера [7]. Температурный градиент показателя преломления  $dn/dT = 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ , коэффициент теплопроводности воздуха  $\chi = 257 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/(м·К)}$ , длина волны излучения  $\lambda_{\text{РЛ}} = 5 \text{ мкм}$  [5]. Результаты расчета приведены на рис. 5 и 6.

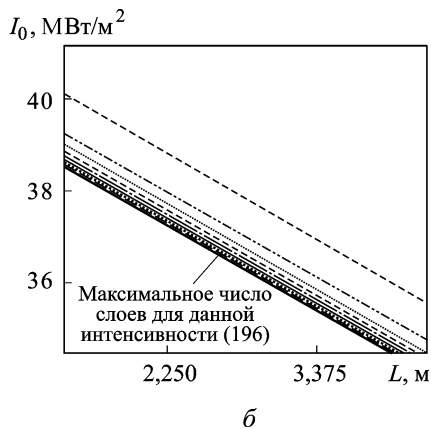
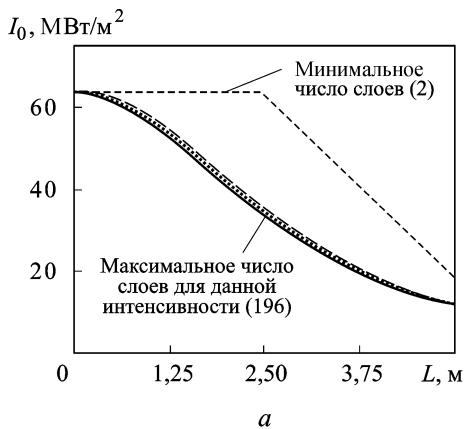
Результаты расчетов зависимости  $r_{\text{вых}}$  от мощности  $W$  пучка излучения приведены в табл. 1. Как следует из таблицы, для выбранного диапазона значений  $W$  нелинейная рефракция в атмосфере оказывает значительное влияние на диаметр пучка излучения СО-лазера. При снижении значения  $\alpha$  на два порядка, что соответствует значениям коэффициента поглощения азота, влияние нелинейной рефракции незначительно (рис. 7).

На рис. 8 показаны зависимости значений интенсивности излучения на оси пучка и радиуса пучка после прохождения слоя толщиной  $L = 5$  м от числа разбиений  $k$ . Видно, что при увеличении  $k$  значения  $I_0$  и  $r_{\text{вых}}$  асимптотически приближаются к значениям



**Рис. 5.** Результаты расчета радиуса пучка:  $a$  – при  $\alpha = 0,1 \text{ км}^{-1}$  и  $I_0 = 63 \text{ МВт/м}^2$ ;  $b$  – то же в увеличенном масштабе





**Рис. 6. Результаты расчета распределения интенсивности:**

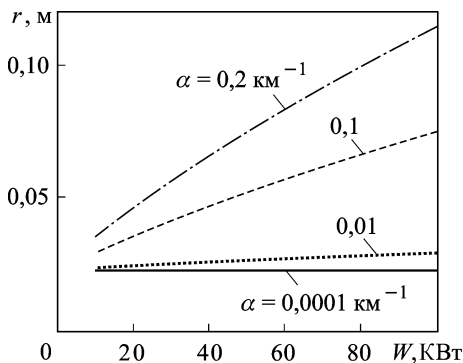
*a* – при  $\alpha = 0,1 \text{ км}^{-1}$  и  $I_0 = 63 \text{ МВт/м}^2$ ; *б* – то же в увеличенном масштабе

Таблица 1

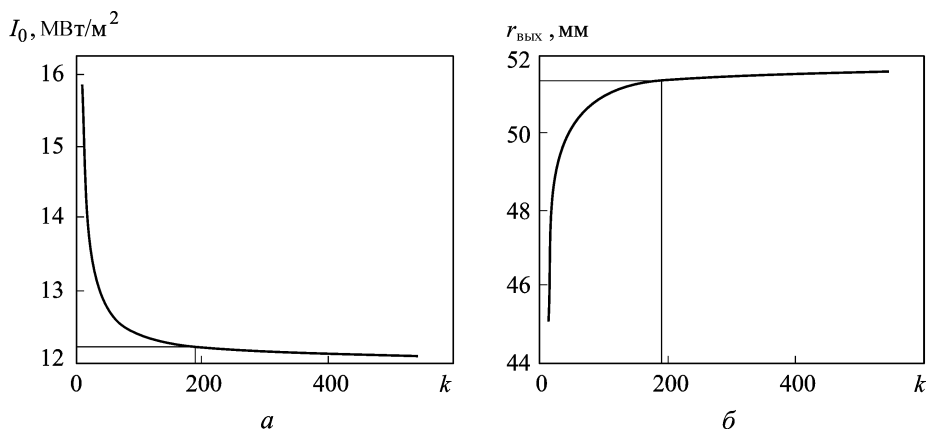
**Влияние коэффициента поглощения нелинейной среды на параметры лазерного пучка**

Мощность пучка $W$ , кВт	Коэффициент поглощения $\alpha$ , $\text{км}^{-1}$							
	0,2		0,1		$10^{-2}$		$10^{-4}$	
	$\theta_{\text{вых}}$ , градус	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , градус	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , градус	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , градус	$r_{\text{вых}}$ , мм
10	0,27	35,3	0,14	29,24	0,02	23,41	$1,6 \cdot 10^{-4}$	22,51
20	0,48	46,4	0,27	35,30	0,03	24,06	$3,2 \cdot 10^{-4}$	22,53
30	0,67	56,51	0,38	40,99	0,05	24,72	$4,7 \cdot 10^{-4}$	22,54
40	0,84	65,92	0,48	46,40	0,06	25,38	$6,3 \cdot 10^{-4}$	22,56
50	0,99	74,77	0,58	51,56	0,08	26,03	$7,9 \cdot 10^{-4}$	22,57
60	1,13	83,17	0,67	56,52	0,09	26,68	$9,5 \cdot 10^{-4}$	22,58
70	1,26	91,20	0,75	61,30	0,10	27,33	$1,1 \cdot 10^{-3}$	22,60
80	1,39	98,91	0,83	65,92	0,12	27,97	$1,3 \cdot 10^{-3}$	22,61
90	1,51	106,34	0,91	70,44	0,13	28,60	$1,4 \cdot 10^{-3}$	22,62
100	1,62	113,52	0,99	74,77	0,14	29,24	$1,6 \cdot 10^{-3}$	22,64

$I_0(k = \infty) = 12,096 \text{ МВт/м}^2$  и  $r(k = \infty) = 51,606 \text{ мм}$ . Значения  $I_0(k_{\text{max}} = 196) = 12,227 \text{ МВт/м}^2$  и  $r(k_{\text{max}} = 196) = 51,327 \text{ мм}$  соответствуют области методической погрешности, не превышающей соответственно 1,078 % и 0,543 %. Минимальное число разбиений будет определяться максимально допустимым значением методической погрешности, которое можно определить из рис. 8.



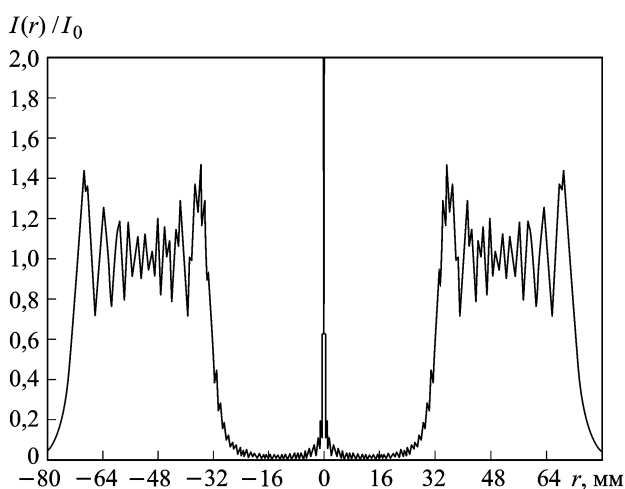
**Рис. 7. Зависимость радиуса пучка после прохождения слоя толщиной  $L = 5 \text{ м}$  от мощности излучения лазера**



**Рис. 8.** Зависимость интенсивности  $I_0$  (а) и радиуса пучка  $r_{\text{вых}}$  (б) после прохождения слоя толщиной  $L = 5$  м от числа разбиений  $k$

Проанализируем возможное влияние нелинейной рефракции пучка излучения РЛ на пространственные характеристики пучка излучения маркера. На рис. 9 показано распределение интенсивности излучения РЛ с кольцевой формой сечения пучка на выходе ( $r_{\text{min}} = 30$  мм,  $r_{\text{max}} = 75$  мм), рассчитанное в приближении дифракции Френеля для длины волны  $\lambda = 5$  мкм на расстоянии 10 м от излучателя.

Обратим внимание на центральный пик дифракционной картины, который периодически появляется и исчезает при увеличении расстояния до плоскости анализа. Его поперечные размеры для выбранных параметров расчета не превышают 10 мм, поэтому плотность мощности в нем может быть значительной, что приведет к образованию тепловой линзы. Для обоснования возможности использования центральной области вдоль оптической оси пучка РЛ в качестве области



**Рис. 9.** Нормированное распределение интенсивности излучения РЛ в дифракционной картине Френеля на расстоянии 10 м от излучателя

распространения пучка излучения маркера необходимо проанализировать воздействие этой тепловой линзы на его собственные пространственные характеристики.

Таблица 2

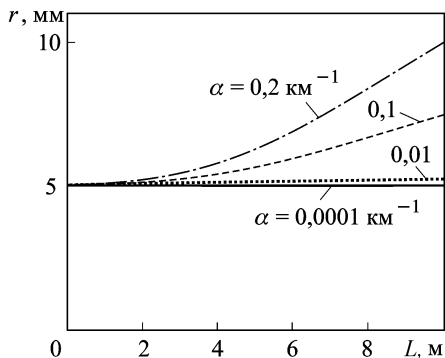
**Расчет параметров пучка излучения маркера при прохождении нелинейной среды**

Длина пика $L$ , мм	Коэффициент поглощения $\alpha$ , $\text{км}^{-1}$							
	0, 2		0, 1		$10^{-2}$		$10^{-4}$	
	$\theta_{\text{вых}}$ , угл. с	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , угл. с	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , угл. с	$r_{\text{вых}}$ , мм	$\theta_{\text{вых}}$ , угл. с	$r_{\text{вых}}$ , мм
60	0,613	5,0	0,307	5	0,031	5,0	$3,0 \times 10^{-4}$	5,0
220	2,248	5,002	1,124	5,001	0,112	5,0	$1,1 \times 10^{-3}$	5,0
1000	10,22	5,05	5,108	5,025	0,511	5,002	$5,1 \times 10^{-3}$	5,0
2000	20,437	5,198	10,22	5,099	1,022	5,01	0,01	5,0
3000	30,658	5,446	15,329	5,223	1,533	5,022	0,015	5,0
5000	50,4	6,239	25,546	5,619	2,555	5,062	0,026	5,001
10000	100,8	9,954	50,4	7,477	5,108	5,248	0,051	5,002

Используя приведенный алгоритм представления слоя нелинейной среды в виде последовательности отрицательных парааксиальных тепловых линз, оценим выходные характеристики изначально параллельного пучка излучения маркера с длиной волны  $\lambda_m = 0,53$  мкм, поперечным сечением  $2r_0 = 10$  мм при мощности излучения РЛ в центральном пике дифракционной картины  $W = 100$  Вт и его диаметре  $2r_0 = 10$  мм в зависимости от длины центрального пика  $L$  (табл. 2). В первом приближении будем считать, что парааксиальные характеристики термолинз одинаковы для  $\lambda_m$  и  $\lambda_{\text{РЛ}}$ . Как и прежде, проведем расчет значений коэффициента поглощения излучения РЛ.

Для значений коэффициентов поглощения  $\alpha = 0,1 \text{ км}^{-1}$  и  $\alpha = 0,2 \text{ км}^{-1}$  тепловая дефокусировка пучка излучения маркера может проявляться в значительной мере и приводить как к двукратному увеличению диаметра сечения пучка, так и к увеличению его расходимости до  $1 \dots 2'$  (рис. 10). Поскольку к качеству формирования пучка излучения маркера предъявляются высокие требования, эти результаты необходимо учитывать при анализе устойчивости работы САЮ.

Прежде всего обратим внимание на то, что при значительных мощностях излучения РЛ расходимость пучка излучения маркера может возрасти настолько, что ее значение превысит поле зрения приемного канала САЮ. Это приведет к срыву работы САЮ. В таком случае



**Рис. 10.** Зависимость радиуса пучка излучения маркерного источника от протяженности центрального пика дифракционной картины

необходимо принять меры к снижению значения коэффициента поглощения  $\alpha$ , например обеспечить прокачку азота в области распространения пучков.

При меньших мощностях РЛ увеличение расходимости излучения пучка маркера может быть не столь критическим, но и в этом случае необходимо следить за соответствием его диаметра и световых диаметров оптических компонентов его формирующей системы.

Таким образом, предложенная в настоящей работе методика расчета преобразования габаритных характеристик лазерного пучка — диаметра сечения и угловой расходимости — при нелинейном взаимодействии излучения со средой позволяет учесть эти явления при проектировании систем формирования излучения РЛ и САЮ лазерных локационных станций.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р а з р а б о т к а и экспериментальные исследования оптико-электронной системы автоустойровки / Н.В. Барышников, В.В. Карачунский, В.И. Козинцев и др. // Тез. докл. III науч.-техн. конф. Радиооптические технологии в приборостроении, 12–16 сентября 2005 г., г. Сочи, Россия. – С. 172–177.
2. И с п о л ь з о в а н и е методов полунатурного моделирования для исследования характеристик системы автоустойровки / Н.В. Барышников, В.В. Карачунский, В.И. Козинцев и др. // Тез. докл. IV науч.-техн. конф. Радиооптические технологии в приборостроении, г. Сочи, 2006 г. – С. 105–108.
3. К а р а м з и н Ю. Н., С у х о р у к о в А. П., Т р о ф и м о в В. А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. – М: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 1988.
4. С у х о р у к о в А. П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 5. – С. 86–92.
5. Ф о м и н В. В. Молекулярное поглощение в инфракрасных окнах прозрачности. – Новосибирск: Изд-во Наука, 1986.
6. Л а з е р ы в лекционном эксперименте / В.А. Алешкевич и др. – М: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 1985. – 136 с.
7. С п р а в о ч н и к по инфракрасной технике / Под ред. У.Вольф, Г.Цисис: В 4 т. Т. 1. Физика ИК-излучения: Пер. с англ. – М.: Мир, 1995. – 606 с.

Статья поступила в редакцию 1.09.2010

Николай Васильевич Барышников родился в 1956 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1980 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 60 научных работ в области расчета оптических систем лазерных локационных станций.

N.V. Baryshnikov (b. 1956) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1980. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Laser and Optic-Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 60 publications in the field of design on optical systems of laser radar stations.

---

**Внимание авторов и читателей журнала  
“Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана”**

Начиная с 2009 г. полнотекстовые электронные версии журнала “Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана” размещаются в сети Интернет на сайте Российской электронной библиотеки <http://elibrary.ru>.

С содержанием и рефератами статей текущих выпусков журнала можно ознакомиться на сайте издательства МГТУ им. Н.Э. Баумана <http://www.press.bmstu.ru>