

УДК 535.211

## Оценка эффективности фокусировки многоэлементного пучка в условиях теплового самовоздействия

В.А. Банах, А.В. Фалиц\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 16.07.2013 г.

Тепловая дефокусировка лазерного пучка приводит к ограничению мощности излучения, которое может быть эффективно передано через атмосферу. Фокусировку в условиях теплового самовоздействия можно считать эффективной, если минимальный радиус окружности полного перехвата излучения в фокальной плоскости меньше радиуса начальной апертуры источника излучения. Рассматривается метод, с помощью которого можно выполнить оценку эффективности фокусировки многоэлементного пучка в условиях теплового самовоздействия.

*Ключевые слова:* тепловое самовоздействие, сложение пучков; thermal blooming, combined fiber laser beams.

### Введение

В настоящее время в научной литературе активно обсуждаются вопросы формирования и использования многоэлементных лазерных пучков [1–8]. Способы формирования таких пучков можно разделить на два типа: первый – когда с помощью набора отдельных источников лазерного излучения формируется пучок излучения большой мощности, второй – с помощью одного источника малой мощности, при этом усиление осуществляется в отдельных каналах оптической системы. Основным преимуществом использования многоэлементного пучка является его более низкая угловая расходимость по сравнению с пучком, сформированным одним источником излучения большой мощности, так как при генерации мощного излучения возникает вероятность появления искажений, требующих компенсаций [9].

Плотность мощности излучения при распространении его в атмосфере будет падать вследствие дефокусировки, которая обусловлена турбулентными неоднородностями среды и тепловым самовоздействием [10–17]. Влияние атмосферной турбулентности и эффекта теплового самовоздействия на увеличение радиуса пучка можно характеризовать тремя условиями распространения: 1) слабой тепловой дефокусировкой, когда эффективный радиус пучка определяется силой турбулентных искажений; 2) сильной тепловой дефокусировкой, когда увеличение эффективных размеров пучка происходит из-за эффекта теплового самовоздействия; 3) условиями распространения, когда и турбулент-

ные неоднородности среды, и эффект теплового самовоздействия вносят свой заметный вклад в увеличение размеров пучка.

Оценка увеличения эффективных размеров распространяющегося в атмосфере многоэлементного пучка затруднена, в том числе тем, что распределение его интенсивности имеет сложную форму. Это значительно повышает трудность аналитических вычислений и увеличивает время, требуемое для расчета необходимых параметров с помощью численного моделирования.

В работе [17] для многоэлементного пучка было введено понятие эквивалентного гауссова пучка. Понятие эквивалентности рассматривается в контексте сходности характеристик, описывающих свойства распространяющегося излучения многоэлементного и гауссова пучков. Такое сравнение будет полезным при проектировке оптических систем, работающих в атмосфере, так как благодаря накопленному опыту теоретических и экспериментальных исследований для гауссова распределения интенсивности расчет характеристик излучения – это относительно простая задача.

В [17] с помощью численного моделирования было показано, что при распространении излучения многоэлементного пучка в условиях сильной турбулентности и сильной нелинейности характеристики распространяющегося излучения сходны с характеристиками гауссова пучка, эффективные размеры которого определяются размерами многоэлементной апертуры. При этом не важно, когерентно или некогерентно складываются поля отдельных элементов на начальной апертуре источника излучения. Такое поведение характеристик распространяющегося излучения объясняется уменьшением радиуса когерентности при распространении излучения в турбулентной

\* Банах Виктор Арсентьевич (banakh@iao.ru); Фалиц Андрей Вячеславович (falits@iao.ru).

атмосфере [18]. Если этот радиус становится меньше, чем радиус когерентной площадки начального распределения пучка, то дальнейшая эволюция пучка будет определяться размерами радиуса когерентности. При наличии эффектов теплового самовоздействия его влияние на увеличение размеров пучка будет в меньшей степени зависеть от способа формирования поля оптического излучения и характера распределения начальной интенсивности, в основном будет определяться поперечными размерами выходной апертуры, плотностью энергии в пучке, поглощающими свойствами атмосферы и поперечной, относительно пучка, скоростью движения среды.

Эффект тепловой дефокусировки приводит к ограничению мощности лазерного пучка, которая может быть эффективно передана через атмосферу [13–17]. В настоящей статье предлагается метод оценки эффективности передачи энергии излучения многоэлементного пучка в условиях тепловой дефокусировки распространяющегося излучения. Предлагаемая методика позволяет оперативно и без использования сложных расчетов оценить возможность эффективной передачи энергии излучения для заданных условий распространения в атмосфере. Оценка эффективности осуществляется на основе значения эффективной длины теплового самовоздействия эквивалентных гауссовых пучков, параметры которых определяются из характеристик многоэлементного пучка.

## Методика оценки

Рассмотрим пучок, начальное распределение интенсивности которого сформировано с помощью набора одинаковых лазерных источников излучения с радиусом выходного объектива  $a$ . Центры оптических осей объективов, составляющих начальное распределение, расположим в вершинах правильного шестиугольника со стороной, равной  $2a$ , что является самой плотной упаковкой кругов на плоскости. Распределение интенсивности на отдельной апертуре зададим гауссовым с эффективным радиусом  $a_{\text{эфф}} = 0,5af_{\text{пз}}$ , где  $f_{\text{пз}}$  – параметр заполнения [4], который определяет границы гауссова распределения интенсивности на выходном объективе; эффективный радиус определяет спадание нормированной интенсивности до уровня  $\exp(-1)$ . Как было показано в [4], для достижения наибольшего значения интенсивности излучения при фокусировке излучения, сформированного многоэлементной апертурой при когерентном сложении полей, необходимо задавать значение параметра заполнения  $f_{\text{пз}}$ , равное 0,89, наряду с плотной упаковкой субапертур на плоскости.

Для оценок характеристик распространяющегося пучка с негауссовым начальным распределением интенсивности удобно найти эквивалентный ему гауссов пучок, параметры которого подобраны таким образом, чтобы характеристики распространяющегося пучка были сходны с пучком с негауссовым начальным распределением. Например, в [10, 11]

показано, что в турбулентной атмосфере для определения средней интенсивности пучка с равномерным начальным распределением поля на круге радиусом  $a$  можно использовать выражение, полученное для гауссова начального распределения интенсивности, если подставлять значение эффективного радиуса гауссова пучка  $a_0$ , равное  $a/2$ .

При когерентном сложении полей в начальном распределении многоэлементного пучка для числа составляющих начальное распределение источников излучения  $N_s > 3$  в качестве эквивалентного пучка будем брать гауссов пучок с эффективным радиусом  $A_0 = a(1 + 2n)/2$ , где  $n = 1, 2, \dots$  – целое число, определяющее  $N_s$  – количество элементов составной начальной апертуры. Для случая гексагональной симметрии расположения источников излучения  $N_s = 1 + 6 \sum_{l=1}^n l$  [4].

При некогерентном сложении полей в начальной апертуре эквивалентный пучок с гауссовым начальным распределением интенсивности будет определяться радиусом  $a_0 = a/2$ .

Зная эффективные радиусы  $a_0$  и  $A_0$ , можно осуществить оценку эффективных размеров многоэлементного пучка для случая когерентного и некогерентного сложения полей при распространении излучения многоэлементного пучка в турбулентной атмосфере с помощью выражений, которые были получены для гауссова распределения интенсивности [10–12].

Для оценки нелинейных искажений многоэлементного пучка, связанных с эффектом теплового самовоздействия, предлагается использовать параметр, характеризующий эффективную длину теплового самовоздействия гауссова пучка при однородном ветре в стационарном режиме [15, 16]:

$$L_N = \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \frac{\alpha_a I_0}{a_0 \rho_0 c_p V_{\perp}} \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где  $a_0$  – эффективный радиус гауссова пучка;  $I_0$  – значение интенсивности на его оси;  $\alpha_a$  – коэффициент поглощения среды;  $\rho_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> – плотность воздуха;  $c_p = 1$  Дж/(г · К) – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении;  $V_{\perp}$  – перпендикулярная направлению распространения компонента вектора скорости движения среды (ветра);  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = -10^{-6} 445,4 T_0$ ,  $T_0$  – температура среды распространения, К.

Зная параметр  $L_N$ , можно оценить увеличение дифракционного радиуса гауссова пучка за счет тепловой дефокусировки, но такая оценка достаточно трудоемка и дает приближенное значение [15, 19]. Для более точной оценки тепловой дефокусировки излучения необходимо осуществлять численное моделирование [17]. Тем не менее значение параметра  $L_N$  для гауссова пучка является полезным, так как можно сделать заключение об эффективности передачи энергии излучения для заданных условий распространения.

Термин «эффективная передача энергии» здесь означает, что при фокусировке излучения в заданных условиях максимальное значение интенсивности в фокальной плоскости будет больше, чем максимальное значение интенсивности в начальном распределении. При этом основная доля мощности распространяющегося излучения будет сосредоточена в круге, радиус которого меньше радиуса начальной апертуры источника оптического излучения.

Значение параметра (1) для многоэлементного пучка рассчитывается на основе значений эффективных радиусов  $a_0$  и  $A_0$ , при этом интенсивность  $I_0$  в (1) берется равной максимальной интенсивности на отдельном элементе в начальном распределении многоэлементного пучка. Такое определение интенсивности, которое используется при расчете параметра (1), вводится для сохранения подобия нелинейных тепловых искажений, возникающих в многоэлементном пучке в сравнении с гауссовым пучком.

Таким образом, эффективность передачи энергии излучения с помощью многоэлементного пучка с плотной упаковкой одинаковых источников излучения в начальной апертуре можно характеризовать с помощью соотношений между длиной трассы распространения  $L$  и значениями эффективных длин нелинейности  $L_{Na}$  и  $L_{NA}$ , рассчитанных для соответствующих эффективных радиусов эквивалентных гауссовых пучков  $a_0$  и  $A_0$ . При  $L < L_{Na}$  тепловой дефокусировкой распространяющегося излучения можно пренебречь. При  $L_{Na} > L > L_{NA}$  будут наблюдаться тепловые искажения в распределении интенсивности, но в и в этом случае сохраняется возможность фокусировки излучения, т.е. передача энергии излучения будет эффективна. Условие  $L > L_{NA}$  характеризует режим сильных тепловых нелинейных искажений, связанных с тепловым самовоздействием. В последнем случае передача энергии излучения будет неэффективна.

## Пример анализа оценки эффективности фокусировки многоэлементного пучка

Рассмотрим многоэлементный пучок, состоящий из семи ( $N_s = 7$ ) одинаковых источников излучения с радиусом выходного объектива  $a = 5,85$  см при плотной упаковке элементов в начальной апертуре и суммарной начальной мощности  $P = 100$  кВт. Распределение интенсивности на отдельном элементе зададим гауссовым с эффективным радиусом  $a_{эфф} = 2,63$  см, что соответствует значению параметра заполнения  $f_{nz} = 0,9$ . Интенсивность  $I_0$  на оси отдельного элемента при этом будет равна  $0,36$  кВт/см<sup>2</sup>.

На рис. 1 показано начальное распределение интенсивности рассматриваемого многоэлементного пучка. Для него, следуя данным выше определениям, эффективные радиусы эквивалентных гауссовых пучков  $A_0 = 8,75$  см и  $a_0 = 2,93$  см. При этом начальные мощности пучков будут равны:  $P_A = 86,72$  кВт и  $P_a = 9,64$  кВт соответственно.

С помощью программы численного моделирования [17] рассмотрим фокусировку излучения различных типов пучков на атмосферной приземной трассе протяженностью  $L = 2$  км в условиях теплового самовоздействия: многоэлементного пучка с когерентным и некогерентным сложением полей и гауссовых пучков с эффективными радиусами  $A_0$  и  $a_0$ . Зададим коэффициент ослабления интенсивности  $\alpha = 0,06$  км<sup>-1</sup>, а коэффициент поглощения  $\alpha_a = 0,006$  км<sup>-1</sup>, что соответствует максимальным значениям данных параметров, которые реализуются в приземном слое в средних широтах для когерентного излучения с длиной волны  $\lambda = 1$  мкм. Распространение оптического излучения в условиях теплового самовоздействия рассмотрим для двух

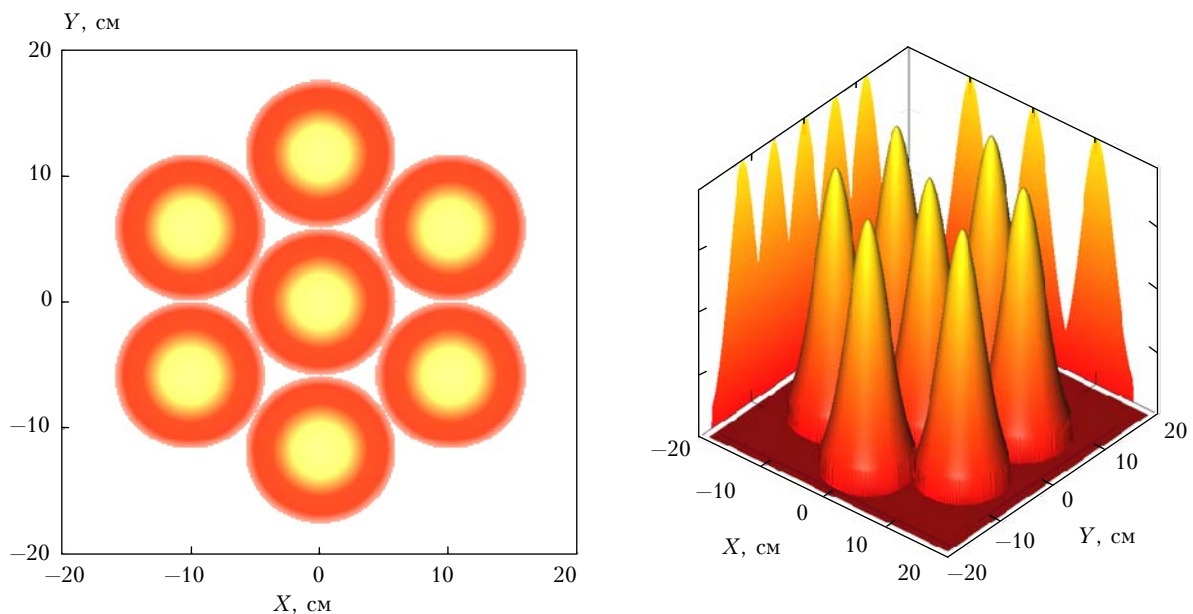


Рис. 1. Начальное распределение интенсивности многоэлементного пучка

значений поперечной скорости ветра  $V_{\perp 1} = 2$  м/с и  $V_{\perp 2} = 0,25$  м/с, которые будут определять силу нелинейных тепловых искажений распространяющегося излучения.

При сильном ветре или отсутствии тепловых искажений, когда выполняется условие  $L < L_{Na}$ , в отсутствие турбулентных искажений при распространении излучения эффективность фокусировки многоэлементного пучка будет определяться дифракцией.

На рис. 2 представлены изменения максимального значения интенсивности при фокусировке излучения многоэлементного пучка с когерентным и некогерентным сложением полей (кривые 1 и 2) и эквивалентных гауссовых пучков с эффективными радиусами  $A_0$  и  $a_0$  (кривые 3 и 4).

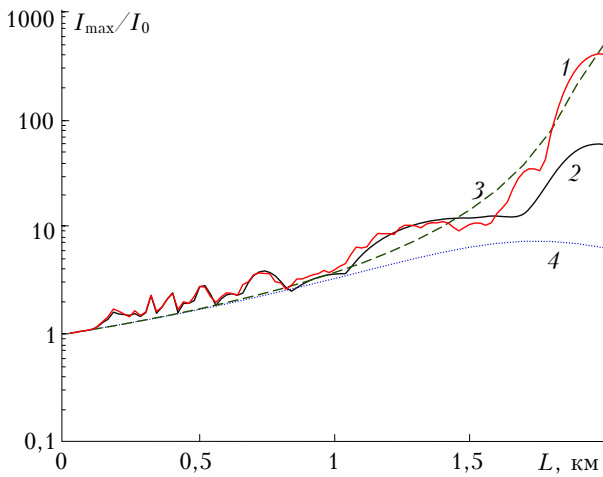


Рис. 2. Нормированная максимальная интенсивность пучка в отсутствие искажений при фокусировке излучений: 1, 2 – многоэлементный пучок при когерентном и некогерентном сложении полей; 3, 4 – гауссов пучок с эффективными радиусами  $A_0$  и  $a_0$

Анализ графиков показал, что с помощью эквивалентных гауссовых пучков можно оценить максимальное значение интенсивности при фокусировке излучения многоэлементного пучка в отсутствие искажений распространяющегося излучения. При когерентном сложении полей значение максимума интенсивности в фокусе будет примерно равно максимальному значению интенсивности, которое получается при фокусировке гауссова пучка с эффективным радиусом  $A_0$  и начальной мощностью  $P_a$ . При некогерентном сложении максимальное значение интенсивности сфокусированного многоэлементного пучка будет определяться выражением  $I_{\max} N_s$ , где  $I_{\max}$  – максимальное значение интенсивности при фокусировке гауссова пучка с эффективным радиусом  $a_0$  и начальной мощностью  $P_a$ .

На рис. 3 кривыми 1–4 показаны результаты расчетов параметра  $\eta(a_t)$ , который характеризует локализацию энергии излучения в пространстве на расстоянии  $L = 2$  км, для тех же самых условий распространения, для которых были построены зависимости, приведенные на рис. 2. Параметр  $\eta(a_t)$  определяется следующим выражением:

$$\eta(a_t) = 2\pi P^{-1} \int_0^{a_t} dr r I(r, L), \quad (2)$$

где  $P$  – начальная мощность пучка. Значение параметра (2) вычисляется относительно энергетического центра тяжести распределения интенсивности.

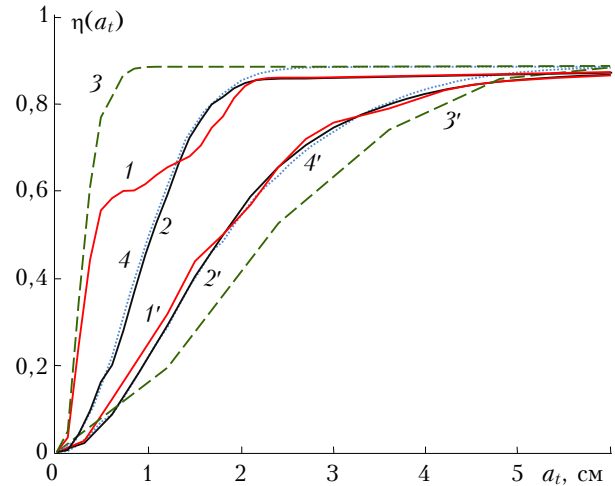


Рис. 3. Доля мощности сфокусированного излучения, попадающего в окружность радиуса  $a_t$ : 1, 2, 3 и 4 – в отсутствие искажений; 1', 2', 3' и 4' – при слабой тепловой дефокусировке ( $V_{\perp} = 2$  м/с)

Из рис. 2 и 3 видно, что в случае отсутствия искажений эффективность фокусировки излучения многоэлементного пучка будет определяться когерентным или некогерентным сложением полей в начальном распределении. С ростом числа составляющих начальное распределение элементов, т.е. с ростом значения параметра  $N_s$ , но при сохранении поперечных размеров начальной апертуры многоэлементного пучка, представленная на рис. 3 кривая 1 будет стремиться к кривой 2 [4]. При некогерентном сложении, при увеличении параметра  $N_s$  значение радиуса полного перехвата распространяющегося излучения будет увеличиваться пропорционально изменению значения дифракционного параметра  $\Omega = k a_0^2 / L$ , где  $k = 2\pi / \lambda$ .

Для оценки эффективности фокусировки многоэлементного пучка в условиях теплового самовоздействия необходимо рассчитать эффективную длину теплового самовоздействия эквивалентных гауссовых пучков для заданных условий распространения. Ниже представлен расчет этого параметра, выполненный с помощью выражения (1), для двух значений скорости поперечного ветра.

$V_{\perp}$ , м/с	$L_{Na}$ , км	$L_{Na}$ , км
2	2,78	1,61
0,25	0,98	0,57

Видно, что для скорости  $V_{\perp 1} = 2$  м/с выполняется условие слабой тепловой дефокусировки:  $L_{Na} > L > L_{Na}$ .

На рис. 4 показаны изменения максимального значения интенсивности при фокусировке излучения, полученные из результатов численного моделирования распространения в условиях теплового самовоздействия для случая, когда значение поперечной скорости ветра  $V_{\perp}$  задавалось равным 2 м/с. На рис. 3 кривыми 1'–4' представлены расчеты параметра  $\eta(a_t)$  для  $L = 2$  км, при тех же самых условиях распространения, что и на рис. 4.

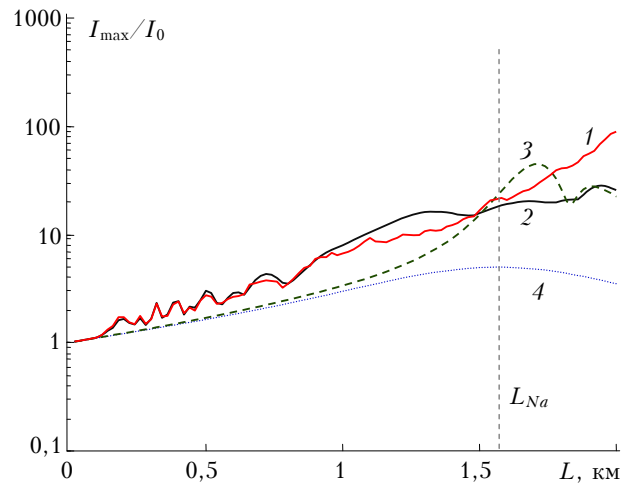


Рис. 4. Нормированная максимальная интенсивность пучка при слабой тепловой дефокусировке ( $V_{\perp} = 2$  м/с)

Из рис. 2 и 4 видно, что для гауссова пучка с эффективным радиусом  $A_0$  и начальной мощностью 86,72 кВт уменьшение максимальной интенсивности в фокальной плоскости наибольшее. Это объясняется тем, что энергия в многоэлементном пучке распределена более равномерно, поэтому его тепловая дефокусировка (рис. 4, кривая 1) будет слабее, чем у гауссова распределения интенсивности с меньшей начальной мощностью начального распределения (кривая 3).

Из рис. 3 следует, что с ростом силы тепловых искажений разница в «остроте» фокусировок многоэлементного пучка с когерентным или некогерентным сложением элементарных полей в начальном распределении даже в условиях слабой тепловой дефокусировки может быть незначительной.

На рис. 5 и 6 представлены результаты численного моделирования фокусировки излучения пучков для случая, когда значение поперечной скорости ветра  $V_{\perp}$  задавалось равным 0,25 м/с. Для данного значения скорости ветра выполняется условие сильной тепловой дефокусировки:  $L > L_{Na}$ . Как видно из рис. 5, положение максимума интенсивности на трассе, вдоль которой происходит фокусировка излучения гауссовых пучков (рис. 5, кривые 3 и 4), будет определяться значением параметра (1). Значение этого параметра определяет дистанцию, на которой распространение излучения гауссова пучка происходит без заметных искажений, а при распространении излучения на большее расстояние происходит уменьшение интенсивности в след-

ствии тепловой дефокусировки, которая будет наблюдаться после прохождения излучением локальной области самофокусировки [13, 15].

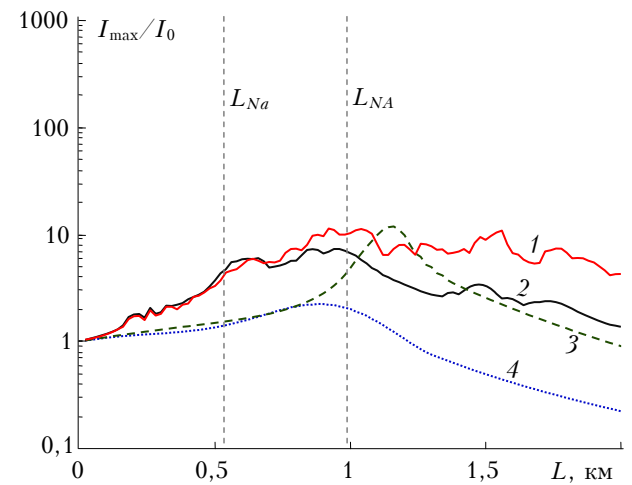


Рис. 5. Нормированная максимальная интенсивность при сильной тепловой дефокусировке ( $V_{\perp} = 0,25$  м/с)

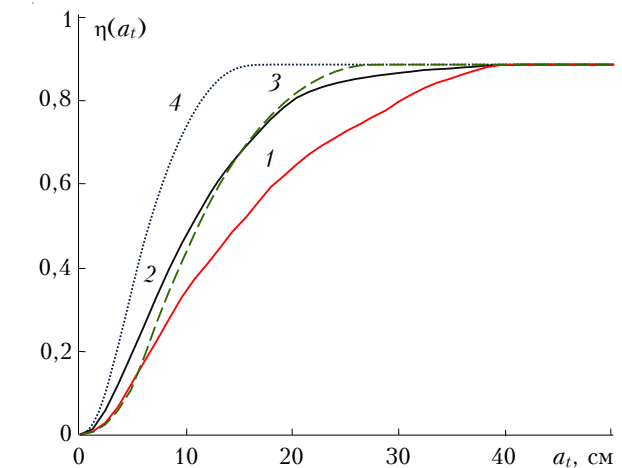


Рис. 6. Доля мощности сфокусированного излучения, попадающего в окружность радиуса  $a_t$  при сильной тепловой дефокусировке ( $V_{\perp} = 0,25$  м/с)

Анализируя кривые 1 и 2 на рис. 5, можно проследить область распространения многоэлементного пучка, где значения максимальной интенсивности незначительно отличаются от значений, представленных на рис. 2 кривыми 1 и 2. Далее следует область распространения, в которой наблюдается локальная самофокусировка излучения. Затем наблюдается тепловая дефокусировка. Как видно из рис. 5, границы участков, на которых наблюдается различный характер распространения излучения сфокусированного многоэлементного пучка в условиях сильной тепловой дефокусировки ( $L > L_{Na}$ ), можно определять через значения параметров  $L_{Na}$  и  $L_{NA}$ , которые рассчитываются для эквивалентных гауссовых пучков.

Следует отметить, что для условий слабой тепловой дефокусировки ( $L_{Na} > L > L_{NA}$ ) значение параметра  $L_{Na}$  определяет границу между областью

локальной самофокусировки и областью дефокусировки излучения (см. рис. 4).

На рис. 6 представлен расчет параметра  $\eta(a_t)$  для  $L = 2$  км при тех же самых условиях, для которых были получены графики, представленные на рис. 5. Видно (см. рис. 6, кривая 1), что тепловая дефокусировка многоэлементного пучка с когерентным сложением полей самая сильная. При этом максимальная интенсивность многоэлементного пучка с когерентным сложением полей (см. рис. 5, кривая 1) принимает большее значение по сравнению с интенсивностью пучков других типов. Это объясняется сложным распределением интенсивности в поперечном распределении, где существуют локальные максимумы интенсивности наряду с областями низкой интенсивности. Из представленных на рис. 5 значений параметра  $\eta(a_t)$  видно, что радиус полного перехвата распространяющегося излучения больше, чем радиус начального распределения соответствующих пучков.

При выполнении условия  $L > L_{NA}$  тепловая дефокусировка распространяющегося излучения приводит к ограничению мощности лазерного пучка, которая может быть эффективно передана через атмосферу.

### Заключение

Предложенный метод позволяет оценивать эффективность передачи энергии лазерного излучения с помощью сфокусированного многоэлементного пучка в условиях теплового самовоздействия излучения со средой распространения. Достоинство этого метода заключается в том, что с его помощью можно быстро и без сложных расчетов, зная только метеорологические условия на трассе распространения и исходя из параметров начального распределения многоэлементного пучка, прогнозировать эффективность передачи энергии излучения. Одним из условий успешного использования этого метода является однородность метеорологических характеристик вдоль трассы распространения, что выполняется на приземных трассах протяженностью несколько километров.

Представленную методику оценки эффективности фокусировки многоэлементного пучка легко обобщить на случай распространения излучения в турбулентной атмосфере. Согласно [15, 19] можно приближенно полагать, что нелинейность и турбулентность вносят почти аддитивный вклад в квадрат эффективного радиуса пучка:  $a_{эфф}^2 \cong a_{нл}^2 + a_T^2$ , где  $a_{нл}$  — радиус пучка в отсутствие турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха;  $a_T^2$  — турбулентная добавка к квадрату пучка для линейной среды. Таким образом, если выполняется условие  $L > L_{NA}$ , то очевидно, что передача энергии будет неэффективна при любом влиянии атмосферной турбулентности на распространяющееся излучение. При выполнении условий  $L < L_{Na}$  или  $L_{Na} > L > L_{NA}$  оценка эффективности осуществляется на основе значений эффективного радиуса га-

уссова пучка в турбулентной среде с помощью простых аналитических выражений [12].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 13-02-98016\_p\_сибирь.

1. *Fan T.Y.* Laser Beam Combining for High-Power, High-Radiance Sources (Invited Paper) // IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron. 2005. V. 11, N 3. P. 567–577.
2. *Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A.* High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited] // J. Opt. Soc. Amer. B. 2010. V. 27, N 11. P. B63–B90.
3. *Sprangle P., Penano J., Ting A.* Incoherent combining of high-power fiber lasers for long-range directed energy application // Interim Rept. May–June 2006, NRL/MR/ 6790–06–8963 (Naval Research Laboratory, 2006).
4. *Lachinova S.L., Vorontsov M.A.* Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. I. Basic considerations for analysis // J. Opt. Soc. Amer. A. 2008. V. 25, N 8. P. 1949–1959.
5. *Lachinova S.L., Vorontsov M.A.* Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. II. Analysis of atmospheric compensation efficiency // J. Opt. Soc. Amer. A. 2008. V. 25, N 8. P. 1960–1973.
6. *Weyrauch T., Vorontsov M.A., Carhart G.W., Beresnev L.A., Rostov A.P., Polnau E.E., Liu J.J.* Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path // Opt. Lett. 2011. V. 36, N 22. P. 4455–4457.
7. *Arpali Ç., Arpali S.A., Baykal Y., Eyyuboğlu H.T.* Intensity fluctuations of partially coherent laser beam arrays in weak atmospheric turbulence // Appl. Phys. B. 2011. V. 103, N 1. P. 237–244.
8. *Анטיפов О.Л., Канев Ф.Ю., Цыро Е.И., Куксенков Д.С.* Адаптивная коррекция искажений, возникающих в многоканальной оптической системе // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 801–809.
9. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Компенсация искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 7. С. 549–554.
10. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
11. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
12. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 270 с.
13. *Воробьев В.В.* Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
14. *Gebhardt F.G.* Twenty-Five of Thermal Blooming. An Overview. Propagation of High-Energy Laser Beams through the Earth's Atmosphere // Proc. SPIE. 1990. V. 1221. P. 2–25.
15. *Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере* / В.П. Аксенов, В.А. Банах, В.В. Валуев, В.Е. Зуев, В.В. Морозов, И.Н. Смалихо, Р.Ш. Цывик / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 1998. 340 с.
16. *Гейнц Ю.Э., Грачев Г.Н., Землянов А.А., Кабанов А.М., Павлов А.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н.* Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO<sub>2</sub>-лазера в воздухе: I. Численное моделирование распространения на

- атмосферной трассе // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 363–370.
17. *Банах В.А., Фалиц А.В.* Численное моделирование распространения лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 371–380.
18. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
19. *Чернышев Л.Е.* Исследование распространения мощного лазерного излучения в свободном и ограниченном пространстве воздушной среды: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1983.

*V.A. Banakh, A.V. Falits.* **The efficiency of focusing of combined laser beams in conditions of thermal blooming.**

Thermal defocusing of a laser beam limits its power that can be efficiently transmitted through the atmosphere. The focusing in conditions of thermal blooming can be considered effective if the minimum radius of the circle complete interception of radiation is less than the radius of the initial aperture of the radiation source. In this paper we give an estimation technique of the efficiency of focusing of combined laser beams.