

В.М. Осипов, И.А. Попов, Ю.А. Резунков

Особенности транспортировки излучения импульсно-периодического CO₂-лазера через атмосферу

*Научно-исследовательский институт комплексных испытаний
оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградской обл.*

Поступила в редакцию 6.03.2000 г.

На основе результатов теоретических и экспериментальных исследований процессов взаимодействия излучения 30-киловаттного импульсно-периодического электроионизационного CO₂-лазера с воздушной средой рассмотрены особенности этого взаимодействия, существенные для решения задач точной доставки энергии такого лазера на удаленные объекты.

Введение

В настоящее время существует целый ряд перспективных научно-технических задач, решение которых определяется необходимостью точной транспортировки мощного лазерного излучения через атмосферу на очень большие расстояния. Среди них – передача энергии на орбитальные станции, уничтожение космического мусора, иницирование молниевых разрядов, создание лазерных реактивно-плазменных двигателей и т.п. В частности, большой интерес вызывает идея использования лазерного излучения для запуска космических аппаратов, в которых тяга создается ударной волной, возникающей при оптическом пробое рабочего газа в области фокусировки мощного лазерного пучка, доставленного до аппарата. По оценке авторов одного из таких проектов [1], для запуска спутника массой 120 кг с использованием импульсно-периодического CO₂-лазера мощность его излучения должна быть на уровне 100 МВт.

Проблема эффективной доставки лазерного излучения с требуемыми характеристиками через атмосферу в пределах дифракционно-ограниченного пространственного угла является одной из основных, определяющих возможности решения перечисленных выше задач, в частности задачи запуска космических аппаратов.

Наиболее существенные процессы, влияющие на характеристики мощного лазерного излучения при его прохождении через атмосферу, достаточно хорошо известны. К ним можно отнести: ослабление излучения в атмосферных газах и атмосферных аэрозолях; тепловое самовоздействие излучения; рассеяние излучения на турбулентных неоднородностях атмосферы и ряд других нелинейных эффектов. Вообще говоря, для каждого из этих процессов можно найти тот или иной способ его описания и получить соответствующие оценки его влияния на характеристики пучка. Однако сложность задачи заключается в том, что, во-первых, излучение мощных лазеров имеет ряд особенностей, которые не позволяют использовать ранее полученные численные оценки эффектов взаимодействия излучения с атмосфе-

рой, а во-вторых, необходимо учитывать совместное действие многих факторов, влияющих на процесс взаимодействия.

Взаимодействие излучения с атмосферой во многом определяется характеристиками самого лазерного излучения (длина волны, режим работы лазера – непрерывный или импульсно-периодический, средняя и импульсная мощность, частота повторения импульсов и т.д.). Поэтому для понимания процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с атмосферой большое значение имеют комплексные экспериментальные исследования этих процессов для конкретного типа лазеров в реальных атмосферных условиях. В данной работе рассматриваются особенности транспортировки через атмосферу излучения мощного электроионизационного импульсно-периодического CO₂-лазера. В экспериментах, выполненных на приземной атмосферной трассе длиной около 3 км и высотой оптической оси лазерного пучка 3–4 м над поверхностью земли, мощность рабочего излучения варьировалась от 3,4 до 30 кВт, полная энергия, излучаемая лазером за время серии, – от 3 до 42 кДж, а частота следования импульсов – от 20 до 200 Гц.

Достаточно подробно результаты этих исследований изложены в [2–4]. В данной работе приведен краткий обзор полученных результатов применительно к перечисленным выше задачам, а также рассмотрены некоторые особенности взаимодействия, которые могут играть принципиальную роль при транспортировке световой энергии на верхнюю границу атмосферы.

1. Ослабление излучения CO₂-лазера в атмосферных газах и аэрозолях

Излучение высокоэнергетических CO₂-лазеров является, как правило, частично когерентным, со сложной спектральной формой импульса. Ранее проведенные эксперименты [5] показали, в частности, что контур линии генерации им-

пульсно-периодического электроионизационного CO₂-лазера состоит из одной или нескольких компонентов с шириной на уровне 0,3 от максимальной интенсивности $2\gamma = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, а интервал между центрами крайних компонентов не превышает $0,015 \text{ см}^{-1}$. Помимо этого, известно, что вследствие эффекта столкновительного сдвига центр линии генерации CO₂-лазера не совпадает с центром линии поглощения атмосферного CO₂ и величина этой отстройки различна для разных высот.

Для оценки влияния этих эффектов на прохождение излучения лазера через атмосферу необходимо определить следующие характеристики: коэффициент столкновительного сдвига линии 10P20 CO₂ (на которой идет генерация) при столкновении с молекулами воздуха; коэффициенты столкновительного сдвига этой же линии при столкновении с молекулами газов, образующих активную среду лазера.

Не приводя здесь подробного анализа имеющихся литературных данных, отметим следующие существенные для данной задачи обстоятельства.

Практически все известные нам исследования сдвигов линии генерации CO₂-лазера (за исключением [6]) проведены при малых давлениях в активной среде. Полученные значения коэффициентов сдвига лазерной частоты невелики ($\beta \leq 0,01 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) и плохо согласуются между собой. Эти значения существенно ниже значений β , полученных в [7, 8] методами классической спектроскопии для столкновений с молекулами воздуха при атмосферном давлении и в упомянутой выше работе [6] для столкновений CO₂ – He, где использовались высокие давления активной среды ($P \leq 6 \text{ атм}$).

Отчасти причиной рассогласования полученных результатов может являться затягивание частоты излучения к центру линии усиления, составившее в условиях эксперимента [9] величину того же порядка, что и столкновительный сдвиг центра. Но главной причиной, на наш взгляд, является зависимость величины коэффициента сдвига от давления газовой среды. Об этом свидетельствуют результаты работы [10], в которой показано, что не только величина коэффициента сдвига, но и направление сдвига могут быть различными при различных давлениях. Так, коэффициент сдвига $\beta_{\text{CO}_2\text{-CO}_2}$, составлявший $(1,57 \pm 0,46) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ при $P \leq (3 \div 4) \cdot 10^{-4} \text{ атм}$, оказался равным $-(2 \pm 1,3) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ при давлениях порядка 0,01 атм. Следовательно, при измерениях коэффициента сдвига исследуемый диапазон давлений должен быть максимально близким к условиям работы электроионизационного CO₂-лазера в атмосфере. Приведем результаты исследований, проведенных на аппаратуре [8], позволившей выполнить отмеченное выше требование.

Были получены следующие значения коэффициента сдвига линии 10P20 CO₂:

- $\beta_{\text{CO}_2\text{-воздух}} = 0,005 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ – для случая столкновений с молекулами воздуха;
- $\beta_{\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}} = (0,006 \pm 0,002) \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ – для случая столкновений CO₂ (одна часть) с молекулами азота (две части) и гелия (три части).

Используем эти значения для оценки влияния эффектов столкновительного сдвига и немонохроматичности контура линии генерации на величину молекулярного поглощения при прохождении лазерного излучения через атмосферу. В соответствии с методикой [11] для пропус-

кания $T_{\Delta v}$ вертикальной трассы, уходящей с уровня z_1 на верхнюю границу атмосферы z_2 , имеем:

$$T_{\Delta v} = \int_{\Delta v} g(v - v_0) T(v) dv, \quad (1)$$

$$T_v = \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} S(z) f[v - v'_0, \gamma(z)] u(z) dz \right\},$$

где $g(v - v_0)$ – форма контура линии генерации с центром v_0 ; S, f, γ – интенсивность, форма контура и полуширина линии поглощения с центром v'_0 ; $u(z)$ – содержание поглощающего газа.

Результаты расчетов для условий лета средних широт показаны на рис. 1. Кривая 1 представляет собой зависимость пропускания вертикальной атмосферной трассы от высоты нижней границы без учета столкновительных сдвигов. Учет сдвига центра линии поглощения атмосферного CO₂ приводит к незначительному изменению функции пропускания, так как сдвиг происходит в пределах столкновительной полуширины линии. Влияние сдвига центра линии генерации лазера более значительно (кривая 2), так как в верхних слоях атмосферы центр линии генерации не совпадает с центром узкой линии поглощения. Этот эффект несколько уменьшается (примерно на 2–3%), если учесть конечную ширину линии генерации, составляющую в нашем случае $0,004 \text{ см}^{-1}$. Учет сложной структуры контура линии генерации (кривая 3) в данном случае также не приводит к дальнейшему «просветлению» атмосферы, так как использованные в соответствии с [5] параметры приводят к совпадению центра одного из компонентов контура излучения с центром линии поглощения в нижних слоях атмосферы. Тем не менее в каждом из этих случаев пропускание вертикальной трассы возрастает в 1,4 – 1,5 раза.

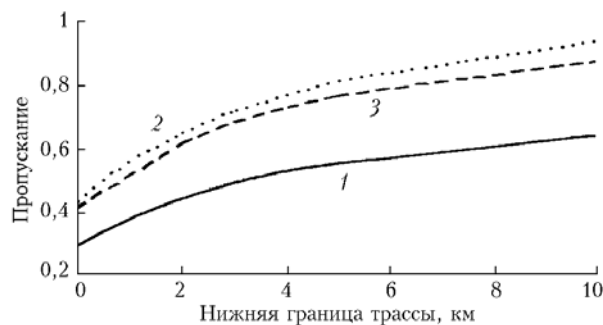


Рис. 1. Пропускание вертикальной атмосферной трассы для излучения 10,6 мкм

Как показали результаты натурных трассовых исследований [12, 13], характеристики аэрозольного поглощения K_{ab} и рассеяния K_{sc} излучения CO₂-лазера в приземном слое атмосферы также не соответствуют обычно используемым стандартным моделям аэрозольного ослабления. Анализ экспериментальных данных [2] по ослаблению излучения в различных сезонных и погодных условиях показал, что в условиях плохой видимости доля аэрозольного ослабления может существенно (на порядок) превзойти величину молекулярного поглощения. Используя широкий набор эмпирических и полумпирических моделей аэрозольного ослабления, представленных в литературе, можно, разуме-

ется, подобрать наиболее подходящую модель для описания зависимости коэффициентов аэрозольного ослабления K_{ext} от метеорологической дальности видимости (МДВ). В условиях хорошей видимости (МДВ ≥ 10 км) наилучшее согласие было получено при использовании модели континентального аэрозоля [14], при плохой видимости хорошее согласие обеспечивали синоптические модели [15].

Однако проведенные измерения индикатрисы рассеяния излучения CO₂-лазера на натурной трассе [13] показали, что коэффициент рассеяния K_{sc} и относительная доля рассеянного излучения (K_{sc}/K_{ext}) существенно (иногда на порядок) меньше, чем следует из модели [14].

Заметно отличается и форма измеренной индикатрисы рассеяния. Она оказалась вытянутой значительно сильнее, чем это можно было предполагать, опираясь на литературные источники. При попытках использовать микрофизический подход [16] для расчета коэффициентов аэрозольного рассеяния и ослабления оказалось, что экспериментальные значения коэффициента рассеяния также существенно меньше результатов расчета. Экспериментальные значения коэффициента аэрозольного ослабления K_{ext} , наоборот, примерно в 2 раза превышали расчетные. Результаты этих измерений и расчетов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Коэффициенты аэрозольного ослабления и рассеяния на длине волны 10,6 мкм

Температура, °С	10...11	17...19	15...18	14...18	15...18	13...14
Влажность, %	70...80	52...63	57...70	70...90	82...91	57...90
S_m , км	9...14	7...13	7...13	5...13	12	9...13
K_{sc} эксп., 1/км	–	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	–	$4,0 \cdot 10^{-4}$
K_{sc} расч., 1/км	–	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	–	$1,0 \cdot 10^{-3}$
K_{ext} эксп., 1/км	0,067	0,029	0,02	0,1	0,021	0,045
K_{ext} расч., 1/км	0,03	0,01	0,016	0,067	0,012	0,015

По-видимому, эти результаты свидетельствуют о том, что нуждаются в корректировке использованные в расчетах значения действительной и мнимой частей коэффициента преломления аэрозолей на длине волны 10,6 мкм. Отмеченные обстоятельства необходимо иметь в виду при рассмотрении одного из основных механизмов нелинейного взаимодействия – эффекта тепловой дефокусировки лазерного излучения, величина которого определяется энергией лазерного излучения, поглощенного атмосферой, и, следовательно, значением мнимой части коэффициента преломления аэрозолей.

2. Эффективность доставки излучения CO₂-лазера мощностью до 30 кВт на атмосферных трассах

Известно, что эффект теплового самовоздействия излучения (термоблуминг) является одним из наиболее низкопороговых механизмов нелинейности при распространении мощного лазерного излучения, влияющих на эффективность доставки излучения в атмосфере. Это влияние определяется временем нагрева воздуха в канале распространения пучка, распределением интенсивности излучения по апертуре пучка, процессами отвода тепла из канала распространения. При прохождении импульсно-периодического излучения через атмосферу эти эффекты могут отличаться от аналогичных эффектов в случае прохождения непрерывного излучения. Кроме того, атмосферная турбулентность, приводящая к уширению лазерного пучка и случайным пространственным блужданиям его оси, увеличивает эффективный диаметр пучка, что также влияет на проявление эффекта термоблуминга при прохождении импульсно-периодического излучения в атмосфере.

Поэтому в экспериментальных исследованиях эффекта термоблуминга на приземной атмосферной трассе [3] использовались специальные методики для непосредственного контроля состояния атмосферного канала, по которому распространялся лазерный пучок. Эти методики обеспечивали измерение аббераций, наведенных излу-

чением CO₂-лазера, по искажениям волнового фронта излучения He–Ne-лазера, просвечивающего трассу во встречном направлении. Для контроля искажений волнового фронта (ВФ) зондирующего излучения ($\lambda = 0,63$ мкм) использовались две модификации метода Гартмана с регистрацией локальных наклонов большого числа маленьких участков (субапертур) волновой поверхности. В первой апертура ВФ зондирующего излучения ограничивалась диафрагмой с кольцевым отверстием, что позволяло измерять наклоны ВФ лишь в радиальных осевых сечениях пучка с выделенной кольцевой апертурой. В другом варианте в качестве диафрагмы использовалась маска с 25 круглыми отверстиями, перекрывающая полностью апертуру пучка. Для обеспечения предельной чувствительности измерений локальных наклонов субапертур ВФ и исключения взаимного переналожения пучков, фокусируемых объективом, была использована матрица оптических клиньев, направляющих указанные пучки на объектив под различными углами.

Для определения величины аббераций силового оптического тракта в течение генерационных серий лазера использовались значения максимального изменения угла взаимного наклона (θ_{max}^*) радиально симметричных (по расположению на кольцевой субапертуре в первом варианте методики измерений) участков ВФ зондирующего излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях, а также (для второго варианта метода измерений) величины максимального изменения угла θ_{max} взаимного наклона субапертур ВФ зондирующего излучения в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

В табл. 2 приведены зарегистрированные значения θ_{max} совместно с основными условиями экспериментов. Эти данные получены в экспериментах летнего цикла при работе лазера на трассе длиной $L = 2,81$ км с длительностью частотных серий 1–3 с. При определении θ_{max} учтены результаты контроля термодформаций оптических элементов, установленных в тракте силового пучка. Для серий экспериментов летнего цикла с предельной мощностью

~ 30 кВт при длине атмосферной трассы $L = 2,7$ км величина угловых aberrаций θ_{\max} достигала $(6 \div 7) \cdot 10^{-4}$ рад. А, например, для серий зимнего цикла с мощностью ~ 20 кВт и для длины трассы $0,9 \div 2,1$ км $\theta_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Полученные данные свидетельствуют о наличии явной зависимости θ_{\max}

от суммарной энергии лазерного излучения, прошедшего трассу, и от частоты повторения импульсов. В то же время (вероятно, из-за ограниченного объема экспериментальных данных) не было обнаружено явной зависимости θ_{\max} от прочих экспериментальных условий.

Т а б л и ц а 2

f , Гц	P_r , Вт/см ²	ΣE_r , кДж	ϕ	k_{abs}	γ , °	V , м/с	V_{\perp} , м/с	$\theta_{x\max}$, 10^{-4} рад	$\theta_{y\max}$, 10^{-4} рад
50	7,8	25,3	0,54	0,46	7	3,4	0,5	1,5	1,9
50	8,1	17,5	0,42	0,56	107	1,4	1,3	2,3	0
50	9,4	19,4	0,52	0,43	17	3,3	1,0	1,5	1,1
50	9,4	20	0,38	0,48	107	0,8	0,8	1,5	1,5
100	15,9	34,8	0,34	0,43	102	1,4	1,4	3,8	4,5
100	18,9	35,9	0,36	0,4	287	1,6	1,5	3,8	3,3
200	19,7	21,0	0,5	0,39	27	4,5	2,0	3,4	5,3
200	23,0	41,7	0,33	0,49	107	0,8	0,8	7,0	6,4

П р и м е ч а н и е . f – частота следования импульсов; P_r – плотность средней мощности излучения на входе в трассу; ΣE_r – суммарная энергия импульсов генерации в серии; ϕ – средняя за серию доля энергии, излучаемая в телесный угол $6 \cdot 10^{-4}$ рад; k_{abs} – коэффициент поглощения трассы ($L = 2,81$ км); γ – ориентация направления ветра относительно направления оптической трассы; V – скорость ветра во время серии; V_{\perp} – поперечная составляющая скорости ветра относительно атмосферной трассы; $\theta_{x\max}$ – максимальная относительная угловая aberrация оптического тракта в горизонтальной плоскости; $\theta_{y\max}$ – максимальная относительная угловая aberrация оптического тракта в вертикальной плоскости.

Тем не менее полученные данные находятся в соответствии с оценками типичных значений плотности мощности лазерного излучения, при которых проявляется эффект теплового самовоздействия излучения в атмосфере [17]. Для летних условий и при боковом ветре 2 м/с на атмосферной трассе длиной 3 км максимально возможная плотность мощности излучения на входе в трассу должна быть не более 15 Вт/см², чтобы не проявился эффект термоблуждания

Для оценки влияния эффекта термоблуждания на изменение распределения интенсивности излучения по апертуре сфокусированного пучка при его фокусировке на удаленный объект в случае, когда плотность мощности излучения на входе в трассу меньше 15 Вт/см², в [3] предложено использовать нормированный коэффициент доставки в пределах малого телесного угла

$$K_{\phi} = E_{d\phi} / (T E_{0\phi}), \quad (2)$$

где $E_{d\phi}$ – максимальная энергия, доставленная в данном импульсе в приемную апертуру с угловым размером ϕ ; $E_{0\phi}$ – энергия излучения в том же лазерном импульсе в пределах такого же угла, но на входе в трассу; T – коэффициент пропускания атмосферной трассы.

Было обнаружено, что в этом случае коэффициент доставки является функцией величины нелинейного фазового набега $\Delta\phi_{nl}$, рассчитанной только для области перетяжки пучка на трассе:

$$\Delta\phi_{nl} = 2\pi \frac{\partial n}{\partial T} \alpha l_S P_S / (\lambda \rho V_{\perp} d_S C_P), \quad (3)$$

где d_S – интегральный за серию диаметр пучка в перетяжке, с учетом блуждания пучка; P_S – мощность излучения, доставляемого в область перетяжки; l_S – длина перетяжки; α – коэффициент поглощения излучения в атмосфере; V_{\perp} – по-

перечная составляющая скорости ветра; C_P – теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Рис. 2 иллюстрирует экспериментальную зависимость нормированного коэффициента доставки лазерной энергии K_{ϕ} от величины нелинейного фазового набега $\Delta\phi_{nl}$, полученную в летнем цикле экспериментов [3]. Сплошная линия на рис. 2 – экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных, полученная методом наименьших квадратичных отклонений. Видно, что уже при плотности мощности лазерного пучка в области перетяжки 20 – 40 Вт/см², которая была достигнута в экспериментах, наблюдается значительное снижение эффективности доставки излучения в малый (меньше дифракционного размера) пространственный угол.

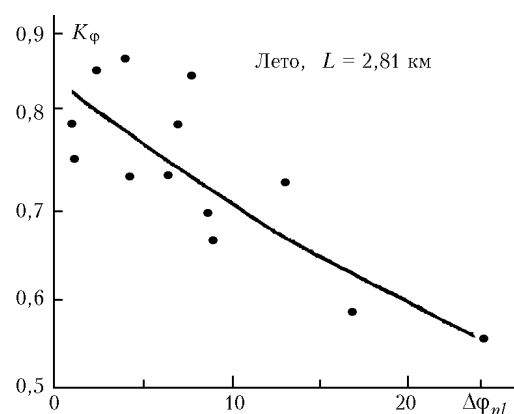


Рис. 2. Экспериментальная зависимость нормированного коэффициента передачи лазерной энергии K_{ϕ} от величины нелинейного фазового набега $\Delta\phi_{nl}$ в летнем цикле экспериментов по прохождению излучения импульсно-периодического CO_2 -лазера

На рис. 2 представлены только те экспериментальные данные, для которых состояние атмосферной трассы ха-

рактировалось сравнительно низким уровнем турбулентных возмущений. При сильной турбулентности (т.е. при $C_n^2 > 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$) явной корреляции между указанными параметрами не наблюдалось из-за сильных (вплоть до спеклования) искажений распределения интенсивности излучения по апертуре лазерного пучка.

Как показали проведенные эксперименты [2], атмосферная турбулентность является основным фактором, существенно ограничивающим эффективность точной доставки излучения CO_2 -лазера мощностью до 35 кВт на приземных атмосферных трассах. Для анализа этих ограничений рассматривались такие характеристики пучка, как дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести лазерного пучка σ_c^2 и средняя интенсивность на оси пучка, прошедшего турбулентный слой атмосферы.

На рис. 3 представлены зависимости этих параметров от величины структурной постоянной флуктуаций показателя преломления C_n^2 , полученные в том же летнем цикле экспериментов на атмосферной трассе длиной 2,81 км [2]. Экспериментальные точки на рис. 3 соответствуют тем частотным сериям работы лазера, в которых длительность серий была не менее 1,5 с. Видно, что заметное влияние атмосферной турбулентности как на стабильность пространственного положения лазерного пучка, так и на величину средней интенсивности излучения проявляется при $C_n^2 > 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (для условий эксперимента). При этом случайные смещения энергетического центра тяжести пучка становятся сравнимыми с его дифракционным размером. Следует отметить, что в экспериментах радиус дифракционно-ограниченного пучка, сфокусированного на расстояние 2,81 км, был равен 7 см.

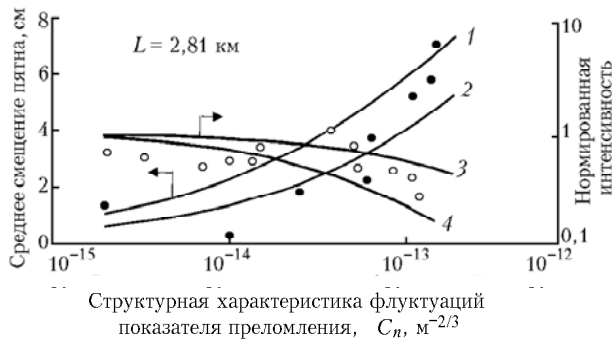


Рис. 3. Влияние атмосферной турбулентности на величину случайных смещений и интенсивность на оси лазерного пучка импульсно-периодического CO_2 -лазера для приземной атмосферной трассы длиной 2,81 км

Дисперсия случайных смещений лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности описывается следующими выражениями [18]:

$$\begin{aligned} \sigma_c^2 &= (8/9) \sigma_{co}^2 \sigma_L^2, \\ \sigma_{co}^2 &= 1,52 C_n^2 L^3 a^{-1/3}, \\ \sigma_L^2 &= 3a^{1/3} \int_0^1 (1-x)^2 \{ a_e^{-1/3} (xL) - [a_e^2 (xL) + a^2 b]^{-1/6} \} dx. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь b – параметр внешнего масштаба турбулентности; a_e – эффективный радиус пучка в турбулентной атмосфере, определяемый соотношением:

$$a_e^2 = (a^2/\Omega^2) [1 + a^2/a_k^2 + (4/3) a^2/\rho^2], \quad (5)$$

где $a_k = (1,45 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ – радиус когерентности поля плоской волны; $\Omega = k a^2/L$ – число Френеля передающей апертуры; a – начальный радиус пучка.

На рис. 3, в частности, представлены результаты расчетов дисперсии случайных смещений для пучков, имеющих начальную кривизну волнового фронта, соответствующую либо дифракционной расходимости пучка ($\lambda/2a$ – кривая 1), либо расходимости, которая в 4 раза больше (кривая 2), т.е. реализованной в экспериментах. При этом параметр b , характеризующий внешний масштаб турбулентности, рассчитывался по формуле $b = 2 (H/5\pi a)^2$, где H – средняя высота трассы над уровнем земли [18].

Из сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов можно сделать вывод, что начальная расходимость лазерного пучка (т.е. кривизна его волнового фронта) слабо влияет на величину дисперсии случайных пространственных блужданий пучка в сильно турбулентной атмосфере.

Здесь же на рис. 3 приведены расчетные значения средней нормированной интенсивности для гауссовых пучков с начальным радиусом в 2 и 3 раза меньше исходного (кривые 3 и 4 соответственно). Для расчетов использовались аналитические выражения [19], описывающие распределение средней интенсивности в поперечном сечении гауссова лазерного пучка в турбулентной атмосфере:

$$\langle I(R) \rangle = \frac{P}{\pi a_0^2} \int_0^\infty J_0(2R\sqrt{t/a_d}) \exp \left[-t - \frac{1}{2} D_s(2a/g_1) t^{5/6} \right] dt, \quad (6)$$

где P – мощность излучения; $a_d = Lg_1/Ka$ – радиус пучка в однородной среде; $J_0(z)$ – функция Бесселя нулевого порядка. Для сфокусированного пучка $g_1^2 = 1 + a^2/a_k^2$.

Видно, что исходная расходимость лазерного излучения в значительной степени влияет на величину средней интенсивности на оси пучка в турбулентной атмосфере. При слабой турбулентности улучшение качества пучка на входе в атмосферную трассу позволяет повысить интенсивность излучения в заданной точке на удаленном приемнике, однако при сильной турбулентности качество лазерного пучка практически не влияет на величину осевой яркости излучения на приемнике излучения.

В практическом отношении важным является определение такого оптимального сочетания параметров лазерного источника и телескопической системы, когда еще не требуется применения различных методов компенсации влияния атмосферы на точность доставки излучения.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости средней интенсивности на оси пучка от апертуры главного зеркала формирующего телескопа и начальной расходимости пучка. Расчет проведен с использованием выражения (6) для двух значений длины атмосферной трассы (1 и 3 км) при условии распространения пучка на высоте 3–4 м от поверхности земли, т.е. для тех условий, в которых проводи-

лись эксперименты. Из сопоставления кривых на рис. 4,а,б понятно, что на длинной трассе (более 3 км) при сильной турбулентности ($C_n^2 > 1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$) улучшение расходимости лазерного пучка с 4 дифракционных углов до одного равносильно увеличению выходной апертуры телескопа до 0,6–0,8 м. При слабой турбулентности можно существенно повысить интенсивность на оси пучка путем увеличения выходной апертуры телескопа, однако при сильной турбулентности это невозможно.

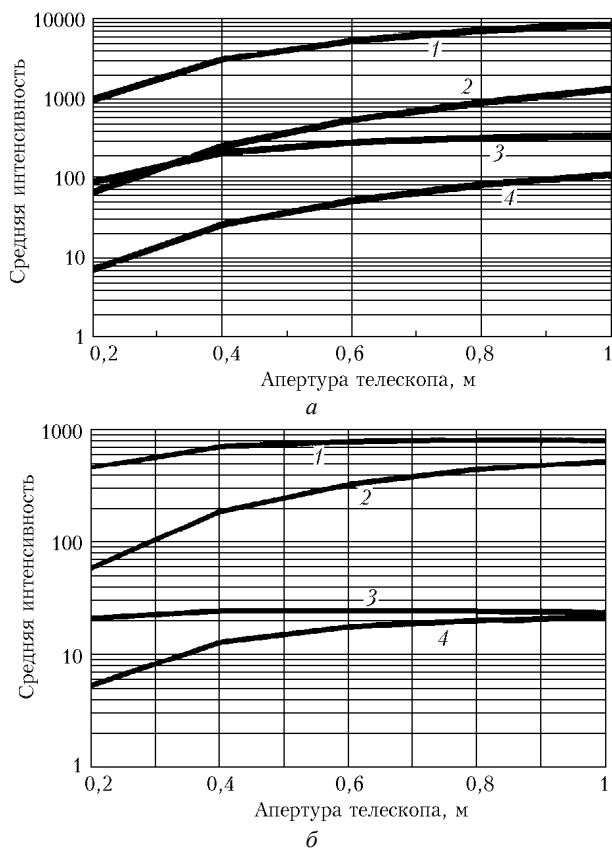


Рис. 4. Зависимость средней интенсивности на оси пучка в турбулентной атмосфере от апертуры формирующей оптической системы. Длина трассы 1000 (1, 2) и 3000 м (3, 4). Расходимость излучения – дифракционная (1, 3) и в 4 раза хуже (2, 4); а – $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$; б – $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$

Таким образом, поскольку экспериментальные результаты и численные оценки в исследованном диапазоне условий указывают на слабую зависимость блуждания пятна от длины волны излучения, расходимости и начального размера лазерного пучка, то для оптимизации доставки излучения в турбулентной атмосфере необходима разработка специальных алгоритмов управления лазерным лучом.

В НИИ лазерной физики (г. Санкт-Петербург, [20]) предложен оригинальный алгоритм стабилизации положения пучка мощного лазера на приемнике излучения, основанный на стабилизации положения точки максимальной интенсивности в сечении пучка, а не центра тяжести пучка. Такой точкой является наиболее яркий спектр в распределении интенсивности по апертуре пучка, если пучок проходит через турбулентную атмосферу. В основе метода лежит активный поиск оптимального направления мощно-

го лазерного пучка с помощью пробного лазерного излучения той же длины волны.

Основным требованием реализации данного алгоритма является требование совпадения с высокой точностью волновых фронтов пробного и силового пучков. Критерием управления является уровень мощности отраженного сигнала пробного излучения. В тот момент времени, когда уровень пробного сигнала максимален, генерируется импульс силового лазера. Если оптические искажения на трассе распространения пучков за время двойного прохода пробного пучка не меняются, то можно ожидать частичной компенсации этих искажений, стабилизируя положение силового пучка в заданной точке на приемнике излучения.

Для обеспечения точного совпадения волновых фронтов пробного излучения и силового пучка в [20] предложено оптическую схему задающего генератора пробного излучения создавать по так называемой схеме «двухрежимного» генератора, способного работать как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме, а силовой лазер создавать по схеме двухпроходового усилителя с ОВФ-зеркалом. Очевидно, что точность совпадения волновых фронтов в этом случае будет определяться в основном точностью ОВФ-компенсации оптических неоднородностей в активной среде силового лазера.

В [4] представлены результаты проверки данного алгоритма с использованием электроионизационного CO_2 -лазера и внутренней (лабораторной) атмосферной трассы длиной 230 м. Атмосферная турбулентность на лабораторной трассе имитировалась с помощью дополнительных аббераторов лазерного пучка, приводящих как к крупномасштабным искажениям пучка (в виде динамических отклонений пучка в диапазоне $\pm \lambda/D$), так и к мелкомасштабным, моделирующим спеклование пучка. При этом характер и динамика изменения лазерного пучка в конце трассы имитировали поведение лазерного пучка на реальной приземной атмосферной трассе длиной 3 км (при $C_n^2 \sim 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$).

В табл. 3 представлены основные результаты проверки алгоритма «яркого спекла», полученные при различных условиях прохождения пучка по лабораторной трассе. В качестве критериев эффективности работы алгоритма используются два параметра – параметр доставки излучения η и величина углового отклонения яркого спекла от заданного положения ($\Delta\theta$). Параметр η определяется как отношение энергии в лазерном импульсе, попавшей в апертуру с угловым размером $0,35 \lambda/D$ с учетом потерь излучения на трассе распространения, к энергии, содержащейся в том же угле, но на выходе усилителя.

Таблица 3

Результаты проверки алгоритма «яркого спекла» на лабораторной атмосферной трассе

ИМ1	ИМ2	Режим лазера	Без алгоритма		С включенным алгоритмом	
			$\eta(\lambda/D)$	$\Delta\theta(\lambda/D)$	$\eta(\lambda/D)$	$\Delta\theta(\lambda/D)$
+	–	1 Гц	0,16	0,92	0,42	0,35
+	–	20 Гц	0,13	1,69	0,38	0,40
+	+	1 Гц	0,06	1,88	0,22	0,31
+	+	20 Гц	0,04	1,89	0,17	0,33

При внесении лишь крупномасштабных аббераторов (ИМ1) в лазерный пучок включение алгоритма приводило

к увеличению средней за серию эффективности доставки излучения в 3–7 раз. При этом максимальное значение η составляло 0,48. При внесении имитатора мелкомасштабных искажений (ИМ2) значение η не превышало 0,25 даже при достаточно точном попадании центрального максимума в апертуру удаленного приемника. Уменьшение доставленной энергии связано в этом случае с уменьшением плотности энергии в центральном максимуме распределения пучка из-за появления дополнительных боковых максимумов (спеклов). Тем не менее включение алгоритма стабилизации также приводило к росту эффективности доставки излучения силового пучка в 3–4 раза и к уменьшению среднего отклонения яркого спекла от заданного положения ($\Delta\theta$) до $0,3 \lambda/D$.

Как показал анализ проведенных экспериментов, стабилизация пространственного положения силового пучка с помощью алгоритма яркого спекла была ограничена прежде всего заменой ОВФ-зеркала уголковым отражателем.

Для определения требований к точности совпадения волновых фронтов пробного и силового лазерных пучков в случае, когда эти пучки проходят через турбулентную атмосферу, рассмотрим более подробно влияние таких факторов, как несовпадение пространственных положений осей пучков и кривизны их волновых фронтов на входе в атмосферную трусу на декорреляцию спекл-картин обоих пучков.

Мерой декорреляции спекл-картин может являться корреляционная функция спеклов в плоскости наблюдения. При прохождении сканирующего когерентного излучения через турбулентный слой в атмосфере возникает динамическая спекл-картина, т.е. пространственная структура рассеянного излучения в плоскости наблюдения изменяется со временем в зависимости от угла сканирования.

Для связи поля освещающего пучка с углом сканирования θ рассмотрим неподвижную систему координат (x, y, z) (рис. 5), в которой ось z перпендикулярна плоскости наблюдения, θ – угол между нормалью к плоскости наблюдения (ось z) и направлением распространения пучка (ось z'). Полагая, что сканирование происходит вблизи нормали к поверхности ($\theta \ll \pi/2$; $\sin\theta \cong \theta$; $\cos\theta \cong 1$) и считая, что источник излучения находится в плоскости $z = 0$, запишем поле в плоскости 1 ($z = 0$), оставляя члены первого порядка малости по углу θ :

$$E_1(\mathbf{x}, \theta) = E_0 \exp \left\{ - (1/w^2) (x^2 + y^2) - ikx\theta - [ik/(2\pi)] (x^2 + y^2) \right\}, \quad (7)$$

$\mathbf{x} = (x, y)$, подэкспоненциальный член $i\varphi_0$ (начальная фаза) опущен.

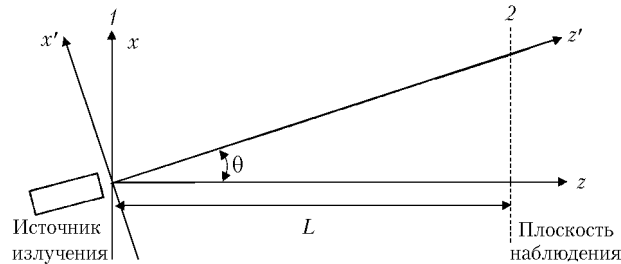


Рис. 5. Оптическая схема для расчета корреляционных функций динамической пространственной структуры рассеянного излучения

Поле световой волны, прошедшей через турбулентный слой и достигшей плоскости наблюдения, запишем исходя из представлений обобщенного метода Гюйгенса – Кирхгофа [21] в приближении дифракции Френеля:

$$E_2(\mathbf{x}, \theta) = \frac{ie^{-ikL}}{\lambda L} \int \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(\mathbf{x}_1, \theta) \exp \left\{ -\frac{ik}{2L} \times \right. \\ \left. \times [(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2] + \Psi(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_1, 0) \right\} dx_1 dy_1, \quad (8)$$

где $\Psi(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_1, 0)$ – определяет случайный набег комплексной фазы при распространении сферической волны из точки $(\mathbf{x}, 0)$ в точку (\mathbf{x}_1, L) .

Функция взаимной корреляции светового поля в плоскости наблюдения (плоскость 2 на рис. 5) для пучков, распространяющихся через турбулентный слой под разными углами θ_1 и θ_2 относительно нормали к плоскости наблюдения, запишется следующим образом:

$$C(\mathbf{x}, \theta_1, \theta_2) = \langle E_2(\mathbf{x}, \theta_1) E_2^*(\mathbf{x}, \theta_2) \rangle = \\ = \frac{1}{(\lambda L)^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(\mathbf{x}_1, \theta_1) E_2^*(\mathbf{x}_2, \theta_2) \times \\ \times \langle \exp \{ \Psi(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_1, 0) + \Psi^*(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_2, 0) \} \rangle \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{ik}{2L} [(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 - (x-x_2)^2 - (y-y_2)^2] \right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (9)$$

В случае нормального распределения набега комплексной фазы Ψ момент величины e^Ψ можно записать как [21]:

$$\langle \exp \{ \Psi(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_1, 0) + \Psi^*(\mathbf{x}, L; \mathbf{x}_2, 0) \} \rangle = \exp \left\{ -|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^{5/3} / \alpha_0 \right\}, \quad (10)$$

где $\alpha_0 = (0,545625 C_n^2 L k^2)^{-1}$; C_n^2 – структурная постоянная показателя преломления атмосферы.

Выражение (10) получено исходя из модели Колмогорова для спектра флуктуаций показателя преломления турбулентной атмосферы. В общем случае выполнить аналитическое интегрирование в (9) с учетом (10) невозможно. Поэтому иногда в выражениях для статистических моментов используется приближенная замена [21]:

$$\exp \left(-|\mathbf{x}|^{5/3} / \alpha_0 \right) \rightarrow \exp \left(-|\mathbf{x}|^2 / \alpha_0^{6/5} \right). \quad (11)$$

Обозначим $I_0^2 = (0,545625 C_n^2 L k^2)^{-6/5}$.

Интегрируя (9) с учетом (10), (11) и используя замену переменных, получим:

$$C(\mathbf{x}, \theta_1, \theta_2) = [E_0^2 \pi^2 w^2 / (\lambda^2 L^2 2 Q_1)] \exp \left(-k^2 w^2 \Delta\theta / 8 \right) \times \\ \times \exp \left\{ -k^2 / 4 Q_1 [(x^2 + y^2) / L^2 - x S_\theta / L + S_\theta^2 / 4 - w^4 / 16 L^2] \times \right. \\ \left. \times \Delta_0^2 (1 + L/\rho)^2 + (ik^3 w^2) / 2L (x/L - S_\theta / 2) \Delta_0 (1 + L/\rho) \right\}. \quad (12)$$

Здесь

$$\Delta_0 = \theta_1 + \theta_2; S_0 = \theta_1 - \theta_2; Q_1 = \frac{1}{2w^2} + \frac{1}{l_0^2} + \frac{k^2 w^2}{8L^2} \left(1 + \frac{L}{\rho}\right)^2. \quad (13)$$

Для модуля нормированной корреляционной функции в соответствии с соотношениями (9), (10) получим:

$$\gamma(\Delta_0) = \exp \left\{ -k^2 w^2 / (8l_0^2 Q_1) \Delta_0^2 \right\}. \quad (14)$$

На рис. 6 приводятся зависимости нормированной корреляционной функции от разности углов сканирования Δ_0 . Кривая *a* на рис. 6 рассчитана для лабораторных условий: трасса длиной $L = 240$ м, исходные параметры пучков – $w = 65$ мм; $\rho = -240$ м (излучение сфокусировано в плоскости наблюдения); уровень турбулентности на трассе соответствует $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta^2 = 0,309$ ($\beta^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ – параметр, который характеризует мощность флуктуаций плоской волны). Параметр C_n^2 и соответственно β^2 выбирался таким образом, чтобы распределение интенсивности в плоскости наблюдения, усредненное по ансамблю реализаций, наиболее близко соответствовало аналогичному распределению в случае, когда турбулентность моделируется фазовым экраном с параметрами, приведенными в [3]. Из рис. 6,*a* видно, что ширина нормированной корреляционной функции по уровню e^{-1} равна 10^{-4} рад; по уровню $0,9 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ рад. Таким образом, существенная декорреляция может наступить при изменении угла сканирования (т.е. при несовпадении углов наклонов сканирующего и силового пучков) на 10^{-4} рад. Если требуется воспроизведение спекл-картины с большей точностью, например, чтобы корреляция составляла $\gamma(x, \theta_1, \theta_2) \approx 0,95 \div 0,9$, то разность этих углов не должна превышать $(1 \div 3) \cdot 10^{-5}$ рад.

Степень корреляции существенным образом зависит от длины трассы распространения пучков, уровня турбулентности на ней и, в общем случае, определяется параметром β^2 . На рис. 6,*б* представлены соответствующие данные, рассчитанные для трассы длиной $L = 3$ км, когда $\rho = -3$ км и $w = 25$ см с параметрами турбулентности $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, т.е. $\beta^2 = 1,584$. Видно, что в этом случае требования к совпадению пучков по наклону их волновых фронтов более жесткие, а именно: для уровня корреляции e^{-1} они должны совпадать с точностью $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ рад, а для уровня $0,9$ – с точностью $5 \cdot 10^{-6}$ рад, т.е. на порядок выше, чем для модельной лабораторной трассы.

Аналогичным образом можно определить требования к совпадению кривизны волновых пучков, прошедших через турбулентный слой атмосферы, в плоскости наблюдения. В этом случае функцию взаимной корреляции в плоскости наблюдения для гауссовых пучков с разными радиусами кривизны волнового фронта на входе в турбулентную среду ρ_1 и ρ_2 , но с одним и тем же значением радиуса пучка w по уровню спада интенсивности e^{-2} можно определить как

$$C(x, \rho_1, \rho_2) = \langle E_2(x, \rho_1) E_2^*(x, \rho_2) \rangle. \quad (15)$$

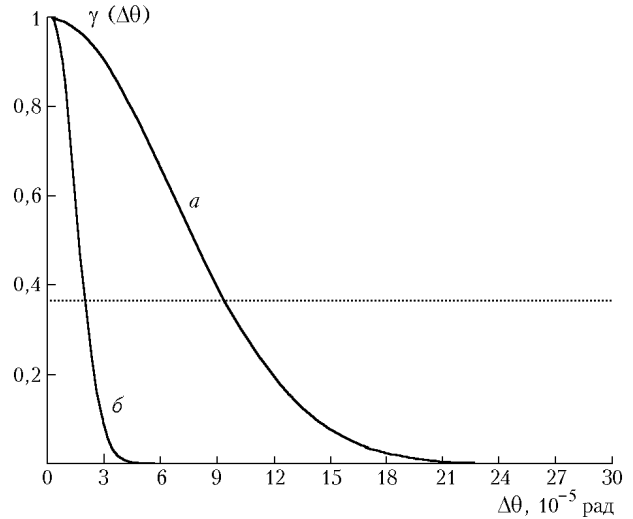


Рис. 6. Нормированная корреляционная функция излучения в плоскости наблюдения для гауссовых пучков, прошедших через турбулентный слой под разными углами θ_1 и θ_2 к плоскости наблюдения ($\Delta_0 = \theta_1 - \theta_2$): *a* – $L = 240$ м, $w = 65$ мм, $\rho = -240$ м. $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta^2 = 0,309$; *б* – $L = 3$ км, $\rho = -3$ км, $w = 25$ см, $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta^2 = 1,584$

Аналогично рассмотрению, проведенному ранее (подставляя в (15) соотношения (8), используя (10) в приближении (11) и выполняя интегрирование), получим для корреляционной функции соотношение

$$C(x, \rho_1, \rho_2) = E_0^2 \pi^2 / \lambda^2 L^2 \left(\frac{2}{w^2} + \frac{ik}{2\Delta_\rho} \right) Q_2 \exp \{ k^2 (x^2 + y^2) / (4L^2 Q_2) \}, \quad (16)$$

где

$$Q_2 = \frac{1}{2w^2} + \frac{ik}{8\Delta_\rho} + \frac{1}{l_0^2} + \frac{k^2}{16S_\rho [(2/w^2) + ik / (2\Delta_\rho)]};$$

$$\frac{1}{\Delta_\rho} = \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}; \quad \frac{1}{S_\rho} = \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} + \frac{2}{L}.$$

На рис. 7 показаны графики нормированной корреляционной функции

$$c(\rho_1, \rho_2) = |C(x, \rho_1, \rho_2) / C(x, \rho_1, \rho_1)|, \quad (17)$$

рассчитанной для начала координат в плоскости наблюдения $x = 0, y = 0$.

Зависимость корреляционной функции (кривая рис. 7,*a*) от значения ρ_2 (нижняя шкала ординат) при фиксированном значении ρ_1 рассчитана для лабораторных условий: трасса длиной $L = 240$ м, радиус пучка w по уровню спада интенсивности $e^{-2} = 65$ мм, $\rho_1 = -240$ м (излучение сфокусировано в плоскости наблюдения); уровень турбулентности на трассе соответствует $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta^2 = 0,309$. На рис. 7,*б* показана аналогичная зависимость от величины ρ_2 (верхняя шкала ординат), соответствующая трассе $L = 3$ км, т.е. $\rho_1 = -3$ км, $w = 25$ см с параметрами турбулентности $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta^2 = 1,584$.

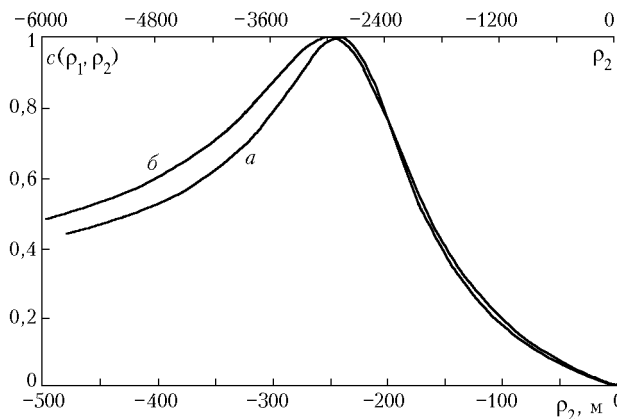


Рис. 7. Нормированная корреляционная функция излучения для пучков с разными радиусами кривизны волнового фронта ρ_1 , прошедших через турбулентный слой: $a - \rho_1 = -240, x = 0, y = 0$; $b - \rho_1 = -3000, x = 0, y = 0$

Как видно из приведенных графиков, требования к совпадению кривизны волновых фронтов сканирующего и силового пучков менее жесткие. Нормированная корреляционная функция падает не ниже 0,9 при несовпадении ВФ $\pm 10\%$. Как видно из приведенных расчетов, требования к качеству ОВФ-зеркала, которое должно использоваться в схеме двухпроходowego усилителя, являются достаточно высокими.

Заключение

На основе анализа результатов экспериментальных исследований прохождения излучения мощного импульсно-периодического CO_2 -лазера через атмосферу и проведенных численных оценок выявлены особенности взаимодействия такого излучения с реальной атмосферой, существенные для определения эффективности его доставки на удаленные объекты. Прямая регистрация оптического качества атмосферного тракта силового пучка подтверждает возникновение тепловых искажений этого тракта при плотности мощности излучения на входе в трассу не менее 15 Вт/см^2 . При плотности мощности лазерного пучка в области перетяжки $20 \div 40 \text{ Вт/см}^2$ наблюдается значительное снижение эффективности доставки излучения в малый (меньше дифракционного размера) пространственный угол.

В условиях реальной атмосферы эффект теплового самовоздействия частично экранируется атмосферной турбулентностью и в целом слабо влияет на эффективность доставки излучения. Показано, что для правильной оценки этого эффекта необходима корректировка значений действительной и мнимой частей коэффициента преломления атмосферных аэрозолей на длине волны $10,6 \text{ мкм}$, которые обычно используются в расчетах поглощенной лазерной энергии. (Вопросы нелинейного ослабления в водном аэрозоле подробно рассмотрены в [22, 23].)

Заметное влияние на эффективность транспортировки мощного излучения через всю толщу атмосферы оказывают такие факторы, как монохроматичность линии генерации, столкновительные сдвиги центра ли-

нии генерации и центра линии поглощения атмосферного углекислого газа.

Атмосферная турбулентность существенно ограничивает эффективность доставки излучения CO_2 -лазера мощностью до 30 кВт на приземных атмосферных трассах. Экспериментальные результаты и численные оценки в исследованном диапазоне условий указывают на слабую зависимость блуждания пятна от расходимости и начального размера лазерного пучка.

Поскольку проведенный анализ показывает, что существенно повысить интенсивность излучения на оси доставленного пучка путем увеличения выходной апертуры формирующего телескопа при сильной турбулентности ($C_n^2 > 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$) невозможно, то для оптимизации доставки излучения в турбулентной атмосфере необходима разработка специальных алгоритмов управления лазерным лучом. Рассмотрены возможности одного из таких алгоритмов – алгоритма «яркого спекла» – для стабилизации положения пучка на удаленном приемнике, и определены требования к точности совпадения волновых фронтов пробного и силового лазерных пучков, обеспечивающие работоспособность алгоритма.

Авторы признательны Н.Ф. Борисовой, Л.А. Глушченко, В.Л. Окулову за помощь при выполнении ряда численных расчетов.

1. Carrick P., Mead F., Myrabo L. // Optics and Photonics News. January 1999. V. 42. P. 23–25.
2. Агейчик А.А., Белоусова И.М., Горячкин Д.А. и др. // Оптический журнал. 1999. № 11. С. 5–14.
3. Агейчик А.А., Горячкин Д.А., Котяев О.Г. и др. // Оптический журнал. 1999. № 11. С. 15–22.
4. Агейчик А.А., Богданов М.П., Валуев В.В. и др. // Оптический журнал. 1999. № 11. С. 23–33.
5. Белоусова И.М., Глухих И.В., Дутов А.В. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 2. С. 260–265.
6. Агалаков Ю.Г., Буланин М.О., Берцев В.В. и др. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. Вып. 3. С. 493–495.
7. Aras P., Arie E., Boulet C. et al. // J. Chem. Phys. V. 73. № 10. P. 5383–5384.
8. Борисова Н.Ф., Букова Е.С., Осипов В.М., Цуканов В.В. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. Вып. 1. С. 60–66.
9. Василенко Л.С., Скворцов М.Н., Чеботяев В.П. и др. // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. 32. Вып. 6. С. 1123–1129.
10. Sooho K.L., Freed Ch., Thomas J.E. et al. // IEEE Journal of Quant. Electr. 1985. QE21. № 8. P. 1159–1171.
11. Борисова Н.Ф., Осипов В.М., Павлов Н.И. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 12. С. 2505–2507.
12. Осипов В.М., Борисова Н.Ф., Галанцева О.М. и др. // Оптический журнал. 1999. № 11. С. 39–46.
13. Окулов В.Л., Резунков Ю.А., Сидоровский П.В. и др. // Оптический журнал. 1999. № 11. С. 39–46.
14. Атмосфера (справочник). Л.: Гидрометеиздат, 1991. 508 с.
15. Филиппов В.А., Макаров А.С., Иванов В.П. // Доклады АН СССР. 1982. Т. 265. № 6. С. 1353–1356.
16. Андреев С.Д., Борисова Н.Ф., Ивлев Л.С. и др. // Оптические характеристики аэрозолей в прибрежной зоне Финского залива ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$). II Международная конференция «Естественные и антропогенные аэрозоли»: Сборник тезисов. С.-Пб.: СПбГУ, 1999. С. 19–20.
17. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
18. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
19. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л. и др. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.

20. *Sherstobitov V.E., Kuprenyuk V.I., Goryachkin D.A. et al.* // Proceedings of SPIE. 1999. V. 3684. p. 51.
21. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.

22. *Погодаев В.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 339–344.
23. *Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. и др.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 7. С. 700–707.

V.M. Osipov, I.A. Popov, Yu.A. Rezunkov. **Peculiarities of repetitively-pulsed CO₂-laser radiation transportation through the atmosphere.**

In the paper, peculiarities of interaction of 30 kW repetitively-pulsed CO₂-laser radiation with an air medium, which affect a precision of the laser radiation energy delivery to a remote receiver, are examined based on the data of theoretical and experimental investigations of the interaction processes.