

С.Д. Бураков, А.П. Годлевский, В.В. Носов, С.А. Останин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА CO₂ С ДЛИННЫМ РЕЗОНАТОРОМ ДЛЯ АТМОСФЕРНО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Приводятся результаты измерений флуктуации интенсивности непрерывного CO₂-лазера с резонатором длиной 110 м. Получена связь вероятности возникновения генерации со структурной характеристикой показателя преломления атмосферы и добротностью резонатора, которая позволяет определять коэффициент поглощения на атмосферной трассе. Минимально регистрируемый коэффициент поглощения на трассе, измеренный экспериментально, составил $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Обнаружено, что при различных значениях структурной характеристики показателя преломления импульс генерации, соответствующий максимальному в выборке, имеет постоянную величину.

Известно, что в области основной полосы генерации лазера на CO₂ спектр поглощения атмосферы имеет окно прозрачности. В связи с этим лазерные трассовые измерители для решения ряда задач атмосферной оптики, например, таких как измерение спектральной и общей прозрачности, определение оптических искажений пучка в турбулированной атмосфере и ряда других, должны иметь оптическую трассу порядка километра и более. Создание для указанных целей высококачественных оптических систем связано с большими техническими трудностями, устранить которые можно с помощью лазерного внутрирезонаторного метода, позволяющего при малых оптических длинах сохранить чувствительность к энергетическим изменениям излучения на трассе.

В статье приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований кинетики генерации лазера на CO₂ с длиной резонатора до 110 м, большая часть которого находилась в приземной атмосфере. В настоящее время имеется буквально несколько предварительных исследований лазеров с длинным резонатором в реальной атмосфере [1–2].

Теоретический анализ

Одной из характеристик, связывающих параметры атмосферной трассы с режимом работы лазера (рис. 1), является вероятность появления генерации излучения в резонаторе. Для импульсного режима работы лазера с продолжительностью каждого импульса $T_i (i = 1, m)$ вероятность генерации P определяется соотношением $P = \sum_{i=1}^m T_i = T$, где T — временной интервал, в течение которого появилось m импульсов. Таким образом, P — это отношение суммарного времени генерации излучения к величине временного интервала, на котором производятся наблюдения. Для атмосферных трасс за интервал наблюдения T можно принять временной интервал, в течение которого средние характеристики турбулентности остаются приблизительно постоянными. Как показано в [4], длительность такого интервала составляет $5 \div 7$ мин. Получим аналитические оценки для вероятности генерации излучения P на атмосферных трассах.

На достаточно коротких атмосферных трассах, в области слабых флуктуации интенсивности, радиус корреляции флуктуации интенсивности, как это следует из [3], сравним с начальным радиусом пучка. Это означает, что флуктуации интенсивности проявляются только в случайных уходах оси пучка от первоначального направления. Эффекты, связанные с разрушением внутренней структуры пучка, имеют второй порядок малости. Действие турбулентной атмосферы в рамках рассматриваемого приближения, таким образом, сводится к повороту фазового фронта волны на некоторый угол.

Пусть \mathbf{R}_c — радиус-вектор энергетического центра тяжести пучка, сформированного коллиматором 3 (см. рис. 1), прошедшего далее слой 4 турбулентной атмосферы длиной L , отраженного зеркалом 5 и принимаемого вновь в плоскости входного зрачка коллиматора 3. Тогда дополнительный угловой наклон фазового фронта оптической волны, приобретенный на атмосферной трассе с отражением, выражается через \mathbf{R}_c следующим образом:

$$\alpha = \mathbf{R}_c / 2L, \quad \alpha = (\alpha_y, \alpha_z). \quad (1)$$

Если модуль угла (1) не превышает некоторого критического значения: $b: |\alpha| = \sqrt{\alpha_y^2 + \alpha_z^2} \leq b$ (для резонатора с некруглым сечением, модули компонент вектора α не превышают некоторых критичес-

ких величин $b_y, b_z, |\alpha_y| \leq b_y, |\alpha_z| \leq b_z$, то имеет место процесс усиления волны и происходит генерация оптического излучения в резонаторе. Величина $b(b_y, b_z)$ является характеристикой углового спектра и добротности резонатора. В общем случае b зависит от геометрических размеров трубки a_0 и Δ (см. рис. 1), коэффициента усиления активной среды k , коэффициента поглощения τ и определяется из соотношения $b = a_0(1 - e^{-\tau k \Delta})$. Таким образом, процесс генерации излучения наблюдается, если $|\alpha| \leq b, |\mathbf{R}_c| \leq 2Lb \equiv \eta$.

Координаты центра тяжести пучка $y_c, z_c, \mathbf{R}_c = (y_c, z_c)$, как это следует из [3, 4], являются независимыми нормальными случайными величинами с совместной плотностью вероятности:

$$p(y_c, z_c) = \frac{1}{2\pi\sigma_{y_c}\sigma_{z_c}} \exp\left\{-\frac{y_c^2}{2\sigma_{y_c}^2} - \frac{z_c^2}{2\sigma_{z_c}^2}\right\}, \quad \langle y_c \rangle = \langle z_c \rangle = 0, \quad (2)$$

где $\sigma_{y_c}^2 = \langle y_c^2 \rangle, \sigma_{z_c}^2 = \langle z_c^2 \rangle$ – дисперсии смещений центра тяжести пучка по координатам y и z соответственно. Для однородной и изотропной турбулентности $\sigma_{y_c}^2 = \sigma_{z_c}^2$ [3] и $\langle \mathbf{R}_c^2 \rangle = 2\sigma_{y_c}^2$.

С помощью плотности вероятности (2) можно записать выражение для вероятности $P(|\mathbf{R}_c| \leq \eta)$ события $|\mathbf{R}_c| \leq \eta$ или, как следует из вышеизложенных соображений, для вероятности генерации излучения P :

$$P = P(|\mathbf{R}_c| \leq \eta) = \int dy_c dz_c p(y_c, z_c) = 1 - \exp(-\eta^2 / \langle \mathbf{R}_c^2 \rangle). \quad (3)$$

Вычислим значение среднего квадрата координат центра тяжести пучка $\langle \mathbf{R}_c \rangle$ на трассе с отражением. Для величины \mathbf{R}_c согласно [3, 4] имеем

$$\mathbf{R}_c = \frac{1}{2P_0} \int_0^{2L} d\xi (2L - \xi) \int d^2\mathbf{R} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon(\xi, \mathbf{R}) I(\xi, \mathbf{R}),$$

где L – длина атмосферной трассы [от коллиматора 3 до зеркала 5 (рис. 1)]; $I(\xi, \mathbf{R})$ – интенсивность излучения (ξ – продольная, $\mathbf{R}(y, z)$ – поперечные координаты); $P_0 = \int d^2\mathbf{R} I(\xi, \mathbf{R})$ – полный поток энергии в пучке, являющийся постоянной величиной в любой точке атмосферной трассы [4]; $\varepsilon(\xi, \mathbf{R})$ – случайное поле диэлектрической проницаемости среды на трассе с отражением, $\langle \varepsilon \rangle = 0$,

$$\varepsilon(\xi, \mathbf{R}) = \varepsilon_1(\xi, \mathbf{R})\theta_{0,L}(\xi) + \varepsilon(L - \xi, \mathbf{R})\theta_{L,2L}(\xi),$$

где $\varepsilon(\xi, \mathbf{R})$ – поле диэлектрической проницаемости в объеме между коллиматором 3 и зеркалом 5, а функция $\theta_{a,b}(\xi)$ является характеристической функцией интервала (a, b) , $b \geq a$:

$$\theta_{a,b}(\xi) = \begin{cases} 0, & \xi < a, \xi > b \\ 1, & a \leq \xi \leq b. \end{cases}$$

Используя математические методы, развитые в [4], для дисперсии случайных смещений пучка $\langle \mathbf{R}_c^2 \rangle = \langle y_c^2 \rangle + \langle z_c^2 \rangle$ получим выражение:

$$\langle \mathbf{R}_c^2 \rangle = \frac{\pi A_0}{2} \left[\int_0^L d\xi (2L - \xi)^2 C_\varepsilon^2(\xi) S(\xi) + \int_L^{2L} d\xi (2L - \xi) C_\varepsilon^2(L - \xi)(\xi) \right], \quad (4)$$

где

$S(\xi) = \int d^2\mathbf{x} \kappa \kappa^{-5/3} (1 - \exp(-\kappa/\kappa_0)) \exp(-\kappa^2/a_\xi^2/2)$, $A_0 = 0,033$; $C_\varepsilon^2(\xi)$ – профиль структурной характеристики флуктуации диэлектрической проницаемости среды вдоль трассы распространения излучения: $\kappa_0 = 2\pi/l_0$; $l_0 = l_0(\xi)$ – внешний масштаб атмосферной турбулентности; $a_\xi(\xi)$ – эффективный радиус пучка вдоль трассы.

Для однородной и изотропной турбулентности ($\langle y_c^2 \rangle = \langle z_c^2 \rangle$) на коротких ($a_\xi(\xi) = a_\xi$), горизонтальных ($C_\varepsilon^2(\xi) = C_\varepsilon^2 = \text{const}$) и приподнятых над подстилающей поверхностью ($h \gg a$, a – средняя высота луча над поверхностью) трассах выражение (3) упрощается:

$$\langle R_c^2 \rangle = 1,36 \cdot 2L^3 C_s a^{-1/3} (1 - \beta^{-16});$$

$$\beta = \frac{2}{\kappa_n^2 a^2} = \frac{l_n^2}{2\pi^2 a^2} = \left(\frac{\kappa_n \hat{h}}{\sqrt{\frac{1}{2} \pi a}} \right)^2, \quad \beta \gg 1,$$

где κ — постоянная Кармана ($\kappa = 0,4 \div 0,7$) (3).

Таким образом, соотношения (3)–(5) простым способом связывают характеристики турбулентной атмосферы (C_s, l_0) и энергетическую характеристику генерации лазера P . Измеряя вероятность генерации лазера P , можно судить о состоянии турбулентной атмосферы (например, отыскать значение C_s^2). Для этого необходимо знать величину b , характеризующую угловой спектр резонатора. Эта величина может быть измерена экспериментально.

Эксперимент

Общая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Лазер состоял из газоразрядной трубки ГЛ–502, телескопа типа Кассегрена с диаметром большого зеркала 150 мм и выносного отражателя с алюминиевым покрытием. Расстояние от выносного отражателя до телескопа Кассегрена, то есть длина резонатора лазера, изменялась дискретно 20 и 110 м. Конструктивно газоразрядная трубка, телескоп и выносной отражатель расположены на одной оптической оси и смонтированы на железобетонных тумбах. Часть излучения, отраженного от окна трубки, поступала на фоторезистор типа ФСГ–22–ЗА, электрический сигнал с которого фиксировался системой регистрации и обработки. Последняя включала в себя программно перестраиваемый узкополосный цифровой фильтр низких частот, необходимый для фильтрации шумов блока питания лазера, аналого-цифровой преобразователь с управляемой частотой дискретизации (время преобразования АЦП — $1 \cdot 10^{-6}$ с, число разрядов — 10, емкость буферного запоминающего устройства — 64 Кбайт) и вычислительный комплекс типа МЭРА–КАМАК-60. Вычислительный комплекс осуществлял амплитудный и спектральный анализ поступаемых сигналов.

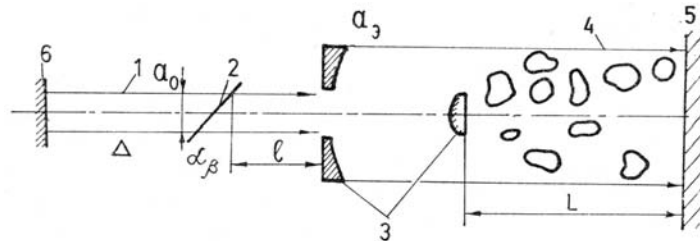


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — газоразрядная трубка; 2 — окно под углом Брюстера; 3 — зеркало телескопа Кассегрена; 4 — поглощающая среда на трассе; 5, 6 — зеркала резонатора лазера

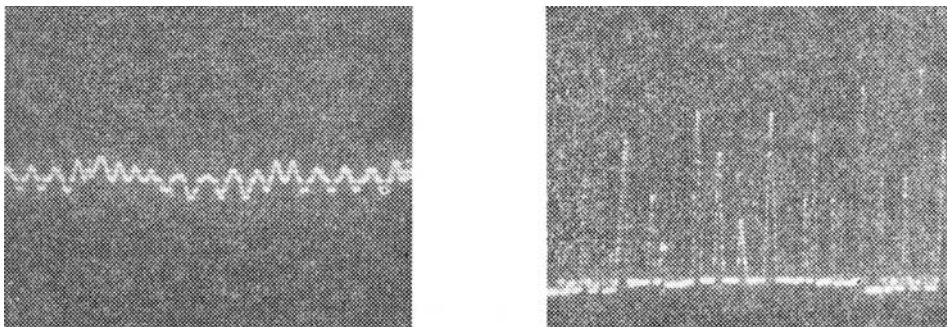


Рис. 2. Кинетика генерации лазера с резонатором длиной 20 м (а); 110 м — (б)

Измерения кинетических характеристик излучения лазера с длинами резонатора 20 и 110 м соответственно показали, что в первом случае (рис. 2, а) спектр мощности лазера характеризовался случайными флуктуациями с глубиной модуляции 0,5–3%, средняя мощность генерации составляла при этом 1,5–1,7 Вт. Во втором случае генерация носила характер кратковременных пиков с хаотичным распределением по времени и амплитуде (рис. 2, б). Причем характер генерации сохранялся практически для любых величин структурной характеристики показателя преломления C_n^2 на исследуемой трассе

(эксперименты проводились в различное время года, суток и в разных метеоусловиях). Средняя мощность генерации составляла в этом случае от 0,5 до 1,2 Вт в зависимости от величины C_n^2 .

Амплитудный анализ импульсов генерации лазера с длиной резонатора 110 метров при различных величинах C_n^2 показал, что по крайней мере при $C_n^2 = 1,0 \cdot 10^{-14} \div 1,0 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}$ в амплитудном спектре, при достаточном времени накопления (до 3 мин) при $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, всегда имеется значение, соответствующее максимальной амплитуде импульса и не зависящее по величине при неизменных прочих условиях от величины C_n^2 . На рис. 3, б показан вид плотности распределения вероятности по амплитудам в вечернее время ($C_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$), а на рис. 3, а — в утреннее ($C_n^2 = 3,0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$). Из сравнения видно, что с усилением турбулентности максимум амплитудного распределения смещается в низкоамплитудную область и форма распределения трансформируется. Низкоамплитудный склон имеет форму нормального распределения, а высокоамплитудный стремится к форме экспоненциального распределения. Значение плотности вероятности, соответствующее максимальной амплитуде, в обоих случаях лежит в одном и том же интервале интенсивностей, хотя плотность вероятности в случае $C_n^2 = 3,0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ существенно больше. Следовательно, при сильной турбулентности выборка амплитуд импульсов будет представлена при большем времени накопления. Частота следования импульсов в наших экспериментах флуктуировала в пределах с $\Delta\omega = 4,2 \text{ Гц}$ и со средним значением $\omega = 49,4 \text{ Гц}$ при $C_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ и с $\Delta\omega = 2,3 \text{ Гц}$, $\omega = 47,6 \text{ Гц}$ при $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$. В обоих случаях для появления импульса с максимальной амплитудой достаточно было выборки из 3000 значений. Длительность импульса флуктуировала в диапазоне от 5 до 25 миллисекунд.

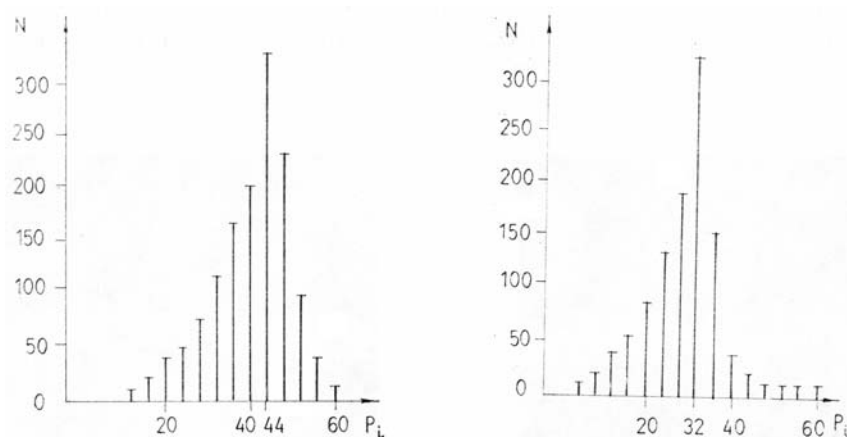


Рис. 3. Спектр распределения амплитуд импульсов: а — при $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$; б — при $C_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$

Максимальная амплитуда в распределении, по нашему мнению, соответствует ситуации, когда вклад турбулентности в изменение амплитуды импульса минимален и амплитуда определяется только добротностью резонатора, накачкой и ослаблением на трассе. Исходя из проведенного теоретического анализа, для любой величины C_n^2 из выражений (3)–(5) можно рассчитать необходимое время накопления. Практически это возможно реализовать, вырабатывая сигнал окончания накопления в случае отсутствия приращения максимального значения амплитуды импульсов в выборке. «Насыщение» максимума служит в этом случае показателем представительности выборки.

Минимальный коэффициент поглощения, полученный экспериментально, оставил $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Этот коэффициент был определен следующим образом: абсорбционным методом измерялось поглощение облака аэрозоля, концентрация которого в известное количество раз была больше, чем при измерениях внутрирезонаторным методом. Этими же методами измерялось ослабление ацетатной пленки, число слоев которой варьировалось в зависимости от метода измерения.

Таким образом, при отсутствии технических возмущений представляется возможным определение малых вариаций поглощения атмосферы на коротких трассах в широком диапазоне флуктуаций структурной характеристики коэффициента преломления атмосферы, которая определяет лишь время съема информации.

В заключение отметим, что лазер с длинным резонатором можно использовать также для обнаружения слабых конвективных потоков воздуха.

1. Linford Gary J., Peressin Engeneer R. et al. — Appl. Opt., 1974, v. 13, № 2, p. 379–390.
2. Годлевский А.П., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. — Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, с. 150.

3. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере/Гурвич А.С., Кон А.И. и др. — М.: Наука, 1976. — 277 с.
4. Mironov V.L., Nosov V.V. — J. Opt. Soc. Amer., 1977, v. 67, № 8, p. 1073–1080.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
29 марта 1988 г.

S.D. Burakov, A.P. Godlevsky, V.V. Nosov, S.A. Ostanin. **Investigation Long-Resonator CO₂-Laser for Optical Atmospheric Observations.**

Intensity fluctuation for a continuous CO₂-laser with a 110 m cavity were measured. The probability of occurrence of laser action was found to be related with the structural characteristic of the atmospheric refractive index and the cavity Q-factor, which allows determination of the path-averaged absorption coefficient. The minimum detectable absorption for the system of interest was $2.5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$. For different values of the structural characteristic laser pulse intensity was constant for all the data sets available.