

Исследование мелкомасштабных неоднородностей активной среды прокачных CO_2 -лазеров.

Часть 2

**В.Я.Панченко, С.А.Буяров, М.Г.Галушкин, В.С.Голубев,
Р.В.Гришаев, В.Д.Дубров, Ю.Н.Завалов**

Приведены промежуточные результаты исследования влияния неравновесности лазерно-активной среды на тепловыделение и параметры турбулентного течения в быстропрокачном CO_2 -лазере. Показано, что амплитуда турбулентных пульсаций плотности и показателя преломления активной среды зависит от уровня лазерной накачки и степени насыщения среды лазерным излучением. Приведены результаты экспериментов, по измерению спектров продольных пульсаций плотности и поперечных пульсаций скорости потока лазерной смеси, полученные методами люминесценции и внутриврезонаторного четырехволнового смешения.

1. Введение

Качество излучения современных мощных CO_2 -лазеров с конвективным отводом тепла из объема рабочей камеры является одной из основных его характеристик. Среди ряда важных факторов влияющих на качество лазерного пучка исследуются такие как неоднородность накачки активной среды [1,2], статические оптические неоднородности лазерной смеси [3], или вибрации оптической оси резонатора [4,5]. К этим факторам добавляются и мелкомасштабные неоднородности коэффициента рефракции активной среды возникающие из-за турбулентности газового потока. Вследствие относительно малого пространственного масштаба и временной нестационарности очень трудно устранить влияние турбулентных пульсаций плотности на оптическую однородность активной среды. В то же время турбулизация потока лазерной смеси часто применяется, потому что в турбулентном потоке повышается устойчивость разряда и расширяется объем при накачке с использованием разряда постоянного тока [6].

В последнее время разработаны несколько типов CO_2 -лазеров мощностью от 25 до 50 кВт [7,8]. Назначение таких лазеров — транспортировка луча на расстояния от 20-50 м (утилизация ядерных отходов [9]) до сотен метров (для проведения аварийно-

спасательных работ в зонах огневого контакта [10]). В этом случае особенно важным параметром лазера становится пространственная яркость его излучения. При этом проблема достижения высокого качества излучения усложняется с ростом мощности лазера. Для того чтобы поднять мощность лазера необходимо увеличить давление, расход газа и апертуру резонатора. Следствием роста этих параметров становится увеличение числа Рейнольдса, а, значит, и возрастает степень турбулизации потока, приводящее к ухудшению качества излучения [5,11]. Другой способ повышения выходной мощности — увеличение длины активной среды, что, в свою очередь, приводит к увеличению длины турбулентной оптической трассы. Еще один путь — увеличение энергозатрат, ведет к тому же результату: увеличиваются как статические неоднородности газовой среды [12], так и турбулентные.

Влияние на турбулентность многокомпонентной смеси пространственной неоднородности температуры, а также тепловыделения в активной лазерной среде, к тому же зависящего от температуры, усложняет процесс турбулентности. Поэтому известная теория турбулентности, развитая для однородной среды, описывает не все свойства этого явления. Теоретический анализ параметров турбулентного потока лазерной среды в объеме резонатора быстропроточных лазеров затруднен тем обстоятельством,

что с газодинамической точки зрения объем резонатора представляет собой начальный участок турбулентного потока. Поэтому параметры турбулентного потока на таком участке зависят от “предыстории потока” и носят неустановившийся характер. В частности, конструктивные элементы газодинамического контура на входе в газоразрядную трубку задают масштаб и степень турбулизации потока.

В данной работе на базе оценочных моделей и экспериментальных результатов рассматриваются основные особенности структуры турбулентного потока активной среды мощных CO₂-лазеров.

2. Соотношение между флуктуирующими величинами при однородной адиабатической турбулентности

Прежде чем переходить к рассмотрению вопроса о влиянии неоднородности температуры и тепловыделения на структуру турбулентности, приведём здесь некоторые из известных соотношений теории турбулентности, которые будут нами использоваться в этой работе. В модели турбулентности Колмогорова полагается, что плотность газа есть постоянная величина (несжимаемая среда), что справедливо для малых чисел Маха удовлетворяющих условию $M < 1$, ($M = v_0/a$, a — скорость звука, v_0 — скорость потока) [13].

По закону Колмогорова, в инерционном интервале пульсаций скорости v связаны со своим масштабом l по формуле

$$\tilde{v}^2 = C_v^2 l^{2/3}. \quad (1)$$

Одновременно с этими пульсациями происходят пульсации температуры T , давления p и, соответственно, малые пульсации плотности ρ . При этом, если выполняется условие

$$\frac{l}{v} \ll \frac{l^2}{\chi} \quad (lv \gg \chi),$$

где χ — коэффициент температуропроводности, то турбулентность является адиабатическим процессом [14].

В инерционном интервале масштабов пульсаций скорости можно пренебречь обычной вязкостью. Поэтому связь пульсаций давления и температуры с пульсациями скорости определяется в рамках модели Колмогорова из уравнения Бернулли:

$$\rho_0 \frac{(v_0 + \tilde{v})^2}{2} + (p_0 + \tilde{p}) = const. \quad (2)$$

В результате, с учетом $p_0 = \rho B T_0$, $a = (\gamma B T_0)^{1/2}$, где $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, $B = R/\mu$ — удельная

газовая постоянная, зависящая от молекулярного веса газа μ , R — универсальная газовая постоянная, $p_0 \gg \tilde{p}$, $\rho_0 \gg \tilde{\rho}$, имеем:

$$\frac{\tilde{p}}{p_0} = \gamma M^2 \frac{\tilde{v}}{v_0}, \quad (3)$$

$$\frac{\tilde{T}}{T_0} = (\gamma - 1) M^2 \frac{\tilde{v}}{v_0}. \quad (4)$$

С другой стороны, в силу адиабатичности турбулентности, имеем

$$(p_0 + \tilde{p})(\rho_0 + \tilde{\rho})^{-\gamma} = const. \quad (5)$$

Из (5) находится взаимосвязь относительных пульсаций давления и плотности:

$$\frac{\tilde{p}}{p_0} = \gamma \frac{\tilde{\rho}}{\rho_0}. \quad (6)$$

Если принять во внимание (3), то из (6) следует, что

$$\frac{\tilde{\rho}}{\rho_0} = M^2 \frac{\tilde{v}}{v_0}. \quad (7)$$

В задачах распространения световых волн в турбулентной среде основное значение имеют пульсации показателя преломления δn , вызываемые пульсациями скорости v . В общем случае, изменение показателя преломления может вызываться изменением плотности и температуры:

$$\delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_S \tilde{\rho} + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho \tilde{T}, \quad (8)$$

где S — энтропия.

Для жидкостей и газов обычно выполняется

$$\left| \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_S \right| \gg \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho.$$

Как следует из (4) и (7), величины $\tilde{\rho}/\rho_0$ и \tilde{T}/T_0 имеют близкие значения. Поэтому выражение (8) для турбулентной среды упрощается:

$$\delta n \approx \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_S \tilde{\rho}, \quad (9)$$

причём для газов

$$\delta n = K_{GD} \tilde{\rho}, \quad (10)$$

где K_{GD} — коэффициент Гладстона-Дейла, который оценивается по формуле

$$K_{GD} \approx \frac{n_H - 1}{\rho_H},$$

где n_H , ρ_H — показатель преломления и плотность газа при нормальных условиях.

Следовательно, выражение (9) для турбулентных пульсаций показателя преломления газа имеет вид

$$\delta n \approx \frac{n_H - 1}{\rho_H} \rho_0 \frac{\tilde{\rho}}{\rho_0}. \quad (11)$$

С учётом (7), формула (11) записывается в виде

$$\delta n \approx M^2 (n_H - 1) \frac{\rho_0}{\rho_H} \frac{\tilde{v}}{v_0}. \quad (12)$$

Соответственно, имеем для структурных характеристик соотношения $C_T^2 = (\gamma - 1)^2 M^4 C_v^2$, $C_p^2 = M^4 C_v^2$, $C_n^2 = M^4 (n_H - 1)^2 (\rho_0 / \rho_H)^2 C_v^2$, где $M < 1$.

3. Оценка изобарических флуктуаций плотности и температуры в турбулентном потоке с неоднородным распределением температуры

В потоке с пространственной неоднородным распределением температуры турбулентные пульсации скорости могут сопровождаться изобарическими флуктуациями температуры, и, соответственно, плотности и показателя преломления. Кроме того, вдоль по потоку в газоразрядной трубке происходит диссипация энергии накачки. Локальная скорость диссипации носит нелинейный характер. В самостоятельном разряде это связано, прежде всего, с резкой зависимостью частоты ионизации электронов с параметром E/N , где E — локальная напряженность электрического поля. Поэтому увеличивается контраст первоначальной неоднородности плотности газа в более плотных областях газа скорость накачки меньше скорости накачки в соседних, менее плотных областях. Соответственно, и локальная скорость тепловыделения будет разной, что увеличит разницу температур: там, где $\delta N < 0$, температура будет расти быстрее по сравнению с $\delta N > 0$. На масштабах времени l_0/a , l_0 — размер неоднородности, a — скорость звука это означает, что там, где плотность была меньше, она еще более уменьшится. Здесь необходимо учесть, что локальная скорость тепловыделения увеличивается в присутствии лазерного излучения, ускоряющего релаксацию с верхнего лазерного уровня. С другой стороны скорость релаксации колебательных квантов растет с ростом температуры газа.

Сначала рассмотрим влияние на характеристики турбулентного потока только неоднородность температуры без тепловыделения. Тогда, в потоке среды происходит конвективный перенос тепла, описываемый уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \nabla T = \chi \Delta T. \quad (13)$$

После линеаризации этого уравнения получаем

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{v} \nabla T_0 + v_0 \nabla \tilde{T} = 0. \quad (14)$$

При этом пренебрегаем правой частью уравнения (13), поскольку рассматривается инерционный интервал масштабов пульсации температуры, в котором можно пренебречь температуропроводностью.

Далее проинтегрируем все члены уравнения (14) по временному интервалу, равному времени существования пульсации скорости $t_p = l / \tilde{v}$. Тогда получим

$$\tilde{T}(t_p) + l \nabla T_0 + v_0 \frac{l}{\tilde{v}} \nabla \tilde{T}_a = 0, \quad (15)$$

где $\tilde{T}_a = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} \tilde{T} dt$. Для оценки можно положить, что

$\nabla \tilde{T}_a \approx -\tilde{T}_a / l$, причем $\tilde{T}(t_p)$ и \tilde{T}_a есть величины одного порядка.

Учитывая соотношение $\tilde{v} / v_0 \gg 1$, первым слагаемым в (15) можно пренебречь по сравнению с третьим. В итоге получаем

$$\tilde{T}_a \approx -l \frac{\tilde{v}}{v_0} \nabla T_0. \quad (16)$$

Эти флуктуации температуры происходят при постоянном давлении. Учитывая, что изобарические флуктуации температуры и плотности связаны соотношением $\tilde{\rho} / \rho_0 = -\tilde{T} / T_0$, для изобарических флуктуаций показателя преломления находим

$$\delta n_p \approx (n_H - 1) \frac{\rho_0}{\rho_H} \frac{\nabla T_0}{T_0} l \frac{\tilde{v}}{v_0}.$$

Здесь принято, что $\tilde{T}_a \approx \tilde{T}$.

Важно отметить, что изобарические флуктуации температуры (16) и, соответственно, показателя преломления (17) могут происходить только в неоднородном по температуре турбулентном потоке, когда $\nabla T_0 \neq 0$. Это имеет простое физическое объяснение: в однородной по температуре среде не происходит конвективного переноса тепла. Следует также заметить, что (16) остаётся справедливым только для $t > l / \tilde{v}$.

Из сравнения формул (12) и (17) видно, что изобарические флуктуации показателя преломления

будут превышать адиабатические турбулентные пульсациями показателя преломления, когда

$$\frac{\nabla T_0}{T_0} l \geq M^2. \quad (18)$$

Полагая приближённо, что $\nabla T_0 \approx T_0/d$, где d — пространственный масштаб неоднородностей температуры T_0 , выражение (18) записывается в виде

$$l/d \geq M^2. \quad (19)$$

Для быстропроточного CO_2 лазера характерными являются параметры $\nabla T \approx 10$ К/см, $d \approx 10$ см, $l_{\text{max}} \approx 0,5-1$ см, $T_0 \approx 300$ К, поэтому, согласно (18), при $M \approx 0,2$ изобарические флуктуации температуры могут вносить заметные изменения в характер зависимости $\tilde{\rho}(l)$ и $\delta n(l)$ в верхней области инерционного интервала значений l . В случае выполнения условия $M^2 \gg \Delta T_0 l / T_0$, влияние изобарических флуктуаций температуры на турбулентность становится очень малым.

Как следует из (17), изобарические флуктуации температуры имеют форму зависимости от пространственного масштаба, отличающуюся от закона Колмогорова в инерционном интервале.

4. Оценка влияния тепловыделения и температурной нелинейности на изобарические флуктуации температуры и плотности в турбулентном потоке

Теперь рассмотрим влияние на турбулентность тепловыделения в газовом потоке. При этом также будем учитывать зависимость удельной мощности тепловыделения от плотности и температуры. С этой целью, вместо (13) будем использовать следующее уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \nabla T = \chi \Delta T + \frac{1}{C_p \rho} q(T, \rho). \quad (20)$$

В инерционном интервале после линеаризации имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{v} \nabla T_0 + v_0 \nabla \tilde{T} = & - \frac{1}{C_p \rho^2} q(T, \rho) \frac{\partial \rho}{\partial T} \tilde{T} + \\ & + \frac{1}{C_p \rho} \left[\left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_\rho + \left(\frac{\partial q}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_\rho \right] \tilde{T}. \end{aligned} \quad (21)$$

Поступая так же, как при выводе (16), получаем

$$\begin{aligned} \tilde{v} \nabla T_0 - v_0 \frac{\tilde{T}}{l} = & - \frac{1}{C_p \rho_0^2} q(T, \rho) \frac{\partial \rho}{\partial T} \tilde{T} + \\ & + \frac{1}{C_p \rho} \left[\left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_\rho + \left(\frac{\partial q}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_\rho \right] \tilde{T}. \end{aligned} \quad (22)$$

С учетом стационарного решения $\nabla T_0 = q/v_0 C_p \rho_0$ и $(\partial \rho / \partial T)_\rho = -\rho/T$, запишем (22) в следующей форме:

$$\frac{\tilde{T}}{T_0} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{\partial \ln q}{\partial \ln T} \right)_\rho - \left(\frac{\partial \ln q}{\partial \ln \rho} \right)_\rho + \frac{C_p \rho_0 v_0 T_0}{q l} \frac{\tilde{v}}{v_0}} \frac{\tilde{v}}{v_0}. \quad (23)$$

Здесь важно выделить случай

$$\frac{q}{C_p \rho_0 T_0} \gg \frac{v_0}{l}, \quad (24)$$

когда изобарические флуктуации температуры при неоднородной температуре ($q, \nabla T_0 \neq 0$), также подчиняются закону Колмогорова. Тогда из (23) имеем

$$\frac{\tilde{T}}{T_0} \approx \frac{1}{1 + T_0 \left(\frac{\partial \ln q}{\partial T} \right)_\rho - \rho_0 \left(\frac{\partial \ln q}{\partial \rho} \right)_\rho} \frac{\tilde{v}}{v_0}. \quad (25)$$

Из формулы (23) следует, что изобарические флуктуации температуры и, соответственно, плотности, зависят, с одной стороны, от удельной мощности тепловыделения, а с другой — от производных $(\partial \ln q / \partial T)_\rho$ и $(\partial \ln q / \partial \rho)_\rho$, определяющих температурную нелинейность тепловыделения.

Здесь следует заметить, что само тепловыделение может иметь разную физическую природу. Например, кроме уже отмеченного тепловыделения в лазерной плазме, тепловыделение может возникать в результате линейного поглощения лазерного пучка на трассе его распространения ($q = \beta J$, β — коэффициент поглощения, J — интенсивность насыщения среды), а также вследствие химических реакций в потоке химически активных реагентов или из-за фотодиссоциации, сопровождающейся тепловыделением. Из формулы (23) видно, что температурная нелинейность тепловыделения может оказывать влияние на изобарические флуктуации температуры, в основном, в сторону их увеличения через изменение величины $\rho_0 (\partial \ln q / \partial \rho)$. Кроме того, изобарические флуктуации температуры зависят от интенсивности насыщающего лазерного излучения вследствие

эффекта светоиндуцированного тепловыделения $q(J)$ [15].

Численная оценка множителя перед \tilde{v}/v_0 в (23) для быстропотоочного CO_2 лазера показывает, что он существенно выше, чем при адиабатических пульсациях (4). Найдем критерий порога энерговклада q_1 , при котором становится важно влияние нагрева на пульсации рефракции турбулентной среды. Для быстропотоочного CO_2 лазера $T_0 \approx 300$ К, $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ г/см³, $q = 5$ Дж/(с·см³), $v_0 = 200$ м/с можно показать, что $q \ll C_p \rho_0 T_0 v_0 / l$ и поэтому

$$q_1 \approx M_0^2 C_p \rho_0 v_0 T_0 / l = v_0^3 \rho_0 / l.$$

При условии $v_0^3 \rho_0 / l \ll q < C_p \rho_0 T_0 v_0 / l$, вместо (12) имеем

$$\delta n \approx M^2 (n_H - 1) \frac{ql}{v_0^3 \rho_H} \frac{\tilde{v}}{v_0},$$

т.е. вид зависимости флуктуаций коэффициента рефракции от пространственного масштаба турбулентных пульсаций в этом случае отличается от колмогоровского (12).

5. Температурные нелинейности в активной среде CO_2 -лазера

Как следует из формулы (23), турбулентные изобарические флуктуации температуры зависят от температурной нелинейности удельного тепловыделения в разряде, которая характеризуется $d \ln q / dT$. Эта величина определяется и довольно детально анализируется ее влияние на устойчивость в [16]. При этом для разряда в активной среде CO_2 -лазера важно учитывать эффект светоиндуцированного тепловыделения, который для самостоятельного разряда постоянного тока для случая поперечной прокачки рассматривается в [17], а для быстрой аксиальной прокачки газа в [18]. Для емкостного ВЧ-разряда эти вопросы исследовались в работе [19]. Кроме светоиндуцированного эффекта на величину $\partial \ln q / \partial T$ в разряде активной среды CO_2 -лазера влияет параметрический эффект, обусловленный зависимостью релаксационных параметров молекулы CO_2 от температуры [16].

С учетом этих эффектов, проявляющихся в разряде CO_2 -лазера, пороговая удельная мощность накачки W , связанная с ионизационно-перегревной неустойчивостью, принимает вид:

$$W^* \geq \frac{c_p \rho \bar{T}}{\eta (1 + \hat{k})} \frac{2(\gamma_c + \gamma_n)}{\gamma_c \left(1 + \frac{\omega_1 J}{\omega_0 J_s}\right)} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{J}{J_s}\right) \frac{\gamma_c}{(\gamma_c + \gamma_n)} + \left(\frac{2\bar{v}}{L} + \frac{4\bar{D}_t}{R^2}\right) \tau_2 \right] \times \\ \times \left[\frac{\bar{v}}{L} + \frac{4\bar{\chi}_{th}}{R^2} + \frac{[\bar{T}(0) - T_0]}{\bar{T}(0)} \frac{\bar{v}}{L} \left(1 - \frac{\hat{k}_{VT}}{2}\right) \right] + \\ + \frac{\alpha J_s (\gamma_c + \gamma_n) \omega_3}{\gamma_c (1 + \hat{k}) \omega_0} \times \\ \times \left[\left(\frac{2\bar{v}}{L} + \frac{4\bar{D}_t}{R^2}\right) \tau_2 - \frac{\gamma_c}{(\gamma_c + \gamma_n)} \hat{k}_{VT} \right], \quad (26)$$

где c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении, η — эффективность передачи энергии разряда колебательным уровням, γ_c, γ_n — доли CO_2 и N_2 в смеси, $h\omega_3, h\omega_1$ — колебательная энергия верхнего и нижнего лазерных уровней, $\omega_0 = \omega_3 - \omega_1, J, J_s, \alpha$ — интенсивность лазерного излучения, интенсивность насыщения и коэффициент усиления слабого сигнала соответственно, χ_{th} — температуропроводность газа, D_t — коэффициент турбулентной диффузии, τ_2 — эффективное время релаксации верхнего лазерного уровня, $T(0)$ — температура на оси ГРТ, T_0 — здесь температура смеси на входе ГРТ, $\hat{k}_{VT} = \partial \ln k_{VT} / \partial \ln T$, $\hat{k} = \partial \ln W / \partial \ln T$, k_{VT} — скорость релаксации колебательных уровней, которая описывается формулой Ландау-Теллера [20] $k_{VT} = \text{const} \cdot \exp(-A/T^{1/3})$ (черта над символом в (26) означает усреднение вдоль по длине трубки.)

Полученное приближенное выражение (26) дает представление о характере зависимости порога развития тепловой неустойчивости от интенсивности лазерного излучения, основных параметров активной среды и физических свойств газа в потоке.

Например, при подстановке параметров экспериментальной установки $v = 180$ м/с, $l = 22$ см, $T = 500$ К, $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:6:10, D_t = 160$ см²/с, $\chi_t = 60$ см²/с, $\rho = 55$ г/м³, $J_s = 300$ Вт/см², $R = 1$ см, $\alpha = \alpha_0 / (1 + J/J_s), \alpha_0 = 1$ м⁻¹, $T_0 = 320$ К, $\tau_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ с, $\hat{k} = 8, \hat{k}_{VT} = 3, J = 0$, соотношение (26) выполняется при $\eta W^* \approx 15$ Вт/см³, а при интенсивности $J = 3J_s$, где J_s — интенсивность насыщения усиливающей среды, порог тепловой неустойчивости понижается и становится равным $\eta W^* \approx 12$ Вт/см³.

Из (26) следует, что при снижении скорости прокачки до определенного значения величина W^* становится отрицательной, то есть вследствие зависимости Ландау-Теллера разряд становится абсолютно неустойчивым. Если $W > W^* > 0$, то разряд конвективно-неустойчив, и вдоль по потоку внутри газоразрядной трубки лазера будет нарастать локальная неоднородность плотности газа:

$$\delta N(l) = \delta N_0 \exp(\Gamma t_p), \quad (27)$$

где δN_0 — неоднородность плотности газа на входе в разрядную область, Γ — характерная частота тепловой неустойчивости [19].

Особенности различных типов самостоятельного разряда учтены в (26) через параметр \hat{k} . В случае разряда постоянного тока значение $\hat{k} \approx I^* / kT$, где I^* — потенциал ионизации, лежит в диапазоне от 6 до 8. В случае ВЧ разряда значение \hat{k} зависит от частоты накачки. В представляющем практический интерес диапазоне частот электрического поля накачки: $v_i = k_f N < v_u < v_m$, где v_i — частота ионизации, v_u — частота потерь энергии электронов, v_m — частота столкновений электронов. В этом случае энергетический спектр электронов за период изменения напряжения накачки успеваает измениться, но плотность электронов изменяется слабо [2]. Таким образом, хотя временная динамика ионизации ВЧ разряда отличается от случая накачки при постоянном токе: ионизация происходит лишь в моменты достижения электрическим полем максимального значения за время, значительно меньшее времени развития ионизационно-перегревной неустойчивости, тем не менее, значение \hat{k} уменьшается незначительно.

В случае $J=0$ выражение (26), пренебрегая вторым слагаемым можно упростить:

$$\eta W^* \geq \frac{(\gamma_c + \gamma_n)}{\gamma_c (1 + \hat{k})} 8 P v_1 \left(2 v_2 \tau_2 + \frac{\gamma_c}{(\gamma_c + \gamma_n)} \right), \quad (28)$$

где P — давление газа, Па,

$$v_1 = \left[\frac{\bar{v}}{L} + \frac{4\chi_t}{R^2} - \frac{\Delta T}{\Delta l} \frac{\bar{v}}{T} \left(\frac{\hat{k}_{VT}}{2} - 1 \right) \right],$$

$$v_2 = \left(\frac{\bar{v}}{L} + \frac{2\bar{D}_t}{R^2} \right). \quad (29)$$

В режиме неустойчивости разряда ($W > W^*$) появляется дополнительный временной масштаб —

время развития неустойчивости. Поэтому усложняется описание турбулентности в потоке такой неустойчивой среды.

6. Экспериментальные результаты

В экспериментах использовался CO_2 -лазер с быстрой аксиальной прокачкой газа киловаттного уровня, разработанный в ИПЛИТ РАН. Лазер мог работать как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме. В резонаторе лазера восемь газоразрядных трубок (ГРТ) длиной $L=22$ см и диаметром $2R=21$ мм. Поступление газа в ГРТ осуществлялось через отверстие — турбулизатор диаметром 14 мм на входе в ГРТ. Это обеспечивало формирование стабилизирующей характеристики разряда турбулизированного потока, скорость которого составляла $v=180$ м/с.

Регистрация локальных относительных флуктуаций люминесцентного свечения газа позволяет определять достаточно малые относительные флуктуации плотности газа в разряде. Методика измерений была изложена нами ранее [21]. Измерялись флуктуации интегрального люминесцентного свечения разряда в области спектральной чувствительности кремниевого фотодиода, и на основе измерений временной динамики изменений локального свечения разряда определялся спектр шумов сигнала с фотодиода, пропорциональный спектру относительных пульсаций плотности газа. С учетом скорости сноса определялась зависимость среднеквадратичной амплитуды относительных продольных пульсаций плотности газа от пространственного масштаба пульсаций в потоке при разных уровнях удельного энергозклада в разряд, как в режиме генерации лазерного излучения, так и в его отсутствии (разъюстированный резонатор). Полученные данные позволяют определить границу вязкостного и инерционного диапазонов и оценить структурную характеристику пульсаций рефракции турбулентного потока активной лазерной смеси. С этой целью строится вспомогательная функция $Y(l)$:

$$Y(l) = 2 \left(\frac{\delta n}{n} \right)^2 l^{-2/3} = 2 \Gamma_{GD}^2 \left(\frac{\delta N}{N} \right)^2 l^{-2/3}, \quad (30)$$

где $\Gamma_{GD} = K_{GD} N / N_{norm} \approx 0,6 \cdot 10^{-5}$; $n \approx 1$ — коэффициент преломления газовой среды трассы; K_{GD} — постоянная Гладстона-Дейла для смеси; N — плотность лазерной смеси. Оценка $\langle C_n^2 \rangle$ определяется по среднему значению $Y(l)$ в инерционном интервале. На рис.1 представлена экспериментальная зависимость оценки $\langle C_n^2 \rangle$ от уровня энергозклада в разряд

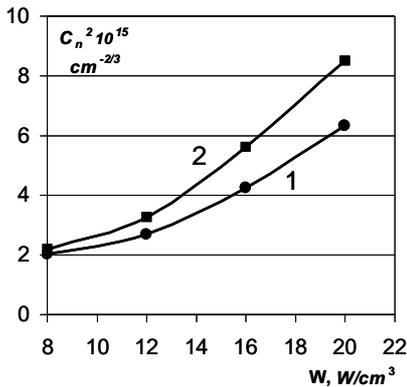


Рис.1. Зависимость $\langle C_n^2 \rangle$ от удельного энерговыклада в разряд W . 1 — без лазерного излучения, 2 — в присутствии излучения 600 Вт/см².

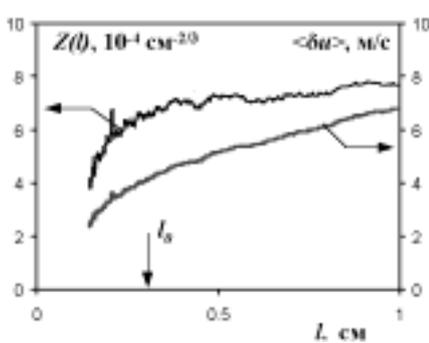


Рис.2. Зависимость среднеквадратичной амплитуды пульсаций скорости $\langle \delta u \rangle$ и Z от масштаба пространственных пульсаций l .

в двух случаях: в режиме лазерной генерации и в отсутствие генерации.

На этой же установке нами также были проведены измерения зависимости среднеквадратичной амплитуды пульсаций поперечной составляющей скорости газового потока от пространственного масштаба пульсаций методом внутрирезонаторного четырехволнового смешения [15]. На рис.2 приведена зависимость среднеквадратичной амплитуды пульсаций скорости $\langle \delta u \rangle$ в поперечном направлении, измеренная этим методом от пространственной частоты пульсаций, а также частотная зависимость вспомогательной функции

$$Z(l) = 2 \left(\frac{\delta v}{v} \right)^2 l^{-2/3}. \quad (31)$$

Из полученных данных была определена структурная характеристика турбулентных пульсаций скорости $C_v^2/v^2 = 7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2/3}$. В диапазоне изменения удельного энерговыклада 4-8 Вт/см³ не наблюдалась ее зависимость от энерговыклада в разряд. Получена

оценка коэффициента турбулентной диффузии $D_{turb} \approx (120-160) \text{ cm}^2/\text{с}$. По данным, найденным с использованием люминесцентного метода, вязкостная граница вихрей составила около 0,5 см в направлении потока и увеличивалась с ростом энерговыклада. Поперечный вязкостный размер составил по данным ОВФ-диагностики около 0,3 см.

7. Основные результаты и их обсуждение

Дисперсия фазы, определяемая из формулы Татарского [22], по порядку величины равна

$$[\Delta\phi(r)]^2 = 2,92 C_n^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 L r^{5/3}, \quad (32)$$

где $N_F = A^2/L$ — число Френеля, λ — длина волны излучения лазера, L — ход луча в активной среде, A — размер апертуры. Тогда максимальная дисперсия на апертуре резонатора $A=R$:

$$[\Delta\phi(r)]^2 \Big|_{r=2R} = \frac{9,27}{2\pi N_F} C_n^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 R^{11/3}. \quad (33)$$

Критерием [23] влияния турбулентных искажений рефракции активной среды является:

$$\sigma = C_n^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 R^{11/3} \geq 0,7 N_F, \quad (34)$$

при котором расходимость пучка вследствие турбулентных искажений сравнивается с дифракционным пределом.

Критерий (34) накладывает определенные ограничения на уровень турбулизации активной среды в мощных лазерах, характеризующихся достаточно широкой апертурой внутрирезонаторного излучения.

Вначале рассмотрим случай флуктуаций плотности газа вследствие влияния только турбулентных пульсаций скорости на входе в разрядную камеру. В работе [5] приведены данные экспериментальных исследований зависимости качества излучения электроионизационного CO₂-лазера атмосферного давления мощностью 50 кВт от скорости прокачки. Даже в случае коротких одиночных импульсов порядка 10 мкс увеличение скорости прокачки от 50 до 250 м/с приводило к ухудшению качества излучения с 2 до 8 дифракционных пределов с квадратичной зависимостью от скорости прокачки. Там же приводятся данные о характерном размере вязкостного вихря, 5 мм, на входе в газоразрядную камеру. В случае коротких импульсов тока разряда можно пренебречь влиянием акустических волн. В таком случае ухудшение качества излучения определяется турбулентными пульсациями плотности газа

(10). Так, для уровня пульсаций скорости на размере вязкостного вихря при $\tilde{v}=1\%$ оценка C_n^2 дает значение $30 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ при скорости 200 м/с. При этом параметр $\sigma \approx 10$.

Рассмотрим примеры влияния процесса тепло-выделения q в потоке газа на C_n^2 и σ .

В случае FAF CO₂-лазеров с накачкой в разряде постоянного тока [21] в номинальном режиме работы $W < W^*$. В этом случае, как следует из наших экспериментов, C_n^2 определяется начальными пульсациями скорости на входе в ГРТ и составляет порядка $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$. В связи с тем, что в лазере такого типа трудно получить однородный разряд при диаметре трубки свыше 2 см, то для $R=1$ см из (34) $\sigma \approx 10^{-3}$. При переходе в импульсно-периодический режим с превышением пиковой мощности над средним $W > W^*$, параметр σ возрастает, согласно рассмотренным выше экспериментальным данным, однако, и в этом случае $\sigma < 10^{-2}$. Таким образом, искусственная турбулизация потока не сказывается на качестве выходного излучения в лазерах этого типа. Однако надо также учесть, что выходная мощность лазеров такого типа редко превышает 5 кВт.

В работе [24] приводятся результаты измерений случайных пульсаций набега фазы лазерного пучка красной линии на установке FAF CO₂-лазера с RF накачкой 27 МГц мощностью 30 кВт, описанной в [25]. При этом показано, что среднеквадратичная флуктуация разности угла прихода на базе апертуры ГРТ зависит от уровня энерговыклада в разряд и при номинальном энерговыкладе составила $\langle (\Delta r)^2 \rangle = 0,3$ мкм. Это позволяет определить параметр C_n^2 для данного уровня энерговыклада (25 Вт/см^3). Согласно [22],

$$\langle (\Delta r)^2 \rangle = B^2 2,92 C_n^2 L R_1^{-1/3}, \quad (35)$$

где $R_1 \approx 0,8R$ — база, B — расстояние между лазером и детекторным блоком. Тогда, при $B=0,1$ м оценка $C_n^2 = 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$, и параметр качества $\sigma \approx 0,2$.

Какая причина ухудшения качества излучения в этом случае?

При $\Gamma_{GD} = 6 \cdot 10^{-6}$ и размере вязкостного вихря 0,4 см, определяемом числом Рейнольдса потока, из этого следует, с учетом (30), что $\tilde{\rho} = 0,02$. Если предположить, что такой уровень пульсации плотности определяются пульсациями скорости, то из (7), при $M^2 = 0,13$, неоднородность скорости на вязкостном масштабе (нескольких миллиметров) на входе в ГРТ должна составлять 15%, что на наш взгляд очень большое. Поэтому можно предположить в этом случае повышение пульсаций плотности в разряде

именно под влиянием локальных температурных градиентов.

Для параметров установки, указанной в работе [25], смесь CO₂:N₂:He=1:4:22, $P=120$ ГПа, $\rho=42 \text{ г/м}^3$, $D_i=400 \text{ см}^2/\text{с}$, $\bar{v}=270 \text{ м/с}$, $I=60 \text{ см}$, $T=500 \text{ К}$, $R=2,3 \text{ см}$, $T_0=300 \text{ К}$, $\eta=0,8$, $\hat{k}=5$, $\hat{k}_{VT}=3$, $\tau_2=10^{-5} \text{ с}$ и $J=0$, соотношение (28) выполняется при $\eta W^* \approx 8 \text{ Вт/см}^3$, а при интенсивности $J=3J_s$ порог тепловой неустойчивости понижается и становится равным $\eta W^* \approx 6,5 \text{ Вт/см}^3$. При этом удельный энерговыклад составлял до 30 Вт/см^3 , что значительно превосходит пороговое значение $W \gg W^*$. С учетом этого факта можно объяснить завышенные значения пульсации плотности газа, наблюдавшиеся в эксперименте: начальные, существенно меньшие значения неоднородности плотности газа усиливаются в разрядной области ГРТ. В таком случае, в режиме генерации неоднородность плотности должна дополнительно возрастать вследствие светоиндуцированного эффекта, а, значит, и увеличиваться параметр, $\sigma \approx \tilde{\rho}^2$.

Для оптимально сконструированного по критерию качества излучения CO₂-лазера параметр $\sigma \leq 1$. Согласно (28), (30), (34) это достигается оптимальным выбором давления и пролетного времени через ГРТ, уровнем турбулизации газового потока, и уменьшением локальных температурных градиентов.

8. Выводы

Как показывают наши исследования, при конвективном отводе тепла из зоны резонатора вследствие светоиндуцированной перегревно-ионизационной неустойчивости возрастают неоднородности температуры, и это ведет к усилению первоначально неоднородного распределения плотности газа. Оценка изобарических флуктуаций температуры и, соответственно, плотности в пространственно неоднородном по температуре турбулентном потоке активной среды CO₂ лазера с быстрой аксиальной прокачкой показывает, что они существенно сильнее, чем адиабатические пульсации температуры, определяемые моделью однородной турбулентности. Температурная нелинейность тепловыделения, связанная с зависимостью удельной мощности тепловыделения от плотности, приводит к увеличению изобарических флуктуаций температуры.

Экспериментально обнаружено, что в неравновесных условиях газового разряда и лазерной генерации в турбулентном потоке активной среды при превышении некоторого порогового значения плотности мощности энерговыклада происходит

возрастание амплитуд флуктуаций плотности и соответствующее увеличение (в 4-5 раз) оптической структурной характеристики C_n^2 которое в условиях наших экспериментов имело значение порядка $8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$. Таким образом, явление усиления оптических неоднородностей в активной среде CO_2 -лазеров с быстрой аксиальной прокачкой носит пороговый характер. Наличие мощного лазерного излучения понижает этот порог. Турбулизация с одной стороны усиливает первоначальные неоднородности коэффициент рефракции турбулентного характера, а с другой стороны турбулентный тепломассоперенос выравнивает накапливаемый градиент температуры в турбулентных пульсациях и повышает порог развития тепловой неустойчивости. Это факторы необходимо учитывать при конструировании мощных быстропроточных CO_2 -лазеров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №04-02-17277, №01-02-17781).

Литература

1. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. УФН, 137, 117, 1982.
2. Яценко Н.А. Интегральные характеристики электродных слоев в емкостном разряде среднегодавления. ТВТ, т.20, №6, с.1044, 1982.
3. Moissl M., Paul R., Breining K., et al. Thermal lensing effect in fast axial flow CO_2 lasers, In: Proc. SPIE, Eds. J.M.Orza, C.Domingo. 8 Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers. v.1397, p.395-398, 1991.
4. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. О стабильности излучения быстропроточных газоразрядных технологических CO_2 -лазеров. Квантовая электроника, т.12, №4, с.663-671, 1985.
5. Krasjukov A. G., Naumov V.G., Shachkin L.V., et al. Investigation of physical processes in atmospheric pressure e-beam CO_2 lasers. Proc. SPIE, Progress in Research and Development of High-Power Industrial CO_2 Lasers. Eds. V.Y.Panchenko, V.S.Golubev. V.4165, p.70-79. 2000.
6. Nath A.K., Golubev V.S. Design considerations and scaling laws to high power convective cooled cw CO_2 lasers. J.Phys.(India), v.51(3-4), p.463-479, 1998.
7. Habich U., Loosen P., Hertzler C., Wollermann-Windgasse R. Industrial 30-kW CO_2 laser with fast axial gas flow and rf excitation. In: Proc. SPIE. Ed. R.C.Szevol. Gas and Chemical Lasers. V.2702, p.374-384, 1996.
8. Krasjukov A. G., Kosyrev F.K., Naumov V.G., et al. Development of mobile laser technological complexes. Proc. SPIE, Progress in Research and Development of High-Power Industrial CO_2 Lasers. Eds. V.Y.Panchenko, V.S.Golubev. V.4165, p.289-296, 2000.
9. Krasjukov A. G., Naumov V.G., Shashkin L.V., et al. Laser technology in atomic industry. Proc. SPIE, Progress in Research and Development of High-Power Industrial CO_2 Lasers. Eds. V.Y.Panchenko, V.S.Golubev. V.4165, p.278-288, 2000.
10. Nanry K., Sunago K., Takedo Sh., Fujioka T. COIL for disasters and reverse-industries. Proc. SPIE, Gas Lasers. Ed. I.M.Belousova. V.2773, p.170-172, 1995.
11. Niehoff J., Jarosch U., Loosen P. Optimization of power incoupling and statistical phase distortions by flow-shaping of fast axial flow CO_2 lasers. Eds. W.L.Bohn, H.Huegel. Proc. SPIE, Gas Flow and Chemical Lasers. Tenth Int. Symp. V.2502, p.536-541, 1995.
12. Pfeiffer W., Schmitz C., Giesen A., Huegel H. Optimized homogeneity and stability of gas discharges in fast flow CO_2 -laser systems operating at the choking limit. Proc. SPIE. Eds. Howard J. Baker, Denis R. Hall. XI Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference. V.3092, p.227-230, 1997.
13. Колмогоров А.Н. ДАН СССР, т.30, с.305, 1941.
14. Ishimaru A. Multiply Scattering, Turbulence, Rough Surfaces and Remote Sensing. V.2. Academic Press, 1978.
15. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Дубров В.Д. и др. Структура турбулентности активной среды быстропроточного CO_2 -лазера. Квантовая электроника, т.30(8), с.2205-2208, 2003.
16. Е.П.Велихов, А.С.Ковалев, А.Т.Рахимов. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
17. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Забелин А.М., Панченко В.Я. Известия АН СССР, сер. физич., т.56, с.199, 1992.
18. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Завалов Ю.Н. и др. Оптические неоднородности турбулентного потока в активной среде CO_2 лазера с быстрой аксиальной прокачкой. Изв. АН, сер. физич., т.63, №4, с.1230-1236, 1999.
19. Galushkin M.G., Golubev V.S., Panchenko V.Ya., Zavalov Yu.N. The light-induced enhancement of optical inhomogenities in active medium of high-power FAF RF CO_2 laser. Proc. Int. conf. on LASER-2000, Albuquerque, December 4-8, 2000. Eds. V.J.Corcoran, T.A.Corcoran. STS Press, McLean, VA, p.896-899, 2001.
20. Б.Ф.Гордиец, А.И.Осипов, Л.А.Шелепин. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
21. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Панченко В.Я. и др. Исследования турбулентных характеристик термодинамического неравновесного потока молекулярного газа. ТВТ, т.37, №5, с.707-715, 1999.
22. Laser Beam Propagation in the Atmosphere. Ed. J.W.Strohbehn. Springer-Verlag, 1978.
23. Веденов, А.А., Губарев А.В., Камчатов А.М. и др. Квантовая электроника, т.16, №4, с.715-721, 1989.
24. Pfeiffer W., Bea M., Herdtle A., et.al. Minimized phase-distortion in industrial high-power CO_2 lasers. Proc. SPIE, Gas Flow and Chemical Lasers. Tenth Int. Symp. Eds. W.L.Bohn, H.Huegel. V.2502, p.583-588, 1995.
25. Habich U., Loosen P., Hertzler C., Wollermann-Windgasse R. Industrial 30-kW CO_2 laser with fast axial gas flow and rf excitation. In: Proc. SPIE. Ed. R.C.Szevol. Gas and Chemical Lasers, V.2702, p.374-384, 1996.