

# Исследование мелкомасштабных неоднородностей активной среды прокачных CO<sub>2</sub>-лазеров.

## Часть 1

М.Г.Галушкин<sup>\*</sup>, В.С.Голубев<sup>\*</sup>, Ю.Н.Завалов<sup>\*</sup>,  
А.А.Ионин<sup>\*\*</sup>, А.А.Котков<sup>\*\*</sup>, П.В.Короленко<sup>\*\*\*</sup>, В.Я.Панченко<sup>\*</sup>,  
В.Д.Дубров<sup>\*</sup>, С.А.Буяров<sup>\*</sup>, Р.В.Гришаев<sup>\*</sup>

---

Методами оптической диагностики, — люминесцентным, интерферометрическим, а также методом вырожденного четырехволнового смешения, определены характеристики турбулентных пульсаций плотности и скорости, а также величина оптического структурного параметра турбулентности  $C_n^2$  потока газовой смеси CO<sub>2</sub>-лазера с быстрой аксиальной прокачкой. Исследовано влияние газового разряда и процесса лазерной генерации на турбулентные мелкомасштабные оптические неоднородности активной среды. Показано, что эти оптические неоднородности в присутствии газового разряда и генерации лазерного излучения начинают заметно возрастать в результате нелинейных эффектов локального тепловыделения в условиях термодинамически неравновесной турбулентной газовой среды.

---

### Введение

Среди разнообразных проблем физики лазеров и ее приложений, входивших в круг научных интересов академика Прохорова А.М., следует отметить проблему распространения лазерного излучения через случайно-неоднородные турбулентные среды [1]. Несмотря на значительные достижения в этой области физики, нашедшие отражение в различных монографиях [2-5], существует немало вопросов, которые еще ждут своего решения. К ним относятся вопросы, связанные с исследованием разнообразных неустойчивостей и турбулентности в потоке термодинамически неравновесной среды с тепловыделением, нелинейно зависящим от температуры. Помимо фундаментального эти вопросы имеют и важное практическое значение. Таким важным в практическом отношении случаем является развитие турбулентности в потоке лазерно-активной среды. Турбулентные образова-

ния, возникающие в активной среде быстропротекающих технологических лазеров, могут приводить к возникновению трудно устранимых искажений амплитудно-фазового профиля выходных лазерных пучков, ухудшающих качество излучения. В то же время турбулентность среды в газовых лазерах играет и положительную роль, расширяя область разряда и стабилизируя его параметры. Отсутствие в настоящее время корректной теоретической модели, описывающей развитие и характеристики турбулентности в активной зоне лазерных резонаторов, в значительной степени связано с дефицитом экспериментального материала. Несмотря на целый ряд работ, выполненных в указанном направлении [6-11], ощущается явный недостаток сведений о влиянии электрического разряда и светового поля на флуктуации параметров турбулентной среды быстропротекающих лазеров. Последнее обстоятельство определило цель данной работы, в рамках которой осуществлено экспериментальное исследование флуктуационной структуры параметров среды CO<sub>2</sub> лазера с быстрой аксиальной прокачкой. Для достижения максимальной достоверности и информативности измерений были применены три разные методики: локальной

---

\* ИППИТ РАН

\*\* ФИАН им. П.Н.Лебедева

\*\*\* МГУ им. М.В.Ломоносова

люминесценции, интерферометрии и вырожденного четырехволнового смешения.

В наших экспериментах использовался  $\text{CO}_2$  лазер с быстрой аксиальной прокачкой газа мощностью 600 Вт, разработанный в ИПЛИТ РАН. Лазер мог работать как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме. В резонаторе лазера располагалось восемь газоразрядных трубок (ГРТ) длиной 22 см и внутренним диаметром 2 см. Вдвиг газа осуществлялся через боковое отверстие расположенного на входе ГРТ турбулизатора. Это обеспечивало формирование стабилизирующего характеристики разряда турбулизованного потока, средняя скорость которого составляла 140 м/с при давлении 40 ГПа.

### 1. Метод люминесцентной диагностики

Регистрация локальных флуктуаций люминесцентного свечения плазмы разряда в видимой области спектра, позволяющая определять слабые флуктуации плотности газа [12,13], проводилась по схеме, приведенной на рис.1. Измерялась интенсивность потока света, излучаемого локальной областью положительного столба разряда ГРТ в направлении перпендикулярном потоку газа.

Измерения проводились в диапазоне 430-960 нм. В этом спектральном интервале наиболее интенсивно свечение газового разряда, связанное с электронными переходами молекул  $\text{N}_2$  (2-е положительное полосы),  $\text{CO}$  (3-и положительное полосы) и полосы  $\gamma$ -системы  $\text{NO}$  [14]. Аппаратура позволяла измерять сигнал в полосе частот до  $f_2=62,5$  кГц, что давало возможность определять флуктуации плотности газа с масштабом  $l > l_2 = v/f_2 = 0,23$  см, где  $v$  — скорость газа в потоке.

Грубая оценка внутреннего пространственный масштаба турбулентности  $l_0$  в потоке газа может быть осуществлена на основе соотношения  $l_0 = d(\text{Re}^*/\text{Re})^{3/4} \approx 0,7$  см [15]. Здесь  $d$  — диаметр ГРТ,  $\text{Re}^*$  и  $\text{Re}$  — критическое и фактическое значение числа Рейнольдса ( $\text{Re}^* \approx 300$ ,  $\text{Re} \approx 1600$ ). Отсюда следует, что используемая методика обеспечивала необходимое пространственное разрешение.

На рис.2а приведен экспериментально зарегистрированный спектр мощности турбулентных пульсаций плотности газа  $E(f)$  при энергокладе в разряд  $W=5$  Вт/см<sup>3</sup> (в отсутствие лазерной генерации). Из него видно, что с увеличением частоты спектр приобретает характерный для гидродинамической турбулентности спад [15-18]. Умножая величину  $E(f)$  на квадрат частоты, получаем функцию с максимумом, на частоте  $\omega_0 \approx v/l_0$  (рис.2б). Несмотря на

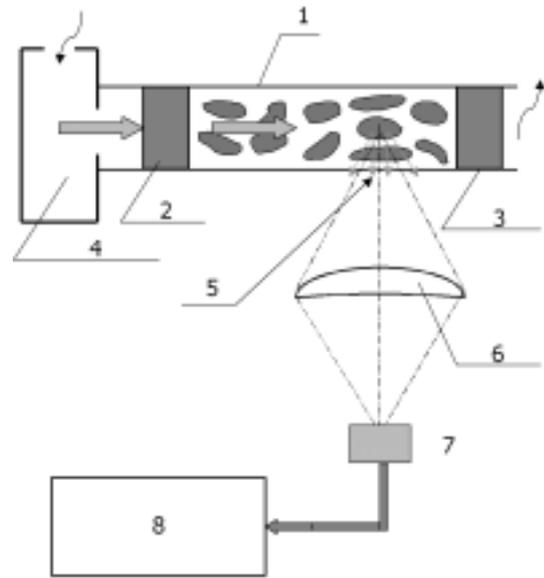


Рис.1. Схема эксперимента по регистрации люминесцентного сигнала. 1 — разрядная трубка  $\text{CO}_2$ -лазера; 2 — анод; 3 — катод; 4 — турбулизатор; 5 — локальное свечение плазмы разряда; 6 — линза; 7 — фотодиод; 8 — система сбора и обработки данных.

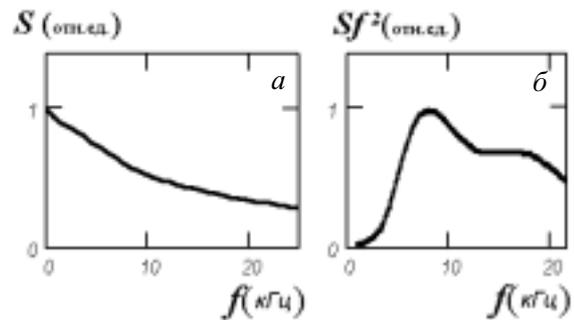


Рис.2. (а-б). Нормированные на максимальные значения спектральная плотность пульсаций плотности газа (а) и распределение кинетической энергии турбулентных флуктуаций по частотам (б) для плотности мощности энергоклада в разряд  $W=5$  Вт/см<sup>3</sup>.

то, что в наших экспериментах, среда, строго говоря, не является изотропной и однородной, можно предположить, ориентируясь на результаты теории [19, с.206], что этот максимум соответствует максимуму плотности диссипации энергии.

Полученные экспериментальные результаты представлены на рис.3 в виде зависимости относительных среднеквадратичных флуктуаций плотности газа  $\langle \delta N \rangle / N$  от продольного размера  $l = vf$  турбулентных образований. При  $l < l_0$ , т.е. на вязкостном интервале, турбулентные флуктуаций  $\langle \delta N \rangle / N$  слабо зависят от энергоклада. Влияние газового разряда на параметры гидродинамической турбулентности

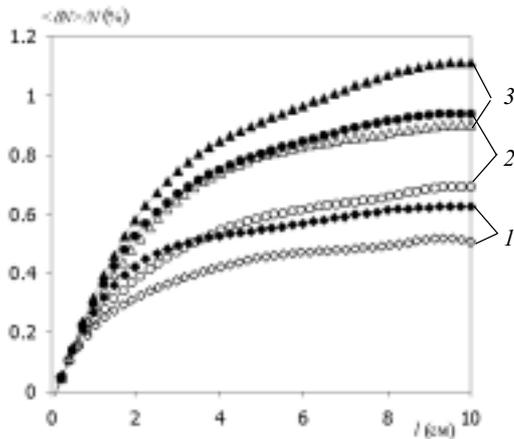


Рис.3. Зависимость среднеквадратичных отклонений пульсаций плотности газа от пространственного масштаба турбулентных флуктуаций для различных значений плотности мощности  $W$  энерговклада. Пустые точки — без генерации лазерного излучения; точки с заливкой — при наличии лазерного излучения (интенсивность лазерного излучения составляла удвоенную величину интенсивности насыщения): 1 —  $5=12$  Вт/см<sup>3</sup>; 2 — 16 Вт/см<sup>3</sup>; 3 — 20 Вт/см<sup>3</sup>.

имеет пороговый характер, т.е. возрастание  $\langle \delta n \rangle / N$  начинается при превышении энерговклада некоторого значения (в нашем случае при  $W \approx 10-12$  Вт/см<sup>3</sup>). Отметим, что лазерное излучение заметным образом усиливает флуктуации плотности и уменьшает величину порога. Это может быть связано с проявлением светоиндуцированного эффекта [20], оказывающего влияние на скорость тепловыделения в активной среде СО<sub>2</sub>-лазера. Лазерное излучение в зоне разряда приводит к возрастанию температуры и, вследствие этого, к увеличению инкремента ионизационно-перегревной неустойчивости. В результате возникает зависимость инкремента неустойчивости и соответственно флуктуаций плотности от интенсивности лазерного излучения [20-22].

Полученные результаты (рис.3) позволяют оценить структурную характеристику флуктуаций показателя преломления  $C_{n\parallel}^2$  (символ  $\parallel$  используется в связи с описанием продольных пульсаций плотности среды) в турбулентном потоке активной смеси исследуемого лазера. Построим вначале вспомогательную функцию

$$Y(l) = \left\langle \frac{\delta n}{n} \right\rangle^2 l^{-2/3}, \quad (1)$$

где  $\delta n/n = \Gamma \langle \delta n/n \rangle$ ;  $G = \gamma_{GD} N / N_{\text{ном}} \approx 0,6 \cdot 10^{-5}$ ;  $n \approx 1$  — коэффициент преломления газовой среды трассы;  $\gamma_{GD}$  — постоянная Гладстона-Дейла для смеси (рис.4). Величина  $C_{n\parallel}^2$  соответствует среднему значению  $Y(l)$

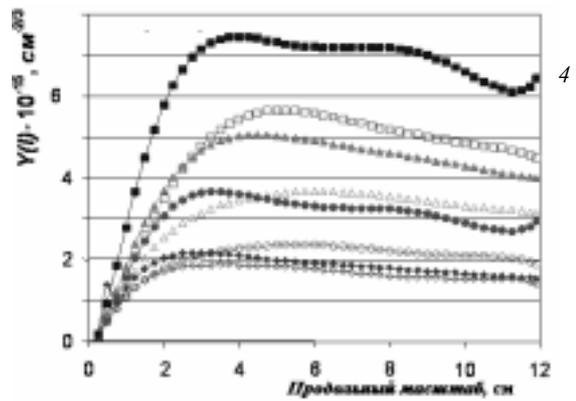


Рис.4. Графики функции  $Y(l)$  при различных значениях энерговклада в разряд. Обозначения те же, что на рис.3. Дополнительные точки: 4 — 24 Вт/см<sup>3</sup>.

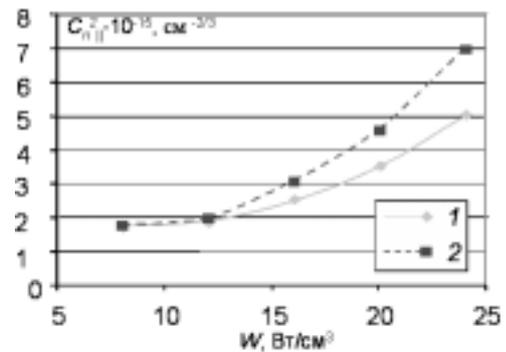


Рис.5. Зависимость  $C_{n\parallel}^2$  от энерговклада в разряд в отсутствие лазерного излучения (1) и при его наличии (2).

в инерциальном интервале значений  $l$  (область слабых изменений  $Y(l)$ ). Вычисленная таким образом величина  $C_{n\parallel}^2$  зависит от энерговклада в разряд (рис.5). При изменении энерговклада в разряд в диапазоне 5-20 Вт/см<sup>2</sup> величина  $C_{n\parallel}^2$  меняется от  $2 \cdot 10^{-15}$  до  $8 \cdot 10^{-15}$  см<sup>-2/3</sup>.

Считая, что внутренние масштабы турбулентности мало отличаются для направлений вдоль и поперек потока, для оценки структурной функции флуктуаций фазы на расстояниях близких к величине этого масштаба можно использовать следующее выражение [5]:

$$D_\phi(l) = 2,92 C_{n\parallel}^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 L l^{5/3}, \quad (2)$$

где  $L$  — длина активной среды;  $\lambda$  — длина волны излучения. Из него непосредственно определяются среднеквадратичные флуктуации фазы  $\langle \delta \phi \rangle = (D_\phi)^{1/2}$ . Оценка  $\langle \delta \phi \rangle$  для нашего типа лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) дает значение порядка  $\langle \delta \phi \rangle \approx 10^{-3}$ , что свидетельствует о слабом влиянии мелкомасштабных турбулентных

образований на качество лазерного излучения в данном типе лазеров с низким давлением активной среды.

## 2. Интерферометрический метод

В наших экспериментах использовался интерферометр с разделением пучка, работающий по схеме, показанной на рис.6. По сравнению с интерферометром с опорным пучком, он в меньшей мере подвержен влиянию внешних вибрации и возмущений. Луч зондирующего He-Ne лазера с длиной волны 0,63 мкм делился плоскопараллельной пластиной. При помощи оптического клина полученные параллельные пучки разводились в двух направлениях — “рабочем” и “калибровочном”. Два параллельных рабочих пучка проходили через

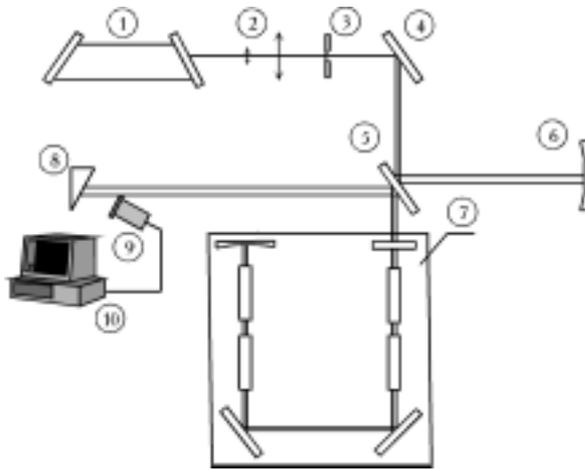


Рис.6. Схема эксперимента с использованием метода интерферометрии. 1 — зондирующий He-Ne лазер; 2 — телескоп; 3 — ирис; 4 — плоско-параллельная пластина; 5 — оптический клин; 6 — сферическое зеркало; 7 — CO<sub>2</sub>; 8 — экран; 9 — CCD камера; 10 — компьютер.

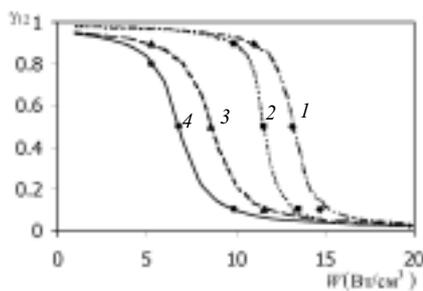


Рис.7. Зависимость коэффициента взаимной корреляции пульсаций фазового набегга  $\gamma_{12}$  от удельного энергоклада  $W$  при различных давлениях: 1 — 38 ГПа; 2 — 47 ГПа; 3 — 56 ГПа; 4 — 65 ГПа.

активную турбулентную среду CO<sub>2</sub> лазера, между ними было выбрано расстояние  $\Delta l \approx 5$  мм. (Такая величина расстояния между пучками близка к размеру  $l_0$  внутреннего масштаба турбулентности потока). Два калибровочных луча отражались от вогнутого зеркала с радиусом кривизны  $R$ , равным радиусу кривизны заднего зеркала CO<sub>2</sub> лазера ( $R=28$  м). Обе пары лучей фокусировались на экран, где они интерферировали попарно между собой.

Были получены интерферограммы для разных условий: в случае покоящегося газа; при наличии потока газа, но в отсутствие разряда; при наличии потока газа в условиях газового разряда при удельном энергокладе от 5 до 15 Вт/см<sup>3</sup> и давлении газа от 38 до 65 ГПа. Было установлено, что в потоке газа видность интерференционных полос уменьшалась по сравнению со случаем покоящегося газа; видность уменьшалась ещё больше при включении разряда, и тем сильнее, чем были выше давление газа и энергоклад.

На рис.7 приведена зависимость коэффициента взаимной корреляции  $\gamma_{12}(r_0)$  фазы пучков, прошедших через активную среду, от величины удельного энергоклада в разряд. Эта величина определялась для нескольких значений давления газа в активной среде по видности интерференционных полос путем усреднения отдельных кадров видеосъемки:

$$\gamma_{12} = V \frac{1+k}{2\sqrt{k}}, \quad V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}, \quad k = \frac{I_2}{I_1} < 1, \quad (3)$$

где  $V_{\text{средн}}$  — усредненная по выборке видность,  $E$  — локальная освещенность кадра,  $I_2$  и  $I_1$  — интенсивности пучков [23].

Измеряя видность интерференционных полос, можно оценить величину  $\langle \delta\phi \rangle$  [24]:

$$\langle \delta\phi \rangle \approx -\ln(\gamma_{12}). \quad (4)$$

Из рис.7 следует, что величина  $\langle \delta\phi \rangle$  возрастает с ростом давления газа и при увеличении энергоклада. При низких энергокладах, как следует из экспериментальных данных рис.7 и формулы (4), величина  $\langle \delta\phi \rangle \approx 0,044$  рад. Эта величина заметно превосходит значение  $\langle \delta\phi \rangle = 0,007$  рад, которое получается с помощью формулы (2), если в нее подставить значения  $l=0,5$  см,  $L=10^2$  см,  $\lambda=0,63$  мкм,  $C_n^2 = 10^{-16}$  см<sup>-2/3</sup>. Указанное различие увеличивалось с ростом энергоклада. Это, на наш взгляд, свидетельствует о том, что гидродинамическая турбулентность потока в газоразрядной трубке не является единственной причиной возникновения мелкомасштабных фазовых неоднородностей. Можно полагать, что флуктуирующие во времени радиальные неоднородности

плотности тока в виде токовых нитей, вызванных при высоких энерговкладах шнуровой неустойчивостью разряда [6,7] и имеющих диаметр меньший, чем расстояние  $\Delta l$  между лучами, вызывают дополнительные фазовые сдвиги. При этом, как показали измерения, долговременные (порядка времени пребывания газа в разряде и больше) флуктуации величины  $\delta\varphi$  коррелируют с флуктуациями тока разряда и напряжения на разрядном промежутке.

### 3. Диагностика параметров турбулентного потока методом вырожденного четырехволнового смешения

Использование вырожденного внутрирезонаторного четырехволнового смешения (ВЧВС) для определения пространственного спектра турбулентных флуктуаций скорости потока газовой лазерной смеси было предложено в работах [25,26]. В этом методе используется схема ВЧВС на нелинейности коэффициента усиления в собственной активной среде  $\text{CO}_2$ -лазера.

На рис.8 показана оптическая схема установки. Здесь в качестве опорных волн используются

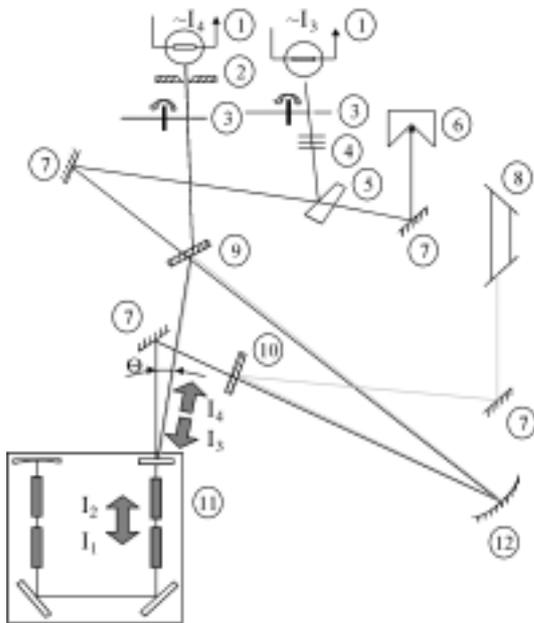


Рис.8. Экспериментальная установка для измерения параметров турбулентного потока лазерной среды методом вырожденного четырехволнового смешения. 1 — ИК датчик; 2 — диафрагма; 3 — прерыватель; 4 — ослабитель в виде Ge-пластины; 5 — KCl клин; 6 — ловушка; 7 — зеркала; 8 — He-Ne лазер; 9, 10 — Zn-Se пластины; 11 —  $\text{CO}_2$ -лазер; 12 — согласующее зеркало ( $R=5$  м),  $q$  — угол между пучками  $I_3$  и  $I_1$ .

встречные волны одномодового устойчивого резонатора. Пробная волна с интенсивностью  $I_3$ , получаемая возвратом части излучения обратно в резонатор под небольшим углом  $\Theta$  к его оси, образует при интерференции с попутной опорной волной  $I_1$  дифракционную решётку коэффициента усиления. Вторая опорная волна  $I_2$  испытывает брэгговское отражение на этой решётке. Интенсивность обращённой волны  $I_4$  определяется коэффициентом отражения  $R$ , равным [27]:

$$R = \frac{I_4(0)}{I_3(0)} = \frac{1}{16} I_1^2(0) \Gamma^2 \frac{(e^{2\alpha L} - 1)^2}{\alpha^2} e^{2\alpha L}, \quad (5)$$

где коэффициент нелинейной связи

$$\Gamma = \frac{\alpha}{I_s} \left[ 1 + \frac{I}{(I_s + \tau_2 D q^2)^2 + \tau_2^2 (\bar{v}\bar{q})^2} \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

$L$  — длина взаимодействия волн в усиливающей среде;  $\tau_2$  — эффективное время релаксации верхнего лазерного уровня;  $D$  — коэффициент молекулярной

диффузии;  $\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s}$ ,  $\alpha_0$  — усиление слабого

сигнала;  $I = I_1 + I_2$ ,  $I_s$  — интенсивность насыщения усиления,  $\bar{v}$  — скорость потока;  $\bar{q}$  — волновой вектор решетки коэффициента усиления, равный  $q = 2\pi\Theta/\lambda$ .

Решётка размывается вследствие молекулярной диффузии колебательно-возбужденных молекул  $\text{CO}_2$ , кроме того её амплитуда может уменьшаться под влиянием турбулентных флуктуаций поперечной составляющей скорости потока. Эти факторы снижают интенсивность обращённого пучка. Параметры схемы выбирались так, чтобы поперечная составляющая скорости потока и молекулярная диффузия молекул заметно влияли на интенсивность обращённой волны  $I_4$ , но при этом не слишком сильно понижали коэффициент отражения. Измеренные в

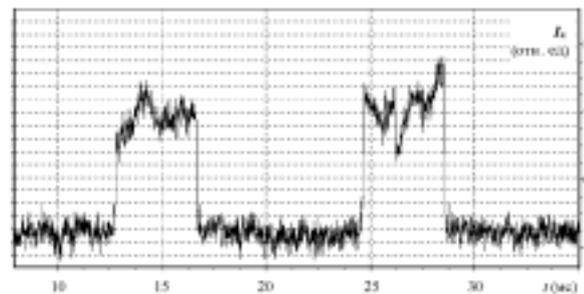


Рис.9. Фрагмент экспериментальной записи изменений сигнала обращенной волны.

эксперименте значения энергетической эффективности ОВФ  $R$  достигали 2%, что по порядку величины согласуется с оценками по формуле (5).

На рис.9 представлены осциллограммы сигнала волны  $I_4$ , появляющегося с периодичностью 12 мс, определяемой периодом вращения прерывателя. Видно, что амплитуда сигнала претерпевает пульсации, амплитуда которых сопоставима с его средним значением. Эти колебания отсутствуют во временной записи  $I_3$ . Это означает, что амплитуды пульсаций коэффициента отражения  $R$  по порядку величины близки к самой величине  $R$ . Эти пульсации обусловлены влиянием турбулентных флуктуаций поперечной составляющей скорости потока. Исходя из величины пульсаций величины  $R$  можно заключить,

что в выражении (6) величины  $\tau_2(\bar{V}, \bar{q})$  и  $\tau_2 Dq^2$  близки друг к другу. Отсюда следует оценка величины  $\langle v_{\perp} \rangle$  для условий нашего эксперимента (при  $D \approx 20-30 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $q \approx 60 \text{ см}^{-1}$   $\langle v_{\perp} \rangle \approx Dq(1-2) \cdot 10^3 \text{ см/с}$ ).

Спектральный анализ флуктуаций интенсивности волны  $I_4$  дает возможность получить информацию о спектральных характеристиках пульсаций коэффициента отражения  $R$ . Последние же можно связать с поперечными турбулентными флуктуациями скорости течения активной среды посредством соотношения, являющегося следствием выражения (5):

$$\frac{\delta R}{R} = - \frac{2\tau_2^2 q^2}{\left(1 + \frac{l}{I_s} + \tau_2 Dq^2\right)^2 + \tau_2^2 \langle u^2 \rangle q^2} \delta u^2, \quad (7)$$

где  $u = v_{\perp}$  — поперечная составляющая скорости газового потока, в левой части выражения (7) стоит величина, измеряемая в эксперименте. Поэтому существует возможность определения на разных пространственных масштабах флуктуаций скорости  $\delta u^2$ .

На рис.10 показана спектральная зависимость величины  $\delta R/R$  при типичном для рабочего режима исследуемого лазера значении энерговклада в разряд  $W = 7,8 \text{ Вт/см}^3$  в интервале частот  $f = 2-16 \text{ кГц}$ . Как показали измерения, изменения значений  $W$  в интервале  $3-10 \text{ Вт/см}^3$  слабо влияли на ход приведенной кривой.

На рис.11. приведена зависимость величины  $\langle \delta u \rangle$  от масштаба  $l$ . При построении этой зависимости использовалось приближенное соотношение

$$l = (D_i q_i) / f, \quad (8)$$

где  $D_i = 6\delta u_i c / l$ ,  $q_i = 2\pi / l$ .

Отметим, что плавный рост графика зависимости  $\langle \delta u \rangle$  от  $l$  характерен для модели модели развитой турбулентности.

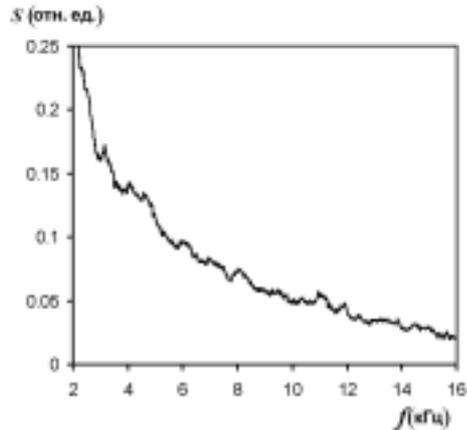


Рис.10. Спектры  $S(f)$  пульсаций величины  $\delta R/R$  при удельном энерговкладе в разряд  $W = 7,8 \text{ Вт/см}^3$ .

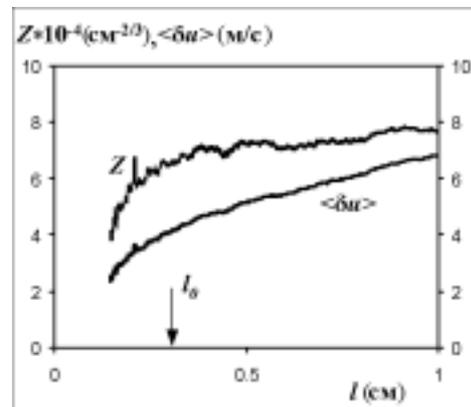


Рис.11. Ход зависимостей величин  $\langle \delta u \rangle$  и  $Z$  от размера неоднородностей  $l$ .

Для оценки внутреннего масштаба турбулентности построим вспомогательную функцию

$$Z(l) = \frac{\langle \delta u \rangle^2}{v^2} l^{-2/3}. \quad (9)$$

Ее график также представлен на рис.11. Внутренний масштаб турбулентности соответствует значению  $l$ , при котором область резкого роста графика функции  $Z(l)$  переходит в область малых изменений. Определённая таким образом величина внутреннего масштаба турбулентности поперек потока  $l_{0\perp} \approx 0,4 \text{ см}$ . Таким образом, находит подтверждение ранее использованное предположение о примерном равенстве внутренних масштабов турбулентности  $l_{0\perp}$  и  $l_{0\parallel}$ .

### Заключение

Экспериментально обнаружено, что в турбулентном потоке активной среды  $\text{CO}_2$ -лазера при

превышении некоторой пороговой величины энерговклада в разряд происходит резкое увеличение флуктуаций плотности газа, сопровождающееся возрастанием (в 4-5 раз) структурной характеристики флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ . К заметному росту уровня флуктуаций приводит также наличие насыщающего поля излучения. Установлено, что возникающие под влиянием турбулентности потока флуктуации фазы существенно уступают искажениям фазового профиля лазерного пучка, возникающих под влиянием пространственных неустойчивостей разряда (шнурование разряда).

Показано, что метод вырожденного четырехволнового смещения расширяет возможности диагностики турбулентной лазерно-активной среды, обеспечивая получение данных о флуктуациях поперечной скорости потока, которые играют большую роль в формировании устойчивого разряда.

Установлено, что в условиях неизотропной и неоднородной турбулентности величины внутренних масштабов турбулентности, развивающейся в продольном и поперечном направлении движения активной среды, принимают близкие значения.

Представленные результаты расширяют экспериментальную базу для построения последовательных теоретических моделей, описывающих взаимодействие излучения с неравновесными турбулентными средами, в частности, с верхними слоями атмосферы.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №97-02-16758, №01-02-17781).*

## **Литература**

1. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. УФН, **114**, 415 (1974).
2. В.И.Татарский Распространении волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967, 548 с.
3. А.С.Гурвич, А.И.Кон, В.Л.Мионов, С.С.Хмелевцов. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976, 278 с.
4. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981.
5. Распространение лазерного излучения в атмосфере. Под ред. Стробена Д.Б. М.: Мир, 1981.
6. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. УФН, **137**, 117, 1982.
7. Акишев Ю.С., Напартович А.П. Физика плазмы, **4**, 1146, 1978.
8. Акишев Ю.С., Апонин Г.Н., Бесшапошников А.А., Пашкин С.В., Соколов И.А., Трушкин Н.И. ТВТ, **22**, 1218, 1984.
9. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Косынкин В.Д. Письма в ЖТФ, **13**, 427, 1987.
10. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. М.: МЭИ, 1994.
11. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г. Известия РАН, сер. Механика жидкостей и газа, №2, 81, 2000.
12. Garosi G.A., Bekefi G., Schulz M. Phys.Fluids, **13**, 2795, 1970.
13. Плазма в лазерах. Под ред. Бекефи Дж. М.: Энергоиздат, 1982.
14. Справочник по лазерам Под ред. ак. Прохорова А.М. М.: Советское радио, 1978.
15. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1963.
16. Колмогоров А.Н. Докл. АН СССР, **XXX**, №4, 1941.
17. Обухов А.М. Известия АН СССР, сер. Географическая и геофизическая, **13**, 58, 1949.
18. In Turbulence in a refractive medium. Ed. Andreas E.L. SPIE Milestones Series, **MS25**, 1990.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т.IV, Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001, 736 с.
20. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Забелин А.М., Панченко В.Я. Изв. АН СССР, сер. физич., **56**, 199, 1992.
21. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Дембовецкий В.В., Завалов Ю.Н., Завалова В.Е. Квантовая электроника, **23**, 695, 1996.
22. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Завалов Ю.Н., Завалова В.Е., Панченко В.Я. Квантовая электроника, **24**, №3, 1997.
23. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
24. Семенов А.А., Арсеньян Т.И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах. М.: Наука, 1978.
25. Galushkin M.G., Golubev V.S., Panchenko V.Ya., Zavalov Yu.N., Buyarov S.A. Grishaev R.V. In: Abs. X conf. on Laser Optics, St.Peterburg, June 26-30, 2000.
26. Буяров С.А., Галушкин М.Г., Голубев В.С., Гришаев Р.В., Дубров В.Д., Ионин А.А., Завалов Ю.Н., Котков А.А., Панченко В.Я. Изв. РАН, сер. физическая, **66**, 980, 2002.
27. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. Квантовая электроника, **9**, 1793, 1984.