

# Структура турбулентности активной среды быстропроточного CO<sub>2</sub>-лазера

М.Г.Галушкин, В.С.Голубев, Ю.Н.Завалов, А.А.Ионин, А.А.Котков,  
П.В.Короленко, В.Я.Панченко, В.Д.Дубров, С.А.Буяров, Р.В.Гришаев

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

**Ключевые слова:** турбулентность, CO<sub>2</sub>-лазер, оптические методы диагностики.

## 1. Введение

Среди разнообразных проблем физики лазеров и ее приложений, входивших в круг научных интересов академика А.М.Прохорова, 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 (см., напр., [2–5]), существует немало задач, которые еще ждут своего решения. К ним относятся исследования разнообразных неустойчивостей и турбулентности в потоке термодинамически неравновесной среды с тепловыделением, нелинейно зависящим от температуры. Помимо фундаментального эти вопросы имеют и большое практическое значение.

В частности, важным является исследование развития турбулентности в потоке лазерно-активной среды. Турбулентные образования, возникающие в активной среде быстропроточных технологических лазеров, могут приводить к возникновению трудноустраняемых 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 эксперимен-

тального материала. Несмотря на целый ряд работ, выполненных в указанном направлении [6–11], ощущается явный недостаток сведений о влиянии электрического разряда и оптического излучения на флуктуации параметров турбулентной среды быстропроточных лазеров. Последнее обстоятельство определило цель настоящей 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 применялись три разные методики: локальной люминесценции, интерферометрии и вырожденного четырехволнового смешения.

В наших экспериментах использовался CO<sub>2</sub>-лазер мощностью 600 Вт с быстрой аксиальной прокачкой активной среды, 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 с внутренним диаметром 2 см. Поступление газа осуществлялось через боковое отверстие расположенного на входе ГРТ турбулизатора. Это обеспечивало формирование стабилизирующей характеристики разряда турбулизованного потока, средняя скорость которого составляла 140 м/с при давлении 30 Тор.

## 2. Метод люминесцентной диагностики

Регистрация локальных флуктуаций люминесцентного свечения плазмы разряда в видимой области спектра, позволяющая определять небольшие 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 длин волн 430–960 нм, где наиболее интенсивно свечение газового разряда, связанное с электронными переходами молекул N<sub>2</sub> (2-е положительные полосы), CO (3-и положительные полосы) и полосы  $\gamma$ -системы NO [14]. Аппаратура позволяла

М.Г.Галушкин, В.С.Голубев, Ю.Н.Завалов, В.Я.Панченко, В.Д.Дубров, С.А.Буяров, Р.В.Гришаев. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святоозерная, 1

А.А.Ионин, А.А.Котков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

П.В.Короленко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 23 января 2003 г.

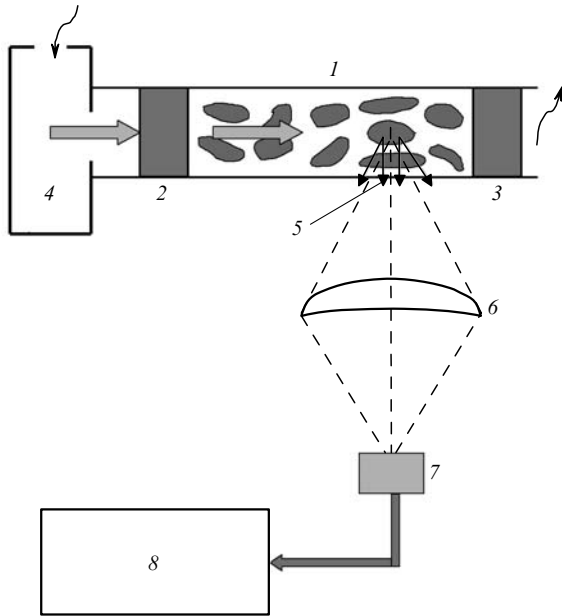


Рис.1. Схема эксперимента по регистрации люминесцентного сигнала:  
 1 – разрядная трубка CO<sub>2</sub>-лазера; 2 – анод; 3 – катод; 4 – турбулизатор; 5 – локальное свечение плазмы разряда; 6 – линза; 7 – фотодиод; 8 – система сбора и обработки данных.

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. Оценка внутреннего пространственного масштаба турбулентности  $l_0$  в потоке газа может быть проведена на основе соотношения  $l_0 = d(\text{Re}^*/\text{Re})^{3/4} \approx 0.7$  см [15], где  $d$  – диаметр ГРТ,  $\text{Re}^*$  и  $\text{Re}$  – критическое и фактическое числа Рейнольдса ( $\text{Re}^* \approx 300$ ,  $\text{Re} \approx 1600$ ). Отсюда следует, что используемая методика обеспечивала необходимое пространственное разрешение.

На рис.2,*a* приведен экспериментально зарегистрированный спектр мощности турбулентных пульсаций плотности газа  $S(f)$  при удельном энергокладе в разряд  $W = 5$  Вт/см<sup>3</sup> (в отсутствие лазерной генерации). Видно, что с увеличением частоты у спектра появляется характерный для гидродинамической турбулентности спад [15–18]. Умножая  $S(f)$  на квадрат частоты, получаем функцию с максимумом на частоте  $\omega_0 \approx v/l_0$ , характеризующую распределение кинетической энергии турбулентных флуктуаций по частоте (рис.2,*б*). Несмотря на то что в наших экспериментах среда, строго говоря, не яв-

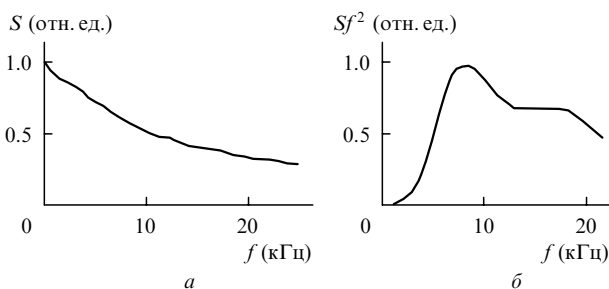


Рис.2. Нормированные на максимальные значения спектральная мощность пульсаций плотности газа  $S$  (*a*) и спектральное распределение кинетической энергии турбулентных флуктуаций  $Sf^2$  (*б*) для удельного энергоклада в разряд  $W = 5$  Вт/см<sup>3</sup>.

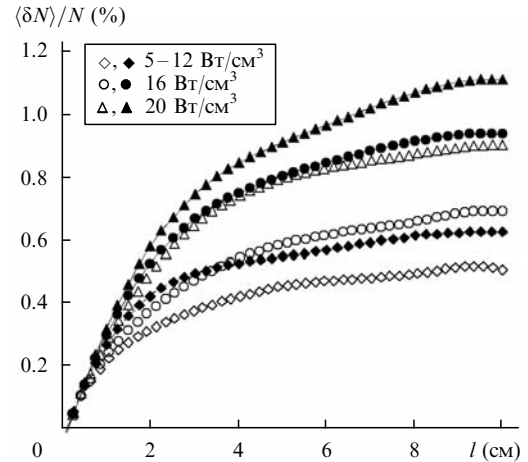


Рис.3. Зависимости пульсаций плотности газа от пространственного масштаба турбулентных флуктуаций для различных удельных энергокладов в отсутствие лазерного излучения (светлые точки) и при его наличии (тёмные точки). Интенсивность лазерного излучения равна удвоенной интенсивности насыщения.

ляется изотропной и однородной, можно предположить, ориентируясь на результаты теории [19], что этот максимум соответствует максимуму плотности диссипации энергии.

Полученные экспериментальные результаты представлены на рис.3 в виде зависимости флуктуаций плотности газа  $\langle \delta N \rangle / N$  ( $N$  – число частиц в единице объема) от продольного размера  $l = v/f$  турбулентных образований. При  $l < l_0$ , т.е. на вязкостном интервале, турбулентные флуктуации  $\langle \delta N \rangle / N$  слабо зависят от энергоклада. Влияние газового разряда на параметры гидродинамической турбулентности имеет пороговый характер, т.е. возрастание  $\langle \delta N \rangle / N$  начинается при превышении удельным энергокладом 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 их порог. Это может быть связано с проявлением светоиндуцированного эффекта [20], оказывающего влияние на скорость тепловыделения в активной среде CO<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 этого инкремента и соответственно флуктуаций плотности от интенсивности лазерного излучения [20–22].

Полученные результаты (рис.3) позволяют определить структурную характеристику флуктуаций показателя преломления  $C_{n\parallel}^2$  (индекс  $\parallel$  соответствует продольным пульсациям плотности среды). Величина  $C_{n\parallel}^2$  характеризует степень оптической неоднородности потока активной смеси исследуемого лазера, возникающей под влиянием турбулентных образований. Построим вначале вспомогательную функцию

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

где  $\delta n/n = \Gamma \langle \delta N \rangle / N$ ;  $\Gamma = \gamma_{\text{GD}} N \approx 0.4 \times 10^{-5}$ ;  $n \approx 1$  – коэффициент преломления газовой среды трассы;  $\gamma_{\text{GD}}$  – постоянная Гладстона – Дейла для смеси (см. рис.4). Вели-

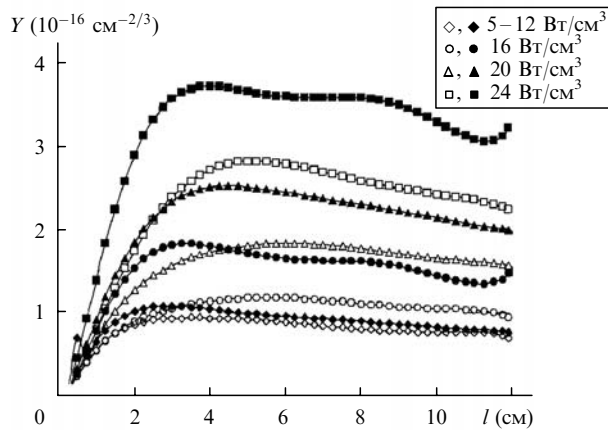


Рис.4. Зависимости  $Y(l)$  при различных удельных энергокладах в разряд.

чина  $C_{n\parallel}^2$  соответствует среднему значению  $Y(l)$  в «инерциальном» интервале масштабов  $l$  (область слабых изменений  $Y(l)$ ). Вычисленная таким образом функция  $C_{n\parallel}^2$  зависит от удельного энергоклада в разряд  $W$  (см. рис.5): при изменении  $W$  в диапазоне 5–20 Вт/см<sup>3</sup> она меняется в пределах  $(0.6 - 3.5) \times 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ .

Считая, что внутренние масштабы турбулентности  $l_0$  мало различаются для направлений вдоль и поперек потока, при оценке структурной функции флуктуаций фазы  $D_\varphi$  на расстояниях, близких к  $l_0$ , можно использовать следующее выражение [5]:

$$D_\varphi(l) = 2.92 C_{n\parallel}^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 L l^{5/3}, \quad (2)$$

где  $L$  – длина активной среды;  $\lambda$  – длина волны излучения. Из (2) непосредственно определяются среднеквадратичные флуктуации фазы  $\langle \delta\varphi^2 \rangle = D_\varphi$ . Оценка стандартного отклонения  $\delta\varphi$  для нашего лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм) дает  $\sim 10^{-3}$  рад, что свидетельствует о слабом влиянии мелкомасштабных турбулентных образований на качество лазерного излучения в данном типе лазеров с низким давлением активной среды.

### 3. 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 влия-

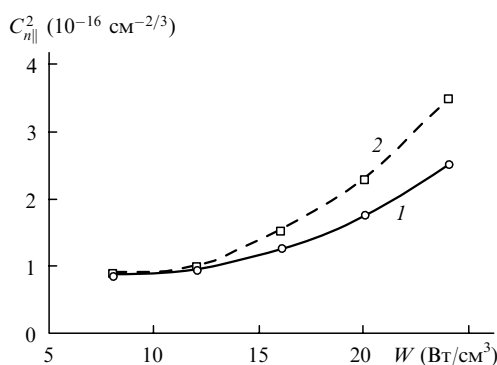


Рис.5. Зависимости  $C_{n\parallel}^2$  от удельного энергоклада в разряд  $W$  в отсутствие лазерного излучения (1) и при его наличии (2).

2 Квантовая электроника, т.33, № 8

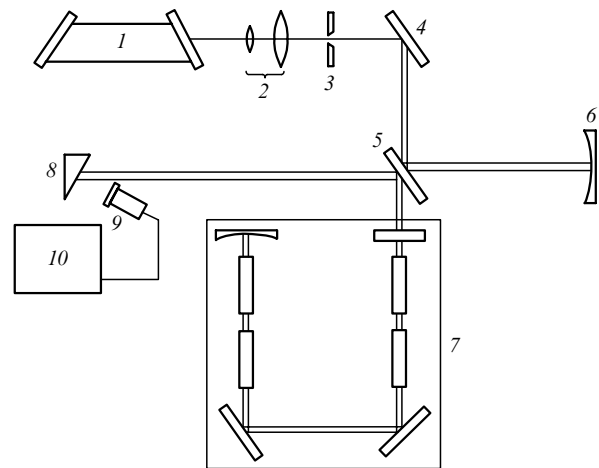


Рис.6. Схема эксперимента с использованием метода интерферометрии:

1 – зондирующий He–Ne-лазер; 2 – телескоп; 3 – ирисовая диафрагма; 4 – плоскопараллельная пластина; 5 – оптический клин; 6 – сферическое зеркало; 7 – CO<sub>2</sub>-лазер; 8 – экран; 9 – CCD-камера; 10 – компьютер.

нию внешних вибраций и возмущений. Пучок зондирующего He–Ne-лазера с  $\lambda = 0.63$  мкм делился плоскопараллельной пластиной. При помощи оптического клина полученные параллельные пучки разделились в двух направлениях – «рабочем» и «калибровочном». Два параллельных рабочих пучка проходили через активную турбулентную среду CO<sub>2</sub>-лазера, между ними было выбрано расстояние  $\Delta l \approx 5$  мм. (Такое расстояние между пучками близко к размеру  $l_0$  внутреннего масштаба турбулентности потока). Два калибровочных пучка отражались от вогнутого зеркала с радиусом кривизны  $R_0$ , равным радиусу кривизны заднего зеркала CO<sub>2</sub>-лазера ( $R_0 = 28$  м). Обе пары пучков фокусировались на экран, где они интерферировали попарно между собой.

Были получены интерферограммы для разных условий: для покоящегося газа, в потоке газа в отсутствие разряда и в потоке газа в случае газового разряда при удельном энергокладе от 5 до 15 Вт/см<sup>3</sup> и давлении газа от 28 до 49 Тор. Установлено, что в потоке газа видность интерференционных полос уменьшалась по сравнению с таковой для покоящегося газа; она 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 двух пучков, прошедших через активную среду, от удельного энергоклада в разряд. Этот коэффициент определялся для нескольких давлений газа в активной среде по видности интерференционных полос путем усреднения отдельных кадров видеосъемки:

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

где  $V$  – усредненная по выборке видность;  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – интенсивности в максимуме и минимуме интерференционной картины;  $I_2$  и  $I_1$  – интенсивности пучков [23].

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

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

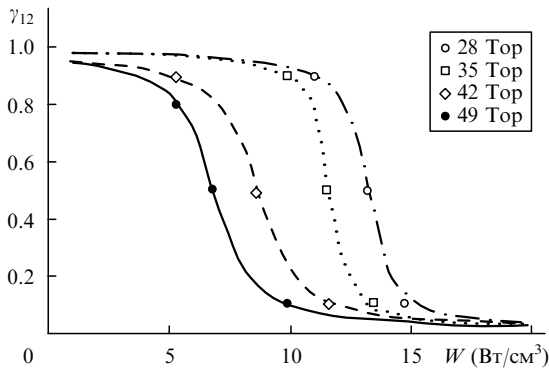


Рис.7. Зависимости коэффициента  $\gamma_{12}$  от удельного энерговклада  $W$  при различных давлениях.

Из рис.7 видно, что  $\langle \delta\varphi \rangle$  возрастает с ростом давления газа и энерговклада. При низких энерговкладах, как следует из экспериментальных данных (рис.7) и формулы (4), величина  $\langle \delta\varphi \rangle \simeq 0.044$  рад, что заметно превышает  $\langle \delta\varphi \rangle = 0.007$  рад, которое получается с помощью формулы (2), если в нее подставить  $l = 0.5$  см,  $L = 100$  см,  $\lambda = 0.63$  мкм,  $C_{n||}^2 = 10^{-16}$  см<sup>-2/3</sup>.

Указанное различие увеличивалось с ростом энерговклада. Это, на наш взгляд, свидетельствует о том, что гидродинамическая турбулентность потока в ГРТ не является единственной причиной возникновения мелко-масштабных фазовых неоднородностей. Можно полагать, что флуктуирующие во времени радиальные неоднородности плотности тока в виде токовых нитей, появляющихся при высоких энерговкладах в результате шнуровой неустойчивости разряда [6, 7] и имеющих диаметр, меньший расстояния  $\Delta l$  между пучками, вызывают дополнительные фазовые сдвиги. При этом, как показали измерения, долговременные (порядка времени пребывания газа в разряде и дольше) флуктуации  $\delta\varphi$  коррелируют с флуктуациями тока разряда и напряженности на разрядном промежутке.

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

Использование внутррезонаторного вырожденного четырёхволнового смешения (ВЧВС) для определения пространственного спектра турбулентных флуктуаций скорости потока газовой лазерной смеси было предложено в работах [25, 26]. В этом методе применяется схема ВЧВС на нелинейности коэффициента усиления в собственной активной среде CO<sub>2</sub>-лазера.

Оптическая схема установки показана на рис.8. Здесь в качестве опорных волн используются 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 [27]

$$R = \frac{I_4(0)}{I_3(0)} = \frac{1}{16} I_1^2(0) \Gamma_0^2(0) \frac{(e^{2\alpha L} - 1)^2}{\alpha^2} e^{2\alpha L}, \quad (5)$$

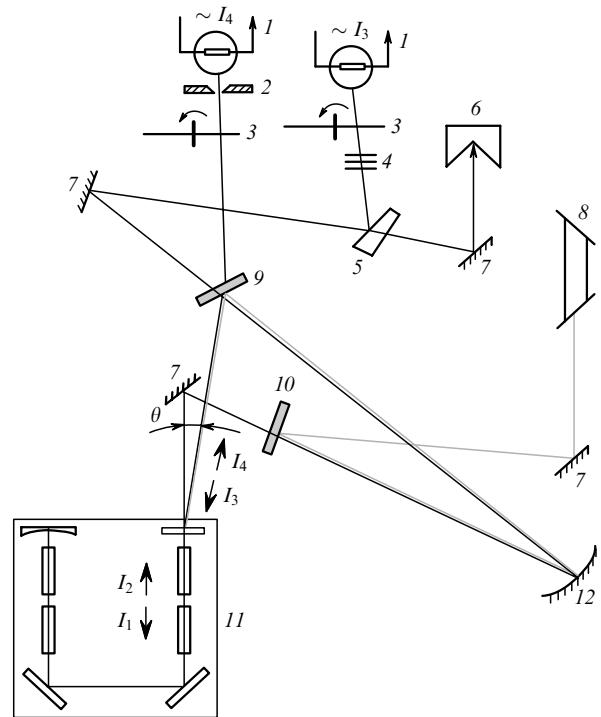


Рис.8. Схема экспериментальной установки для измерения параметров турбулентного потока лазерной среды методом ВЧВС:

1 – ИК датчик; 2 – диафрагма; 3 – прерыватель; 4 – ослабитель (Ge); 5 – клин (KCl); 6 – ловушка; 7 – зеркала; 8 – He-Ne-лазер; 9, 10 – пластины из Zn-Se; 11 – CO<sub>2</sub>-лазер; 12 – согласующее зеркало ( $R_0 = 5$  м);  $\theta$  – угол между пучками  $I_3$  и  $I_1$ .

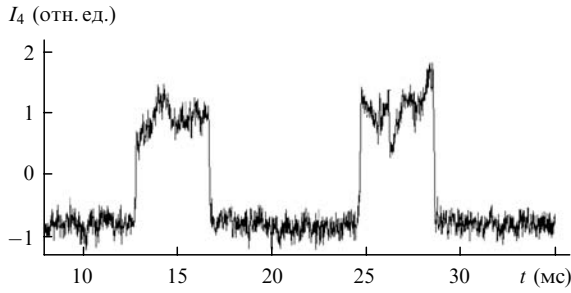
где

$$\Gamma_0 = \frac{\alpha}{I_s} \left[ \left( 1 + \frac{I}{I_s} + \tau_2 D q^2 \right)^2 + \tau_2^2 (\mathbf{v} \mathbf{q})^2 \right]^{-1/2} \quad (6)$$

– коэффициент нелинейной связи;  $L$  – длина взаимодействия волн в усиливающей среде;  $\tau_2$  – эффективное время релаксации верхнего лазерного уровня;  $D$  – коэффициент молекулярной диффузии;  $\alpha = \alpha_0 / (1 + I/I_s)$ ;  $\alpha_0$  – усиление слабого сигнала;  $I = I_1 + I_2$ ;  $I_s$  – интенсивность насыщения усиления;  $\mathbf{v}$  – скорость потока;  $\mathbf{q}$  – волновой вектор решётки коэффициента усиления, модуль которого  $q = (2\pi/\lambda)\theta$ .

Решётка размывается вследствие молекулярной диффузии колебательно-возбужденных молекул CO<sub>2</sub>, 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 эксперименте значения энергетической эффективности ОВФ (т.е.  $R$ ) 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. Такие пульсации отсутствуют в осциллограмме волны  $I_3$ . Это

Рис.9. Осциллограмма сигнала обращённой волны  $I_4$ .

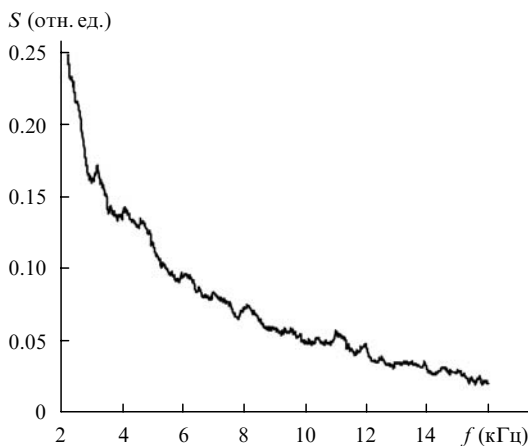
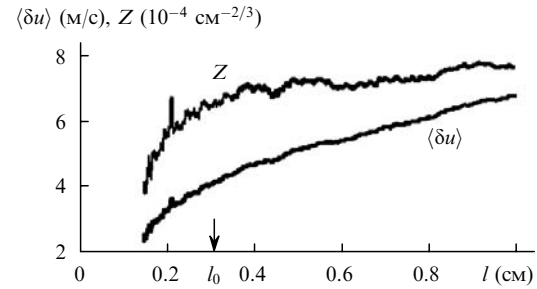
означает, что амплитуды пульсаций коэффициента отражения  $R$  по порядку величины близки к  $R$ . Данные пульсации обусловлены влиянием турбулентных флуктуаций поперечной составляющей  $u$  скорости потока. Исходя из величины пульсаций  $R$  можно заключить, что в выражении (6) слагаемые  $\tau_2^2(\mathbf{v}q)^2$  и  $\tau_2 Dq^2$  близки друг другу. Отсюда следует оценка  $\langle u \rangle$  для условий нашего эксперимента (при  $D \approx 20 - 30 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $q \approx 60 \text{ см}^{-1}$ ):  $\langle u \rangle \approx Dq \approx (1 - 2) \times 10^3 \text{ см/с}$ .

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):

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{2\tau_2^2 q^2}{(1 + I/I_s + \tau_2 Dq^2)^2 + \tau_2^2 \langle u^2 \rangle q^2} \delta u^2. \quad (7)$$

В левой части выражения (7) стоит величина, измеряемая в эксперименте, поэтому существует возможность определения на разных пространственных масштабах флуктуаций  $\delta u^2$ .

На рис.10 показан спектр величины  $\delta R/R$  при типичном для рабочего режима исследуемого лазера удельном энергокладе в разряд  $W = 7.8 \text{ Вт/см}^3$  в интервале частот  $f = 2 - 16 \text{ кГц}$ . Как показали измерения, изменение  $W$  в интервале  $3 - 10 \text{ Вт/см}^3$  слабо влияло на ход кривой. На рис.11 приведена зависимость величины  $\langle \delta u \rangle$  от масштаба  $l$ . При построении этой зависимости использовалось приближенное соотношение

Рис.10. Спектр  $S(f)$  пульсаций величины  $\delta R/R$  при удельном энергокладе в разряд  $W = 7.8 \text{ Вт/см}^3$ .Рис.11. Зависимости  $\langle \delta u \rangle$  и  $Z$  от размера неоднородностей  $l$ .

$$l = D_t q_t / f, \quad (8)$$

где  $D_t = \langle \delta u \rangle l$ ;  $q_t = 2\pi/l$ . Отметим, что плавный рост зависимости  $\langle \delta u \rangle$  от  $l$  характерен для модели развитой турбулентности.

Для оценки внутреннего масштаба турбулентности построим вспомогательную функцию

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

Она также представлена на рис.11. Внутренний масштаб турбулентности  $l_0$  соответствует значению  $l$ , при котором область резкого роста функции  $Z(l)$  переходит в область малых её изменений. Определённый таким образом внутренний масштаб турбулентности поперёк потока  $l_{0\perp} \approx 0.4 \text{ см}$ . Следовательно, находит подтверждение ранее использованное предположение о примерном равенстве внутренних масштабов турбулентности  $l_{0\perp}$  и  $l_{0\parallel}$ .

## 5. Заключение

Экспериментально обнаружено, что в турбулентном потоке активной среды CO<sub>2</sub>-лазера при превышении некоторого порогового энергоклада 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 флуктуаций приводит также наличие насыщающего поля излучения. Установлено, что возникающие под влиянием турбулентности потока флуктуации фазы существенно уступают искажениям фазового профиля лазерного пучка, возникающим под влиянием пространственных неустойчивостей разряда (шнурования разряда).

Показано, что метод ВЧВС 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 внутренние масштабы турбулентности, развивающейся вдоль и поперёк направления движения активной среды, примерно одинаковы.

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 РФФИ (гранты № 97-02-16758 и 01-02-17781).

1. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. *УФН*, **114**, 415 (1974).
2. Татарский В.И. *Распространение волн в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1967).
3. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976).
4. Зуев В.Е. *Распространение лазерного излучения в атмосфере* (М.: Радио и связь, 1981).
5. *Распространение лазерного излучения в атмосфере*. Под ред. Д.Б.Стробена (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., Беспашошников 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.: Изд-во МЭИ, 1994).
11. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г. *Изв. РАН. Сер. Механика жидкостей и газа*, № 2, 81 (2000).
12. Garosi G.A., Vekefi G., Schulz M. *Phys. Fluids*, **13**, 2795 (1970).
13. *Плазма в лазерах*. Под ред. Дж.Бекефи (М.: Энергоиздат, 1982).
14. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978).
15. Шлихтинг Г. *Теория пограничного слоя* (М.: Наука, 1963).
16. Колмогоров А.Н. *ДАН СССР*, **30** (4), 305 (1941).
17. Обухов А.М. *Изв. АН СССР. Сер. географическая и геофизическая*, **13**, 58 (1949).
18. *Turbulence in a Refractive Medium*. Ed. by E.L.Andreas (SPIE Milestones Ser. v. 25, 1990).
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. IV. Гидродинамика* (М.: Физматлит, 2001, с. 206).
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**, 223 (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. *Techn. Program X Conf. on Laser Optics* (St.Peterburg, 2000, p. 57).
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. физич.*, **66**, 980 (2002).
27. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. *Квантовая электроника*, **11**, 1794 (1984).



Н.Г.Басов, Ч.Таунс, А.М.Прохоров в ФИАНе, 1965 г.