

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

(Шатура Московской обл.)

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА  
ПРОКАЧНОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА  
НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА \*

Приведена методика определения параметров турбулентного течения газовой смеси в  $\text{CO}_2$ -лазере с быстрой аксиальной прокачкой. Метод основан на анализе интенсивности обращенной волны при внутриврезонаторном вырожденном четырехволновом смешении на нелинейности коэффициента усиления активной среды. Метод позволяет определить частотное распределение среднеквадратичной величины пульсаций поперечной составляющей скорости, границу вязкостного и инерционного диапазонов и оценить структурную постоянную пульсации скорости турбулентного потока и коэффициент турбулентной поперечной диффузии.

Введение. В мощных технологических  $\text{CO}_2$ -лазерах с быстрой аксиальной прокачкой газа (БАПГ) поперечный размер разрядной зоны, устойчивость разряда и оптическое качество активной среды во многом зависят от параметров турбулентности потока лазерной смеси [1–5]. В самостоятельном продольном разряде постоянного тока с помощью турбулизации потока лазерной смеси существенно увеличивается поперечный размер разрядной области и при этом повышается устойчивость разряда. Это происходит благодаря тому, что коэффициент турбулентной диффузии почти на порядок превышает коэффициент обычной молекулярной диффузии. В результате поперечные размеры диффузионного разряда определяются коэффициентом турбулентной диффузии. В связи с этим решающим фактором на пути оптимизации БАПГ становятся сведения об уровне турбулентных пульсаций скорости, в частности ее поперечных составляющих, определяющих величину турбулентной диффузии. Для диагностики турбулентных параметров газового потока эффективными являются оптические методы, например: лазерный доплеровский [6], люминесцентный [7], интерферометрический [8]. Но каждый из них имеет свои ограничения, поэтому актуальным является поиск новых более информативных методов диагностики.

---

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-17277-а).

В данной работе предложена методика диагностики турбулентных параметров активной среды (АС) CO<sub>2</sub>-лазера с быстрой аксиальной прокачкой и представлены экспериментальные результаты использования этого метода. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами. Определены частотное распределение среднеквадратичной величины пульсаций поперечной составляющей скорости, граница вязкостного и инерционного диапазонов и оценены структурная постоянная пульсации скорости турбулентного потока и коэффициент турбулентной поперечной диффузии.

Описание метода. Наиболее распространенным методом измерения скорости газового потока и соответственно ее турбулентных пульсаций являются лазерно-доплеровские измерения. Однако для его реализации в газовых потоках требуется вводить мелкие частицы, рассеивающие лазерное излучение. В случае измерения турбулентных пульсаций потока активной лазерной среды через газоразрядную камеру наличие каких-либо посторонних частиц отрицательно сказывается на состоянии разряда и самой лазерной среды, тем более в поле интенсивности лазерного излучения.

В связи с этим для измерения турбулентных пульсаций поперечной составляющей скорости был предложен новый метод, который не требует использования мелких частиц, рассеивающих излучение. Этим методом является внутриволновое вырожденное четырехволновое смешение (ВВЧС) в собственной активной среде. В результате этого процесса образуются динамические амплитудные дифракционные решетки коэффициента усиления, от которых отражается в определенном направлении пробное (сигнальное) излучение. Интенсивность отраженного излучения и соответственно коэффициент отражения при ВВЧС зависят от амплитуды решетки коэффициента усиления, которая, в свою очередь, зависит от коэффициента обычной диффузии и поперечной составляющей скорости потока. Функциональная связь этих величин известна из теории четырехволнового взаимодействия в движущихся активных газовых средах [9].

Схема ВВЧС [10, 11] показана на рис. 1. В данном случае опорными волнами являются встречные волны резонатора с интенсивностями  $I_1$  и  $I_2$ . В резонаторе при интерференции двух волн  $I_1, I_3$  ( $I_3$  – пробная волна, полученная возвратом части излучения в резонатор под небольшим углом к его оси) образуется периодическая решетка коэффициента усиления активной среды. Встречная волне  $I_1$  волна  $I_2$  испытывает брэгговское отражение на этой решетке. В результате появляется комплексно-сопряженная волне  $I_3$  волна  $I_4$ , которая усиливается в насыщенной АС лазера. Как было показано в работах [9, 12], интенсивность отраженной волны  $I_4$  зависит от следующих факторов:

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

$$\frac{1}{I_s} \sqrt{(1 - I/I_s - 2Dq^2)^2 - \frac{2}{2}(\sqrt{q})^2}, \quad (2)$$

где  $R = I_4/I_3$  – коэффициент отражения, характеризующий энергетическую эффективность обращения волнового фронта (ОВФ);  $\frac{1}{I_s}$  – коэффициент нелинейной связи;  $L$  – длина взаимодействия  $I_1, I_3$  в усиливающей среде;  $\frac{2}{2}$  – эф-

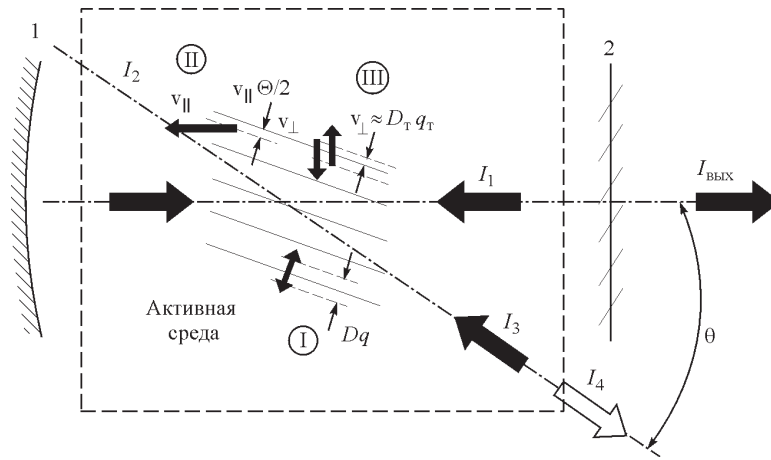


Рис. 1. Принципиальная схема ВВЧС в активной среде CO<sub>2</sub>-лазера с БАПГ: 1, 2 – зеркала резонатора, I<sub>1</sub>, I<sub>2</sub> – встречные волны в резонаторе, I<sub>3</sub> – пробная волна, I<sub>4</sub> – комплексно-сопряженная волна, θ – угол между I<sub>1</sub> и I<sub>3</sub>. Факторы, препятствующие ОВФ: I – размывание решетки из-за диффузии, II – конвекция активной среды, III – турбулентные пульсации скорости потока активной среды. ( θ = 0,01 рад; D = 10,6 мкм; q = 2 / ; v<sub>||</sub> = 240 м/с; D = 20–30 см<sup>2</sup>/с.)

эффективное время релаксации; D – коэффициент молекулярной диффузии;  $u_0/(1 - I/I_s)$ ;  $u_0$  – усиление слабого сигнала;  $I = I_1 - I_2 = 2I_1(0)$ ;  $I_s$  – интенсивность насыщения среды;  $\bar{v}$  – скорость потока;  $\bar{q}$  – волновой вектор решетки коэффициента усиления, величина которого

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} = k \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

Решетка размывается вследствие турбулентных пульсаций поперечной составляющей скорости потока, а ее амплитуда уменьшается вследствие молекулярной диффузии колебательно-возбужденных молекул CO<sub>2</sub>. Эти факторы снижают интенсивность обращенного пучка. В лазере с БАПГ скорость потока газа направлена вдоль оптической оси резонатора, так что снос решетки в данном приближении сказывается на эффективности ОВФ в допустимых пределах. Таким образом, поперечная турбулентная и молекулярная диффузии являются факторами, влияющими на эффективность ОВФ.

Из формул (1), (2) получаем

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dv} = \frac{2 \frac{2}{\lambda} q^2 v}{(1 - I/I_s - 2Dq^2)^2 - \frac{2}{\lambda} (vq)^2} \quad (4)$$

Принимая во внимание поперечные пульсации и скорости v, а также учитывая, что в условиях эксперимента выполнялись соотношения  $2Dq^2 \ll 1 - I/I_s$  и  $Dq \ll u$ , из (4) для относительных изменений интенсивности I<sub>4</sub> имеем

$$\frac{dI_4}{I_4} = \frac{1}{(Dq)^2} du^2 \quad (5)$$

Другими словами, спектр относительных пульсаций интенсивности обращенного пучка пропорционален спектру квадрата поперечных пульсаций скорости потока. Измерив спектр мощности сигнала  $I_4$ , можно оценить спектр мощности пульсаций квадрата поперечной составляющей скорости. Переход от частотной шкалы к шкале масштабов турбулентных пульсаций сделан в предположении, что наблюдаемые временные изменения относительных пульсаций интенсивности обращенной волны (5) определяются процессом турбулентной диффузии, размывающим решетку усиления. Сама же амплитуда решетки (1), (2), как было уже замечено, определяется коэффициентом молекулярной диффузии. Эти предположения позволяют сделать оценку среднеквадратичного разброса пульсаций поперечной составляющей скорости на разных масштабах пульсаций  $r$ , используя приближенное соотношение

$$r \approx (D_T q_T) / f, \quad (6)$$

где  $D_T$  – коэффициент поперечной турбулентной диффузии;  $q_T = 2/r$  – волновой вектор поперечных пульсаций скорости потока газа;  $f$  – частота.

Зная среднеквадратичный разброс пульсаций поперечной составляющей скорости потока  $u(r)$  на разных масштабах пульсаций, можно определить оценку структурной постоянной пульсаций скорости на разных масштабах:

$$C_v^2 = (u(r)/v_0)^2 r^{-2/3}, \quad (7)$$

где  $v_0$  – скорость прокачки газовой смеси.

Экспериментальные исследования. Эксперименты проводились на макете  $\text{CO}_2$ -лазера с БАПГ мощностью 1 кВт [13]. Скорость прокачки потока лазерной смеси через восемь газоразрядных трубок составляла примерно  $240 \text{ м с}^{-1}$ . Для определения влияния диффузии на эффективность ОВФ нами была создана экспериментальная установка, на которой измерялись мощность отраженного пучка и энергетическая эффективность ОВФ в зависимости от угла смещения и энерговклада в разряд. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Излучение лазера, ослабленное ZnSe-пластиной, попадая на зеркало 12 с радиусом кривизны 5 м, фокусируется и направляется обратно в АС лазера под малым углом. ОВФ-излучение  $I_4$ , проходя через ZnSe-пластину (у которой одна грань с  $R = 60\%$ , другая, просветленная, с  $R = 0$ ), прерыватель 3 и диафрагму 2, попадает на фоторезистор 1. В то же время ослабленное излучение лазера, отражаясь от КС1-клина и проходя прерыватель и Ge-пластины, попадает на второй фоторезистор. Основная часть лазерного излучения попадает в ловушку 6. Для контроля мощного луча нами использовался He-Ne-лазер. С его помощью можно оперативно менять угол смещения и визуально наблюдать прохождение пробного пучка внутри резонатора.

У заднего зеркала лазера была поставлена диафрагма, существенно увеличившая дифракционные потери лазера при генерации даже основной гауссовой моды (эквивалентное число Френеля  $N_F$  для резонатора равно  $\sim 1,2$ ). При этом мощность выходного излучения снижалась в 3 раза. Во столько же раз возрастал насыщенный коэффициент усиления активной среды. Тогда согласно расчетам (1), (2) коэффициент отражения при ВВЧС увеличивался на два порядка. После фокусировки сигнальной волны  $I_3$  размер ее пучка в фокусе, располагающемся перед выходным зеркалом, составил около 3 мм.

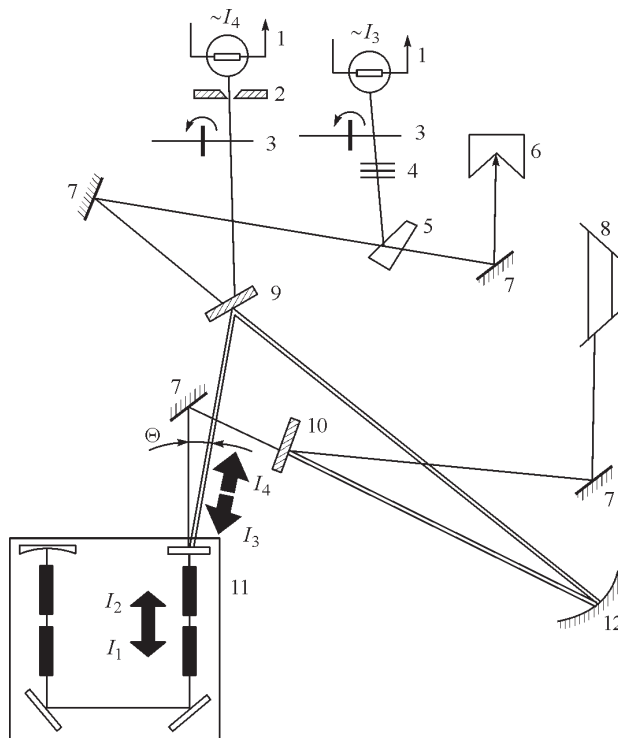


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – ИК-датчик, 2 – диафрагма, 3 – прерыватель, 4 – Ge-пластины, 5 – KCl-клин, 6 – ловушка, 7 – зеркала, 8 – He-Ne-лазер, 9, 10 – Zn-Se-пластина, 11 – CO<sub>2</sub>-лазер с БАПП, 12 – зеркало ( $R = 5$  м),  $\Theta$  – угол между  $I_3$  и  $I_1$

Для селекции отраженной (обращенной) волны был использован тот факт, что она распространяется по тому же оптическому пути, что и сигнальная волна, только в обратном направлении. Оказалось, что измеренная фоторезистором мощность обращенной волны не изменялась при установке диафрагмы диаметром 4 мм и слабо изменялась при сужении диафрагмы до диаметра 3 мм. Размер же основного лазерного пучка на выходе составляет около 14 мм.

Для регистрации излучения в условиях его относительно малой интенсивности и для обработки экспериментальных данных был разработан пакет программ и использовался программируемый аналого-цифровой преобразователь L-1251 с усилителями сигнала типа LM-201s. В программном обеспечении была реализована автокомпенсация тепловых и временных флуктуаций, а также синхронизация регистрации данных.

Как показали эксперименты, молекулярная диффузия является фактором, ограничивающим эффективность ОВФ. Турбулентная же диффузия не влияет на уровень ОВФ-сигнала, а приводит к флуктуациям мощности в спектре частот турбулентных пульсаций плотности АС. Спектральный анализ позволяет выделить влияние турбулентных пульсаций скорости (5).

Результаты эксперимента. Был проведен спектральный анализ регистрируемых сигналов. Известно, что спектр мощности  $S(f)$  сигнала определяется как

$$A_i(f) = T^{-1/2} FFT(a_i(t)); S_i(f) = A_i(f)A_i^*(f); S(f) = N^{-1} \sum_i S_i(f), \quad (8)$$

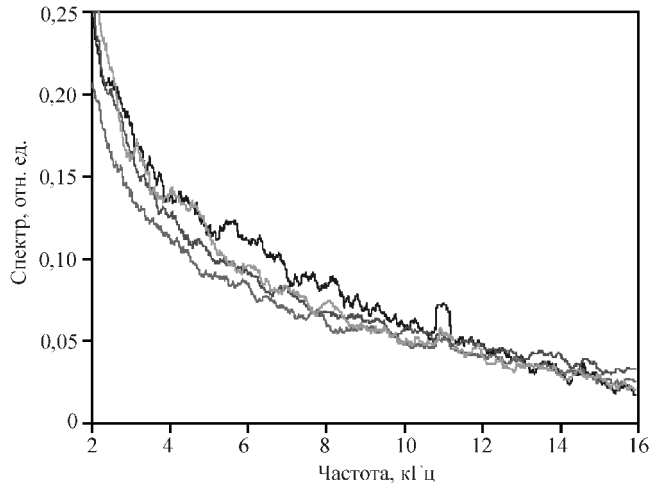


Рис. 3. Спектры относительных пульсаций интенсивности отраженного сигнала

где  $T$  – длительность одной реализации;  $N$  – число реализаций; FFT – быстрое фурье-преобразование сигнала;  $a_i(t)$  – одна из реализаций сигнала.

На рис. 3 показаны полученные на основании (8) спектры относительных пульсаций  $\sqrt{S(f)}$  интенсивности отраженного сигнала  $I_4$  для значений энерговклада в разряд 3,5...6,5 Вт/см<sup>3</sup>.

Согласно (5) оценка среднеквадратичного разброса пульсаций поперечной составляющей скорости потока  $u(r)$  на разных масштабах пульсаций  $r$  приведена на рис. 4. В качестве исходных использовались экспериментально полученные спектры  $\sqrt{S(f)}$ . Для перехода от частотной шкалы к шкале масштабов турбулентных пульсаций применялось соотношение (6). Исходя из выражения (7), на рисунке приведена оценка структурной постоянной пульсаций

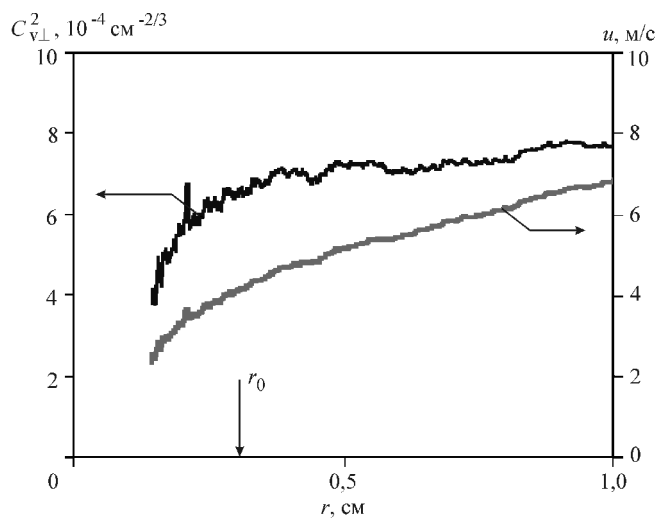


Рис. 4. Оценка среднеквадратичного разброса пульсаций

саций скорости  $C_v^2$  на разных масштабах. В инерционной области турбулентности структурная постоянная остается неизменной. Граница инерционного и вязкостного диапазонов определяется по максимуму плотности диссипации энергии турбулентных пульсаций из тех же данных (см. рис. 4). Определенная нами граница составила  $r_0 = 0,3$  см. Оценка турбулентной диффузии  $D_T = u(r_0)r_0 = 120 \dots 160 \text{ см}^2/\text{с}$ , полученная из данных рис. 4, итерационно согласуется с (6).

Проведено сравнение измеренных частотных характеристик пульсаций скорости смеси с теорией Колмогорова – Обухова. Установлено, что при не очень высоких энерговыкладах в разряд полученные экспериментальные данные хорошо описываются этой теорией, в частности, об этом свидетельствует постоянство структурного коэффициента  $C_v^2$  на масштабах турбулентных пульсаций в инерционном диапазоне.

Заключение. Предложен новый оптический метод диагностики турбулентных свойств потока лазерной смеси непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой аксиальной прокачкой газа, основанный на внутривибрационном четырехволновом смешении. Благодаря разработанной оптической схеме и электронной системе регистрации и обработки сигнала на базе ПЭВМ стало возможным как достаточно надежно регистрировать отраженное излучение с обращенным волновым фронтом, так и проводить спектральную и корреляционную обработку измеряемых сигналов. Измерения временной динамики интенсивности обращенной волны дают возможность по разработанной нами методике получить турбулентные характеристики потока активной лазерной смеси  $\text{CO}_2$ -лазера.

Метод позволяет определить частотное распределение среднеквадратичной величины пульсаций поперечной составляющей скорости, границу вязкостного и инерционного диапазонов и оценить структурную постоянную пульсации скорости турбулентного потока и коэффициент турбулентной поперечной диффузии.

Полученные предложенным методом коэффициенты диффузии допускают возможность более точно выбирать конструктивные поперечные размеры газоразрядных камер с самостоятельным разрядом постоянного тока и тем самым оптимизировать параметры  $\text{CO}_2$ -лазеров с БАПП.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. Глеющий разряд в потоке газа // УФН. 1982. 137. С. 117.
2. Акишев Ю. С., Напартович А. П. Влияние газодинамической турбулентности на устойчивость разряда в потоке газа // Физика плазмы. 1978. 4, вып. 4. С. 1146.
3. Галушкин М. Г., Голубев В. С., Забелин А. М., Панченко В. Я. Светоиндуцированные мелкомасштабные оптические неоднородности активной среды непрерывных  $\text{CO}_2$ -лазеров // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. 56. С. 199.
4. Галушкин М. Г., Голубев В. С., Завалов Ю. Н. и др. Влияние радиальной неоднородности активной среды на мощность излучения непрерывных  $\text{CO}_2$ -лазеров с быстрой аксиальной прокачкой // Квантовая электрон. 1996. 23, № 8. С. 695.
5. Галушкин М. Г., Голубев В. С., Завалов Ю. Н. и др. Исследование турбулентных характеристик термодинамически неравновесного потока молекулярного газа // ТВТ. 1999. 37, № 5. С. 707.

6. Акишев Ю. С., Пашкин С. В., Трушкин Н. И. и др. Двумерные измерения турбулентного потока в поперечном тлеющем разряде // ТВТ. 1984. 22. С. 1218.
7. Garosi G. A., Bekefi G., Schulz M. Response of a weakly ionized plasma to turbulent gas flow // Phys. Fluids. 1970. 13. P. 2795.
8. Семенов А. А., Арсеньян Т. И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах. М.: Наука, 1978.
9. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в движущихся инерционных средах // Квантовая электрон. 1984. 9. С. 1794.
10. Fisher R. A., Feldman B. J. Resonant phase-conjugate reflection and amplification at 10,6  $\mu\text{m}$  in inverted  $\text{CO}_2$  // Opt. Lett. 1979. 4. P. 140.
11. Кирьянов Ю. Ф., Кочемасов Г. Г., Мартынова С. М. Четырехволновое смешение в резонансно-усиливающих средах в режиме насыщения инверсии // Квантовая электрон. 1981. 8. С. 1734.
12. Галушкин М. Г., Ионин А. А., Котков А. А., Митин К. В. Нелинейные оптические свойства активной среды при внутррезонаторном ОВФ излучении импульсного электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера // Квантовая электрон. 1998. 25. С. 905.
13. Dembovetsky V. V., Zavalov Yu. N. High Power Fast-Axial Flow  $\text{CO}_2$  Lasers in Russia // High Power Lasers: Science and Engineering /Ed. R. Kossowsky. Netherlands: Kluwer Academic Press, 1996. P. 603.

Институт лазерных и информационных технологий РАН,  
E-mail: zavalov@laser.nictl.msk.su

Поступила в редакцию  
27 мая 2004 г.