

А.М. Гришин<sup>1</sup>, В.М. Сазанович<sup>2</sup>, А.А. Строкатов<sup>1</sup>, Р.Ш. Цвык<sup>2</sup>

## Исследования распространения лазерного излучения через высокотемпературную закрученную струю пламени

<sup>1</sup>Томский государственный университет

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 18.08.2006 г.

Анализируются результаты экспериментальных исследований флуктуаций дрожания изображения и интенсивности лазерного излучения, распространяющегося через высокотемпературную закрученную струю пламени, а также светового потока собственного излучения пламени. В качестве горючего использовался спирт, который заливался в неподвижную емкость. В ряде экспериментов емкость была наполнена латунными опилками. Закрутка пламени производилась вентилятором, размещенным под емкостью. Определены частотные спектры флуктуаций в зависимости от скорости вращения диска.

### Введение

В последние годы все большее внимание привлекают когерентные структуры, к которым, в частности, относятся различного вида смерчи и закрученные потоки [1–7]. В этих работах рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований физических характеристик вихрей и смерчей, условия их формирования и устойчивости. В то же время среда в таких потоках является сложной, случайно-неоднородной, в которой непрерывно флуктуируют пространственно-временные поля распределения температуры, скорости движения, показателя преломления. С точки зрения величины флуктуаций показателя преломления, эти структуры можно условно разделить на 2 группы. К первой группе относятся структуры с температурой, мало отличающейся от температуры окружающей среды. Ко второй группе — структуры с температурой, значительно превышающей температуру окружающей среды, в основном это огненные смерчи, возникающие при массовых и мощных пожарах.

В данной статье рассмотрена высокотемпературная закрученная струя пламени, которая является прообразом модели огненного смерча. По классификации работы [1], это колоннообразная вихревая структура. Отличие моделируемой высокотемпературной структуры от рассмотренной в работе [1] в том, что в ее объеме идет химическая реакция горения. При этом, в зависимости от вида топлива, выделяется большое количество энергии (2000–13000 ккал/кг) и требуется большой дополнительный расход воздуха (4–17 м<sup>3</sup>/кг). Как следствие высокой температуры в среде действует большая сила Архимеда. Условия формирования огненного смерча и устойчивого горения топлива в этом режиме определяются закручивающей силой, а также

равновесием сил, действующих на среду во вращающейся конвективной колонке. Такими силами являются: центробежная сила; подъемная сила Архимеда; сила, возникающая за счет распределения давления внутри смерча (пониженное на оси смерча); внешние силы — давление в окружающей среде и скорость ее движения. В большинстве случаев движение в этих структурах носит сложный турбулентный характер, исследования которого находятся на начальной стадии.

Для исследования флуктуаций показателя преломления среды в огненной струе нами были применены оптические методы, широко используемые в атмосферных исследованиях [8, 9]. В частности, на данном этапе измерялись флуктуации интенсивности и дрожания изображения лазерного пучка, прошедшего через пламя, а также флуктуации собственного светового потока. Эти исследования направлены не только на определения влияния высокотемпературной среды на распространение излучения, но и на возможность разработки методов дистанционного измерения оптических и физических характеристик закрученных потоков и смерчей.

### Методика и аппаратура

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Горючий материал (20±30 мл спирта) заливался в неподвижную емкость диаметром 142 мм, высота борта 17 мм. В некоторых экспериментах в емкость вместе со спиртом помещался наполнитель — пористая среда (латунные опилки) с целью определения ее влияния на процесс горения. Под емкостью размещался электродвигатель с регулируемым оборотами. На оси двигателя размещались лопасти, создающие восходящий закрученный поток воздуха вокруг емкости. Обороты

двигателя регулировались изменением напряжения питания, а скорость вращения измерялась частотомером по импульсам оптического датчика.

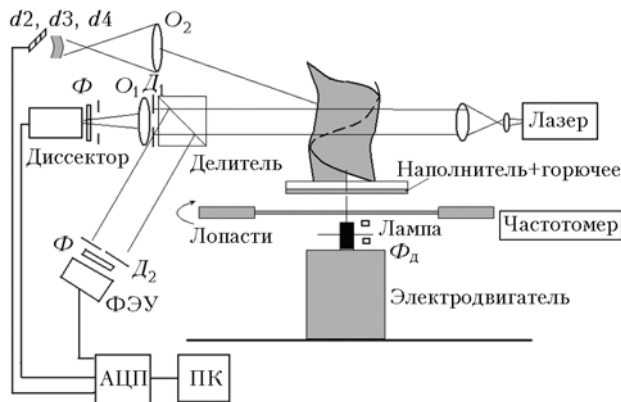


Рис. 1. Схема эксперимента:  $\Phi$  — интерференционные фильтры;  $D_1, D_2$  — диафрагмы;  $\Phi_d$  — лампочка и фотодиод датчика оборотов; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ПК — компьютер;  $d_2 - d_4$  — фотодиоды

Коллимированный пучок лазерного излучения диаметром 2 см (источник He-Ne-лазер) проходил через пламя на высоте 10 см над уровнем горячей жидкости, делился светоделительным кубиком на 2 канала. В первом канале установлен ФЭУ с диафрагмой  $D_2 = 0,1$  мм. Во втором — объектив  $O_1$  с диафрагмой  $D_1 = 1$  см, в фокусе которого установлена диссекторная следящая система, которая измеряет дрожание изображения источника излучения по горизонтальной и вертикальной координатам. Дополнительный объектив  $O_2$  формировал изображение пламени на трех фотодиодах, которые измеряли флуктуации светового потока в видимом диапазоне длин волн (0,4–1,1 мкм). Фотодиоды располагались горизонтально на высоте прохождения лазерного луча. Информация от всех приемников регистрировалась и обрабатывалась на компьютере. При записи сигналов частота выборки была 5 кГц, что позволило охватить достаточно большой диапазон спектра флуктуаций. Измерения проводились в режиме диффузионного горения (отсутствие закручивания) и с закручиванием потока при скоростях вращения от 5 до 18 об./с.

## Результаты измерений

При обработке результатов измерений рассчитывались среднеквадратическое отклонение  $\sigma$  и спектральная плотность мощности флуктуаций измеряемых параметров. Известно [8], что флуктуации интенсивности чувствительны к мелким масштабам поля показателя преломления. Максимум спектра определяется масштабами  $\sqrt{\lambda L}$  ( $\lambda$  — длина волны излучения,  $L$  — длина трассы) и радиусом когерентности, а флуктуации дрожания изображения чувствительны к неоднородностям размером, равным или более диаметра приемного объектива.

На рис. 2 приведен пример спектральной плотности мощности флуктуаций дрожания изо-

бражения лазерного пучка, прошедшего через пламя, при диффузионном режиме горения топлива и при скорости вращения диска 17,3 об./с.

Аналогичные примеры спектров флуктуаций интенсивности ( $int$ ) лазерного пучка, прошедшего через пламя, и светового потока в изображении пламени на светодиодах  $d_2-d_4$  показаны на рис. 3. Приведенные на рис. 2, 3 примеры спектров получены с использованием горючей жидкости без наполнителя. Введение наполнителя не приводит к изменению формы спектров. Визуально отмечено, что с наполнителем высота спектра устанавливается медленнее, что связано с расходом тепла на нагрев наполнителя.

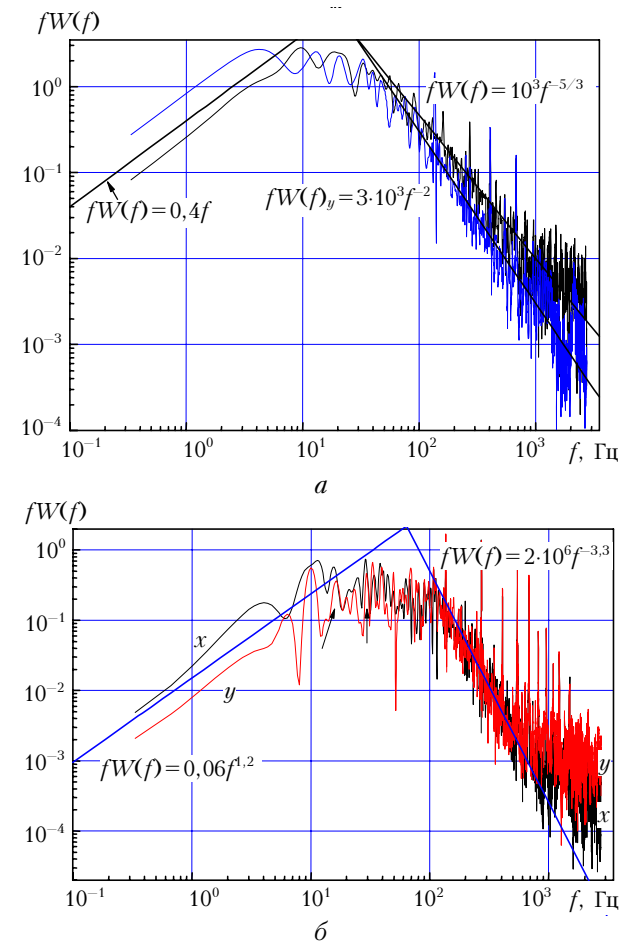


Рис. 2. Спектры флуктуаций дрожания изображения лазерного пучка, прошедшего через пламя в режиме диффузионного горения (а) и при скорости вращения диска 17,3 об./с (б)

Из данных рис. 2, а видно, что при диффузионном горении спектры флуктуаций дрожания изображения  $fW(f)$  в области высоких ( $f > f_{max}$ ) частот пропорциональны  $fW(f) \sim f^{-5/3}$ , а в области низких ( $f < f_{max}$ ) частот —  $fW(f) \sim f$ . Такая форма спектра аналогична спектрам флуктуаций лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Отметим, что аналогичные спектры были получены при исследовании распространения лазерного излучения через конвективную колонку

над низовым лесным пожаром [9]. В режиме закрученной струи (рис. 2, б), который начинает устанавливаться при скорости вращения диска более 5 об./с, спектры смещаются в высокочастотную область. При этом наклон спектров в высокочастотной области ( $f > f_{\max}$ ) возрастает  $fW(f) \sim f^{-(3 \pm 3,3)}$  и практически не зависит от скорости вращения и наличия наполнителя.

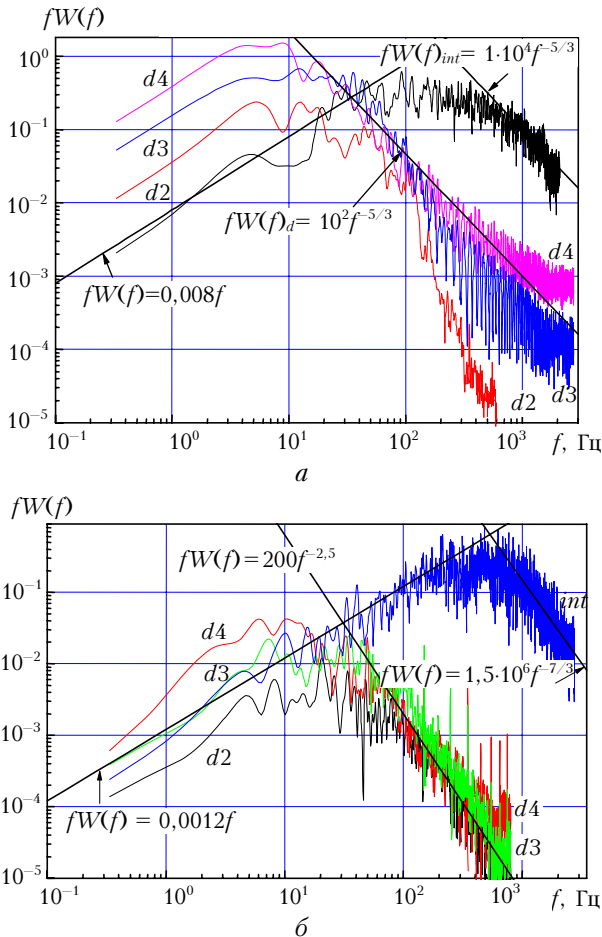


Рис. 3. Спектры флуктуаций интенсивности (*int*) лазерного пучка, прошедшего через пламя, и светового потока в изображении пламени (*d2–d4*) в режиме диффузионного горения (*a*) и при скорости вращения диска 17,3 об./с (*б*)

Аналогично ведут себя и спектры флуктуаций интенсивности и собственного излучения пламени (см. рис. 3). Наклон спектров флуктуаций интенсивности даже на начальном участке спектра при  $f \geq f_{\max}$  составляет  $f^{-(2 \pm 2,5)}$ . Для более детального исследования формы спектров флуктуаций интенсивности необходимо увеличить частоту дискретизации до значений  $\sim 50\text{--}80$  кГц. Отметим, что наклон спектров собственного излучения пламени в области высоких частот ( $f > f_{\max}$ ) зависит от положения приемника относительно оси пламени и изменяется в пределах  $f^{-(2,3 \pm 3,5)}$ .

Был выполнен анализ зависимости некоторых характеристик измеряемых величин от скорости вращения диска. Так, при анализе спектров были

определены частоты  $f_{\max}$ , соответствующие максимальным значениям спектральной плотности  $fW(f)$  при различных условиях эксперимента. На рис. 4 приведена зависимость частоты  $f_{\max}(x, y)$  флуктуаций дрожания изображения и интенсивности  $f_{\max}(int)$  от скорости вращения диска  $n$ . Прямые линии, приведенные на рисунке, рассчитаны методом наименьших квадратов.

Частота  $f_{\max}(x, y)$  флуктуаций дрожания изображения плавно растет с увеличением оборотов диска. Причем эта зависимость более крутая при введении наполнителя. Частота  $f_{\max}(int)$  флуктуаций интенсивности быстро растет при увеличении скорости вращения диска от 5 до 18 об./с, т.е. флуктуации интенсивности более чувствительны к изменению скорости вращения и к введению наполнителя, чем флуктуации дрожания изображения. По-видимому, это связано с различной чувствительностью методов измерения к размерам неоднородностей и структурой пламени в различных режимах горения.

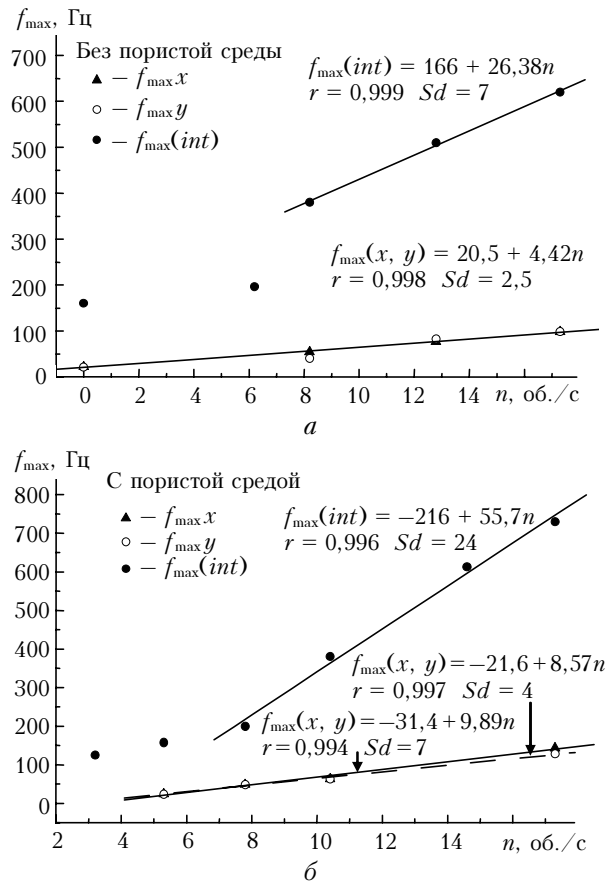


Рис. 4. Зависимость частоты максимума спектральной плотности мощности флуктуаций дрожания изображения  $f_{\max}(x, y)$  и интенсивности  $f_{\max}(int)$  от скорости вращения диска  $n$

В диффузионном режиме структура пламени имеет вид хаотично возникающих отрезков вертикальных турбулентных струй, в которых, возможно, происходит передача турбулентной энергии по спектру от крупных вихрей к мелким,

вплоть до масштаба диссипации. Структура пламени в закрученной струе представляет собой систему двух и более вращающихся жгутов (рис. 5) со своей внутренней структурой.

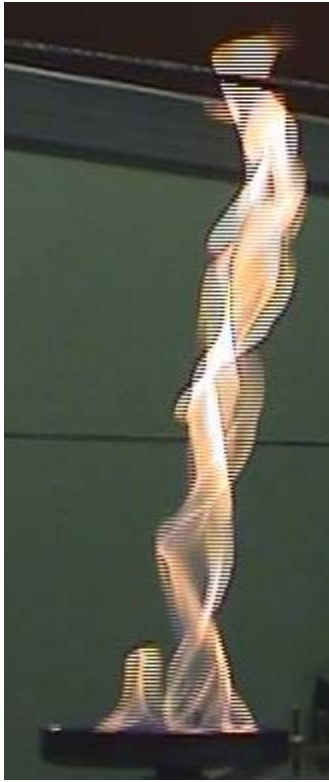


Рис. 5. Изображение закрученной огненной струи

На рис. 6 приведена зависимость среднеквадратического отклонения  $\sigma$  флуктуаций интенсивности с ФЭУ (*int*) и светового потока с фотодиодов (*d2–d4*) от скорости вращения диска  $n$  без заполнения емкости с горючим пористой средой и с заполнением.

Из данных рис. 6 следует, что уровень флуктуаций интенсивности слабо растет в режиме закрученной струи при скорости вращения более 5 об./с. В то же время уровень флуктуаций собственного излучения пламени быстро уменьшается с увеличением оборотов и при оборотах диска более 6 об./с приближается к уровню флуктуаций интенсивности лазерного излучения. То есть уровень флуктуаций собственного излучения, максимальный в режиме диффузионного горения, уменьшается в переходном режиме и мало изменяется в режиме закрученной струи. Введение пористой среды приводит к некоторому увеличению уровня флуктуаций при горении в диффузионном режиме.

Совпадение формы спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере и через пламя в режиме диффузионного горения, позволяет сделать предположение об идентичности турбулентности в этих средах. В этом случае мы можем использовать формулы метода плавных возмущений (МПВ) для оценки структур-

ной характеристики флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ .

Дисперсия флуктуаций интенсивности в приближении МПВ определяются соотношением

$$\sigma^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $L = 12$  см — длина пути через пламя.

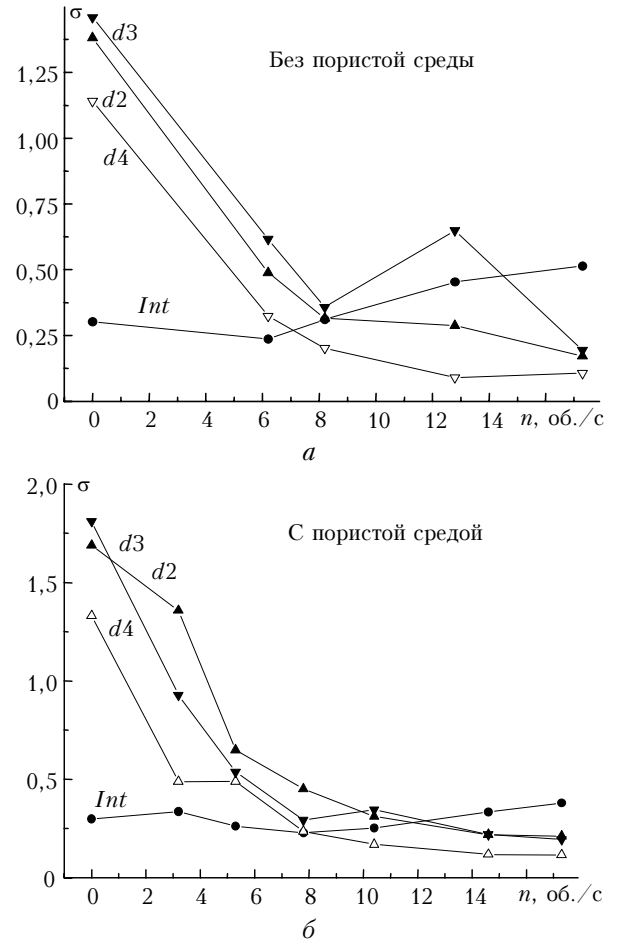


Рис. 6. Зависимость среднеквадратического отклонения  $\sigma$  флуктуаций интенсивности (*int*) и светового потока с фотодиодов (*d2–d4*) от скорости вращения диска  $n$

Из формулы (1) по измеренным значениям  $\sigma^2$  можно оценить величину  $C_n^2$ , которая составляет  $\approx (1,4 \div 1,7) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2/3}$ . Такие значения  $C_n^2$  на 5–6 порядков больше, чем максимальные значения, которые реализуются в атмосфере, где  $C_n^2 \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$  [8], и на 1–3 порядка больше, чем в конвективной колонке над пламенем, где  $C_n^2 \approx 5 \cdot 10^{-11} - 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2/3}$  [9].

## Выводы

1. В низкочастотной области ( $f < f_{\max}$ ) спектральные плотности флуктуаций параметров лазерного пучка  $U(f) = fW(f)$  в основном растут  $\sim f$ .
2. В высокочастотной области ( $f > f_{\max}$ ) спектральные плотности флуктуаций параметров  $U(f)$

при диффузионном горении спадают  $\sim f^{-5/3}$ , а в режиме смерча в основном  $\sim f^{-3,3}$ .

3. Максимум частоты флуктуаций растет с увеличением скорости вращения закручивающего потока. Причем максимум флуктуаций дрожания изображения растет значительно медленнее, чем максимум флуктуаций интенсивности. Последний начинает быстро расти с момента перехода от диффузионного горения к горению в режиме смерча при скорости вращения диска 5,5 об./с. Аналогично ведет себя и скорость горения топлива — возрастает количество сгоревшего топлива за 1 с при скорости вращения больше 5,5 об./с.

4. Уровень флуктуаций интенсивности слабо изменяется с увеличением скорости вращения, в то же время флуктуации светового потока резко уменьшаются после перехода в режим смерча.

5. Введение наполнителя в горящую среду в режиме смерча слабо влияет на характеристики проходящего излучения, но приводит к некоторому увеличению уровня флуктуаций при горении в диффузионном режиме.

1. *Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л.* Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2003. 503 с.

бирск: Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2003. 503 с.

2. *Бубнов Б.М.* Термическая структура и турбулизация торнадоподобных вихрей от локализованных источников тепла над вращающимся диском // Изв. АН. Физ. атмосф. и океана. 1997. Т. 33. № 4. С. 434–442.
3. *Интенсивные атмосферные вихри* / Под ред. Л. Бенгтессона, Дж. Лайтхилла. М.: Мир, 1985. 368 с.
4. *Кэрвер Г.Ф., Фенделл Ф.Е., Фелдман П.С.* Огненные смерчи // Теплопередача. 1985. Т. 107. № 1. С. 6–25.
5. *Гостинцев Ю.А., Рыжов А.М.* Численное моделирование динамики пламени, огненных вихрей и штормов при пожарах на открытом пространстве // Механика жидкости и газа. 1994. № 6. С. 52–61.
6. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Суков Я.В.* Физическое моделирование огненных смерчей // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 2. С. 196–198.
7. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш.* Экспериментальные исследования огненных смерчей // Докл. РАН. 2005. Т. 400. № 5. С. 618–620.
8. *Зувев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 272 с.
9. *Сазанович В.М., Цвык Р.Ш.* Экспериментальные исследования конвективной колонки над горящим лесным материалом // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 4. С. 375–382.

*A.M. Grishin, V.M. Sazanovich, A.A. Strokotov, R.Sh. Tsvyk. Investigation of laser radiation propagation through high-temperature swirling fire jet.*

The intensity fluctuations and image jitter of a laser beam passing through a swirling fire jet, as well as fluctuations of the flame intrinsic optical radiation are studied experimentally. A fire vortex was formed by swirling the gas flow emerging from a burning liquid with the use of revolving blades located under the reservoir with the liquid. The frequency spectra of fluctuations depending on the disc rotation speed are found.