

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

## Экспериментальные исследования огненных смерчей

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

<sup>2</sup>Томский государственный университет

Поступила в редакцию 29.08.2007 г.

Представлены результаты исследований огненного смерча в модельных условиях. Смерч формировался путем закрутки воздушного потока лопастями, которые вращаются под неподвижной емкостью с горящим материалом (спирт). Определены зависимости теплового потока, скорости горения, частоты максимумов спектральных функций флуктуаций центра тяжести изображения и интенсивности лазерного пучка, прошедшего через смерч, от скорости вращения.

### Введение

В последние годы все большее внимание привлекают когерентные структуры, к которым, в частности, относятся различного вида смерчи и закрученные потоки. В работах [1–8] рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований физических характеристик вихрей и смерчей, условия их формирования и устойчивости. Среда в таких потоках является сложной, случайно-неоднородной, в которой непрерывно флуктуируют пространственно-временные поля температуры, скорости движения, показателя преломления.

Экспериментальные исследования условий возникновения торнадоподобных вихрей, возникающих над вращающимся нагретым диском в атмосфере неподвижного воздуха, выполнены в [1]. Визуализация течения проводилась путем испарения канифоли на поверхности диска. Показано, что торнадоподобный тепловой вихрь возникает при скорости вращения диска  $\approx (2,3 \pm 1,5)$  об./с. Уменьшение или увеличение скорости вращения приводит к срыву горения в режиме смерча и переходу к вращающемуся турбулентному течению. Этот вид смерчей условно называют «тепловым».

Некоторые физические характеристики огненного смерча, который возбуждался путем вращения емкости с горючим, рассмотрены в работах [8, 9, 12]. В них устойчивый смерч также формируется при ограниченном диапазоне скоростей вращения  $[(1 \pm 0,2)$  [8],  $3,8 \pm (0,2 \div 0,4)$  об./с] [12].

Известна математическая модель для прогнозирования динамики огненных образований при пожарах на открытом пространстве, которая разработана на основе численного решения обобщенной системы уравнений нестационарного, двумерного турбулентного движения вязкого сжимаемого газа с учетом процесса горения [7]. Определены характерные особенности огненных вихрей (смерчей). Основные выводы заключаются в том, что смерч имеет форму вер-

тикального цилиндрического столба высотой в 2–3 раза больше, чем при диффузионном горении, температура по высоте практически не изменяется, давление на оси меньше, чем в окружающей среде.

Некоторые первые результаты исследования флуктуаций параметров лазерного пучка, распространяющегося через конвективную колонку и закрученную струю пламени (являющуюся моделью огненного смерча), приведены в [10, 11].

Следует отметить, что исследования физических характеристик процесса горения в режиме смерча и его оптических характеристик находятся на начальной стадии. Требуют уточнения размеры смерча, скорости горения топлива, составляющие скорости движения в потоке, турбулентный режим и ряд других характеристик горения в зависимости от скорости вращения смерча и способа его закрутки.

В данной статье представлены результаты исследований зависимости от скорости вращения следующих параметров смерча: теплового потока, скорости горения, частоты максимума спектральных функций флуктуаций центра тяжести изображения и интенсивности лазерного пучка, прошедшего через смерч. Смерч, в отличие от моделируемого [12], возбуждался закруткой воздушного потока при неподвижной емкости с горючим материалом. При таком методе моделирования устойчивый смерч формируется в широком диапазоне скоростей вращения. Отметим, что измерение скорости движения потока, особенно радиальной составляющей, представляет собой неординарную задачу и оптические методы могут позволить ее решить.

### Аппаратура и методика измерений

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки.

Горючий материал (20–30 мл спирта) заливался в неподвижную емкость диаметром 142 мм, высотой борта 17 мм. Под емкостью размещался электродви-

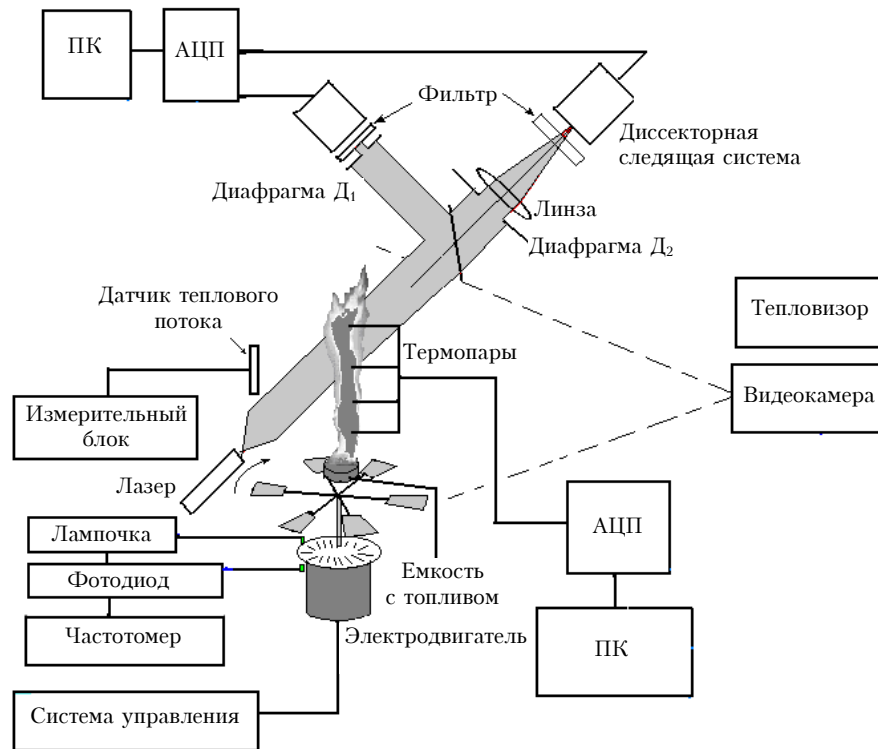


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

гатель с регулируемыми оборотами. На оси двигателя устанавливались лопасти, создающие восходящий закрученный поток воздуха вокруг емкости. Скорость вращения двигателя измерялась частотомером по импульсам оптического датчика. Для измерения теплового потока на расстоянии от 0,32; 0,5 и 0,8 м от пламени размещался датчик теплового потока с регистрацией информации в измерительном блоке и дальнейшим вводом в компьютер. Измерение яркостной температуры в смерче производилось с использованием тепловизионной системы Inframetric в диапазоне длин волн 3–12 мкм. Масштабные коэффициенты рассчитывались по измерению расстояний между изображениями трех лампочек, которые разнесены по горизонтали и вертикали на 50 см. Из изображений определялись: высота смерча, его диаметр, распределение температуры вдоль оси по высоте, максимальная и средняя температуры. Регистрировалось время горения от момента поджига до полного сгорания топлива.

Коллимированный пучок лазерного излучения диаметром 2 см (источник — лазер, длина волны  $\lambda = 0,532$  мкм) проходил через пламя на высоте 100 мм над уровнем горячей жидкости, делился светоделительным кубиком на 2 канала. В первом канале установлен ФЭУ с диафрагмой  $D_1 = 0,1$  мм. Во втором — линза с диафрагмой  $D_2 = 10$  мм, в фокусе которой установлена диссекторная следящая система, измеряющая флуктуации центра тяжести изображения источника излучения по горизонтальной и вертикальной координатам.

Измерения проводились в режиме диффузионного горения (отсутствие закрутки) и с закруткой потока при скоростях вращения от 2 до 16 об./с.

## Результаты измерений

На рис. 2 приведены примеры изображения смерча, полученного с помощью тепловизионной системы (формат кадра 256×256 пикселей), при различных оборотах двигателя. Слева каждого изображения приведены шкала температур и максимальное значение шкалы.

Обработка изображений проводилась по программе, приложенной к тепловизионной системе.

Из рис. 2 видно, что при скорости вращения более 2 об./с пламя вытягивается в узкий жгут, растет в высоту и принимает форму, близкую к цилиндрической до 0,5–0,75 высоты смерча. Аналогичная форма смерча наблюдается в видимом диапазоне при регистрации видеокамерой. Отметим, что при закрутке емкости с топливом смерч формируется в узком диапазоне скоростей вращения  $[3,8 \pm (0,2 \div 0,4)$  об./с], верхняя часть смерча неустойчива и в ней наблюдаются выбросы пламени в различных направлениях [12].

На рис. 2 приведены траектории распределения яркостной температуры вдоль оси по высоте, а вертикальной и горизонтальной линиями — высота смерча и место измерения распределения в горизонтальном сечении. Примеры этих распределений приведены на рис. 3.

Из анализа данных следует, что распределение яркостной температуры по высоте носит колебательный характер. Амплитуда этих колебаний составляет 6–14 см и связана с наличием жгутов в структуре потока, которая хорошо видна в видимом диапазоне [11, 12]. Средняя температура медленно уменьшается до 0,5–0,75 высоты смерча и затем быстро спадает. Такой вывод совпадает с результатами расчета [7].

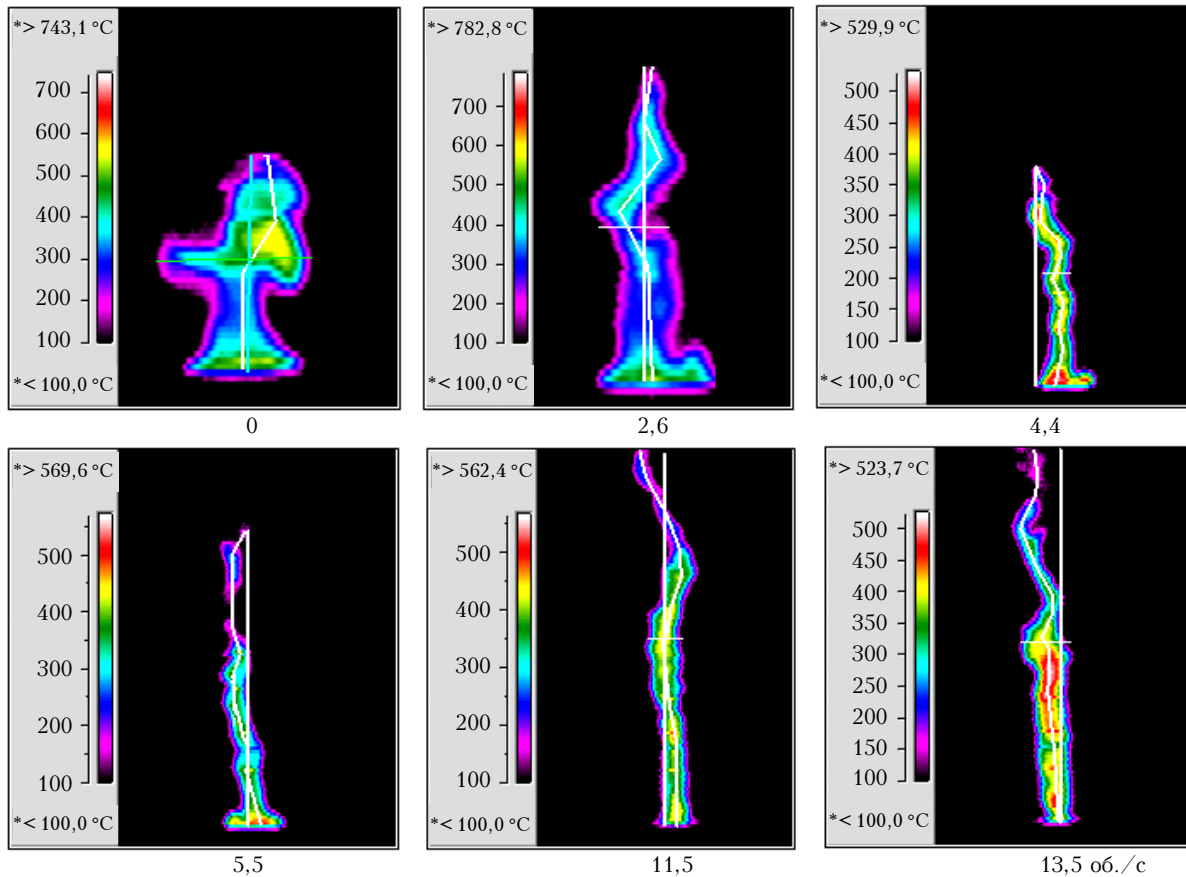


Рис. 2. Пример тепловизионного изображения смерча при различных оборотах двигателя

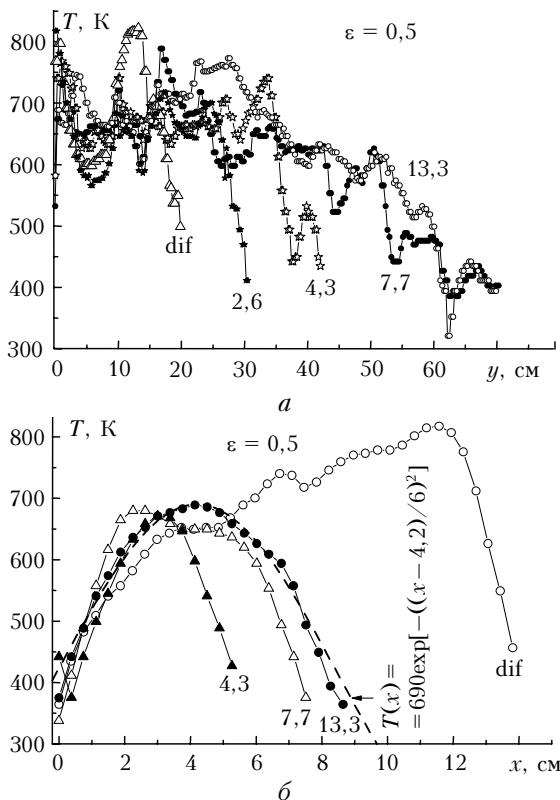


Рис. 3. Распределение яркостной температуры по вертикальной оси смерча (а) и в горизонтальном (б) сечении

Распределение яркостной температуры в горизонтальном сечении в режиме смерча хорошо описывается уравнением вида  $T(x) = T_m \exp[-((x - x_m)/R)^2]$ , где  $T_m$ ,  $x_m$  – максимальная температура и ее координата;  $R$  – полуширина распределения на уровне  $1/e$  [12]. На рис. 3, б приведен пример такой аппроксимации для одного из распределений.

При обработке тепловизионных изображений для расчета температур вводился средний интегральный коэффициент излучения (серости) пожаров  $\epsilon = 0,5$  [13]. Температура, измеренная термопарами, составляет  $T_1 \sim 1000$  К. Для совпадения измерений температуры тепловизионной системой в диапазоне 3–12 мкм и термопарами при сжигании спирта необходимо использовать другой коэффициент излучения  $\epsilon_1$ . Его можно рассчитать из соотношения  $\epsilon T^4 = \epsilon_1 T_1^4$ . Тогда при  $\epsilon = 0,5$ ,  $T = 750 \div 850$  К и  $T_1 = 1000$  К  $\epsilon_1 \approx 0,16 \div 0,26$ . Уменьшение коэффициента излучения связано с тем, что для слабо задымленного пламени коэффициент излучения определяется концентрацией основных излучающих продуктов горения – углекислого газа и паров воды [14].

Высота и диаметр смерча определялись по уровню температуры, близкой к фоновой. Результаты их определения приведены на рис. 4.

Прямые, на рис. 4, рассчитаны методом наименьших квадратов. Видно, что высота и диаметр смерча растут с увеличением скорости вращения.

На рис. 5, а приведены примеры изменения во времени плотности теплового потока, измеренного

датчиком теплового потока, при различных скоростях вращения. Постоянная времени датчика составляет  $\sim 30$  с.

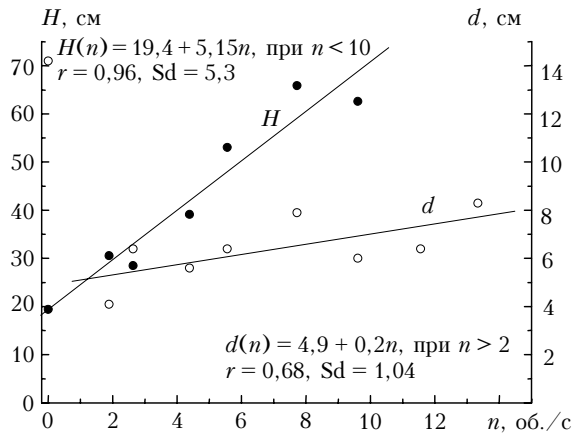


Рис. 4. Зависимость высоты смерча  $H$  и его диаметра  $d$  от скорости вращения двигателя  $n$  ( $r$  – коэффициент корреляции,  $Sd$  – среднеквадратическое отклонение)

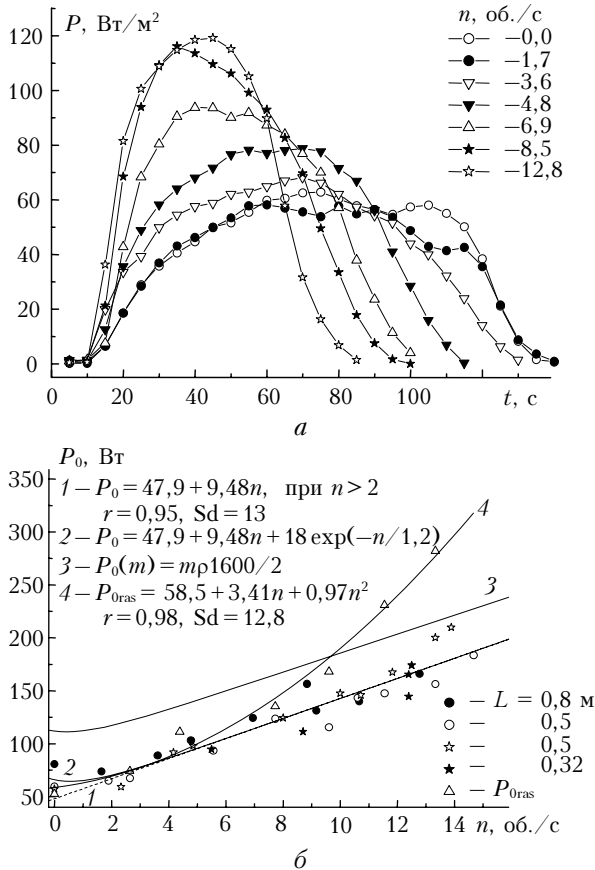


Рис. 5. Зависимость плотности теплового потока  $P$  от времени  $t$  (а) и теплового потока от скорости вращения  $n$  (б),  $P_0$  – измеренный эффективный поток смерча,  $P_{0ras}$  – расчетный тепловой поток смерча,  $P_0(m)$  – расчет теплового потока по скорости горения топлива (рассмотрено ниже)

Измерения выполнены в различные годы и на различных расстояниях от смерча  $L$ . Для сопоставления результатов измерений предполагалось, что смерч является излучателем прямоугольной формы высо-

той  $H$ , шириной  $d$  и излучает полный эффективный поток  $P_0$ . Каждый элементарный объем смерча является источником сферической волны. Тогда расчетная плотность теплового потока (облученность) на датчике  $P_m$  [15] с учетом расстояния от датчика до каждой точки смерча равна

$$P_m = P_0 \arctg(H/2L)/HL. \quad (1)$$

Зная измеренные значения  $P_m$  ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ), определенные как максимальные значения датчика теплового потока (рис. 5, а), из (1) можно рассчитать полный эффективный тепловой поток смерча  $P_0$  ( $\text{Вт}$ ) в диапазоне длин волн тепловизионной системы:

$$P_0 = P_m HL / \arctg(H/2L). \quad (2)$$

В этом случае значения  $P_0$  не зависят от расстояния. Результаты такого анализа приведены на рис. 5, б: прямая 1 рассчитана методом наименьших квадратов для  $n > 2$ . Кривая 2 получена методом подгонки с учетом уравнения прямой, которая достаточно хорошо описывает зависимость  $P_0$  во всем диапазоне изменения скоростей вращения.

Расчетная оценка полного эффективного теплового потока смерча проводилась по следующей методике обработки.

Тепловой поток, излучаемый нагретой поверхностью площадью  $S$ , найден по формуле [15]:

$$P_{0ras} = \varepsilon_1 \sigma T^4 S, \quad (3)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ ;  $\varepsilon_1 = 0,25$ . За значение температуры в (3) взято среднее значение  $T^4 = \langle (T(y)^4) \rangle$ , которое рассчитывалось по измеренным распределениям температуры по высоте (см. рис. 3). Причем температура пересчитана с градусов Цельсия в градусы Кельвина с учетом того, что реальное значение коэффициента излучения  $\varepsilon_1 = 0,25$ .

Площадь пламени рассчитывалась с использованием экспериментальных уравнений регрессии для высоты и диаметра (см. рис. 4):

$$S(n) = Hd_3 = Hd/1,4 = 10^{-4}(19,4 + 5,15n)(4,9 + 0,2n)/1,4 \text{ м}^2. \quad (4)$$

В работе [12] показано, что нормированное среднее распределение яркостной температуры в горизонтальном сечении смерча достаточно хорошо описывается гауссоидой  $T(x, y) = T(y) \exp[-(x/R)^2]$  с эффективной полушириной  $R$ , которая определяется по уровню  $1/e$ . При обработке изображений диаметр  $d$  определялся на уровне фона –  $T(x, y)/[T(y)] = 1/(2e)$ . Поэтому при расчете  $S(n)$  введен коэффициент, связывающий эффективный  $d_3 = 2R$  и измеренный  $d_3 = d/2^{0,5}$ . Распределение температуры по высоте  $T(y)$  бралось из измерений.

Результаты оценки  $P_{0ras}$  приведены на рис. 5, б и удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными, если учесть, что на высотах  $(0,5-0,75)H$  смерч представляет собой конус (а не прямоугольник). Кривая 4, приведенная на рис. 5, рассчитана методом наименьших квадратов.

На рис. 6 даны зависимости скорости горения горючего  $m$ , частоты максимума спектральной

функции  $f_m$  флуктуаций интенсивности и флуктуаций центра тяжести изображения лазерного пучка, прошедшего через пламя, от скорости вращения.

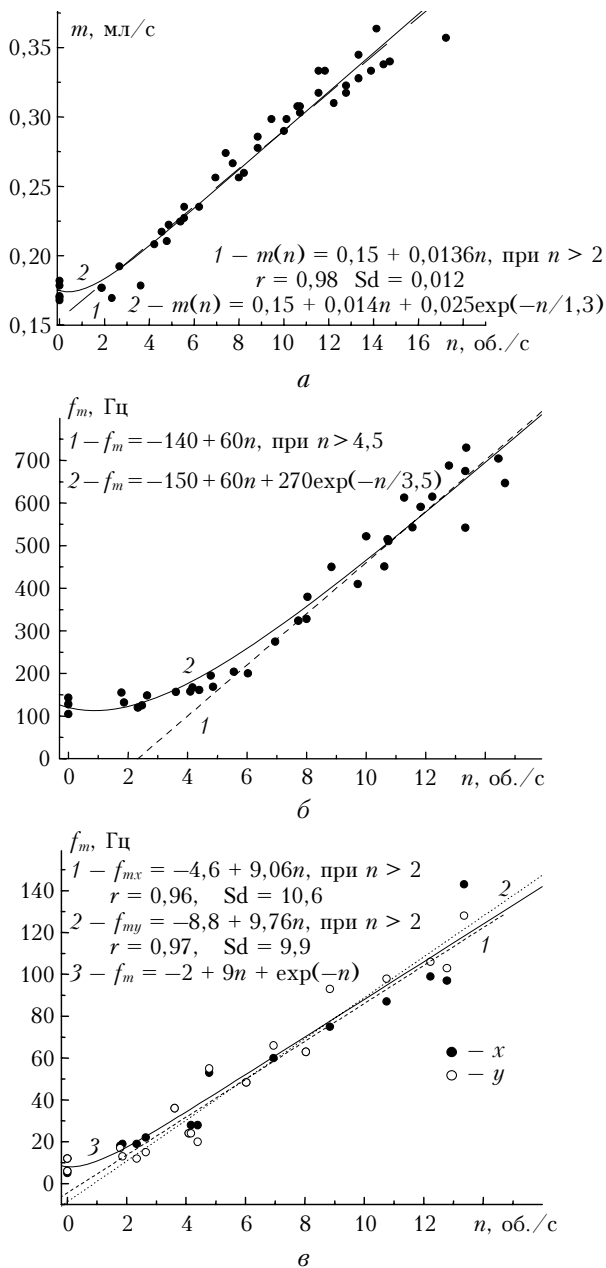


Рис. 6. Зависимость от скорости вращения двигателя: а — скорости горения топлива; б — частоты максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности; в — частоты максимума спектральной функции флуктуаций центра тяжести изображения лазерного пучка ( $x$  — горизонтальная,  $y$  — вертикальная координаты)

Скорость горения  $m = M/t$  рассчитана по времени горения  $t$  и начальному объему  $M$  горючего. Частота максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности и флуктуаций центра тяжести изображения лазерного пучка, прошедшего через смерч, определялась по рассчитанным спектральным функциям  $U(f) = fW(f)$ , где  $W(f)$  — спектральная плотность флуктуаций, аналогичная по-

лученным ранее [11]. Кривые рассчитаны по методике, аналогичной той, которая использовалась при обработке полного потока (см. выше).

Из рис. 5, б и 6 видно, что основные параметры смерча (высота, диаметр, эффективный тепловой поток, скорость горения топлива) и дрожания изображения лазерного пучка, распространяющегося через смерч, линейно растут при скорости вращения двигателя  $n > 2$  об./с. Частота максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности растет линейно при  $n > 5$  об./с. Это объясняется тем, что внутренняя структура смерча (жгуты), оказывающая основное влияние на флуктуации интенсивности, формируется в установившемся режиме при  $n > 5$  [11]. Все перечисленные характеристики  $G(n)$  с учетом переходного участка при  $n \geq 0$  хорошо описываются уравнением вида

$$G(n) = a + bn + c\exp(-n/k), \quad (5)$$

где  $a, b, c, k$  — константы, зависящие от измеряемого параметра.

Зная скорость горения топлива, можно рассчитать тепловой поток, излучаемый смерчем. Известно, что при сжигании 1 г спирта выделяется  $P_c = 1600$  Вт/г тепла. Тогда тепловой поток, выделяющийся в сторону датчика теплового потока, составит

$$P_0(m) = m\rho P_c/2 = [0,15 + 0,014n + 0,025\exp(-n/1,3)] 0,8 \cdot 1600/2 \text{ Вт/с}, \quad (6)$$

где  $m$  — скорость горения топлива, мл/с (рис. 6, а);  $\rho = 0,8$  г/мл — плотность спирта.

Результаты такого расчета приведены на рис. 5. Как видно из рис. 5, б, данные  $P_0(m)$  лежат выше, чем  $P_{0из}$ , сохраняя близкую зависимость от скорости вращения. Это связано с тем, что часть тепла уносится в горячую конвективную колонку над пламенем. При этом излучение конвективной колонки незначительное.

## Выводы

Основные результаты исследований физических и оптических характеристик смерча при закрутке пламени внешним воздушным потоком (двигателем с лопатками) и неподвижной емкости с горючим заключаются в следующем.

1. Устойчивый смерч начинает формироваться при скорости вращения  $n > 2$  об./с и сохраняется практически до полного сгорания топлива при скорости вращения до 18 об./с (получены в эксперименте). При закрутке смерча вращением емкости с горючим устойчивый смерч формируется при ограниченной скорости вращения ( $\sim 3,8$  об./с) и временами срывается во время горения.

2. Максимальные температуры, измеренные термомпарами, равны  $\sim 800$ – $1100$  К, а тепловизором при коэффициенте излучения  $\epsilon = 0,5$  —  $700$ – $800$  К. Для сближения температуры, измеренной термомпарами, с температурой, измеренной тепловизором, в диапазоне 3–12 мкм необходимо применять коэффициент излучения  $\epsilon \sim 0,16$ – $0,26$ , так как при сжигании спирта получаем слабо задымленное пламя. Известно,

что уменьшение задымленности пламени приводит к уменьшению  $\epsilon$  [14].

3. До высоты  $(0,5-0,75)H$  форма смерча близка к форме цилиндра и температура медленно уменьшается, что предполагает равномерную скорость горения топлива на этом участке. Верхняя часть смерча на высотах больше  $(0,5-0,75)H$  стягивается в конус, колеблется в пространстве (аналогично пламени свечи), а температура быстро уменьшается.

4. Высота, диаметр, эффективный тепловой поток смерча и скорость горения топлива линейно растут с увеличением скорости вращения двигателя (при  $n > 2$  об./с). Эти характеристики (с учетом переходного участка установления смерча) при всех  $n$  хорошо описываются уравнением вида  $a + bn + c \exp(-n/k)$  (см. рис. 5, б и 6).

5. Частота максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через смерч, растет линейно при  $n > 5$  об./с, а флуктуаций центра тяжести изображения лазерного пучка при  $n > 2$  об./с. Это различие объясняется тем, что на флуктуации интенсивности основное влияние оказывает внутренняя структура смерча (малые масштабы флуктуаций среды), которая формируется в установившемся режиме при  $n > 5$  об./с. На флуктуации центра тяжести изображения основное влияние оказывают масштабы, сравнимые и больше размера приемной линзы (1 см в данных экспериментах) [16].

6. Линейная зависимость между частотой максимума флуктуаций параметров лазерного пучка и скоростью вращения открывает перспективу для развития оптических (дистанционных) методов измерения составляющих скорости движения потока непосредственно в смерче.

1. Бубнов Б.М. Термическая структура и турбулизация торнадоподобных вихрей от локализованных источников тепла над вращающимся диском // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1997. Т. 33. № 4. С. 434–442.
2. Гришин А.М., Голованов А.Н., Суков Я.В. Физическое моделирование огненных смерчей // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 2. С. 196–198.

3. Гришин А.М. Моделирование и прогноз катастроф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003. 522 с.
4. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Изд. Института теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
5. Интенсивные атмосферные вихри / Под ред. Л. Бенгтссона, Дж. Лайтхилла. М.: Мир, 1985. 368 с.
6. Кэрвер Г.Ф., Фенделл Ф.Е., Фелдман П.С. Огненные смерчи // Теплопередача. 1985. Т. 107. № 1. С. 6–25.
7. Гостинцев Ю.А., Рыжов А.М. Численное моделирование динамики пламени, огненных вихрей и штормов при пожарах на открытом пространстве // Изв. РАН. Мех. жидкости и газа. 1994. № 6. С. 52–61.
8. 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.
9. Гришин А.М., Долгов А.А., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Тепловизионные исследования низовых лесных пожаров // Матер. Междунар. конф. «Лесные и степные пожары: возникновение, распространение, тушение и экологические последствия». Иркутск, 2001. С. 63–66.
10. 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.
11. Гришин А.М., Сазанович В.М., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш. Исследования распространения лазерного излучения через высокотемпературную закрученную струю. // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 12. С. 1042–1046.
12. Гришин А.М., Голованов А.Н., Рейно В.В., Сазанович В.М., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Экспериментальные исследования огненных смерчей // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 3. С. 237–242.
13. Мирзоева Л.А., Камешков Г.Б., Лустберг Э.Л., Маковцев Г.А., Захаренков Г.В. Космическая оптико-электронная аппаратура обнаружения очагов лесных пожаров // Оптик. ж. 1992. № 8. С. 17–21.
14. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1976. 400 с.
15. Григорьев Б.А. Импульсный нагрев излучениями. Ч. 1. М.: Наука, 1974. 320 с.
16. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеонздат, 1988. 272 с.

*A.M. Grishin, V.V. Reino, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk, M.V. Sherstobitov. Experimental study of fire vortices.*

Results of fire vortex study under model conditions are presented. The vortex was formed through air flow twisting by blades, rotary under a stationary tank filled with a burning substance (spirit). The dependence of the heat flow, rate of burning, frequency of maximum of the spectral function of the image centroid fluctuations, and the intensity of laser radiation passed through the vortex on the blade revolution rate is found.