

В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

Экспериментальные исследования конвективной колонки над горящим лесным материалом

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.09.2001 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований конвективной колонки, формирующейся над горящим лесным материалом. Моделировались условия среднего и сильного низового пожара. Измерялись дисперсии и спектры флуктуаций интенсивности и углов прихода лазерного пучка, который проходил через конвективную колонку, распределение температуры по высоте и в горизонтальных сечениях колонки. Проведено сравнение значений структурной характеристики показателя преломления среды в колонке, определенных из оптических измерений и из измерений градиентов температуры.

Введение

Над очагом низового лесного пожара (НЛП) возникает воздушный поток (конвективная колонка), обусловленный подъемом нагретых продуктов пиролиза и горения лесных горючих материалов (ЛГМ). Конвективная колонка является основным источником выноса тепла и аэрозольных частиц из зоны пожара в атмосферу [1]. Характеристики среды в колонке, которая формируется за счет сил плавучести при нагреве горящим слоем конденсированной фазы ЛГМ и пространственно распределенной горячей газовой фазы, зависят от интенсивности пожара и состояния атмосферы. Большие вертикальные и горизонтальные градиенты температуры, которые достигают значений сотен градусов на метр, приводят к развитию турбулентного движения в конвективной колонке. Характеристики этого турбулентного потока практически не изучены [2].

Как правило, математическое моделирование лесных пожаров приводит к необходимости численного интегрирования систем нелинейных нестационарных трехмерных уравнений гипербола-параболического типа [1–4]. Решение этих систем уравнений выполняется численными методами с использованием упрощений и допущений. В работе [2] отмечено, что в рамках существующих моделей лесных пожаров рассчитать флуктуации параметров среды в зоне пожара не удастся. В то же время существует достаточно много принципиальных вопросов, требующих математического и физического моделирования. К ним относятся [2]: разработка более совершенной математической модели лесного пожара, методик численного решения трехмерных задач реальных лесных пожаров с учетом рельефа местности, турбулентности течения и его влияния на физико-химические превращения, протекающие в зоне пожара (сушку, пиролиз, реакцию горения газообразных и конденсированных горючих

продуктов); учет влияния механических колебаний элементов ЛГМ на их тепло и массообмен с окружающей средой. Вопросам численного моделирования формирования течений в конвективной колонке посвящены, например, работы [3, 4]

В настоящей статье термометрами, оптическими и тепловизионными методами экспериментально исследуется турбулентный режим в конвективной колонке, возникающей над горящим лесным материалом. Условия горения моделируют низовой лесной пожар при отсутствии ветра. Эти исследования представляют интерес и с точки зрения распространения лазерного излучения через сильно турбулизованый слой среды.

1. Аппаратура и методики измерений

Условия эксперимента позволяли моделировать условия низового, лесного пожара средней (высота пламени $0,5 < h < 1,5$ м) и сильной ($h > 1,5$ м) интенсивности при естественной конвекции без ветра. Схема установки приведена на рис. 1.

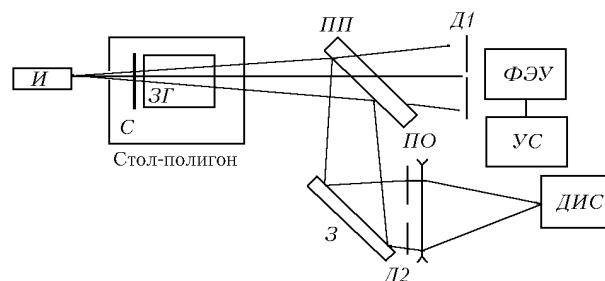


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: И – He-Ne-лазер; ЗГ – зона горения; С – спираль; ПП – полупрозрачная пластина; З – зеркало; Д1, Д2 – диафрагмы; ФЭУ – фотоприемник флуктуаций интенсивности; ДИС – диссекторный измеритель смещений; ПО – приемный объектив

Исследования проводились на столе-полигоне размером 0,8 на 3,6 м, покрытом 200-мм слоем земли и установленном в камере диаметром 10 м, длиной 28 м, оборудованной двумя вентиляционными отверстиями диаметром 600 мм. Лесной горючий материал укладывался в зоне горения равномерно на площади 0,5×0,5 м. В качестве ЛГМ использовался сухой опад кедра, сосны и березы. Кроме того, в ряде экспериментов использовалась сухая кедровая дощечка толщиной 8 мм, расщепленная на пластины шириной от 5 до 15 мм и уложенная в виде штабеля высотой 40–50 мм. ЛГМ поджигался электрической спиралью, уложенной вдоль границы ЛГМ.

Для исследования турбулентного режима в колонке в экспериментах использовался расходящийся лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм, близкий к сферической волне. Пучок проходил через колонку на высоте 105 см. Затем он делился на два пучка плоскопараллельной пластиной. В одном пучке измерялись флуктуации интенсивности, в другом – смещения изображения источника. Расстояние между источником излучения и приемниками составляло 5 м, а от источника до зоны пожара 2,5 м. В большинстве измерений фронт пламени двигался по направлению лазерного пучка, что обеспечивало прохождение лазерного излучения через конвективную колонку в течение всего времени горения.

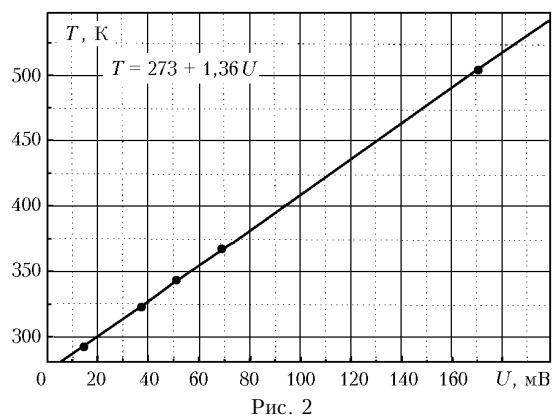
Для измерения флуктуации интенсивности применялся ФЭУ, перед которым устанавливалась диафрагма $D1$ диаметром 0,15 мм, т.е. много меньше ожидаемого внутреннего масштаба турбулентности. Флуктуации дрожания изображения измерялись одновременно в горизонтальном и вертикальном направлениях следящей диссекторной системой, которая устанавливалась за приемным объективом в плоскости изображения лазерного источника. Фокусное расстояние приемного объектива равнялось 500 мм, расстояние до плоскости изображения – 550 мм. Перед приемным объективом устанавливались сменные диафрагмы $D2$ диаметром 7,8; 22 и 44 мм.

Аналоговые сигналы с ФЭУ и диссектора усиливались, оцифровывались 12-разрядным АЦП и регистрировались в ЭВМ. Одновременно проводилась запись информации на 7-канальный аналоговый магнитограф НО67. В дальнейшем данные с магнитографа вводились в ЭВМ с различной частотой дискретизации. Такая методика дает возможность рассчитать корреляционные функции и временные спектры этих сигналов в диапазоне частот от 0,05 Гц до 5 кГц. При обработке на ЭВМ вычислялись дисперсии, корреляционные функции и спектры флуктуаций интенсивности и смещений изображения.

Для измерения скорости распространения фронта горения использовалась тепловизионная методика [5], основанная на измерении координат и определении скорости движения максимальной температуры во фронте.

Распределение температуры определялось термопарами диаметром 0,1 мм, установленными в зоне конвективной колонки (вблизи центра уложенного ЛГМ)

на высотах z_i , равных 41, 72, 110, 150 и 180 см относительно подложки. Таким образом, при движении зоны горения термопары регистрируют распределение температуры по сечению фронта пожара. Сигнал с термопар усиливался, оцифровывался 12-разрядным АЦП и регистрировался в ЭВМ. Калибровка термопар осуществлялась по температуре воздуха в помещении 290 К, воды в термостате от 303 до 363 К и расплавленного чистого олова 505 К. На рис. 2 приведена калибровочная характеристика одной из термопар.



2. Результаты измерений

2.1. Температурный режим в конвективной колонке

Для конвективной колонки над зоной горения число Рэлея рассчитано по измеренным температурам на высоте прохождения луча z :

$$Ra = \frac{g\beta z^3 \Delta T}{\nu\chi} \approx 10^{10},$$

где g – ускорение свободного падения; β – коэффициент объемного расширения среды; ΔT – разность температур в колонке и окружающей среде; ν – коэффициент кинематической вязкости; χ – коэффициент температуропроводности.

При таких значениях числа Рэлея [6] в среде всегда существует развитое турбулентное движение. В атмосфере в условиях свободной конвекции турбулентный режим определяется термическими факторами. При этом статистические характеристики поля температур зависят только от параметров g/T_0 и $q/c_p\rho$, где c_p , ρ – теплоемкость при постоянном давлении и плотность среды; q – плотность теплового потока; T_0 – температура на начальной высоте. В этих условиях зависимость температуры от высоты определяется соотношением [6]:

$$T(z) = T_\infty + C_1 \left(\frac{q}{c_p \rho} \right)^{2/3} \left(\frac{g}{T_0} \right)^{-1/3} z^{-1/3} = T_\infty + C_1 T_* z^{-1/3}, \quad (1)$$

где C_1 – постоянная; T_∞ – температура на бесконечности; T_* – «тепловой» комплекс величин перед z .

Градиент температуры определяется соотношением

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{C_1}{3} T_* z^{-4/3}. \quad (2)$$

Значение $C_1 T_*$ не должно зависеть от высоты при одинаковых условиях горения и тепловыделения и может быть определено из измерений температуры на двух высотах [6]:

$$C_1 T_* = C_1 \left(\frac{q}{c_p \rho} \right)^{2/3} \left(\frac{g}{T_0} \right)^{-1/3} = \frac{T(z_1) - T(z_2)}{z_1^{-1/3} - z_2^{-1/3}}. \quad (3)$$

Примеры результатов измерений, полученных с помощью термопар, показаны на рис. 3, 4. Сплошные линии на рис. 3, а – аппроксимации профиля темпе-

ратуры вдоль направления распространения фронта на высотах z_i кривой вида

$$T_{z_i}(x) = T_m e^{-\left(\frac{x-x_0}{a_T}\right)^2}, \quad (4)$$

где T_m , x_0 , a_T – значения температуры в максимуме, ее координата (время от начала регистрации), полуширина распределения температуры в единицах времени (секунды), которые подбирались по наилучшему совпадению. При известной скорости движения фронта пожара V , см/с, можно определить полуширину колонки $a_k = a_T V$, см.

Такая аппроксимация позволяет оценить размеры и местоположение тепловой колонки, провести анализ зависимости средней максимальной температуры

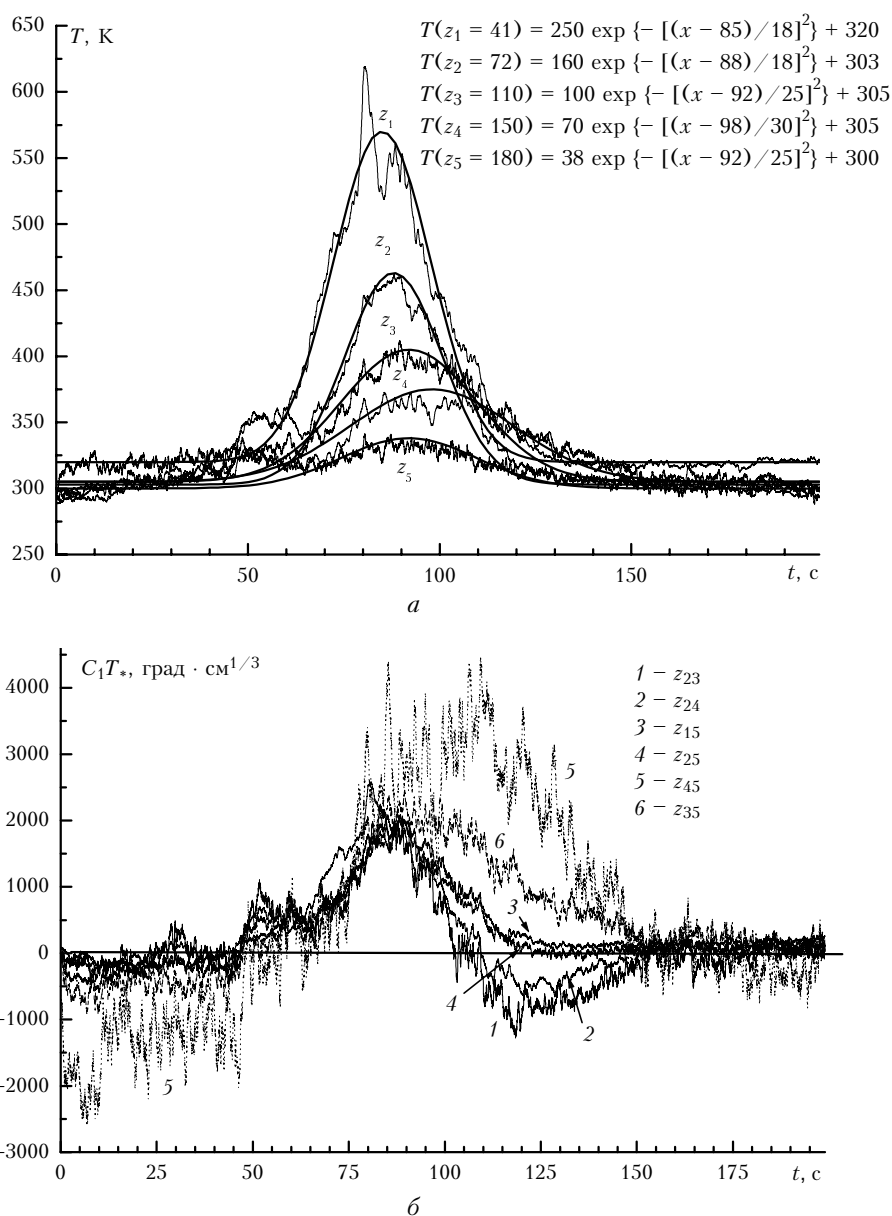


Рис. 3. Изменение во времени температуры T на разных высотах z_i (а); величины $C_1 T_*$, рассчитанной по градиентам на различных высотах (б), при горении опада кедра

от высоты, выполнить расчет влияния турбулентности на параметры лазерного пучка, распространяющегося через колонку.

На рис. 4 приведены зависимости величины T_m от высоты z при горении опада кедр и березы (пожар средней интенсивности, высота пламени от 0,5 до 1 м) и кедровой дощечки (сильный пожар, высота

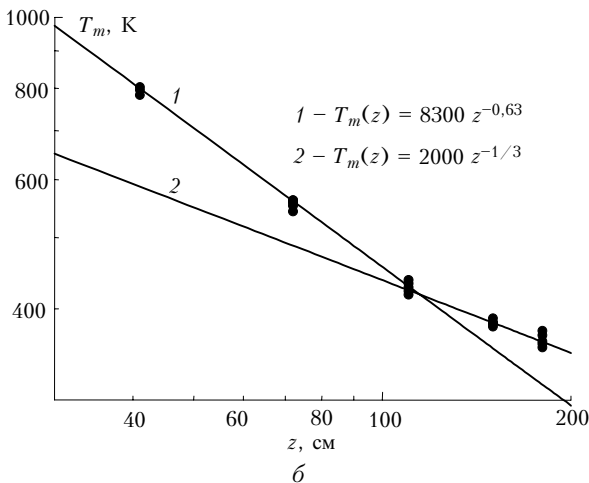
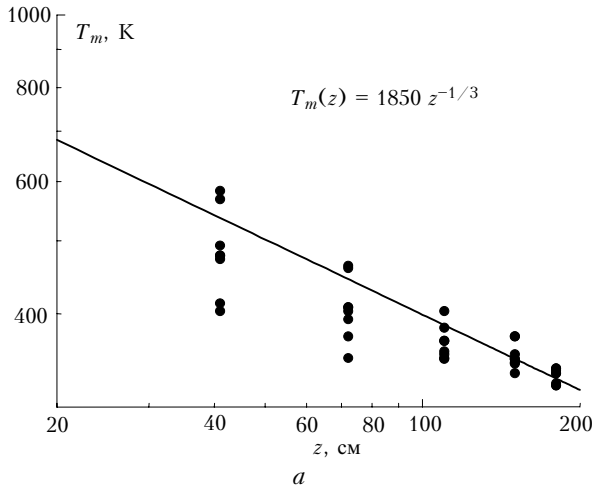


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры от высоты: *a* – опад кедр и березы; *б* – кедровая дощечка, уложенная штабелем

пламени более 1,5 м [1]). Прямые на рис. 4,б рассчитаны методом наименьших квадратов, а на рис. 4,а – подбором коэффициента. Из рис. 4 видно, что, начиная с некоторой высоты, которая зависит от интенсивности горения, температура в конвективной колонке спадает пропорционально $z^{-1/3}$. Значения $C_1 T^*$, рассчитанные по градиентам между различными высотами, изменяются незначительно (см. рис. 3,б).

Аналогичные зависимости от высоты $T_m(z)$ и $C_1 T^*$ характерны для условий свободной конвекции в чистой атмосфере. Это позволяет предположить, что турбулентный режим, реализующийся в колонке, подобен турбулентности в атмосфере в условиях свободной конвекции [6] и для его оценки применимы соотношения (1)–(3). При горении дощечки (см. рис. 4,б) на высоте менее 100 см присутствует пере-

ходная зона от горящего ЛГМ к области свободной конвекции. В этой зоне температура с высотой спадает примерно как $z^{-2/3}$. По результатам тепловизионных измерений, которые проводились одновременно, температура горящего ЛГМ составляет 1200÷1400 К. По данным тепловизионных измерений, аналогичная переходная зона наблюдается и при горении опада кедр и березы. Ее высота составляет всего 10÷15 см. На рис. 3,б заметно некоторое увеличение значений $C_1 T^*$, рассчитанное на высотах 110 и 150 см относительно высоты 180 см (z_{35} и z_{45} – кривые, проведенные пунктиром). Возможно, оно связано с формированием около колонки встречного кольцевого потока. Аналогичный поток возникает при всплывании террика в атмосфере [7]. На это указывает обратный знак градиентов температуры и $C_1 T^*$ вблизи колонки перед (при $t < 50$ с) и в тылу фронта горения (при $t > 100$ с).

2.2. Расчет C_n^2 по измерениям градиента температуры

Известно, что в атмосфере структурная функция флуктуаций температуры в инерционном интервале спектра турбулентности определяется соотношением [8, 9]:

$$D_t(r) = C_T^2 r^{2/3} \text{ для } l_0 < r < L_0,$$

где C_T^2 – структурная характеристика флуктуаций температуры; l_0 , L_0 – внутренний и внешний масштабы турбулентности; r – разнос точек наблюдения.

Для условий свободной конвекции [9]:

$$C_T^2 = C^2 a^2(\text{Ri}) \kappa^{4/3} z^{4/3} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2, \quad (5)$$

где $a^2(\text{Ri}) = 2,4$ – функция от числа Ричардсона; $C^2 = 2,8$; $\kappa = 0,4$ – постоянная Кармана.

Для расчета C_T^2 были выбраны значения разности максимальных температур на высотах $z_2 = 72$ см и $z_3 = 110$ см, наиболее близкие к высоте распространения луча. С учетом (2), (3), (5) и для высоты распространения луча $z_{\text{п}} = 105$ см численное значение C_T^2 (град² · см^{-2/3}):

$$C_T^2 = 0,455 \Delta T_{2-3}^2$$

(ΔT_{2-3} – измеренная разность температур между высотами z_2 и z_3).

Структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 (см^{-2/3}) связана с C_T^2 соотношением, которое для длины волны излучения лазера и конкретных температур имеет вид [8]:

$$C_n^2 = \left(\frac{77,6 \cdot 10^{-6} p}{T^2} \right)^2 C_T^2 = (20,4 \div 40,5) 10^{-13} C_T^2, \quad (6)$$

где T , К – температура на выбранной высоте 105 см; p – давление, мбар.

Таким образом, измеряя температуру на двух уровнях, в условиях свободной конвекции можно определить значения C_n^2 и рассчитать значения дисперсии смещения изображения источника сферической волны $\sigma_{\text{ап}}^2$ с учетом размера и местоположения конвективной колонки на трассе распространения [8, 9]:

$$\sigma_{\text{ап}}^2 = 2,84 L(D)^{-1/3} \int_0^1 C_n^2(\xi) \xi^{3/5} d\xi. \quad (7)$$

В формуле (7) L – длина трассы; D – диаметр приемного объектива; $C_n^2(\xi)$ – зависимость изменения величины C_n^2 по трассе распространения.

Для расчета $\sigma_{\text{ап}}^2$ предполагалось, что зависимость $C_n^2(\xi)$ от координат аналогична распределению температуры (4):

$$C_n^2(\xi) = C_{nm}^2 e^{-\left(\frac{\xi - \xi_k}{\xi_a}\right)^2},$$

где C_{nm}^2 – значение в максимуме; $\xi = x/L$ – нормированная длина трассы; ξ_k, ξ_a – нормированные на длину трассы расстояние от источника излучения до центра колонки и полуширина колонки.

В сводной таблице приведены значения разности температур между высотами 72 и 110 см и рассчитанные по ним значения $C_T^2, C_{nm}^2, \sigma_{\text{ап}}^2$ в различных экспериментах. В последней колонке таблицы приведены измеренные в эксперименте среднеквадратические отклонения смещения изображения лазерного пучка $\sigma_{\text{ап}} = (\sigma_{\alpha x}^2 + \sigma_{\alpha y}^2)^{1/2}$, где $\sigma_{\alpha x}$ – горизонтальная и $\sigma_{\alpha y}$ – вертикальная компоненты.

Результаты измерений и расчета

ЛГМ	ΔT_{2-3}°	C_T^2 град ² ·см ^{-2/3}	C_{nm}^2 см ^{-2/3}	$\sigma_{\text{ап}}$ угл. с	$\sigma_{\text{ап}}$ угл. с
Дощечка	140	$11,9 \cdot 10^2$	$17,3 \cdot 10^{-10}$	14,4	17,7; 23,5
»	125	$6,76 \cdot 10^2$	$13,7 \cdot 10^{-10}$	14,05	15,9; 17,5; 21,2
»	115	$5,72 \cdot 10^2$	$11,6 \cdot 10^{-10}$	16,2	26,3; 26,7; 27,3
»	115	$5,72 \cdot 10^2$	$11,6 \cdot 10^{-10}$	11,8	15,3; 17,0;
Береза,	60	$15,5 \cdot 10^2$	$3,88 \cdot 10^{-10}$	16	20,1
опад	35	$5,29 \cdot 10^2$	$2,25 \cdot 10^{-10}$	13,2	21,3
»	20	$1,72 \cdot 10^2$	$0,52 \cdot 10^{-10}$	4,7	14,0; 17,1; 14,7
»	40	$6,92 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^{-10}$	10,9	9,8
»	40	$6,92 \cdot 10^2$	$2,62 \cdot 10^{-10}$	7,7	8,4; 11,5

Как видно из данных таблицы, измеренные среднеквадратические отклонения близки к расчетным, что дополнительно подтверждает вывод о подобии турбулентности в конвективной колонке и в чистой атмосфере.

2.3. Распространение лазерного пучка через конвективную колонку

На рис. 5 приведены примеры корреляционных функций флуктуаций интенсивности и смещений изображения лазерного пучка. Форма корреляционных функций характерна для условий распространения в турбулентной атмосфере. По измеренным корреляционным функциям с применением БПФ рассчитывались временные частотные спектры.

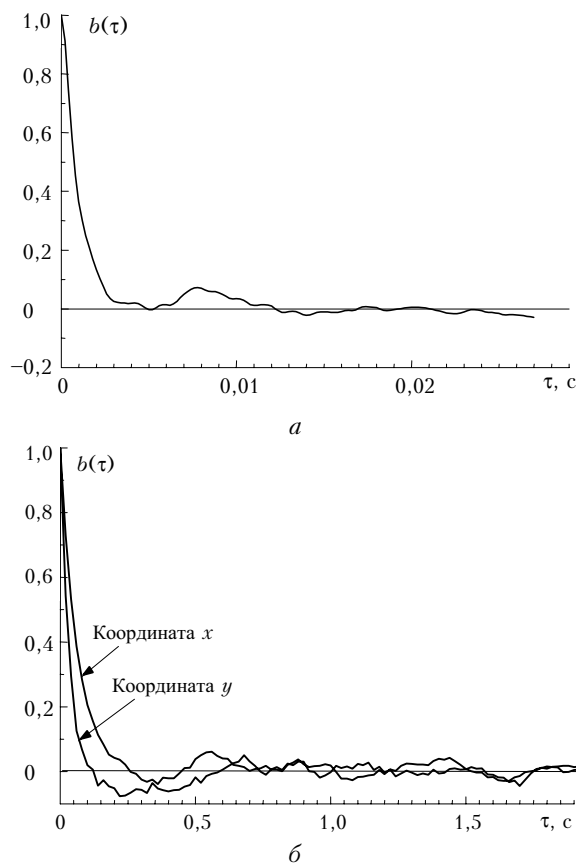


Рис. 5. Корреляционные функции флуктуации интенсивности (а) и смещений изображения источника (б)

Известно (например, [8, 9]), что в предположении применимости закона «2/3» и гипотезы замороженной турбулентности спектральная плотность мощности флуктуаций центра тяжести изображения источника является функцией безразмерной частоты fD/V_{\perp} и описывается соотношением

$$fW(f) = \frac{fW_1(f)}{\int_0^{\infty} W_1(f) df} = \text{const} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi D}{V_{\perp}} \right) \left(\frac{fD}{V_{\perp}} \right)^{-5/3},$$

где V_{\perp} – перпендикулярная лучу составляющая скорости ветра; $W_1(f)$ – измеренный спектр.

На рис. 6 показаны примеры нормированных спектров флуктуаций интенсивности и смещения изображения источника для двух диафрагм при горении опада березы и кедровой дощечки. Прямые соответствуют теоретическому закону спада спектра $\sim f^{-5/3}$ для турбулентной атмосферы.

Из рис. 6 видно, что спектр флуктуаций интенсивности более высокочастотный, чем спектр флуктуаций смещения изображения источника. Заметен сдвиг спектра флуктуаций центра тяжести изображения в область более высоких частот с уменьшением диаметра приемного объектива, который хорошо известен в теории распространения [8, 9]. Существует достаточно широкий участок спектра, спадающий

$\sim f^{-5/3}$, что указывает на наличие инерционного интервала, характерного для атмосферной турбулентности. В области высоких частот (выше 50–100 Гц) спектр смещения изображения источника имеет минимумы и максимумы, возможно связанные с изменением спектра флуктуаций температуры в области малых масштабов. Спектры флуктуаций интенсивности также имеют особенности при горении кедровой дощечки, т.е. в условиях более высоких градиентов температуры.

В области высоких частот (выше 1000 Гц) появляется участок спектра с большей крутизной спада. Это можно объяснить усилением влияния интервала диссипации с ростом градиента температуры.

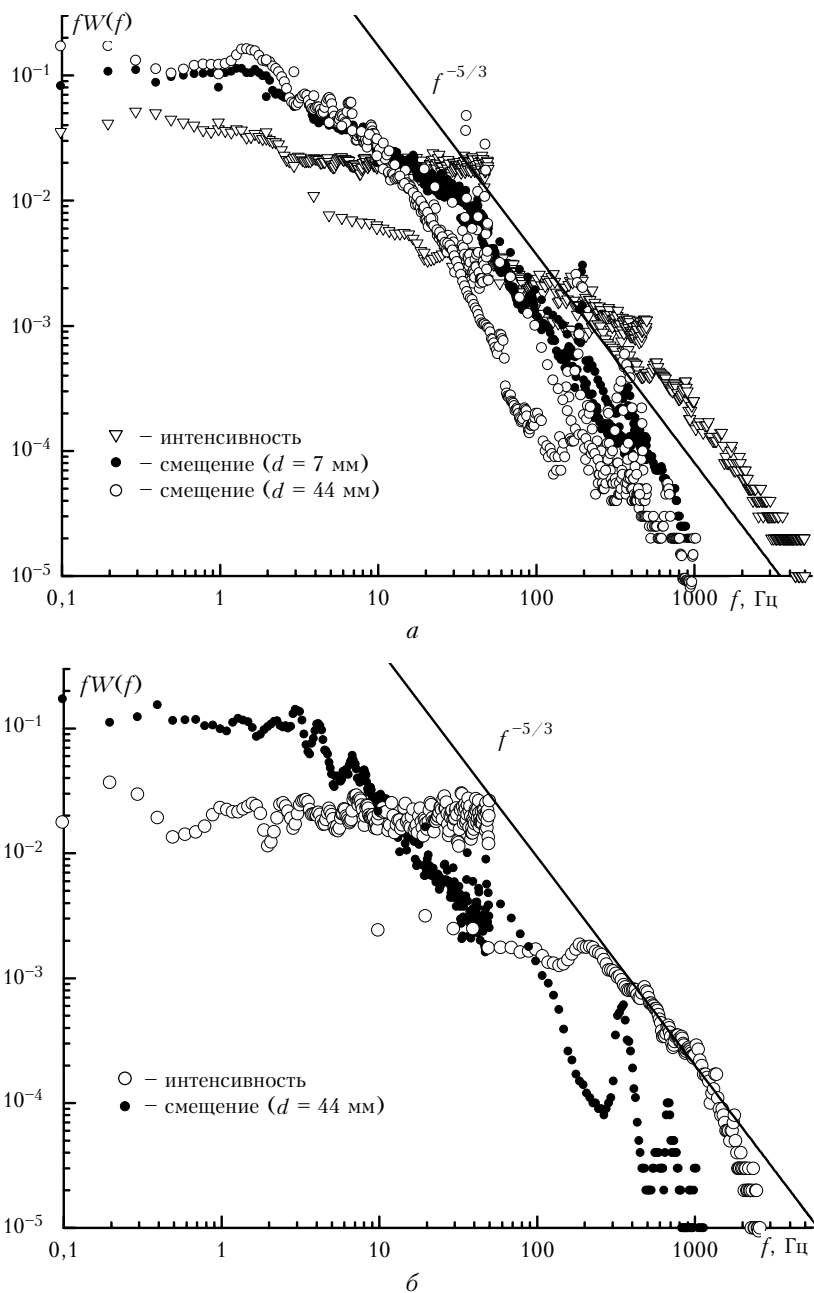


Рис. 6. Спектры смещения изображения лазерного пучка и флуктуаций интенсивности при горении опада березы (а) и кедровой дощечки (б); d – диаметр диафрагм, установленных перед диссектором

Такое поведение спектра характерно для масштабов показателя преломления в области диссипации турбулентной энергии, к которому чувствительны флуктуации интенсивности [8, 9]. Различия в уровнях спектров в области низких частот связаны с методикой обработки, так как обработка проводилась с различной частотой дискретизации и сглаживанием низких частот (ниже минимальной при выбранной частоте). Это позволяло исключить их влияние на корреляционную функцию, через которую рассчитывались спектры с применением БПФ. Спектры нормированы, т.е. площадь под ними равна 1. Поэтому расширение спектра в область высоких частот приводит к уменьшению амплитуды.

Отметим, что спектры вертикальной и горизонтальной компонент флуктуаций центра тяжести близки между собой. Возможно, что это указывает на однородность турбулентности в пределах масштабов ~ 10 см (два размера приемника). Такой вывод подтверждается результатами сравнения значений среднеквадратических отклонений флуктуаций смещения изображения по горизонтальной σ_x и вертикальной σ_y координатам (рис. 7). Прямая на рис. 7 рассчитана методом наименьших квадратов (R – коэффициент корреляции).

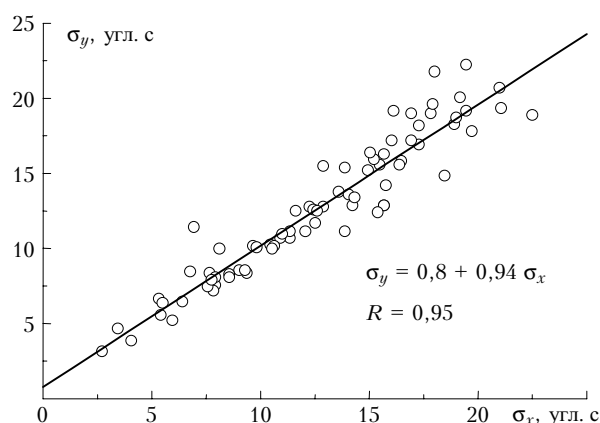


Рис. 7. Сравнение смещений изображения лазерного источника по горизонтальной σ_x и вертикальной σ_y координатам

Выводы

Результаты исследований турбулентного режима в конвективной колонке над низовым лесным пожаром позволяют сделать следующие выводы.

Турбулентные характеристики в конвективной колонке над низовым лесным пожаром с некоторой высоты z близки к характеристикам атмосферной турбулентности в условиях свободной конвекции (температура спадает $\sim z^{-1/3}$, а $C_1 T_*$ мало меняется). Высота, с которой устанавливается этот режим, определяется энергией, поступающей в конвективную колонку.

Интенсивность пульсаций температуры C_T^2 и показатель преломления C_n^2 могут быть рассчитаны из измерений градиентов температуры на двух уровнях в

области развитой конвекции и из измерений флуктуаций смещения изображения лазерного пучка, распространяющегося через конвективную колонку, с использованием соотношений для турбулентной атмосферы. В условиях среднего и сильного низового пожара значения C_T^2 в максимуме изменяются в пределах $10^2 \div 10^3$ град² · см^{-2/3}, а $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-11} \div 2 \cdot 10^{-9}$ см^{-2/3}, что на 3–5 порядков больше, чем максимальные значения в атмосфере.

Измеренные значения дисперсии флуктуаций смещения изображения близки к рассчитанным из градиентов температуры с учетом распределения температуры по трассе распространения. Дисперсии вертикальной и горизонтальной составляющих близки между собой. Это указывает на то, что в условиях измерений турбулентность в пределах масштабов ~ 10 см (два размера приемника) однородная.

Спектр флуктуаций интенсивности и смещения изображения оптической волны имеют интервал частот, на котором спектр $fW_1(f)$ спадает $\sim f^{-5/3}$, что соответствует инерционному интервалу спектра показателя преломления. Спектр флуктуаций интенсивности при сильном пожаре в области высоких частот имеет участок, на котором скорость спада спектра увеличивается. В атмосфере аналогичный вид спектра обусловлен влиянием интервала диссипации энергии турбулентности.

Вблизи колонки перед и в тылу движущегося фронта горения вертикальные градиенты температуры имеют обратный знак, что указывает на наличие встречного кольцевого движения потока, аналогичного тому, что возникает при всплывании термика в атмосфере.

Авторы благодарят А.П. Ростова и А.Л. Афанасьева за помощь в разработке программного обеспечения, В.В. Рейно, В.Н. Кротенко и М.В. Шерстобитова за помощь при проведении эксперимента.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 00-02-16747).

1. Гришин А.М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые методы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992. 406 с.
2. Гришин А.М. Общая математическая модель лесных пожаров и ее приложение для охраны и защиты лесов // Избр. докл. Международной конференции «Сопряженные задачи механики и экологии». Томск: Изд-во ТГУ, 2000. С. 88–137.
3. Катзева Л.Ю., Алексеенко Е.М. Исследование влияния окружающей среды и слоя инверсии на параметры односкоростного, однотемпературного термика и однофазного термика // Избр. докл. Международной конференции «Сопряженные задачи механики и экологии». Томск: Изд-во ТГУ, 2000. С. 174–190.
4. Белоцерковский О.М., Антоненко М.Н., Кошохов А.В., Крагинский Л.М., Опарин А.М. Численное моделирование пространственных течений в атмосфере, вызванных крупномасштабными пожарами или взрывами, с помощью технологии параллельных вычислений // Материалы 4-й Международной конференции «Лесные и степные пожары: возникновение, распространение, тушение и экологические последствия». Иркутск, 2001. С. 22.

5. Гришин А.М., Долгов А.А., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Исследования распространения НЛП по опадку хвойных и лиственных деревьев // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 8. С. 721–724.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 639 с.
7. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Штемер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 288 с.
8. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
9. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.

V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk. Experimental study of convective column above burning forest material.

The convective column formed above some forest material was investigated experimentally. Conditions of moderate and strong bottom fire were modeled. Dispersions and spectra of intensity fluctuations and angles of incidence of the laser beam passing through the convective column, as well as altitude temperature distribution inside the column were measured. A comparison was conducted between values of structural characteristic of index of refraction inside the column, obtained optically and from measurements of the temperature gradient.