

5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1987.— 502 с.
6. Дик И. Г., Князева А. Г. Зажигание лучистой энергией тонкой пленки с меняющимися в ходе реакции оптическими свойствами // ФГВ.— 1990.— 26, № 2.— С. 3—7.
7. Калонгаров Л. И., Марупов Р., Абдуллаев Н. С. Развитие термохимической неустойчивости при лазерной дегидратации поливинилового спирта // Хим. физика.— 1987.— 6, № 10.— С. 1380—1385.
8. Калонгаров Л. И., Марупов Р., Шукуров Т. и др. О механизме деструкции окрашенного поливинилового спирта в поле лазерного излучения // Там же.— 1990.— 9, № 2.— С. 294—297.
9. Князева А. Г., Дик И. Г. Динамика процесса разрушения полимерной пленки узким световым пучком // Тез. докл. 7 конф. по применению лазеров в науке и технике.— Омск, 1990.— С. 24—25.

г. Томск

Поступила в редакцию 6/III 1991

УДК 536.253 : 614.841.4

Ю. А. Гостинцев, Н. П. Копылов, А. М. Рыжов, И. Р. Хасанов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ НАД БОЛЬШИМИ ПОЖАРАМИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

С помощью предложенной математической модели сжимаемой среды численно исследуется динамика формирования и подъема осесимметричной колонки продуктов горения над крупным пожаром во влажной стратифицированной атмосфере. Для определения эффективных коэффициентов переноса используется алгебраическая модель турбулентности. Проведен сравнительный расчет распределения дымового аэрозоля по высоте конвективной колонки при различных значениях мощности пожара и характеристик атмосферы. Показано, что фазовые переходы, обусловленные наличием влаги в атмосфере, существенно влияют на параметры подъема, зависания и выноса аэрозоля в стратосферу.

Крупномасштабные конвективные движения, возникающие в атмосфере при больших открытых пожарах, способствуют переносу газообразных продуктов горения и дыма (сажа, пепел) на значительные расстояния. Загрязнение верхних слоев атмосферы большим количеством мелкодисперсного оптически активного аэрозоля может вызывать как региональные погодные, так и глобальные климатические изменения [1]. В связи с этим представляет интерес изучение динамики формирования конвективных колонок над крупными пожарами и их транспортной способности к вертикальному переносу аэрозольных частиц в верхние слои тропосферы и нижнюю стратосферу.

Численное исследование переноса продуктов горения и взрыва в стратосферу плавучей струей и термиком с помощью уравнений несжимаемой среды в приближении Буссинеска рассматривалось в [2, 3]. Распространение горящих частиц в приземном слое атмосферы при лесных пожарах изучалось в [4] при помощи осредненных уравнений Рейнольдса. Уравнения Навье — Стокса для сжимаемого газа с постоянными эффективными коэффициентами турбулентного переноса использовались для изучения подъема осесимметричного термика [5] и формирования конвективной колонки над пожарами [6]. Распространение продуктов горения от крупных пожаров с помощью метеорологических моделей дождевых облаков исследовалось в [7, 8].

В данной работе на основе уравнений Навье — Стокса для вязкого сжимаемого и теплопроводного газа в развитие модели [9] для случая сухой стратифицированной атмосферы численно исследуется динамика подъема осесимметричной колонки продуктов горения с учетом фазовых переходов, обусловленных наличием влаги в атмосфере. Для определения эффективных коэффициентов переноса используется алгебраическая модель турбулентности. Проводится сравнительный расчет распределения аэрозольных частиц по высоте конвективной колонки в сухой и влажной стратифицированной атмосфере.

1. Рассмотрим развитие турбулентных конвективных течений вязкого сжимаемого и теплопроводного газа над очагом пожара в неподвижной стратифицированной атмосфере при наличии в ней водяных паров. Будем моделировать очаг пожара объемным источником тепла Q_1 (Вт/м³) и массы мелкодисперсного инертного аэрозоля S_c (кг/(с · м³)) с заданным законом их изменения во времени. Предположим, что величины Q_1 и S_c постоянны внутри цилиндрической зоны тепловыделения с радиусом R_0 и высотой h , и равны нулю вне этой зоны.

Вовлекаемый конвективными потоками влажный воздух в процессе подъема и расширения охлаждается и при достижении условий насыщения водяной пар конденсируется с выделением большого количества тепла. Для учета теплоты парообразования в центрах конденсации введем дополнительные объемные источники тепла [10]: $Q_2 = \rho L \frac{\partial F_1}{\partial t}$, где t — время; L — удельная скрытая теплота конденсации; ρ — плотность смеси сухого воздуха, пара, сконденсированной влаги и дымового аэрозоля; F_1 — удельное содержание сконденсированной влаги, определяемое как разница между удельной влажностью F и насыщающей влажностью F_m .

Для газа, содержащего малые примеси пара, воды и дыма, согласно [11], плотность $\rho = \rho_v(1 - 0,608F + F_1 + C)$, где C — удельная концентрация дымового аэрозоля. Плотность сухого воздуха ρ_v удовлетворяет уравнению состояния $\rho_v = p/RT$ (p — давление, R — газовая постоянная для воздуха, T — температура).

Значение удельной влажности F_m , при котором водяной пар в воздухе достигает насыщения, зависит от температуры T и задается следующей зависимостью:

$$F_m(T) = \frac{0,622E_m(T)}{p - 0,378E_m(T)},$$

где $E_m(T)$ — парциальное давление насыщенного водяного пара (Н/м²), определяемое аналитической формулой Магнуса [10]: $E_m(T) = 610 \exp a(T)$, $a(T) = 17,27(T - 273,16)/(T - 35,86)$.

Формирование и подъем конвективной колонки дымового аэрозоля будем рассматривать в рамках односкоростной и однотемпературной модели дисперсной среды [5], применение которой в данном случае правомерно, поскольку размер мелких частиц, каковыми являются частицы дыма, пара и сконденсированной влаги, намного больше характерных молекулярно-кинетических размеров, а время их скоростной и температурной релаксации много меньше времени развития конвекции. В силу принятого приближения, а также ввиду малого объемного содержания дисперсной фазы не учитываются эффекты столкновения частиц, коагуляции, образования дождевых капель, их осаждение.

Выберем за начало цилиндрической системы координат r, z центр очага пожара на подстилающей поверхности. С учетом осевой симметрии система уравнений, определяющих развитие конвективных движений в атмосфере при пожаре, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} &= 0, \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \frac{D(\rho u)}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial\tau_{rz}}{\partial z} - 2\mu \frac{u}{r^2}, \\ \frac{D(\rho v)}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\partial\tau_{zz}}{\partial z} - \rho g, \\ \frac{D(\rho c_v T)}{Dt} &= \frac{1}{r} \frac{\partial(rq_r)}{\partial r} + \frac{\partial q_z}{\partial z} - p \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right] + Q_1 + Q_2, \\ \tau_{rr} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \tau_{rz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right), \quad \tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial z}, \\ q_r &= \lambda \frac{\partial T}{\partial r}, \quad q_z = \lambda \frac{\partial T}{\partial z}. \end{aligned}$$

Здесь u, v — радиальная и вертикальная составляющие скорости; c_v — теплоемкость газа при постоянном объеме; g — ускорение свободного падения; μ и λ — эффективные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности.

Распространение мелкодисперсного дымового аэрозоля, а также перенос пара и скопденсированной влаги описывается уравнениями турбулентной диффузии

$$\frac{D(\rho\varphi)}{Dt} = \frac{1}{r} \frac{\partial(rk_r)}{\partial r} + \frac{\partial k_z}{\partial z} + S_\varphi, \quad (1)$$

$$k_r = \rho \tilde{D} \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad k_z = \rho \tilde{D} \frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

где φ — одна из переменных C, F или F_1 ; \tilde{D} — эффективный коэффициент диффузии. Источниковый член в (1) $S_\varphi = S_c$ при $\varphi = C$; $S_\varphi = 0$ при $\varphi = F$, $S_\varphi = \rho \frac{\partial F_1}{\partial t}$ при $\varphi = F_1$.

Так как масса водяного пара, входящего в состав продуктов горения, на несколько порядков меньше массы влаги, вовлекаемой в конвективную колонку из окружающей атмосферы [6], то массой водяного пара, образующегося в процессе горения, в расчетах пренебрегаем.

Значения коэффициентов турбулентного переноса вычислялись согласно алгебраической модели [8], которая для осесимметрического случая имеет вид

$$\mu = \mu_l + \mu_t, \quad \mu_t = \frac{\rho l^2}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] \right\}^{1/2},$$

$$l = K \left\{ (u^2 + v^2)^{1/2} B^{-1/2} + B^{1/2} \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\},$$

$$B = \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2,$$

μ_l, μ_t — коэффициенты ламинарной и турбулентной вязкости; l — длина пути перемешивания, определяемая аналогично [12]; K — эмпирическая константа.

Эффективные коэффициенты переноса связаны соотношением $\mu = \rho \tilde{D} = \lambda / c_p$ (при равенстве чисел Рейнольдса и Шмидта $Re = Sc$), c_p — теплоемкость при постоянном давлении ($c_p = \gamma c_v$, γ — показатель адиабаты).

Начальное состояние атмосферы (при $t = 0$) предполагалось невозмущенным

$$u = v = 0, \quad T = T_a(z), \quad p = p_a(z), \quad F = F_a(z), \quad F_1 = C = 0.$$

Распределения параметров T_a, p_a и F_a по высоте определялись в соответствии с моделью Международной стандартной атмосферы по законам изменения температуры и влажности с высотой и уравнением гидростатического равновесия [2, 10]:

$$\frac{dT_a}{dz} = \begin{cases} -0,0065 \text{ K/m} & 0 \leq z \leq H_T, \\ 0 & z > H_T, \end{cases} \quad (2)$$

$$F_a(z) = F_0 \exp(-\alpha_0 z), \quad \frac{dp_a}{dz} = -\rho_a g,$$

где $\rho_a(z)$ — плотность невозмущенной атмосферы; H_T — высота тропопазы (10 ÷ 16 км); F_0 — значение удельной влажности у поверхности земли; $\alpha_0 = 0,42 \div 0,84 \text{ км}^{-1}$.

Граничные условия на оси течения отвечают условиям симметрии (поверхность земли, на которой задавалось прилипание газа, считалась

адиабатичной и непроницаемой):

$$r = 0: u = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial F}{\partial r} = \frac{\partial F_1}{\partial r} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0,$$

$$z = 0: u = v = \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial C}{\partial z} = 0.$$

На внешних границах расчетной области принимались следующие условия: градиенты скоростей и давления равны нулю; для входящего в счетную область потока $T = T_a(z)$, $F = F_a(z)$, $F_1 = C = 0$, для выходящего потока — градиенты температуры, удельной влажности и концентрации нулевые.

Изложенная модель была апробирована в [9] при описании развития конвективной колонки над экспериментальным пожаром радиусом 200 м и мощностью $2,8 \cdot 10^{10}$ Вт в сухой стратифицированной атмосфере.

Задача решалась численно при помощи полунейвной противопотоковой разностной схемы с использованием метода контрольного объема [13]. Разностное решение строилось на равномерной прямоугольной сетке 70×40 . Шаг по времени выбирался из условия Куранта, вычисляемого по максимальным скоростям и коэффициентам диффузии в потоке. Расчет одного варианта до зависания конвективной колонки требует 3—4 ч машинного времени на ЭВМ ЕС-1055. В численных расчетах использовались следующие значения параметров: $Pr = Sc = 1$, $\gamma = 1,4$, $K = 0,125$, $H_T = 11$ км, $F_0 = 0,011$ кг/кг, $\alpha_0 = 0,5$ км⁻¹. Ввиду малости концентраций пара, сконденсированной влаги и дыма не учитывался вклад в теплосодержание, обусловленный отличием теплоемкости воздуха от теплоемкостей примесей; в расчетах принималось $c_p = 1008$ Дж/(кг · К).

2. В процессе развития в атмосфере конвективная колонка проходит стадии формирования, подъема и зависания. Динамика формирования облака продуктов над крупным пожаром во влажной атмосфере изучалась при численном моделировании развития очага горения площадью $7,85 \cdot 10^7$ м² ($R_0 = 5$ км) и максимальной мощностью тепловыделения с единицы площади $q_m = 5 \cdot 10^4$ Вт/м². В расчетах на начальной стадии предполагался линейный рост мощности тепловыделения q ($q = Q_1 h$), максимальное значение которой достигалось через 1800 с и в дальнейшем оставалось постоянным. Выбранное значение q_m соответствует полному сгоранию древесных материалов с площадной плотностью загрузки 10 кг/м² в течение одного часа (при теплотворной способности горючего $Q_0 = 19,6 \cdot 10^6$ Дж/кг). Время достижения максимума тепловыделения q_m соответствует оценкам времени развития крупного городского пожара [14]. Счетная область имела размеры 35×20 км². Коэффициент генерации дымового аэрозоля задавался равным 3 % ($S_c = 0,03 Q_1/Q_0$).

На рис. 1 представлена рассчитанная картина процесса формирования дымового облака аэрозольных частиц над пожаром. В последовательные моменты времени показаны изолинии концентраций аэрозоля со значениями $C = 1,7 \cdot 10^{-6}$; $5,4 \cdot 10^{-6}$; $9,2 \cdot 10^{-6}$; $12,7 \cdot 10^{-6}$ кг/кг. При временах $t < 1000$ с движение влажного воздуха происходит без фазовых превращений. На границе пожара образуется интенсивный тороидальный вихрь, способствующий более быстрому подъему аэрозольных частиц по периметру очага горения (рис. 1, а).

В дальнейшем, по мере увеличения мощности тепловыделения формируется устойчивый, направленный к центру очага поток газа. Окружающий воздух в зоне пожара нагревается и вместе с продуктами горения поднимается вверх, образуя вертикально направленный поток — конвективную колонку. При $t > 1000$ с поднимающийся в струе влажный воздух достигает уровня конденсации (на высотах более 3 км). Поскольку на этих высотах конденсация водяных паров происходит, в основном, вблизи оси симметрии, возникающие дополнительные подъемные силы, обусловленные теплотой парообразования, способствуют более быстрому подъему дымового аэрозоля над центром очага

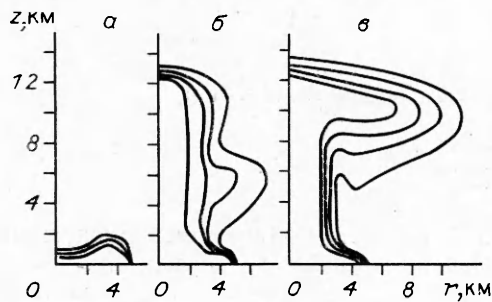


Рис. 1. Динамика формирования облака аэрозольных частиц над пожаром; $R_0 = 5$ км, $q_m = 5 \cdot 10^4$ Вт/м².
t, с: а — 900, б — 1800, в — 2700.

(рис. 1, б). Образовавшийся при малых временах у границы пожара вихрь поднимается вместе с «шапкой» конвективной колонки. На стадии зависания (рис. 1, в) струя продуктов приобретает характерную грибовидную форму. Наибольшая высота подъема дымового аэрозоля наблюдается у оси симметрии и достигает $\sim 13,5$ км. При удалении от центра пожара высота подъема аэрозоля снижается.

На рис. 2 показана сформировавшаяся картина течения и изолинии концентраций аэрозоля через 1 ч после начала процесса. Значения концентраций на изолиниях аналогичны значениям C на рис. 1. Видно, что пожар исследуемой мощности вносит значительные возмущения в окружающую среду. Наибольшая вертикальная скорость потока наблюдается у оси симметрии и составляет 43 м/с. Максимальная величина радиальной скорости реализуется вблизи границ очага и равна 17 м/с. Вовлечение холодного воздуха в восходящую струю нагретых продуктов наблюдается до высоты ~ 4 км. На высотах от 7 до 11 км образуется зона зависания, в которой дымовой аэрозоль и вовлеченный в струю воздух удаляются в горизонтальном направлении от оси симметрии течения. Через 1 ч дымовое облако в этой зоне растекается на площади ~ 700 км² (см. рис. 2), что почти на порядок больше площади очага горения.

Выделяющаяся при конденсации влажного воздуха вода в виде дождевых капель, снега или льда (в зависимости от температуры воздуха) переносится конвективными потоками, образуя облако, близкое по форме к облаку дымовых частиц (за исключением района непосредственно над очагом пожара). Сформировавшееся облако сконденсированной воды для исследуемого пожара имеет при $t = 3600$ с общую массу $3,4 \cdot 10^9$ кг и водность, близкую к состоянию кучево-дождевого облака (более 1 г/м³). Осадки, сопровождающие формирование таких облаков, могут в принципе привести к частичному вымыванию дымового аэрозоля из конвективной ко-

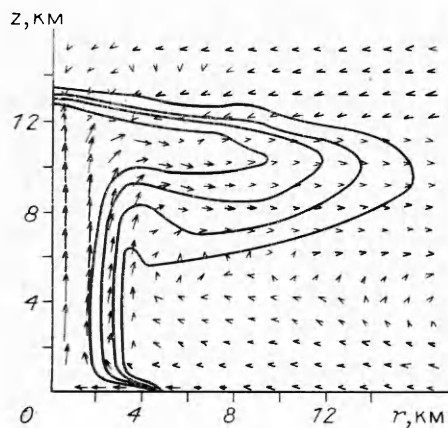


Рис. 2. Поле скоростей и изолинии концентраций дымового аэрозоля над пожаром через 1 ч после начала горения; $R_0 = 5$ км, $q_m = 5 \cdot 10^4$ Вт/м².

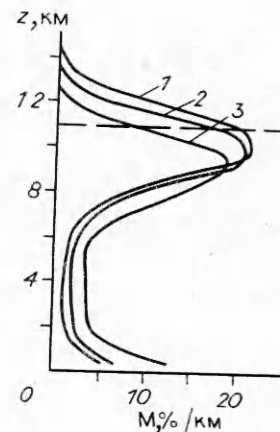


Рис. 3. Вертикальное распределение дымового аэрозоля над пожарами различной мощности; $R_0 = 5$ км, $t = 3600$ с. $W \cdot 10^{-12}$, Вт: 1 — 7, 2 — 3,9, 3 — 10.

лонки. Существующие оценки количества аэрозоля, которое может быть удалено из атмосферы в результате осадкообразования, весьма противоречивы и лежат в пределах от 3 до 90 % [7, 15]. Уточнение этих оценок является задачей будущих моделей, учитывающих микрофизические процессы, и в данной работе не проводится.

3. Вертикальное распределение аэрозоля в сформировавшейся над крупным пожаром конвективной колонке можно охарактеризовать зависимостью массы аэрозоля, содержащейся между горизонтальными срезами струи, расположенными друг от друга на единицу длины, от высоты.

На рис. 3 представлены расчетные профили вертикального распределения аэрозоля над пожаром радиусом 5 км через 1 ч после начала горения при трех различных мощностях источника W . По оси абсцисс отложена процентная доля M инжектируемого аэрозоля в километровом слое атмосферы, по оси ординат — высота, на которой находится слой. В расчетах предполагались стандартные условия стратифицированной атмосферы (2). Время достижения максимальных значений тепловыделения задавалось равным 1800 с. Горизонтальная штриховая линия соответствует уровню тропопаузы $H_T = 11$ км. Характер распределения аэрозоля в атмосфере соответствует сформировавшейся аэродинамической структуре течения. Вследствие изотермичности стратосферы при достижении верхней кромки конвективной колонки высоты тропопаузы газ быстро теряет плавучесть, наблюдается распространение аэрозоля вдоль тропопаузы. Основное количество поднимаемых частиц находится в образовавшейся зоне зависания конвективного облака.

Несмотря на то, что максимумы линейной плотности аэрозоля для всех трех случаев находятся на высотах ниже уровня тропопаузы, в случае пожара мощностью $7 \cdot 10^{12}$ Вт (см. рис. 3, 1) около 26 % частиц (по массе) выносятся в нижнюю стратосферу, причем максимальная высота подъема достигает 14,5 км. При пожаре с мощностью больше 10^{12} Вт (см. рис. 3, 3), согласно расчету, в нормально стратифицированной влажной атмосфере обеспечивается выход верхней кромки конвективной колонки за пределы тропопаузы.

Представляет интерес сравнить высоты подъема и характер распределения аэрозоля над пожаром при различных атмосферных условиях. На рис. 4 показаны расчетные зависимости процентной доли аэрозоля от высоты над пожаром мощностью $1,7 \cdot 10^{12}$ Вт и радиусом 2 км через 1 ч после начала развития процесса. Расчеты проводились во влажной и сухой атмосфере. Исходные данные по мощности, площади и закону роста скорости тепловыделения соответствовали оценкам для реально наблюдаемого городского пожара [14].

Во влажной атмосфере за счет фазовых переходов и выделяемой теплоты конденсации увеличиваются не только высота подъема конвективной колонки (с 9,7 до 13,0 км) и значения вертикальных скоростей (с 40 до 46 м/с), но изменяется также профиль вертикального распределения аэрозольных частиц. В сухой атмосфере основное количество поднимаемого аэрозоля находится в горизонтальном слое между 3 и 6 км (см. рис. 4, 2). В случае наличия влаги в атмосфере превалирующая доля аэрозольных частиц выносятся на высоту 9—12 км (см. рис. 4, 1). Максимальная расчетная высота подъема конвективной колонки в сухой атмосфере ($\sim 9,7$ км) согласуется с реальными наблюдениями (9—12 км) при пожаре, который произошел при малой влажности атмосферы [14].

Серия численных расчетов по изучению конвективных колонок над крупными пожарами при различных атмосферных условиях подтвердила влияние атмосферной влажности на процесс формирования облаков аэрозольных частиц и на распределение аэрозоля по высоте.

На рис. 5 представлены расчетные данные распределения процентной доли M аэрозоля в километровом слое атмосферы от безразмерной высоты z/z_{\max} (z_{\max} — максимальная высота подъема конвективной колонки) для пожаров различной площади и мощности. Численные расчеты проводились в условиях нормальной температурной стратификации в су-

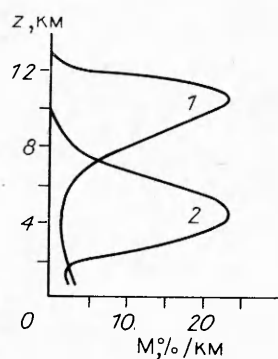


Рис. 4. Вертикальное распределение дымового аэрозоля над пожаром при различных атмосферных условиях; $R_0 = 2$ км, $t = 3600$ с; $W = 1,7 \cdot 10^{12}$ Вт.
1 — влажная атмосфера; 2 — сухая атмосфера.

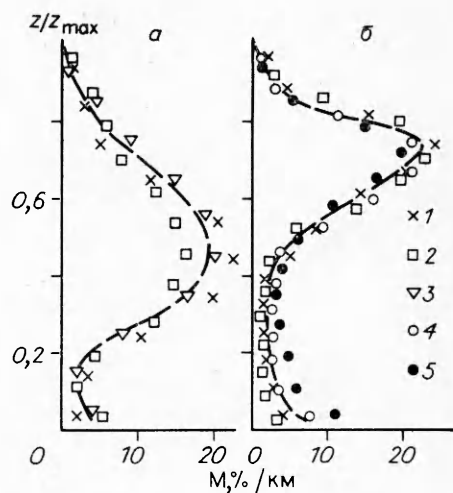


Рис. 5. Распределение дымового аэрозоля над пожарами в сухой (а) и влажной (б) атмосфере.
1 — $W = 1,7 \cdot 10^{12}$ Вт, $R_0 = 2$ км; 2 — $W = 7 \cdot 10^{12}$ Вт, $R_0 = 5$ км; 3 — $W = 4 \cdot 10^{12}$ Вт, $R_0 = 4$ км; 4 — $W = 3,9 \cdot 10^{12}$ Вт, $R_0 = 5$ км; 5 — $W = 10^{12}$ Вт, $R_0 = 5$ км.

хой и влажной атмосфере. В отличие от сухой во влажной атмосфере зона зависания конвективного облака приподнята над источником и располагается в более узком диапазоне высот. Координаты характерной точки зависшего аэрозольного облака во влажной атмосфере $z_k \approx 0,75 z_{\max}$, в сухой $z_k \approx 0,45 z_{\max}$. Данные координаты характерных точек зависания конвективной колонки во влажной атмосфере близки к соотношениям, полученным для плавучей струи в [2].

Полученные результаты показывают, что динамика формирования конвективной колонки, а также высота подъема дымового аэрозоля и характер его распределения в атмосфере зависит не только от мощности пожара. Фазовые переходы, вызванные присутствием влаги в атмосфере, существенно влияют на параметры подъема, зависания и выноса аэрозоля в стратосферу. Образование интенсивных кучево-дождевых облаков при крупных пожарах может приводить к вымыванию осадками частиц аэрозоля из атмосферы. В связи с этим при анализе пространственно-временной картины загрязнения атмосферы при крупномасштабных пожарах необходим учет влажности, устойчивости атмосферы и уровня тропопаузы. Предложенная в данной работе математическая модель позволяет учитывать эти параметры и осуществлять прогнозирование распространения продуктов горения в атмосфере над большими пожарами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. — М.: Гидрометеоздат, 1985. — 158 с.
2. Голицын Г. С., Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. Турбулентная плавучая струя в стратифицированной атмосфере // ПМТФ. — 1989. — № 4. — С. 61—72.
3. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. Мощный турбулентный термик в устойчиво стратифицированной атмосфере. Численное моделирование // Там же. — 1987. — № 1. — С. 47—53.
4. Гришин А. М., Грузин А. Д., Грузина Э. Э. Аэродинамика и теплообмен фронта лесного пожара с приземным слоем атмосферы // Там же. — 1984. — № 6. — С. 91—96.
5. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Подъем турбулентного осесимметричного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере // Там же. — 1989. — № 1. — С. 62—68.
6. Small R. D., Heikes K. E. Early cloud formation by large area fires // J. Appl. Meteorol. — 1988. — 27, N 5. — P. 654—663.
7. Cotton W. R. Atmospheric convection and nuclear winter // Amer. Sci. — 1985. — 73, N 3. — P. 275—280.
8. Penner J. E., Haselman L. C., Edwards L. L. Buoyant plume calculations // AIAA Pap. — 1985. — 459. — P. 1—9.

9. Гостинцев Ю. А., Копылов Н. П., Рыжов А. М. и др. Конвективный перенос продуктов сгорания в атмосфере над большими пожарами // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1990.— № 4.— С. 47—52.
10. Хргиан А. Х. Физика атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 654 с.
11. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Исследование распространения струи метеорона в облачной среде применительно к активным воздействиям // Физика облаков и активных воздействий: Труды ИПГ.— М., 1981.— Вып. 46.— С. 50—68.
12. Yang K. T., Lloyd J. B., Kanury A. M. et al. Modeling of turbulent buoyant flows in aircraft cabins // Combust. Sci. and Technol.— 1984.— 39.— P. 107—118.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.— М.: Энергоиздат, 1984.— 152 с.
14. Ebert C. H. V. The Meteorological factor in the hamburg fire storm // Weatherwise.— 1963.— 16, N 2.— P. 70—75.
15. Penner J. E., Molenkamp C. R. Predicting the consequences of nuclear war: precipitation scavenging of smoke // Aerosol. Sci. and Technol.— 1989.— 10, N 1.— P. 51—62.

г. Москва

Поступила в редакцию 30/V 1990,
после доработки — 1/IV 1991

УДК 536.4 + 541.12

А. М. Гришин, С. П. Синуцын, И. В. Акимова

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ СУШКИ И ПИРОЛИЗА ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ

На основании термогравиметрических измерений в инертной среде и простейшей кинетической схемы получены термокинетические постоянные сушки и пиролиза типичных лесных горючих материалов. Показана адекватность модели эксперименту. Выявлены материалы, для которых могут быть использованы единые значения кинетических постоянных. Предлагаются методики использования полученных значений в общей математической модели лесных пожаров.

Наиболее общая математическая модель лесных пожаров [1] содержит уравнения химической кинетики, описывающие сушку и пиролиз лесных горючих материалов (ЛГМ). В качестве элементов банка исходных данных модели здесь выступают: состав ЛГМ, предэкспоненты и энергии активации процессов сушки и пиролиза, кинетические схемы реакций. Для оценочных расчетов достаточно грубого описания кинетики и использования постоянных для некоторых распространенных ЛГМ [2—7]. Попытки более точного описания воспламенения ЛГМ и распространения пожара наталкиваются на нехватку информации и отсутствие алгоритма использования полученных постоянных в реальных условиях. Известные данные [2—7] носят отрывочный, несистемный характер и зачастую противоречат друг другу, так как получены в различных условиях и не соответствуют общей математической модели [1].

В данной работе в отличие от [2—7] проведены эксперименты с соблюдением следующих требований:

- а) опыты выполнены на общепринятой установке термического анализа — дериватографе;
- б) делаются повторные опыты для статистической оценки доверительных интервалов и получения выборочных математических ожиданий термогравиметрических кривых;
- в) так как общая модель [1] описывает отдельно окислительные реакции, то эксперименты проводятся в инертной среде.

Результаты обработаны по методике [8], получены термокинетические постоянные для наиболее типичных лесных горючих материалов и дан их сравнительный анализ.