

подвод к свободной поверхности. При допущении о бесконечно большой скорости реакции учет теплоотдачи излучением не приводит, как и в других случаях [6], к качественно новым результатам. Он существен для анализа процесса при конечной скорости реакции, когда теплоотдача ведет не только к снижению температуры в зоне горения, но и срыву процесса — потуханию.

Поступила в редакцию 11/VII 1983,
после доработки — 22/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
2. П. Н. Бахман, Л. И. Алдабаев, Н. Д. Сатинский. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
3. A. Nakakuki. Comb. Flame, 1974, 23, 337.
4. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6, 87.
5. А. Л. Ярин. ФГВ, 1983, 19, 1, 3.
6. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
7. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.: ГЭИ, 1954.
8. А. В. Гужиев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1982, 18, 3, 32.
9. E. Sher. Comb. Flame, 1982, 47, 109.
10. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
11. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 7, 12.
13. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник. Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, 2, 129.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев
(Томск)

Вопрос о математическом и физическом моделировании лесных пожаров обсуждался в монографиях [1—5].

В данной работе на основе общей математической модели лесных пожаров, предложенной в [5], дается новая постановка задачи о распространении двумерного верхового лесного пожара. В рамках этой сопряженной постановки полог леса считается многофазной реагирующей средой и учитывается тепло- и массообмен фронта пожара с нижним ярусом леса и приземным слоем атмосферы. Предложен прием осреднения полученных уравнений по высоте полога леса, который значительно упрощает постановку задачи о возникновении и распространении верхового лесного пожара. В рамках упрощенной одномерной постановки при помощи ЭВМ решена задача о возникновении и распространении верхового пожара. Установлено, что в отличие от S-образного профиля температуры при распространении фронта горения в термодинамически замкнутых системах в данном случае этот профиль вследствие теплообмена с окружающей средой имеет вид гауссовой кривой. Найдено, что скорость распространения растет вместе со скоростью ветра и падает с ростом влагосодержания лесных горючих материалов (ЛГМ). Показано, что существуют пределы распространения пожара по скорости ветра, запасу ЛГМ и их влагосодержанию.

**Постановка двумерной задачи
о распространении фронта верхового лесного пожара**

Будем использовать физические модели процессов переноса при лесных пожарах, предложенные в [5]. В рамках этих представлений лес моделируется сплошной пористой реакционноспособной средой [5]. Пусть в бесконечном лесном массиве имеется плоский очаг повышенной температуры, расположенный перпендикулярно направлению ветра. Выделим зону пожара — контрольный объем сплошной среды, включающий в себя очаг пожара и объем среды, невозмущенной пожаром. Начало отсчета системы координат поместим на поверхности земли в центре первоначального очага горения, ось x свяжем с направлением ветра, а ось z направим вертикально вверх. Определим поля скоростей, температур, плотности и концентраций компонентов, а также скорость распространения верхового лесного пожара. Математически решение поставленной задачи сводится к численному интегрированию следующей системы нелинейных уравнений:

$$\frac{\partial \rho_5}{\partial t} + \frac{\partial \rho_5 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_5 w}{\partial z} = Q, \quad (1)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho_5 s c_d u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho_5 \overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{u'w'}), \quad (2)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_5 s c_d w \sqrt{u^2 + w^2} - \rho_5 g + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho_5 \overline{u'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{w'^2}), \quad (3)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + u \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} + w \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} \right) = R_{5\alpha} - c_\alpha Q + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho_5 \overline{u'c'_\alpha}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{w'c'_\alpha}), \quad \alpha = \overline{1, 3}, \quad (4)$$

$$\left(\sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i c_{pi} + \rho_5 c_{p5} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_5 c_{p5} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = q_5 R_5 - q_2 R_2 + q_3 R_3 + \kappa c U_R - 4\kappa \sigma T^4 + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho_5 \overline{u'T'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{w'T'}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} \right) - \kappa c U_R + 4\kappa \sigma T^4 = 0, \quad (6)$$

$$p_\infty = \rho_5 RT \sum_{\alpha=1}^4 \frac{c_\alpha}{M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, \quad Q = (1 - \alpha_C) R_1 + R_2 + \frac{M_c}{M_1} R_3, \quad (7)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_C R_1 - \frac{M_c}{M_1} R_3, \quad \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

$$R_1 = k_{01} \rho_1 \varphi_1 \exp(-E_1/RT), \quad R_{51} = -R_3 - M_1/2M_2 \cdot R_5, \quad R_{53} = 0,$$

$$R_2 = k_{02} T^{-1/2} \rho_2 \varphi_2 \exp(-E_2/RT), \quad R_3 = k_{03} s_\sigma \varphi_3 \rho_5 c_1 \exp(-E_3/RT),$$

$$R_{52} = (1 - \alpha_C) v_\Gamma R_1 - R_5, \quad R_5 = M_2 k_{05} (c_1 M/M_1)^{0,25} \times \\ \times (c_2 M/M_2) T^{-2,25} \exp(-E_5/RT).$$

Система (1)–(8) описывает состояние пористой реакционноспособной среды в пологом леса при $z_0 < z < h_0$, где z_0 — уровень шероховатости, а h_0 — высота верхней границы полого леса. Помимо этих уравнений необходимо привлекать уравнения сохранения массы, количества движения и сохра-

нения энергии в приземном слое атмосферы. Эти уравнения получаются как частный случай из уравнений (1)–(8) при $Q=0$, $c_\alpha=0$, $\varphi_i=0$ ($i=1, 2, \dots, 4$) и справедливы при $h_2 < z < H$, где H — высота приземного слоя атмосферы.

Система уравнений (1)–(8) должна быть дополнена соответствующими начальными и граничными условиями. В начальный момент времени во всем контрольном объеме должны быть заданы распределения искомых функций:

$$t=0: u = u_n(z), \quad w = w_n(z) = 0, \quad T = T_n(x, z), \\ c_\alpha = c_{\alpha n}(x, z), \quad \varphi_i = \varphi_{in}(x, z). \quad (9)$$

На левой границе расчетной области $x = x_{-\infty}$ известны параметры набегающего потока:

$$x = x_{-\infty}: u = u_n(z), \quad w = 0, \quad T = T_n(z), \quad c_\alpha = c_{\alpha n}(z), \\ U_R = \frac{4\sigma}{c} T_n^4, \quad z \leq h_2. \quad (10)$$

На правой границе контрольного объема выставляются «мягкие» граничные условия:

$$x = x_\infty: \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial U_R}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

На верхней границе значения искомых функций считаются известными и равными значениям функций в набегающем потоке на этой высоте:

$$z = z_\infty: u = u_n(z_\infty), \quad w = 0, \quad T = T_n(z_\infty), \quad c_\alpha = c_{\alpha n}(z_\infty). \quad (12)$$

Считается, что границы контрольного объема могут быть выбраны на достаточном удалении от фронта пожара, так что возмущения, вносимые ограниченностью рассматриваемого объема, слабо искажают характеристики вблизи фронта.

Граничные условия на уровне z_0 (нижний ярус леса) могут быть получены в следующем виде:

$$\rho_5 w|_{z=z_0} = -z_0 \frac{\partial \rho_5^0 \varphi_5^0}{\partial t} + z_0 Q, \\ -\rho_5 c_{p5} \overline{w' T'}|_{z=z_0} = \left(\sum_{i=1}^5 \rho_i^0 c_{pi}^0 \varphi_i^0 \right) z_0 \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{z=z_0} + \\ + z_0 (g_3 R_3 - g_2 R_2 + g_5 R_5 + Q_T + \kappa^0 c U_R - 4\kappa^0 \sigma T^4)|_{z=z_0}, \\ -\rho_5 \overline{w' c'_\alpha}|_{z=z_0} = z_0 \rho_5^0 \varphi_5^0 \frac{\partial c_\alpha}{\partial t} \Big|_{z=z_0} + z_0 c_\alpha Q^0 - z_0 R_{5\alpha}^0, \\ \frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = z_0 (\kappa^0 c U_R|_{z=z_0} - 4\kappa^0 \sigma T^4|_{z=z_0}). \quad (13)$$

При записи граничных условий (13) для нижнего яруса леса, в отличие от системы (1)–(8) для полого леса, учитывается собственный объем конденсированной фазы ($\varphi_5^0 \neq 1$). По определению уровня шероховатости z_0 [6] там выполняется равенство нулю касательной составляющей скорости, т. е.

$$u|_{z=z_0} = 0.$$

На границе раздела сред «полог леса — приземный слой атмосферы» должны выполняться следующие условия:

$$\rho_5 w|_{z=h_2^-} = \rho_5 w|_{z=h_2^+}, \\ -\rho_5 \overline{u' w'}|_{z=h_2^-} = -\rho_5 \overline{u' w'}|_{z=h_2^+}, \quad u|_{z=h_2^-} = u|_{z=h_2^+},$$

$$\begin{aligned}
-\rho_5 \bar{w}'^2 \Big|_{z=h_2^-} &= -\rho_5 \bar{w}'^2 \Big|_{z=h_2^+}, & w \Big|_{z=h_2^-} &= w \Big|_{z=h_2^+}, \\
-\rho_5 \bar{w}' c'_\alpha \Big|_{z=h_2^-} &= -\rho_5 \bar{w}' c'_\alpha \Big|_{z=h_2^+}, & c_\alpha \Big|_{z=h_2^-} &= c_\alpha \Big|_{z=h_2^+}, \\
-\rho_5 c_{p5} \bar{w}' T' \Big|_{z=h_2^-} &= -\rho_5 c_{p5} \bar{w}' T' \Big|_{z=h_2^+}, & T \Big|_{z=h_2^-} &= T \Big|_{z=h_2^+}, \\
\frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} \Big|_{z=h_2} &= Q_R^+ - q_R^-.
\end{aligned} \tag{14}$$

Здесь и выше R_1, R_2, R_3, R_5 — массовые скорости реакции пиролиза сухого органического вещества ЛГМ, испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза соответственно; $c_{pi}, \rho_i, \varphi_i$ — удельные теплоемкости, истинные плотности и объемные доли компонентов многофазной реагирующей среды; u, w — проекции скорости на оси x и z соответственно; T, c_α — температура и массовые концентрации компонентов газовой фазы ($\alpha = 1 - O_2, 2$ — горючие компоненты продуктов пиролиза, 3 — инертные компоненты воздуха, 4 — водяной пар и не реагирующие продукты реакций окисления, пиролиза и горения кокса); p — давление в потоке; U_R — осредненная плотность излучения; κ — интегральный коэффициент поглощения; $Q_R^+(x)$ — лучистый тепловой поток, поступающий в полог леса от факела пламени; q_R^- — лучистый тепловой поток, теряющийся через верхнюю границу, в первом приближении $q_R^- = \varepsilon \sigma T^4$ (ε — интегральная степень черноты верхней границы полога леса, σ — постоянная Стефана — Больцмана); R_{51}, R_{52}, R_{53} — массовые скорости образования α -компонентов газовой фазы; q_2, q_3, q_5 — тепловые эффекты реакции испарения, горения кокса и окисления летучих продуктов пиролиза; $E_1, E_2, E_3, E_5, k_{01}, k_{02}, k_{03}, k_{05}$ — энергии активации и предэкспоненты; α_c, v_r — коксовое число ЛГМ и массовая доля горючего газа в общей массе летучих продуктов пиролиза; h — высота полога леса; Q — массовая скорость образования газовой фазы; S_σ — удельная поверхность элемента ЛГМ; M_a, M_c, M — молекулярные веса индивидуальных компонентов, углерода и смеси в целом; S — удельная поверхность фитомассы полога леса; c_d — эмпирический коэффициент сопротивления; g — ускорение свободного падения. Индексы n, ∞ относятся к начальным условиям и к значениям функций на удалении от фронта пожара, а индексы нижние $1, 2, 3, 4, 5$ используются для обозначения термодинамических параметров фаз и компонентов газовой фазы. Верхний индекс 0 отвечает характеристикам нижнего яруса леса, а верхние индексы $+$ и $-$ — пределам сверху и снизу при $z \rightarrow h_2$.

Система (1)–(8) является обобщением известной системы уравнений Рейнольдса для турбулентных течений однофазной инертной жидкости и в то же время представляет собой частный случай математической модели лесных пожаров, предложенной в [5].

В уравнениях (2), (3) вторые слагаемые в правой части представляют собой проекции силы аэродинамического сопротивления лесного массива набегающему потоку $F_{сопр} = c_d s \rho_5 \vec{v} |\vec{v}|$ [6]. Третий член в правой части (3) — проекция силы тяжести на вертикальную ось. Наличие последних двух слагаемых в уравнениях (2)–(5) обусловлено турбулентным характером течения как в приземном слое атмосферы, так и в пологе леса. Отметим, что член $c_\alpha Q$ в уравнениях сохранения индивидуальных компонент (4) является следствием недивергентной формы уравнений и отражает факт разбавления газовой фазы продуктами пиролиза, испарения влаги и горения ЛГМ.

Взаимодействие процессов горения в нижнем и верхнем ярусах леса в данной модели учитывается через граничные условия (13). Поскольку процессы переноса, протекающие при пожаре в верхнем и нижнем ярусах леса, аналогичны, последние описываются уравнениями, подобными описанным выше. Интегрируя эти уравнения по высоте нижнего яруса

(z_0), пользуясь соотношениями масштабов ($z_0 \ll h$) и отбрасывая производные в направлении x , получим условия (13).

Таким образом, левые части соотношений (13) представляют собой потоки массы и тепла на уровне z_0 со стороны полого леса. Правые части этих соотношений описывают процессы, протекающие в нижнем ярусе леса. Член Q_T в предпоследнем из соотношений (13) характеризует тепловыделение от частиц ЛГМ, переносимых из фронта пожара ветром и падающих в конце концов в нижний ярус леса.

Остановимся на конкретном виде выражения для Q_T . Очевидно, что это выражение пропорционально количеству частиц $n(x)$, попадающих в нижний ярус леса на данном удалении от фронта пожара. Так как ветром увлекаются частицы различных размеров и формы, то это и обуславливает их выпадение на различном удалении от фронта пожара. В результате исследований в [4, 7] определено, что наиболее опасны в отношении загораний цилиндрические кусочки сухих веточек и древесной коры с типичными размерами 6 и 45 мм (диаметр и длина соответственно).

В данной работе принято предположение о том, что все пожароопасные частицы имеют эквивалентную по массе сферическую форму, один и тот же размер, а количество n таких частиц, выпадающих в единицу времени на единицу площади подстилающей поверхности, известно. Тогда имеем следующее выражение:

$$Q_T = 4\pi r_0^2 \alpha (T - T_0) n, \quad (15)$$

где r_0 — радиус горячей частицы; α — коэффициент теплоотдачи от горячей частицы; T_0 — температура частицы.

Для определения величины n ставились специальные эксперименты [7], которые заключались в конечном счете в определении числа и размеров горящих частиц, падающих при лесном пожаре на единицу площади подстилающей поверхности за единицу времени. Эти эксперименты не дали окончательных результатов. Однако на основании этих результатов и априорных физических соображений можно считать, что

$$n = n_0 \exp[-a(x - x_*)^2], \quad n_0 = n_1(T) n_2(v), \quad (16)$$

$$n_1 = \begin{cases} n_1, & T \geq T_*, \\ 0, & T < T_*, \end{cases}$$

$$n_2 = \begin{cases} n_2, & |v| \geq v^*, \\ 0, & |v| < v^*. \end{cases}$$

Здесь $a = \text{const}$; x_* — координата точки падения типичной горячей частицы в системе координат, связанной с фронтом пламени; T_* , v^* — критическая температура и скорость газа в зоне пожара, при которых во фронте пожара еще образуются горящие частицы. Величину x_* можно определить из эксперимента или теоретически. В последнем случае необходимо решать систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая приведена в [8], где исследованы закономерности воспламенения и горения частиц при их полете в приземном слое атмосферы.

Сопряженная одномерная задача о распространении верхового пожара

Решение сформулированной выше сопряженной двумерной нестационарной задачи представляет большие математические трудности. Численное решение этой задачи получено только для модельного случая [9], когда фронт пламени верхового пожара моделировался априори заданным объемным или поверхностным источником массы и энергии. На основе анализа этого решения и анализа размерностей в [9] показано, что если скорость ветра достаточно велика, так что $\rho_\infty u_\infty \gg (\rho w)_w$, где $(\rho w)_w$ — массовая скорость восходящих потоков во фронте пожара, то в окрестности фронта пожара реализуется однонаправленное течение и вместо

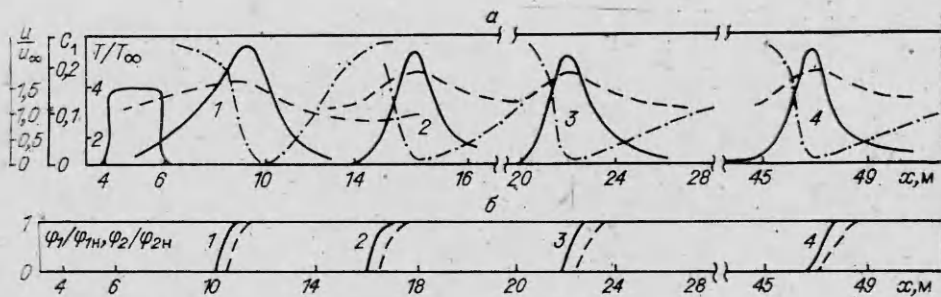


Рис. 1. Распространение верхового пожара по пологу леса (сопряженная постановка задачи при $\rho_1\phi_{1n} = 0,3 \text{ кг/м}^3$, $W = 66\%$, $\nu_f = 0,8$, $h_2 = 5 \text{ м}$, $u_\infty|_{z=h_2} = 6 \text{ м/с}$.

t , с: 1 — 1,4, 2 — 3,2, 3 — 4,8, 4 — 11,2 (стационарный режим); а) — — — — — профиль температуры, - - - - - профиль концентрации кислорода, - · - · - — — — — — распределение горизонтальной составляющей средней скорости в пологе леса; б) — — — — — фронт пиролиза ЛГМ, - - - - - положение фронта испарения.

сложных уравнений (1)–(8) для $h_2 < z < H$ можно использовать упрощенные нестационарные уравнения, подобные приведенным в [8] упрощенным уравнениям Рейнольдса. Они так же, как и уравнения пограничного слоя, не содержат членов со вторыми производными по x . Далее целесообразно осреднить исходные уравнения (1)–(8) по высоте полога леса $\Delta h = h_2 - h_1$, где h_1 — высота нижней границы полога леса. В результате получим сопряженную упрощенную постановку задачи о распространении фронта верхового лесного пожара, в рамках которой тепло- и массоперенос в пологе леса описывается системой одномерных нестационарных уравнений смешанного типа, а тепло- и массоперенос в приземном слое атмосферы — системой упрощенных уравнений Рейнольдса, не содержащих членов со второй производной по [9].

Для завершения постановки задачи укажем термокинетические, теплофизические и структурные характеристики, необходимые для проведения конкретных расчетов. Термокинетические постоянные процессов пиролиза, сушки и горения кокса выбирались следующими: $E_1/R = 9400$ град, $k_{01} = 3,63 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $q_1 = 0$, $E_2/R = 6000$ град, $k_{02} = 6 \cdot 10^5 \text{ град}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$, $q_2 = 3 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $E_3/R = 10000$ град, $k_{03} = 1000 \text{ с}^{-1}$, $q_3 = 1,2 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$. Реакция окисления газообразных горючих компонентов пиролиза характеризуется следующими термокинетическими параметрами [5]: $E_5/R = 11500$ град, $k_{05} = 3 \cdot 10^{13}$, $q_5 = 10^7 \text{ Дж/кг}$. Теплоемкости фаз выбирались следующими: $c_{p1} = 2000$, $c_{p2} = 4180$, $c_{p3} = 900$, $c_{p4} = 1000$, $c_{p5} = 1000 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}$. Кроме того, будем считать, что $\sigma_g = 1000 \text{ м}^{-1}$, $\rho_4\phi_4 = 0,008 \text{ кг/м}^3$, $\alpha_c = 0,06$.

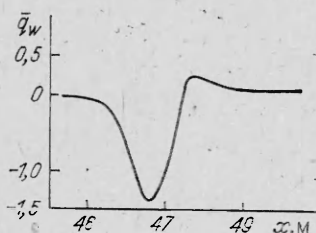
Положим для определенности, что $\rho_5 D_i = \mu_i$, $\lambda_i = \mu_i c_{p5}$, а коэффициент турбулентной динамической вязкости в пологе леса будем считать постоянным. Параметры, характеризующие структуру леса, известны из лесотаксационных описаний [10]. Сформулированная выше упрощенная сопряженная задача решалась численно с использованием ЭВМ БЭСМ-6 при помощи итерационно-интерполяционного метода [11].

При проведении расчетов считалось, что выполняются неравенства

$$\frac{q_T^+}{\rho_{5\infty} c_{p5} u_\infty T_\infty} \ll 1, \quad \frac{\tau_u^+}{\rho_{5\infty} u_\infty^2} \ll 1, \quad \frac{I_\alpha^+}{\rho_{5\infty} u_\infty c_{\alpha\infty}} \ll 1,$$

где q_T^+ — конвективный тепловой поток со стороны нижнего яруса леса; $\rho_{5\infty} c_{p5} u_\infty T_\infty$ — конвективный поток энергии, соответствующий направленному течению среды вследствие ветра; τ_u^+ — напряжение трения на нижней границе полога леса; $\rho_{5\infty} u_\infty^2$ — количество движения, соответствующее направленному течению в пологе леса; I_α^+ — плотность диффузионного потока α -компонента на нижней границе полога леса; $\rho_{5\infty} u_\infty c_{\alpha\infty}$ — поток массы α -компонента, соответствующий направленному течению среды. Иными словами, предполагалось, что тепло- и массообмен полога леса

Рис. 2. Распределение теплового потока на верхней границе полога леса для тех же параметров потока и полога леса, что и на рис. 1.



с нижним ярусом при пожаре можно пренебречь, что соответствует вершинным верховым пожарам.

На рис. 1, 2 представлен один из вариантов расчетов. На рис. 1 показано развитие пожара от момента инициирования до стационарного распространения фронта. Экстремальные точки кривых практически совпадают и соответствуют положению фронта пожара в лесном массиве. Отчетливо наблюдается тенденция к увеличению средней скорости ветра во фронте пожара (до 60%). Температура и концентрация кислорода изменяются значительно сильнее скорости потока. Увеличение горизонтальной составляющей скорости ветра во фронте пожара ранее отмечалось в [8] при решении задачи аэродинамики лесного пожара.

На рис. 2 дано распределение теплового потока на верхней границе полога леса для варианта, входные параметры которого приведены в подписи к рис. 1. Характер поведения теплового потока (во фронте пожара и за ним он отрицателен, а перед фронтом положителен) свидетельствует о наличии перед фронтом тепловой завесы [12]. Положительный тепловой поток обеспечивает дополнительное подсушивание ЛГМ, что способствует распространению пожара.

В результате численного решения упрощенной сопряженной задачи установлено, что существует предельно низкая скорость ветра $u_{\infty*}$ в пологе леса такая, что при $u < u_{\infty*}$ вершинный верховой пожар не распространяется. Доказано существование пределов распространения фронта по запасу ЛГМ и их влагосодержанию. Расчеты показали также в согласии с экспериментальными данными [13], что величина лучистого теплового потока от фронта верхового пожара к ЛГМ для продуваемых лесных массивов мала по сравнению с конвективным тепловым потоком. Любопытно, что с ростом запаса ЛГМ в случае продуваемых лесных массивов скорость распространения вершинного верхового лесного пожара ω сначала растет, а затем убывает. В частности, при отсутствии излучения, скорости ветра на верхней границе полога леса 6 м/с, $\rho_1 \phi_{1н} = 0,2$ кг/м³, $W = 66,6\%$ имеем $\omega = 4,04$ м/с, в то время как при $\rho_1 \phi_{1н} = 0,4$ кг/м³ и тех же основных параметрах $\omega = 2,88$ м/с. В то же время при $\rho_1 \phi_{1н} < 0,10$ кг/м³ распространение вершинного верхового пожара прекращается, т. е. имеет место предел распространения по запасу ЛГМ. Эффект уменьшения ω с ростом $\rho_1 \phi_{1н}$ для продуваемых лесных массивов объясняется тем, что при диффузионном горении ЛГМ, которое реализуется при лесных пожарах, количество выделившегося во фронте тепла зависит от скорости подвода окислителя, которая уменьшается с ростом $\rho_1 \phi_{1н}$, так как падает скорость ветра в пологе леса. Кроме того, с ростом $\rho_1 \phi_{1н}$ большее количество тепла расходуется на прогрев ЛГМ. Иными словами, при $\rho_1 \phi_{1н} > (\rho_1 \phi_{1н})_*$ увеличиваются тепловые потери из фронта горения, тепловыделение от горения вследствие ограниченности скорости подвода окислителя не компенсирует эти потери.

Математическое моделирование одномерного распространения фронта верхового пожара

Численное решение сопряженной одномерной задачи представляет значительные математические трудности. Дальнейшие упрощения этой постановки можно осуществить, сделав следующие допущения [14]:

1) процесс распространения верхового лесного пожара является изобарическим;

2) скорость течения в пологе леса равна равновесной скорости ветра

$$u = u_* = \sqrt{(\tau_u - \tau_{u0}) / c_d \rho_0} \quad (17)$$

3) члены одномерных уравнений, характеризующих тепло- и массообмен полога леса с окружающей средой, имеют вид

$$\frac{I_\alpha - I_\alpha^\infty}{\Delta h} = \frac{a(c_\alpha - c_{\alpha\infty})}{c_{p5} \Delta h} + \frac{q_T - q_T^\infty}{\Delta h} - \frac{\alpha}{\Delta h} (T - T_\infty) \quad (18)$$

Здесь и выше τ_u , I_α и q_T — напряжение трения, плотность диффузионного потока и плотность теплового потока; a — коэффициент теплообмена; а индексы плюс и минус приписываются параметрам на верхней и нижней границах полога леса соответственно. Формула (17) получается из уравнения сохранения количества движения при условии, что $\frac{dn}{dx}$ и члены, характеризующие силы инерции, равны нулю.

Учитывая (17), (18) и пренебрегая переносом энергии излучением, имеем в окончательном виде одномерную систему уравнений для описания распространения верхового лесного пожара

$$\rho_5 \left(\frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + u_* \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_5 D_t \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} \right) + R_5 \alpha - c_\alpha Q - \frac{a}{c_{p5} \Delta h} (c_\alpha - c_{\alpha\infty}) \quad (19)$$

$$\left(\sum_{i=1}^4 \rho_i c_i c_{pi} + \rho_5 c_{p5} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_5 c_{p5} u_* \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{a}{\Delta h} (T - T_\infty) + q_3 R_3 - q_2 R_2 + q_5 R_5 \quad (20)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha c R_1 - \frac{M c}{M_1} R_3, \quad \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = 0 \quad (21)$$

$$\rho_5 = \frac{M_\infty T}{M_\infty T \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha / M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, \quad Q = (1 - \alpha_c) R_1 + R_2 + \frac{M c}{M_1} R_3 \quad (22)$$

с граничными и начальными условиями $u_* = \text{const}$

$$t = 0: T = T_n(x), \quad c_\alpha = c_{\alpha n}(x), \quad \varphi_i = \varphi_{in}(x) \quad (23)$$

$$x = x_\infty: T = T_\infty, \quad c_\alpha = c_{\alpha\infty}; \quad x = x_\infty: \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} = 0 \quad (24)$$

Как отмечалось выше, численные расчеты сопряженной задачи требуют больших затрат машинного времени. Поэтому большая часть вариантов получена на основе предложенной выше простой модели распространения верхового лесного пожара (19)–(24). Коэффициенты тепло-массообмена a и a/c_{p5} выбирались из условия, что время тепловых релаксации во фронте горения лесного пожара меняется в пределах 5–30 с. Использовались различные способы инициирования горения, определяемые видом функций $T_n(x)$, $c_{\alpha n}(x)$, $\varphi_{in}(x)$. В частности, в одном из них в начальный момент времени на участке шириной L задавались значения T_f , $c_{\alpha f}$, φ_{if} , характерные для фронта горения. Другой способ состоял в том, что очаг с этими характеристиками существовал в течение некоторого времени τ , обеспечивающего зажигание полога леса. Результаты некоторых расчетов приведены на рис. 3–5.

¹ Согласно [13], для вершинных верховых пожаров в случае продуваемых лесных массивов переносом энергии излучением можно пренебречь по сравнению с переносом энергии в результате вынужденной конвекции (ветра).

Рис. 3. Динамика выхода волны горения на стационарный режим распространения.

$t, c:$ 1—2,9, 2—11,9, 3—13,9, 4—16,7, 5—19,9, 6—40,1, 7—43,1.

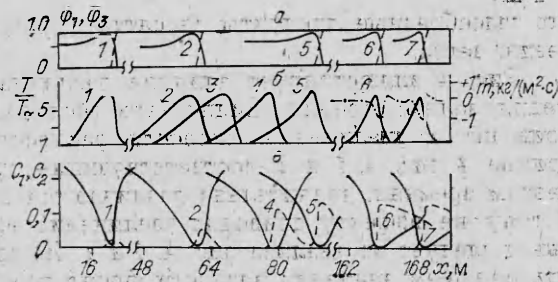


Рис. 3 иллюстрирует динамику выхода волны горения на стационарный режим распространения. Кривые на этом рисунке получены при следующих параметрах: $\varphi_{1н} = 0,4 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_{2н} = 0$, $\varphi_{3н} = 0$, $u_* = 4$ м/с, $\mu_t = 0,6$ кг/(м·с), $\nu_r = 0,35$, $a = 300$ Вт/(м²·град). Рассматриваемый модельный случай может быть отнесен, например, для описания распространения пожара по сухому пологу соснового леса (лес, пораженный шелкопрядом). На рис. 3, а показаны профили относительной объемной доли сухого органического вещества $\varphi_1 = \varphi_1/\varphi_{1н}$ — положение фронта пиролиза (см. штриховые кривые), относительной объемной доли кокса $\varphi_3 = \varphi_3/\varphi_{3н}$ ($\varphi_{3н} = \alpha_c \rho_1/\rho_3 \varphi_{1н}$ — максимально возможный выход кокса из ЛГМ, сплошные кривые).

Распределения температуры (сплошные кривые) в различные моменты времени, а также скорость массообмена фронта пожара с окружающей средой \dot{m} для стационарного режима распространения (штрихпунктирные кривые) приведены на рис. 3, б, а массовые концентрации кислорода c_1 и газообразных горючих продуктов пиролиза c_2 показаны на рис. 3, в (сплошные и штриховые кривые соответственно).

Анализ кривых, представленных на рис. 3, показывает, что в данном случае довольно быстро (~ 3 с) происходит зажигание полога леса и формирование сначала нестационарного, а через 40 с стационарного распространения фронта верхового лесного пожара со скоростью $\omega = 3,4$ м/с. Видно, что образуется уединенная волна горения. В отличие от S-образных профилей температуры, характерных для стационарной теории распространения пламени в термодинамически замкнутых системах, в данном случае профиль температуры представляет собой колоколообразную кривую. Последнее объясняется тепло- и массообменом фронта горения с нижним ярусом леса и приземным слоем атмосферы.

Из рассмотрения штрихпунктирных кривых рис. 3, б видно, что перед фронтом пожара $\dot{m} > 0$, т. е. имеет место дополнительный приток массы, а во фронте и за ним $\dot{m} < 0$, отмечается отток массы из фронта вследствие того, что нагретые продукты сгорания всплывают и попадают в приземный слой атмосферы. Последнее связано с выполнением постулированного при постановке задачи условия $p = \text{const}$ во фронте пожара.

Концентрация кислорода во фронте пожара уменьшается практически до нуля в результате расходования его на окисление продуктов пиролиза. Максимум концентрации c_2 достигается впереди максимума температуры. Это объясняется тем, что фронт пиролиза находится впереди зоны горения газообразных и конденсированных продуктов пиролиза, а также тем,

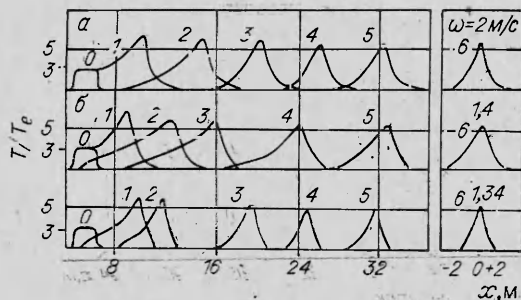


Рис. 4. Влияние различных факторов на процесс движения волны горения ($\nu_r = 0,7$, $\varphi_{2н} = 0,133 \cdot 10^{-3}$).

а) $u_* = 3$ м/с, $\mu_t = 0,6$ кг/(м·с), $t, c:$ 1—3,27, 2—6,27, 3—9,27, 4—12,27, 5—15,27; б) $u_* = 2$ м/с, $\mu_t = 0,6$ кг/(м·с), $t, c:$ 1—3,51, 2—6,1, 3—9,1, 4—15,1, 5—21,1; в) $u_* = 2$ м/с, $\mu_t = 0,3$ кг/(м·с), $t, c:$ 1—4,16, 2—5,86, 3—11,0, 4—16,7, 5—21,0.

что газообразные продукты сносятся в результате конвекции по направлению ветра.

Рис. 4 иллюстрирует влияние различных факторов на процесс движения волны горения. Видно, что рост равновесной скорости ветра u_* приводит к увеличению скорости распространения пожара. Например, кривые 4 рис. 4, б и а, соответствующие практически совпадающим моментам времени, значительно различаются по положению в пространстве. К тому же эффекту приводит увеличение эффективной вязкости μ . Этот вывод следует из анализа рис. 4, б и в. Из сравнения кривых 5 видно, что при меньшем значении вязкости фронт пожара находится на более близком расстоянии от зоны горения. Кривые 6 на рис. 4 соответствуют стационарному распространению фронта верхового лесного пожара.

Увеличение равновесной скорости ветра в пологе леса, как уже отмечалось, приводит к росту скорости распространения пожара, однако ширина его фронта уменьшается. К сужению размера фронта приводит также снижение эффективного коэффициента вязкости μ , скорость распространения при этом падает, однако незначительно, что свидетельствует о том, что при используемых в данном случае параметрах задачи конвективный механизм переноса является преобладающим.

В результате численных экспериментов установлено, что существует предел распространения верхового лесного пожара, обусловленный избыточным влагосодержанием ЛГМ. На рис. 5 показаны полученные при $u_* = 3$ м/с, $\varphi_{1н} = 0,4 \cdot 10^{-3}$, $\mu_1 = 0,6$ кг/(м · с), $a = 300$ Дж/(м² · с), $v_r = 0,7$ поля $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$, $\varphi_3(x)$ (рис. 5, а) и температуры (рис. 5, б) в различные моменты времени. Остальные параметры были теми же, что и для рис. 3. Сплошные кривые 1 — стационарное распространение фронта для $\varphi_{2н}^{(1)} = 0,133 \cdot 10^{-3}$, что соответствует влагосодержанию ЛГМ $W = 66,6\%$; кривые 2—4 — распространение фронта пожара по переувлажненному участку с $\varphi_{2н} = 0,14 \cdot 10^{-3}$.

На этом же графике штриховые и штрихпунктирные кривые отвечают распространению фронта по среде с разной степенью переувлажненности (левая граница этой среды $x_* = 63$ м). Штрихпунктирные кривые 2—5 — для $\varphi_{2н}^{(2)} = 0,16 \cdot 10^{-3}$, а штриховые кривые 2, 3 — для $\varphi_{2н}^{(3)} = 0,19 \cdot 10^{-3}$. Видно, что при $\varphi_{2н}^{(3)} = 0,19 \cdot 10^{-3}$ (это соответствует $W = 95\%$) происходит затухание волны горения, а при $\varphi_{2н}^{(2)} = 0,16 \cdot 10^{-3}$ ($W = 80\%$) — распространение, но с меньшей скоростью ($\omega = 1,8$ м/с). Подчеркнем, что при влагосодержании ЛГМ 66,6% (кривая 1) $\omega = 2$ м/с, при $W = 80\%$ $\omega = 1,8$ м/с, а при $W = 95\%$ горение прекращается. Обращает на себя внимание тот факт, что объемные доли сухого органического вещества и воды изменяются при пожаре настолько резко, что имеет смысл говорить о бесконечно тонких фронтах пиролиза и испарения (см. рис. 3, а и рис. 5, а).

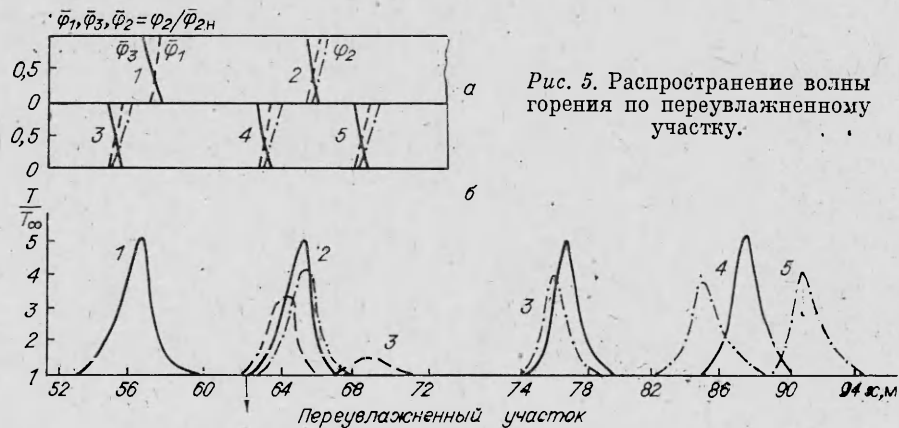


Рис. 5. Распространение волны горения по переувлажненному участку.

Расчеты показали также, что существует нижний предел распространения верхового пожара по скорости ветра в полном согласии с данными, полученными при численном решении сопряженной задачи, и экспериментальными данными [13].

Таким образом, использование аналогии процессов тепло- и массообмена и коэффициента теплообмена существенно упрощает постановку задачи и при разумном выборе коэффициента a позволяет получать физически правдоподобные результаты. Поэтому упрощенную постановку задачи, учитывающую только процессы тепло- и массопереноса в пологе леса, можно использовать, по крайней мере, для качественного анализа механизма и пределов распространения фронта вершинного верхового пожара. Можно надеяться, что выбором величины a удастся описать тепло- и массообмен полога леса при пожаре как с приземным слоем атмосферы, так и с нижним ярусом леса. В этом случае упрощенную модель можно применять и для описания поавальных верховых пожаров.

Поступила в редакцию 2/II 1983,
после доработки — 17/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Курбатский. Техника и тактика тушения лесных пожаров. М.: Гослесбумиздат, 1962.
2. Э. В. Колев. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
3. Г. А. Доррер. Математические модели динамики лесных пожаров. М.: Лесная пром-сть, 1979.
4. Э. Н. Валендик, П. М. Матвеев, М. А. Софронов. Крупные лесные пожары. М.: Наука, 1979.
5. А. М. Гришин. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
6. А. С. Дубов, Л. П. Быкова, С. В. Марунич. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеиздат, 1978.
7. А. М. Гришин, В. Е. Абалтусов, В. М. Бабаев и др. Экспериментальное исследование тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы при лесных пожарах. ТГУ, 1980. Деп. ВИНТИ, № 4224-81.
8. А. М. Гришин, А. Д. Грузин. Докл. АН СССР, 1980, 253, 3.
9. А. Д. Грузин. Канд. дис. ТГУ, 1983.
10. А. П. Бузыккин. Продуктивность сосновых лесов. М.: Наука, 1978. 229 с.
11. А. М. Гришин, В. Н. Берцун, В. П. Зинченко. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
12. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
13. А. М. Гришин, В. Е. Абалтусов и др. Экспериментальное исследование механизма распространения верховых лесных пожаров и тепломассообмена фронта пожара с окружающей средой. ТГУ, 1982. Деп. ВИНТИ, № 4873-82.
14. А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев. Докл. АН СССР, 1983, 269, 4.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

А. М. Гришин, В. В. Плюхин

(Томск)

Известно, что количество верховых пожаров, происходящих в природе, существенно меньше числа низовых, но они наносят огромный ущерб лесам, так как скорость их распространения значительно выше. Вопрос об экспериментальном исследовании верховых лесных пожаров обсуждался в работах [1—5]. В [1, 2] приводятся некоторые результаты наблюдений за распространением спонтанно возникающих верховых лесных пожаров. В частности, в [2] обсуждался вопрос о формировании конвективных колонок над фронтом пожара. Подчеркивается, что горящие частицы (тонкие веточки и частицы коры), возникающие во фронте пожара, переносятся ветром на десятки метров вперед, вызывают загорание опада и тем самым способствуют распространению пожара. В [3—