

16. Babrauskas V. Free burning fires // Fire Safety J.— 1986.— 11.— P. 33—51.
 17. Haseimi Y., Tokunaga T. Deterministik modelling of unconfined turbulent diffusion flames // Trans. ASME: J. Heat Trans.— 1986.— 108, N 4.— P. 882—888.

г. Балашиха

Поступила в редакцию 29/1 1990

УДК 532.6 : 536.46 + 634.043

А. Д. Грузин, А. А. Фомин

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО НАГРУЖЕНИЯ И СУШКИ ПОЛОГА ЛЕСА ПРИ ПЕРЕХОДЕ НИЗОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА В ВЕРХОВОЙ

Исследован теплоперенос продуктов горения низового лесного пожара кострового типа, дан анализ влияния параметров, характеризующих низовой пожар и полог леса, на процесс теплового нагружения и сушки лесных горючих материалов с точки зрения возможности перехода низового пожара в верховой. Показана необходимость корректного моделирования пламени низового пожара как источника объемного тепловыделения. При этом указывается, что излучение пламени вносит существенно меньший вклад в процесс теплового нагружения по сравнению с конвективным механизмом.

Процесс перехода низового лесного пожара в верховой теоретически исследовался в [1—3]. В [1] в приближении плоской турбулентной плавучей струи рассмотрен вопрос о возникновении горения в пологе леса. Построены диаграммы перехода в зависимости от ряда безразмерных характеристик низового пожара и полога леса. Как указывается в [1], используемая модель не описывает начальную стадию процесса перехода в силу ограниченности струйного приближения и неучета межфазного теплообмена. В [2] аналогичная задача решалась на основе двумерных уравнений Рейнольдса с учетом так называемого «изобарического» приближения. Небольшой объем, отсутствие используемых входных данных, тезисность изложения не позволяют проанализировать выводы данной публикации.

В [3] исходя из анализа экспериментальных работ [4—6], на основе полных уравнений Рейнольдса подробно проанализированы различные теоретические подходы к моделированию перехода низового пожара в верховой. В противоположность [1] внимание уделено начальным стадиям процесса, когда значительную роль играют инертный нагрев и сушка лесных горючих материалов (ЛГМ) полога леса. Эти стадии предшествуют пиролизу ЛГМ и газофазному воспламенению и являются наиболее продолжительными [4—6]. Показано, что в течение времени инертного нагрева и сушки необходим учет излучения от пламени низового пожара и межфазного теплообмена в пологе леса.

На основе построенной в [3] математической модели в данной работе проведено исследование теплопереноса продуктов горения низового лесного пожара кострового типа, дан анализ влияния параметров, характеризующих низовой пожар и полог леса на процесс теплового нагружения и сушки ЛГМ с точки зрения возможности перехода низового пожара в верховой. Задача рассматривается при следующих основных допущениях:

1) очаг низового пожара представляет собой плоский круглый источник тепла и массы, над которым расположена зона пламени в виде конуса высотой h_F (рис. 1), температура потока внутри этой зоны равна температуре

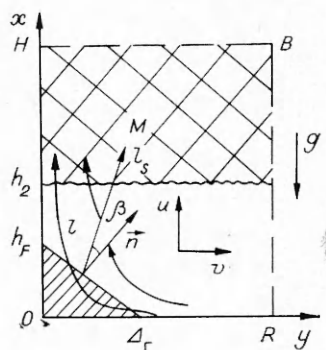


Рис. 1. Система координат и схема течения.

Φ	$\tau_{\Phi j}$	S_{Φ}
1	0	0
u_i $i = 1, 2$	$\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) -$ $-\frac{2}{3} \delta_{ij} (\mu \operatorname{div} \vec{V} + \rho k)$	$-\frac{\partial p}{\partial x_i} - SC_d \rho u_i \vec{V} + \delta_{i1} (1 - \rho)$
Θ	$\frac{\mu}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j}$	$St \cdot S (\Theta_s - \Theta)$
k	$\frac{\mu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$	$p + G - \rho \varepsilon$
ε	$\frac{\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}$	$\frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 1} (\rho + G) (1 + C_{\varepsilon 3} R_T) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon]$

газа, выдуваемого из очага, боковая поверхность конуса является излучающей;

2) рассматриваются достаточно густые лесные массивы, так что влиянием ветра можно пренебречь, и движение газа в окрестности очага считается симметричным относительно вертикальной оси, восстановленной из его центра;

3) теплофизические свойства газа, поступающего из очага пожара, совпадают с теплофизическими свойствами атмосферы;

4) течение имеет развитый турбулентный характер;

5) скорость течения много меньше скорости звука, так что эффектами сжимаемости можно пренебречь и считать плотность газа лишь функцией температуры [7];

6) полог леса включает газовую и к-фазу, которую составляют лесные горючие материалы. Элементы ЛГМ (хвоя и тонкие веточки) равномерно распределены и произвольно ориентированы в пространстве и состоят из сухого органического вещества и конденсированной влаги [8];

7) дым не учитывается, так как инертный нагрев и сушка ЛГМ сопровождаются минимальным дымообразованием [4, 9].

Математическая постановка задачи включает в себя безразмерные уравнения баланса массы, количества движения, тепла, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации для газовой фазы, которые можно записать в виде одного обобщенного уравнения [3]

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{1}{y^{j-1}} \frac{\partial y^{j-1} (\rho \Phi) u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{y^{j-1}} \frac{\partial}{\partial x_j} (y^{j-1} \tau_{\Phi j}) + S_{\Phi}, \quad (1)$$

$$j = 1, 2.$$

Расшифровка членов уравнений приведена в таблице. Основная система дополняется уравнениями баланса тепла и испарения влаги в к-фазе (пологе леса) [3, 9]

$$(\rho c)_{\Sigma} \frac{\partial \Theta_s}{\partial t} = St \cdot S (\Theta - \Theta_s) - qW + I_R, \quad (2)$$

$$\rho_2^v \frac{\partial \Theta_2}{\partial t} = -W \quad (3)$$

и уравнением состояния в газовой фазе $\rho(1 + \Theta) = 1$. Здесь t — время; $\{x_j\} = \{x, y\}$ — координаты; $\{u_j\} = \{u, v\}$ — компоненты скорости; ρ — плотность газа; Θ, Θ_s — перегрев газовой и к-фазы соответственно; S — удельная поверхность элементов ЛГМ; q — тепловой эффект испарения;

p — динамическая составляющая давления; C_d — коэффициент в законе сопротивления элементов ЛГМ набегающему потоку; k — кинетическая энергия турбулентности; ε — скорость ее диссипации.

Обезразмеривание проводится по параметрам невозмущенной атмосферы, радиусу очага L и характерной скорости течения $U = \sqrt{gL}$. Система уравнений замыкается следующими соотношениями [8—11]:

$$\begin{aligned} \mu &= c_\mu k^2 / \varepsilon, \\ p &= \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\mu \operatorname{div} \vec{V} + \rho k) \right\} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \\ & \quad i, j = 1, 2, \\ G &= - \frac{\mu}{\sigma_\tau} \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \quad R_\tau = \frac{G}{p + G} \frac{|v|}{|\vec{v}|}, \\ (\rho c)_\Sigma &= \rho_1^0 c_1 \varphi_{1H} + \rho_2^0 c_2 \varphi_2, \\ St &= \frac{Nu}{L_0 \operatorname{Pr}}, \quad Nu = 2 + 0,31 \operatorname{Re}_L^{0,58} + 0,027 \operatorname{Re}_L^{0,54}, \end{aligned} \quad (4)$$

($\operatorname{Pr} = 0,72$) местное число Рейнольдса Re_L строится по скорости обтекания элемента ЛГМ и его эффективному размеру $L_0 = 2d$, d — диаметр элемента ЛГМ;

$$W = \operatorname{Da}_1 \frac{\rho_2^0 \varphi_2}{\sqrt{1 + \Theta_s}} \exp(-E_1 / (1 + \Theta_s)), \quad (5)$$

где Da_1 — число Дамкеллера; E_1 — энергия активации реакции испарения;

$$\begin{aligned} \varphi_{1H} &= Z / \rho_1^0 (1 + w), \quad S = 4\varphi_s / d, \\ \varphi_{2H} &= \rho_1^0 \varphi_{1H} w_H / \rho_2^0, \quad \varphi_s = \varphi_{1H} + \varphi_{2H}, \end{aligned} \quad (6)$$

где Z — запас ЛГМ в единице объема; w — влагосодержание элементов ЛГМ; $\varphi_1, \varphi_2, \rho_1^0, \rho_2^0, c_1, c_2$ — объемная доля, истинная плотность и теплоемкость сухого ЛГМ и воды соответственно. Индекс n относится к начальному моменту времени. Приток лучистой энергии от конической поверхности пламени определяется по формуле [3, 12]

$$I_R = \frac{S \varepsilon_F \varepsilon_s T_F^4}{4\pi \operatorname{Bo}} \int_{\Omega} K_s \frac{\cos \beta}{l^2} d\Omega,$$

где интеграл берется по видимой части из текущей точки полого M боковой поверхности конуса (см. рис. 1); l — расстояние от пламени до точки M ; β — угол между направлением на точку M и нормалью к поверхности пламени; $\varepsilon_F, \varepsilon_s$ — степень черноты пламени и коэффициент поглощения элементами ЛГМ лучистой энергии; T_F — температура пламени; Bo — число Больцмана; $K_s = (1 - \varphi_s)^{p_s}$; $p_s = Sl_s / 4\varphi_s$; l_s — часть l , лежащая внутри полого; $Nu, \operatorname{Re}, \operatorname{Pr}$ — числа Нуссельта, Пекле, Прандтля. Константы используемой модели турбулентности: $c_\mu = 0,09$, $c_{\varepsilon 1} = 1,44$, $c_{\varepsilon 2} = 1,92$, $c_{\varepsilon 3} = 0,8$, $\sigma_\tau = 0,9$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $c_k = 0,05$, $c_D = 0,164$, $\kappa = 0,4$. В начальный момент среда считается невозмущенной. В последующем параметры очага низового пожара плавно достигают своих максимальных значений за время t_{\max} и остаются после этого неизменными. Таким образом, граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} x = 0, 0 \leq y \leq \Delta_r: & \quad u = u_{\max} f, \quad v = 0, \quad \Theta = \Theta_{\max} f, \\ & \quad k = c_k u^2, \quad \varepsilon = c_D k^{3/2} / \Lambda, \\ f: 0 \rightarrow 1 \text{ при } t: & \quad 0 \rightarrow t_{\max}, \\ \Delta_r < y \leq R: & \quad u = v = \Theta = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0, \end{aligned}$$

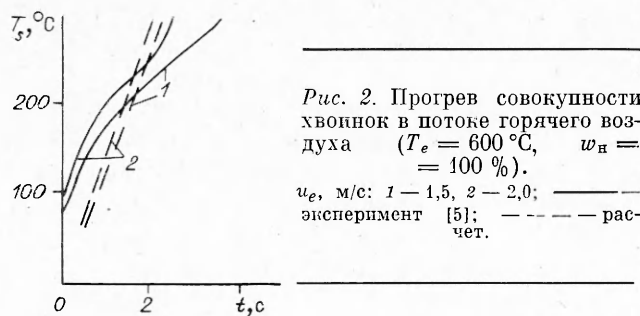


Рис. 2. Прогрев совокупности хвоинок в потоке горячего воздуха ($T_e = 600^\circ\text{C}$, $w_H = 100\%$), u_e , м/с: 1 — 1,5, 2 — 2,0; — — — эксперимент [5]; - - - - - расчет.

$$y = 0, 0 \leq x \leq H: \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = v = 0,$$

$\Lambda = \kappa x$ — длина пути смещения в районе очага пожара. На оставшихся двух границах используются так называемые открытые граничные условия [13], дающие минимальное отражение возмущений внутрь расчетной области.

Требуют пояснения граничные условия на подстилающей поверхности. Вне очага $\Delta_r \leq y \leq R$ составляющие скорости и избыточная температура равны нулю. Для характеристик турбулентности используются условия отсутствия диффузии внутри слоя шероховатости [14]. Наиболее сложными для моделирования являются граничные условия в области очага $0 \leq y \leq \Delta_r$. Считались известными значения вертикальной скорости и температуры в очаге низового пожара. Имея в виду, что горизонтальные движения в очаге практически отсутствуют ($v = 0$) величина кинетической энергии турбулентности k пропорциональна квадрату вертикальной скорости, а скорость диссипации связана с k через задаваемый априори масштаб турбулентности [10].

Экспериментальные результаты по нагреву хвои в горячем воздухе [5] позволяют провести проверку изложенной выше теоретической модели, в частности, касающейся описания конвективного теплообмена, а газодинамическая часть модели обоснована в [3]. Для условий экспериментов [5] модель включает уравнения (2), (3) (без учета теплового вклада излучения) и соответствующие замыкающие соотношения (4) — (6). На рис. 2 представлены результаты сравнения по прогреву совокупности влажных хвоинок в потоке горячего воздуха. Видно, что по средним темпам нагрева имеется удовлетворительное согласование теоретических и экспериментальных кривых.

Рассмотрим далее результаты исследования теплового нагружения и сушки полого леса очагом низового пожара. Сформулированная задача решалась численно методом контрольного объема [15]. Сходимость решения обеспечивалась точным сохранением баланса массы интегрально по всей расчетной области [16]. Расчеты проводились при следующих значениях параметров [8, 9]: $\Delta_r = 1$, $u_{\max} \leq 0,1$, $\Theta_{\max} = 2,7$, $\Lambda = 0,05$, $T_F = 4,2$, $\varepsilon_F = 0,7$, $\varepsilon_s = 0,8$, $d = 0,001$, $\rho_1^0 = 417$, $\rho_2^0 = 833$, $c_1 = 1,19$, $c_2 = 4,17$, $C_d = 0,03$, $E_1 = 20,5$, $q = 8,3$, $Re = 1,45 \cdot 10^5$, $Da_1 = 1,12 \cdot 10^4$, $Bo = 2,66 \cdot 10^3$. Остальные параметры в первом варианте (базовом) имели следующие значения: $t_{\max} = 5,5$, $Z = 1$, $w_H = 0,66$, $h_2 = 1$, $h_F = 0,4$. В каждом из последующих вариантов варьировался только один из шести параметров, а остальные при этом имели такие же значения, как и в базовом варианте. Данная работа имеет целью качественное исследование влияния варьируемых параметров на прогрев и сушку ЛГМ в пологе леса.

Использование безразмерной постановки ввиду большого количества определяющих параметров не приводит к обобщению результатов, однако позволяет не в ущерб наглядности сохранить преемственность изложения с работами авторов [3, 16, 17].

На рис. 3, 4 представлены результаты расчета базового варианта. В начальные моменты времени над очагом пожара образуется полуизо-

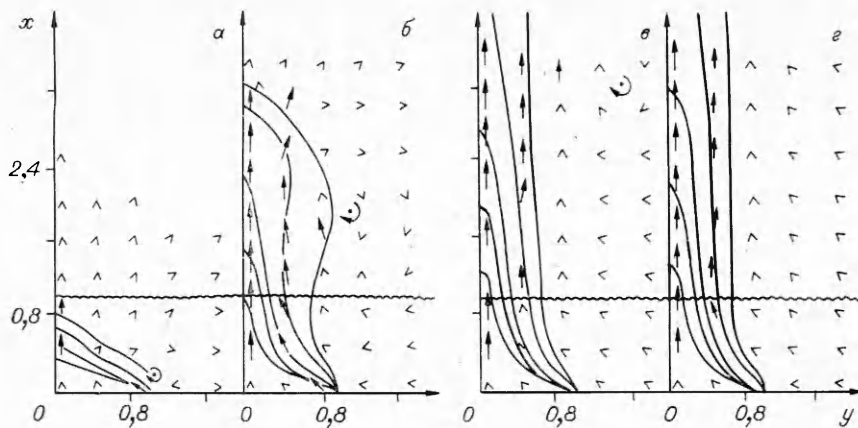


Рис. 3. Развитие динамического и теплового полей газовой фазы (базовый вариант); $t = 2,5$ (а), $5,2$ (б), 12 (в) и 22 (г); изотермы $\Theta = 2; 1,5; 1; 0,33; 0,1$.

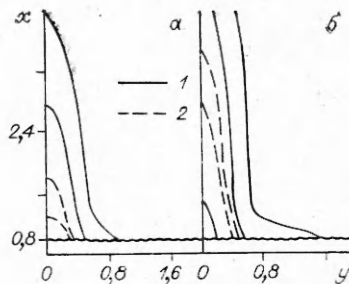
лированный термик, который, быстро всплывая вверх, генерирует торoidalный вихрь (центр вихря обозначен стрелкой вокруг точки). Одновременно с этим в к-фазе начинается процесс нагрева и сушки ЛГМ, который наиболее интенсивно проходит тогда (см. рис. 4), когда динамическое и температурное поля газовой фазы близки к квазистационарным состояниям (см. рис. 3). Резкое отклонение изотерм перегрева к-фазы в сторону вблизи нижней кромки полога объясняется излучением от конуса пламени очага. При $t > 30$ поля всех переменных за исключением объемной доли влаги, устанавливаются.

Нетрудно видеть, что наиболее теплонапряженным участком в к-фазе является точка, расположенная на нижней кромке полога леса на оси симметрии потока. Следовательно, оценку вероятности перехода низового пожара в верховой можно получить из анализа графика перегрева к-фазы в этой точке (рис. 5). Поскольку при $\Theta_s = 1 \div 1,2$ начинается интенсивный пиролиз ЛГМ [4, 5, 9], что резко повышает вероятность газофазного воспламенения полога, то в первом приближении можно считать, что переход произойдет, если Θ_s , достигнув значения 1,2, продолжает повышаться. Увеличение t_{\max} в 2—3 раза привело к незначительному изменению темпов прогресса элементов ЛГМ, которое выразилось в сдвиге базового графика $\Theta_s(t)$ влево и вправо вдоль оси времени (см. рис. 5, а). Более сильное влияние на темп прогресса ЛГМ оказывает его начальное влагосодержание. Здесь следует отметить, что скорость падения темпа нагрева по мере роста начального влагосодержания уменьшается: так, увеличение w_n с 33 до 65 % привело к росту Θ_s приблизительно на 5 единиц, а увеличение w_n с 66 до 150 % — на те же 5 единиц. По-видимому, здесь существует предел по w_n , однако в естественных природных условиях, как правило, $w_n \leq 150\%$ [4, 9].

Варьирование запаса ЛГМ в пологе леса в широких пределах (отвечающих, однако, значениям в естественных условиях) не приводит к

Рис. 4. Развитие полей прогресса и объемной доли влаги в к-фазе (базовый вариант); $t = 12$ (а) и 22 (б).

1 — изотермы $\Theta_s = 1, 0,33, 0,1$; 2 — изолинии $\varphi_0/\varphi_{2H} = 0,8, 0,95$.



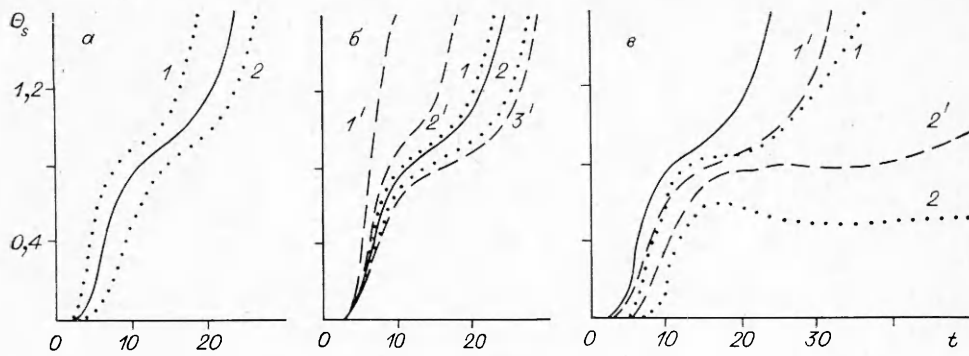


Рис. 5. Динамика перегрева элементов ЛГМ в точке максимального теплового нагружения полога.
 а - $t_{\max} = 2$ (1) и 15 (2); б - $w = 0$ (1'), 0,33 (2') и 1,5 (3'), $1 - Z = 0,25$, $2 - Z = 4$; в - $1 - h_F = 0,2$, $2 - h_F = 0$, $1 - h_2 = 2$, $2 - h_2 = 4$.

значительным изменениям $\Theta_s(t)$ (см. рис. 5, б). Это объясняется неоднозначным влиянием этой величины на характеристики течения и теплообмена. С одной стороны, повышение запаса, приводя к росту удельной поверхности ЛГМ (см. (6)), способствует торможению потока газа и уменьшению интенсивности теплообмена вследствие снижения коэффициента теплоотдачи. С другой стороны, увеличение поверхности теплообмена, естественно, интенсифицирует теплоотдачу в к-фазу.

Изменение высоты пламени h_F и нижней кромки полога леса h_2 может привести к результату, противоположному рассмотренным выше случаям, в которых рано или поздно, но все равно достигалось критическое значение Θ_s . На рис. 5, в видно, что при $h_2 = 4$ и $h_F = 0$ температура ЛГМ в максимально теплонапряженной точке не достигает значений, обеспечивающих переход низового пожара в верховой. Особенно интересен вариант $h_F = 0$, так как в этом случае приток лучистой энергии уменьшается за счет увеличения расстояния между излучающей поверхностью и пологом леса, а с другой стороны, растет за счет того, что $\cos \beta \rightarrow 1$ (см. рис. 1). Следовательно, в целом приток тепла лучистой энергии должен остаться неизменным, а уменьшение температуры к-фазы объясняется снижением температуры газовой фазы, что, в свою очередь, можно объяснить отсутствием объемного тепловыделения над очагом низового пожара.

На рис. 6 приведены графики составляющей скорости теплоподвода (теплоотвода) в точку максимального теплонапряжения в зависимости от времени. Видно, что конвективный теплообмен играет определяющую роль в нагреве к-фазы, за исключением начальных моментов времени, когда превалирует излучение. Однако, как показывает анализ рис. 5, в и 6, б, в эти моменты (при $t \leq 6$) к-фаза не успевает сколько-нибудь заметно прогреться. Приток лучистой энергии, несмотря на различие в h_F , не изменился, а приток тепла за счет конвективного теплообмена в случае $h_F = 0$ заметно снизился, соответственно снизился и отток теп-

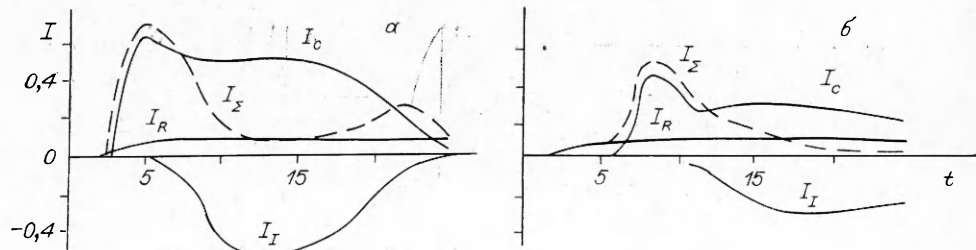


Рис. 6. Динамика подвода (отвода) тепла в к-фазу в точке максимального теплового нагружения полога.

ла за счет испарения. Следовательно, моделирование лесного пожара требует корректного учета зон объемного тепловыделения.

Аналогичный результат без необходимого анализа приводится в [17], где соответствие расчета и эксперимента получено лишь в случае учета в расчетах объемного тепловыделения над очагом пожара (зоны пламени). При исследовании процесса перехода низового пожара в верховой требуется оценка роли излучения зоны пламени. Такая оценка дается в настоящей работе.

Использованная здесь математическая модель имеет пределы применимости, диктуемые принятыми допущениями. В частности, модель излучения не учитывает эффект рассеяния на элементах ЛГМ, собственное излучение, селективность оптических свойств ЛГМ. Учесть их достаточно надежно в настоящее время не представляется возможным ввиду отсутствия необходимых данных. Кроме того, в данном исследовании низовой пожар моделируется в виде источника энергии и массы, неподвижного в пространстве и бесконечно долго действующего во времени (кострового типа). В реальных условиях возникшее пятно низового пожара постепенно трансформируется в медленно расширяющееся кольцо, что, естественно, при прочих равных условиях ослабляет тепловую нагрузку на элементы ЛГМ.

В целом приведенные результаты можно считать оценкой сверху условий перехода низового пожара в верховой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брабандер О. П., Вдовина О. А., Гришин А. М. и др. Исследование условий перехода низового лесного пожара в верховой // ФГВ.— 1988.— 24, № 4.— С. 58—64.
2. Гришин А. М., Перминов В. А. // Теплообмен — ММФ, секция 2.— Минск: ИТМО АН БССР, 1988.— С. 47—49.
3. Грузин А. Д., Фомин А. А. Моделирование динамики теплового нагружения полога леса при переходе низового пожара в верховой // ФГВ.— 1990.— 26, № 1.— С. 39—45.
4. Конев Э. В. Физические основы горения растительных материалов.— Новосибирск: Наука, 1977.
5. Исаков Р. В. Дис. ... канд. техн. наук.— Красноярск: ИЛиД СО АН СССР, 1985.
6. Моршин В. Н. Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Л.: ЛПИ, 1986.
7. Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х. // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 5.— С. 57—61.
8. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Исследование структуры и пределов распространения фронта верхового лесного пожара // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.— С. 11—21.
9. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров.— Томск: Изд-во ТГУ.— 1980.
10. Методы расчета турбулентных течений/Под ред. В. Колльмана.— М.: Мир, 1984.
11. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена.— М.: Атомиздат, 1979.
12. Зигель Р., Хауэлла Д. Теплообмен излучением.— М.: Мир, 1975.
13. Orłanski I. // J. of Comp. Phys.— 1976.— 21, N 3.— P. 251—269.
14. Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
15. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
16. Алексеев Н. А., Фомин А. А. // Моделирование в механике.— Новосибирск, 1987.— 1(18), № 5.— С. 3—13.
17. Спирин А. П., Фомин А. А. Исследование тепломассопереноса в ближней окрестности очага пожара.— Томск: ТГУ, 1987.— Деп. в ВИНТИ 22.04.87, № 2812—В87.