

ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

УДК 533.6.011.6

А. М. Гришин

Томский государственный университет, 634050 Томск

Предлагается обзор результатов физического и математического моделирования лесных пожаров, полученных в Томском государственном университете. Дается общая физическая модель лесных пожаров, приводится основная система уравнений, основные граничные и начальные условия. Обсуждается структура фронта пожара и предельные условия его распространения. Формулируется новая концепция борьбы с лесными пожарами.

Работа по созданию математической модели лесных пожаров была начата в ТГУ в инициативном порядке в 1976 г.

В данном обзоре обсуждаются наиболее принципиальные экспериментальные и теоретические результаты, полученные в процессе работы над общими математическими моделями первого [1, 2] и второго [3] поколений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ И ОБЩАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЗОНЕ ПОЖАРА

Известно, что в лабораторных условиях невозможно добиться полного подобия физико-химических явлений в зоне лесного пожара. Поэтому в ТГУ с помощью физического моделирования в натурных условиях исследовался механизм распространения верховых и низовых лесных пожаров, а в лабораторных условиях определялись теплофизические и термохимические постоянные лесных горючих материалов. На основе анализа экспериментальных данных сделаны следующие выводы.

1. Фронты низового и верхового лесных пожаров включают в себя зоны прогрева, сушки и пиролиза лесного горючего материала (ЛГМ), а также диффузионного горения газообразных и догорания конденсированных продуктов пиролиза [2–8] (рис. 1).

2. Профили температуры газовой и конденсированной фаз во фронте верхового лесного пожара имеют вид гауссовой кривой. Температура конденсированной фазы ниже температуры газовой фазы, причем максимальное отличие составляет 200–300 К [3, 8].

3. Верховой лесной пожар возникает в результате загорания крон деревьев от факела пламени низового лесного пожара. Относительно устойчивое распространение верхового лесного пожара по кронам деревьев наблюдается при скорости ветра в пологие леса более 2,5 м/с [3–8].

4. С позиций теории тепло- и массообмена фронт верхового лесного пожара представляет собой своеобразную тепловую завесу, характеристики которой зависят от интенсивности тепловыделения, скорости ветра, высоты полого леса, типа растительности, рельефа местности и интенсивности турбулентности [3].

5. Элементы ЛГМ (тонкие веточки и хвоинки) во фронте лесного пожара колеблются, создавая характерный шелест и шум, а температура элементов ЛГМ немонотонным

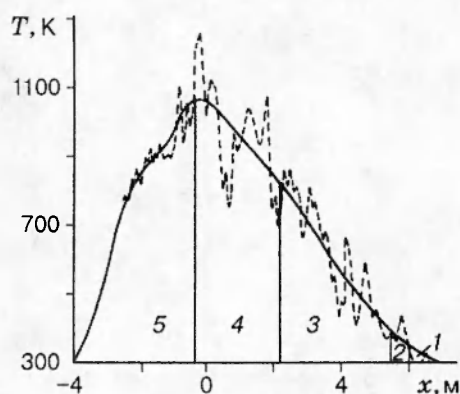


Рис. 1. Структура фронта верхового лесного пожара [5]:

1 — зона прогрева ЛГМ; 2 — зона сушки ЛГМ; 3 — зона пиролиза ЛГМ; 4 — зона горения газообразных продуктов пиролиза; 5 — зона догорания конденсированных продуктов пиролиза; сплошная кривая — профили осредненной температуры, штриховая — профили мгновенной температуры во фронте пожара

образом зависит от времени [3–7].

6. Течение газа во фронте лесного пожара турбулентное, в результате чего наблюдаются флуктуации температуры и других характеристик газовой фазы [3] (см. рис. 1).

7. Течение в конвективных колонках (струях смеси воздуха и нагретых продуктов сгорания ЛГМ) турбулентное, а температура быстро убывает с ростом высоты [2, 9].

8. Во фронте лесного пожара реализуется диффузионный режим горения [2, 3].

Кроме того, проведены многочисленные лабораторные опыты по регистрации убыли массы ЛГМ в результате сушки и пиролиза, что позволило определить термокинетические постоянные этих процессов [2, 3]. Методики проведения полунатурных экспериментов подробно описаны в работах [4–10].

Исследованы также закономерности зажигания лесных горючих материалов в потоке нагретого газа [3, 11]. Установлено, что совокупность хвоинок при прочих равных условиях воспламеняется при более низкой температуре газового потока, чем одиночная хвоинка, что объясняется газофазным механизмом зажигания этих ЛГМ.

На основе обобщения экспериментальных и теоретических данных в [1, 2] предложена математическая модель лесных пожаров первого поколения, в рамках которой лес моделировался пористо-дисперсной средой, а ее костяк считался недеформируемым твердым телом. Предложена также универсальная физическая модель энергетики лесных и степных природных пожаров, согласно которой теплота, выделившаяся при сгорании ЛГМ, передается несгоревшим ЛГМ за счет излучения, свободной и вынужденной конвекций. Несгоревшие ЛГМ прогреваются, высушиваются и пиролизуются. Затем газообразные и конденсированные продукты пиролиза сгорают, и процесс повторяется в указанном порядке.

Модель первого поколения, как выяснилось, в целом адекватна изучаемому явлению и может служить основой для создания математической теории лесных пожаров. Вместе с тем возникла необходимость ее уточнения и создания общей математической модели верховых и низовых лесных пожаров второго поколения. В частности, известно [12], что колебания элементов теплообменников (труб и стержней различных диаметров и форм) сильно влияют на характеристики тепло- и массообмена с высокосenthalпийным потоком. В [12] показано, что несимметричный отрыв потока при обтекании стержня возбуждает собственные колебания трубы, которые могут усиливаться, если частота наиболее представительных турбулентных пульсаций потока близка к собственной частоте колебаний. В [3] в результате оценок собственных частот колебаний хвоинок предсказана критическая скорость ветра, при которой возникает верховой лесной пожар. Ее величина согласуется с экспериментальным значением $v_e = 2,5$ м/с. Иными словами, верховой лесной пожар возникает при интенсификации тепло- и массообмена элементов ЛГМ (тонких веточек и



Рис. 2. Схема физико-химических процессов во фронте лесного пожара (а) и в приземном слое атмосферы (б)

хвоинок) с окружающей средой. Поэтому в математической модели лесных пожаров второго поколения было необходимо учесть эффект колебания элементов ЛГМ, т. е. эффект аэроупругости (аэроэластичности) среды.

Кроме того, как показывают наблюдения, при массовых лесных пожарах имеет место задымленность больших территорий [3] и образование облаков над зоной пожара в результате конденсации водяного пара, образующегося при сгорании ЛГМ. Крупный лесной пожар можно рассматривать как своеобразный метеотрон — устройство для искусственного вызывания осадков. Поэтому предложенная в [2] схема физико-химических процессов во фронте лесного пожара (рис. 2, а) должна быть дополнена соответствующей схемой [3, 11] тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы (рис. 2, б). С учетом вышеизложенного и результатов [11] целесообразно использовать следующие уточненные физические модели среды и лесного пожара.

Считается, что лес в процессе пожара представляет собой многофазную многоярусную пористо-дисперсную, пространственно-неоднородную среду, которая состоит из сухого органического вещества (объемная доля φ_1), воды в жидко-капельном состоянии (φ_2), конденсированного продукта пиролиза (коксика, φ_3), конденсированного продукта горения коксика (пепла, φ_4), газовой фазы (φ_5), дисперсных частиц сажи (φ_6) и золы (φ_7), а также капель воды (φ_8). Элементы ЛГМ (тонкие веточки, хвоинки, листва) имеют одну температуру, а газовая и дисперсная фазы — другую. Под влиянием ветра элементы среды колеблются. Аэроупругость сказывается только на величине силы сопротивления и коэффициентов тепло- и массообмена элементов ЛГМ с газовой фазой, т. е. среда считается квазитвердой (почти не деформирующейся при порывах ветра). Так же, как и в модели первого поколения, считается, что тепловая энергия, выделившаяся во фронте пожара в результате свободной и вынужденной конвекций и излучения, передается ЛГМ. Последние нагреваются, высушиваются и разлагаются на газообразные горючие и инертные продукты пиролиза и конденсированный горючий продукт пиролиза (коксик). Газообразные и конденсированные продукты сгорают, и затем процесс повторяется сначала. Предполагается, что длина свободного пробега фотона при лесном пожаре много меньше характерных размеров лесного фитocenоза $\bar{r}$ и $\bar{h}$, где $\bar{r}$ — эффективный диаметр микропор (среднее расстояние между отдельными деревьями), а $\bar{h}$ — средняя высота слоя ЛГМ. Оптические свойства ЛГМ зависят от длины волны излучения и изменяются с ростом температуры. Над фронтом пожара образуется конвективная колонка, которая возникает в результате свободной конвекции и содержит большое количество паров воды. Последние могут конденсироваться в верхних, более холодных слоях атмосферы.

ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Используя принятые выше допущения, произвольную декартову систему координат и тензорную символику для описания процессов тепло- и массопереноса в зоне лесного пожара, имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial x_j} = Q, \quad j = 1, 2, 3, \quad \varphi = \sum_{i=5}^8 \varphi_i; \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\varphi \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho F_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - Q v_i - \rho c_{ds} \left(v_i |\vec{v}| + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \overline{(v'_i - v'_{is})^2} \cos \alpha_i + \right. \\ \left. + \sum_{j=1}^3 \overline{(v'_i - v'_{is})(v'_j - v'_{js})} \cos \alpha_j \right), \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2)$$

$$\vec{F} = \vec{g} + (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{\Omega} + 2\vec{v} \times \vec{\Omega};$$

$$\frac{dT}{dt} \sum_{i=5}^8 \rho_i \varphi_i c_{pi} = \sum_{i=5}^8 \varphi_i \frac{dp}{dt} + \rho F_j v_j + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_{ef,j} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial T}{\partial x_j} \left(\rho \sum_{\alpha=1}^N D_{\alpha,ef} c_{p\alpha} \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial x_j} \right) - \\ - (\varkappa + \varkappa^{(s)}) [cU_R - B(T)] + \alpha_V (T_s - T) + c_{ps} (T_s - T) (1 - \alpha_c) R_1 + \\ + c_{p7} (T_s - T) R_2 + q_{3s} R_3^{(s)} + q_5 R_5 + q_2 R_8^{(s)}, \quad R_8^{(s)} = (R_{8-}^{(s)} - R_{8+}^{(s)}); \quad (3)$$

$$\rho \frac{d_{\alpha} c_{\alpha}}{dt} = R_{\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_{\alpha,ef} \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial x_j} \right) - c_{\alpha} Q, \quad \alpha = 1, 2, \dots, N-1; \quad (4)$$

$$\sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i c_{pi} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_{sj} \frac{\partial T_s}{\partial x_j} \right) - \varkappa_s [cU_R - B(T_s)] + \\ + q_{1s} R_{1s} - q_{2s} R_{2s} + q_{3s} R_{3s} + \alpha_V (T - T_s); \quad (5)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_{1s}, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_{2s}; \quad (6)$$

$$\rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_c R_{1s} - \frac{M_C}{M_1} R_{3s} - \varkappa_4 R_{3s} - R_6^{(s)}, \quad \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = \alpha_4 R_{3s} - R_7^{(s)}; \quad (7)$$

$$\sum_{\alpha=1}^8 c_{\alpha} = 1, \quad \sum_{i=1}^8 \varphi_i = 1, \quad p = \rho_5 RT \sum_{\alpha=1}^{N-3} \frac{c_{\alpha}}{M_{\alpha}}; \quad (8)$$

$$Q = (1 - \alpha_c) R_{1s} + R_{2s} + \frac{M_C}{M_1} R_{3s} + R_6^{(s)} + R_7^{(s)} + R_8^{(s)}; \quad (9)$$

$$\tau_{ij} = \tau_{ij}^{(1)} + \tau_{ij}^{(2)}, \quad \tau_{ij}^{(1)} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (10)$$

Здесь и далее t — время; $\vec{r}$ — радиус-вектор любой точки; x_j — декартовы координаты; $\varkappa$, $\varkappa^{(s)}$, $\varkappa_s$ — интегральные коэффициенты поглощения газа, дисперсных частиц и конденсированной фазы соответственно; B — функция Планка; U_R — интегральная плотность излучения; c_{pi} , c_{p7} , c_{ps} — теплоемкости при постоянном давлении отдельных фаз, водяного пара и газообразных продуктов пиролиза; v_j , $|\vec{v}|$ — компоненты и модуль осредненной скорости газа и дисперсных частиц; v'_i , v'_s — пульсационные составляющие скорости потока и изгибных колебаний элементов ЛГМ; ρ_i — истинная плотность i -й фазы; $R_{8-}^{(s)}$, $R_{8+}^{(s)}$ —

массовые скорости конденсации паров и испарения свободной воды в газовой-дисперсной фазе; q_{1s} , q_{2s} , q_{3s} — теплоты пиролиза, испарения связанной воды и горения коксика; q_2 — теплота испарения (конденсации) свободной воды; p — давление газа; $\tau_{ij}^{(1)}$, $\tau_{ij}^{(2)}$ — ламинарные и турбулентные компоненты тензора касательных (тангенциальных) напряжений; c_α — массовая концентрация α -компонента в газодисперсной среде; N — количество компонентов в газодисперсной среде; R_α — массовая скорость образования α -компонента в газодисперсной смеси в результате пиролиза ЛГМ, испарения воды, гетерогенных и гомогенных химических реакций; $R_6^{(s)}$, $R_7^{(s)}$, $R_8^{(s)}$ — массовые скорости образования частиц дыма, сажи и капель воды; $\rho = \rho_5\varphi_5 + \rho_6\varphi_6 + \rho_7\varphi_7 + \rho_8\varphi_8$ — плотность газодисперсной смеси; D_α , D_t — коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузий; λ , λ_t — коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводностей газовой фазы; μ , μ_t — коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкостей; $D_{N-2,ef}$, $D_{N-1,ef}$, $D_{N,ef}$ — эффективные коэффициенты диффузии частиц дыма, где $N-2$ соответствует частицам сажи, $N-1$ — частицам золы, а N — каплям воды; $D_{\alpha,ef} = D_\alpha + D_t$ — эффективный коэффициент диффузии α -компонента; α_V — коэффициент внутреннего теплообмена; R_{is} — массовые скорости образования (исчезновения) вещества конденсированных фаз; T и T_s — температуры газовой и конденсированной фазы; λ_s — коэффициент теплопроводности пористой конденсированной фазы; $\vec{q}_R$, $\vec{q}_{Rs}$ — векторы плотности лучистого теплового потока в газодисперсной фазе и пористой среде; q_{Rj} , q_{Rjs} — компоненты векторов $\vec{q}_R$ и $\vec{q}_{Rs}$; $\cos \alpha_i = v_i/v$ — направляющие косинусы вектора средней скорости газодисперсной фазы; q_k — тепловые эффекты химических реакций, $k = 1, 2, 3$, где 1 соответствует реакции пиролиза, 2 — массовой скорости испарения связанной воды, 3 — скорости гетерогенного горения коксика; α_c — коксовое число ЛГМ; R — универсальная газовая постоянная; M_C и M_1 — атомарная и молекулярная массы углерода и кислорода; M_α — молекулярная масса α -компонента газовой фазы; $\vec{g}$ — ускорение силы тяжести; $\vec{\Omega}$ — угловая скорость вращения Земли; $\lambda_{ef} = \lambda + \lambda_t$ и $\mu_{ef} = \mu + \mu_t$ — эффективные коэффициенты теплопроводности и вязкости газа; c_d — коэффициент сопротивления растительности; $\alpha_V = \alpha_s$ — коэффициент объемного теплообмена элемента ЛГМ со средой, s — удельная поверхность ЛГМ в данном ярусе леса; α — коэффициент теплообмена; F_j — компоненты вектора $\vec{F}$; нижний индекс s соответствует реакциям с участием конденсированных веществ, верхний индекс s — характеристика дисперсной фазы.

В уравнении (4) полная производная для компонентов газовой фазы при $\alpha = 1, 2, \dots, N-3$ имеет вид

$$\frac{d_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + v_3 \frac{\partial}{\partial x_3},$$

а для компонентов дисперсной фазы ($\alpha = N-2, N-1, N$) — вид

$$\frac{d_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + (v_3 - v_{3\alpha}^{(s)}) \frac{\partial}{\partial x_3}.$$

Здесь $v_{3\alpha}^{(s)} = 18g\mu/\rho_\alpha^{(s)}d_\alpha^2$ — стоксова скорость оседания дисперсных частиц; μ — молекулярная динамическая вязкость газовой фазы; g — величина ускорения свободного падения, $\rho_\alpha^{(s)}$ и d_α^2 — плотность и диаметр дисперсных частиц.

Таким образом, в соответствии с [13] среда считается двухскоростной, что позволяет учесть седиментацию — оседание частиц под действием силы тяжести.

Уравнение (1) представляет собой закон сохранения массы газодисперсной фазы. Уравнения (2) — законы сохранения количества движения газодисперсной фазы в проекциях на оси декартовой системы координат. В (2) входят члены, обусловленные силовым взаи-

модействием газодисперсного потока с костяком пористо-дисперсной среды. Уравнение (3) представляет собой закон сохранения энергии в газодисперсном потоке с учетом переноса энергии как конвекцией, так и излучением, а также выделения и поглощения тепловой энергии в результате различных физических и химических процессов. Уравнение (4) — закон сохранения массы отдельных компонентов в газодисперсном потоке с учетом процессов конвекции и диффузии, а также физико-химических превращений. Уравнение (5) является законом сохранения энергии в конденсированной фазе. Уравнения (6) описывают кинетику пиролиза и сушки ЛГМ. Уравнения (7) описывают баланс массы коксика (промежуточного конденсированного продукта пиролиза ЛГМ) и пепла (конечного конденсированного продукта горения).

Первое и второе соотношения (8) представляют собой алгебраический интеграл основной системы уравнений, а третье — уравнение состояния для газовой фазы.

Соотношение (9) определяет скорость генерации газовой и дисперсной фаз в результате испарения и химических реакций.

Соотношения (10) задают тангенциальные компоненты тензора напряжений через производные от компонентов скорости осредненного течения.

МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В окрестности различных лесных пожаров наблюдаются различные типы течений. В частности, если ЛГМ сгорают вблизи подстилающей поверхности, т. е. горит напочвенный покров (низовой лесной пожар), то тип течения переходный (смешанный). Непосредственно на подстилающей поверхности (при $z = 0$) имеют место условия прилипания, в слое ЛГМ течение ламинарное, а над слоем ЛГМ происходит переход ламинарного течения в турбулентное. В конвективной колонке над очагом лесного пожара реализуется развитое турбулентное течение.

Уравнения (1)–(10) представляют собой осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса для многофазной многокомпонентной реагирующей среды. При этом предполагается, что характерное время турбулентных пульсаций $t' \ll t_*$, где t_* — характерное время процесса (время существования лесного пожара). При малых скоростях течения $\mu \gg \mu_t$, $\lambda \gg \lambda_t$, $D_\alpha \gg D_{\alpha t}$ и уравнения (1)–(10) превращаются в уравнения Навье — Стокса для многофазной реагирующей среды. При больших скоростях потока (больших числах Рейнольдса) течение носит турбулентный характер. В этом случае $\mu_t \gg \mu$, $\lambda_t \gg \lambda$, $D_{\alpha t} \gg D_\alpha$ и уравнения (1)–(10) становятся уравнениями Рейнольдса для многофазной реагирующей среды. Подобные уравнения ранее получены для химически реагирующих многокомпонентных потоков газа [14–16].

В отличие от [14–16] при выводе уравнений (1)–(10) сделаны допущения о том, что операция осреднения не влияет на вид уравнения состояния многокомпонентного газа и на выражения для скоростей химических реакций.

Надо сказать, что иногда вместо осреднения по Рейнольдсу используют осреднение исходных уравнений по Фавру [14, 15], в рамках которого осредненные значения проекций скорости определяются по формуле

$$\bar{v}_i(x_i) = \overline{\rho v_i(x_i)} / \bar{\rho}(x_i), \quad i = 1, 2, 3. \quad (11)$$

Здесь волна обозначает осреднение по массе, черта — осреднение по времени, а ρ и v_i — мгновенные значения плотности и проекций скорости. В [14] даны формулы, связывающие величины, осредненные по Рейнольдсу и по Фавру.

При использовании преобразования Фавра легко получить систему уравнений, которая, в сущности, будет эквивалентна системе (1)–(10), но записывается относительно сред-

немассовых параметров потока (скорость, температура и т. п.), за исключением давления. Недостатком осреднения по Фавру является то, что члены уравнения Навье — Стокса, характеризующие молекулярный перенос, в том числе и компоненты тензора напряжений τ_{ij} , принимают более сложный вид. Кроме того, при экспериментальном определении осредненных по Фавру термодинамических параметров требуется знать мгновенные значения плотности ρ и ее среднее значение.

Экспериментальное определение осредненных по Рейнольдсу величин не требует выполнения упомянутых выше требований. Поэтому при выводе уравнений (1)–(10) использовался именно этот метод.

Для однонаправленных турбулентных течений (без зон обратных токов) в приземном слое атмосферы в [2, 3] использовались формулы Ван-Дриста [17]:

$$\nu_t = (0,4z)^2 \left[1 - \exp \left(-\frac{z}{A} \right) \right]^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|, \quad A = 26\nu \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{-1/2}, \quad (12)$$

$$\nu_t = 0,0168\gamma_1 \left| \int_0^\delta (u_e - u) dz \right|, \quad \gamma_1 = \left[1 + 5,5 \left(\frac{z}{\delta} \right)^6 \right]^{-1}. \quad (13)$$

Здесь τ_w — напряжение трения при $z = 0$; $\nu = \mu/\rho$, $\nu_t = \mu_t/\rho$ — кинематические ламинарная и турбулентная вязкости; $u = v_1$ — проекция скорости по оси x , направление которой совпадает со скоростью ветра; δ — толщина пограничного слоя у обтекаемой поверхности; u_e — скорость потока на внешней границе пограничного слоя.

Формула (12) использовалась для расчета характеристик течения во внутренней части пограничного слоя, (13) — для внешнего. В соответствии с [17] эффективная кинематическая вязкость определялась по формуле

$$\nu_{ef} = \nu + \nu_t. \quad (14)$$

Как показали расчеты [2, 3], формулы (12)–(14) дают возможность найти поля скоростей и температур перед фронтом лесного пожара при однонаправленном течении.

При расчете развитых турбулентных течений компоненты тензора касательных, а также проекций векторов плотности теплового турбулентного потока q_{it} и плотности диффузионного потока для α -компонента $q_{i\alpha}$ определяются по формулам [3]

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{v_i' v_j'} = \mu_t \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \operatorname{div} \vec{v} \right] - \frac{2}{3} \rho K \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (15)$$

$$q_{it} = -\rho c_p \overline{v_i' T'} = \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad \Gamma_t = \frac{\mu_t c_p}{\operatorname{Pr}_t}, \quad \operatorname{Pr}_t = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (16)$$

$$q_{i\alpha} = -\rho \overline{v_i' c_\alpha'} = \Gamma_\alpha \frac{\partial c_\alpha}{\partial x_i}, \quad \Gamma_\alpha = \frac{\mu_t}{\operatorname{Sc}_{t\alpha}}, \quad \operatorname{Sc}_{t\alpha} = \frac{\mu_t}{D_{t\alpha}}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \mu_t = l^2 \left\{ \varkappa_d^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \varkappa_b^2 \left| \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right| \right\}^{1/2}; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\sqrt{K} = \frac{\mu_t}{l \rho c_\mu'}, \quad l = \frac{0,4z}{1 + 2,5z \sqrt{c_d s/h}}, \quad l = 0,4z. \quad (19)$$

Здесь $x = x_1$, $y = x_2$, $z = x_3$ — декартовы координаты; h — толщина слоя растительности;

l — характерный масштаб длины (длина пути перемещения, которая в слое растительности определяется по второй, а за его пределами — по третьей формуле (19)); c'_μ — постоянная, данная в статье Роди (см. [16]); K — кинетическая энергия турбулентности; Pr_t — число Прандтля для турбулентных течений; $Sc_{at} = \nu_t/D_{t\alpha}$ — число Шмидта для турбулентных течений; $\lambda_t, D_{t\alpha}$ — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии; $\alpha_d = 0,2, \alpha_b = 0,2$ при $\partial\Theta/\partial z < 0$ или 0 при $\partial\Theta/\partial z > 0$; $\Theta = T_{0e}(1000/p_e)^{\gamma-1/\gamma}$ — потенциальная температура; T_{0e} — невозмущенная температура при $z = 0$; p_e — давление невозмущенной среды, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей воздуха за пределами зоны лесного пожара; остальные обозначения приведены выше.

Формулы (15) получены в [18], формулы (16), (17) — известные выражения Буссинеска (см. [16]), соотношение (18) взято из [19]. Отметим, что в работе Роди (см. [16]) даются зависимость l от числа Ричардсона в случае устойчивой и неустойчивой стратификации среды и первое из выражений (19).

С помощью модели турбулентного переноса (15)–(19) решено большинство задач математической теории лесных пожаров [3].

Для того чтобы оценить погрешность, обусловленную допущением о равновесии между процессами диссипации и генерации кинетической энергии турбулентности, в [3, 20] для осесимметричного низового пожара были получены поля температуры и скорости потока с использованием полной $K - \varepsilon$ -модели турбулентности. Эта модель используется также в работе [21].

В работах [2, 3] использовались модели турбулентности для чистого газа, в то время как в приземном слое атмосферы имеются частицы дыма и сажи. Вопрос о влиянии конденсированных частиц, взвешенных в потоке газа, на характеристики турбулентности изучен слабо. В [22] теоретически исследовано влияние тяжелой примеси в виде сферических частиц одинаковых размеров на турбулентную структуру струи, а в [23] экспериментально и теоретически исследованы турбулентный перенос и осаждение аэрозолей на стенках труб. Как показано в этих работах, влиянием частиц на турбулентность можно пренебречь, если их объемная и массовая доли малы ($\sim 10^{-4}$). При лесных пожарах это условие выполняется. Представляется перспективным использование методов решения обратных задач механики реагирующих сред [24] для определений коэффициентов турбулентной теплопроводности и диффузии.

МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРАХ

В рамках модели первого поколения принято допущение о «серости» среды [2], которое в реальных условиях не выполняется, так как элементы ЛГМ (зеленые листья, хвоя) в ближней инфракрасной области (740–1200 нм) отражают значительно большую часть излучения, чем в видимой. Поэтому для переноса энергии излучением целесообразно использовать групповую диффузионную модель [3, 25]. Уравнение для переноса излучения с учетом спектральных свойств ЛГМ и частиц дисперсной фазы имеет вид

$$\operatorname{div} \vec{q}_{Rn\Sigma} + \alpha_{n\Sigma} c_n U_{Rn} = Q_{Rn}, \quad n = 1, 2, \dots, \mu; \quad (20)$$

$$\vec{q}_{Rn\Sigma} = \frac{1}{3} \int_{\nu_n}^{\nu_{n+1}} \frac{c_\nu \operatorname{grad} U_\nu}{k_{\nu\Sigma}} d\nu, \quad \alpha_{n\Sigma} c_n U_{Rn} = \int_{\nu_n}^{\nu_{n+1}} \alpha_\nu c_\nu U_{R\nu} d\nu; \quad (21)$$

$$Q_{Rn} = \int_{\nu_n}^{\nu_{n+1}} Q_{R\nu} d\nu, \quad Q_{R\nu} = 4\pi[(\alpha_\nu + \alpha_\nu^{(s)})B_\nu(T) + \alpha_{\nu s}B_\nu(T_s)], \quad (22)$$

где $\vec{q}_{Rn\Sigma}$ — групповое приближение общего спектрального потока излучения в многофазной пористо-дисперсной среде; $U_{R\nu}$ — плотность излучения в многофазной среде; c_ν , c_n — спектральная скорость света и ее групповое приближение; $\alpha_{n\Sigma}$ — групповое приближение для суммарного коэффициента поглощения среды; $k_{\nu\Sigma}$ — спектральный коэффициент ослабления излучения; B_ν — спектральная функция Планка для равновесного излучения; α_ν , $\alpha_\nu^{(s)}$, $\alpha_{\nu s}$ — спектральные коэффициенты поглощения газа, дисперсных частиц и конденсированной фазы соответственно; ν — частота излучения; μ — общее число групп длин волн.

ГРАНИЧНЫЕ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Для решения задач о возникновении и распространении лесных пожаров помимо уравнений необходимо записать граничные и начальные условия. В общем трехмерном случае зона пожара представляет собой параллелепипед. Пусть первая и вторая грани этого параллелепипеда Γ_1 и Γ_2 перпендикулярны оси x , которая направлена в сторону ветра, нижняя и верхняя грани Γ_0 и Γ_3 перпендикулярны оси z , направленной вертикально вверх; боковые грани Γ_4 и Γ_5 перпендикулярны оси y . Начало отсчета системы x , y , z расположено в точке максимума температуры первоначального очага горения. Тогда на границах Γ_1 , Γ_3 , Γ_4 , Γ_5 параметры состояния среды совпадают с невозмущенными значениями:

$$\vec{v}|_{\Gamma_i} = \vec{v}_e, \quad T|_{\Gamma_i} = T_e, \quad T_s|_{\Gamma_i} = T_{se}; \quad (23)$$

$$c_\alpha|_{\Gamma_i} = c_{\alpha e}, \quad \varphi_i|_{\Gamma_i} = \varphi_{ie}, \quad i = 1, 3, 4, 5, \quad (24)$$

где индекс e соответствует невозмущенным параметрам среды.

На границе Γ_2 необходимо использовать так называемые мягкие граничные условия

$$\frac{\partial T_s}{\partial x}|_{\Gamma_2} = \frac{\partial T}{\partial x}|_{\Gamma_2} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial x}|_{\Gamma_2} = 0, \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial x}|_{\Gamma_2} = 0. \quad (25)$$

На подстилающей поверхности граничное условие имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial z}|_{\Gamma_0} = 0, \quad \frac{\partial T_s}{\partial z}|_{\Gamma_0} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial z}|_{\Gamma_0} = 0, \quad v_1|_{\Gamma_0} = v_2|_{\Gamma_0} = 0, \quad \rho v_3|_{\Gamma_0} = \varphi_0, \quad (26)$$

где $z = x_3$, а φ_0 — массовая скорость горения напочвенного покрова.

Для спектральной плотности излучения используются граничные условия вида

$$q_{R\nu n_i}|_{\Gamma_i} = -\frac{c_\nu U_\nu}{2}|_{\Gamma_i}, \quad q_{R\nu n_i}|_{\Gamma_0} = \begin{cases} \varepsilon_\nu B_\nu(T_{\Gamma_0}), & M \in G_\Gamma, \\ \varepsilon_\nu B_\nu(T_e), & M \notin G_\Gamma. \end{cases} \quad (27)$$

Здесь M — любая точка в зоне пожара; G_Γ — область пространства, соответствующая очагу горения; ε_ν — спектральный коэффициент излучения; индекс Γ относится к параметрам среды в очаге пожара. Первое из условий (27) является условием прозрачности среды, второе характеризует излучение очага низового лесного пожара.

В случае распространения лесного пожара от очага горения конечных размеров начальные условия имеют вид

$$T_s = T|_{t=0} = \begin{cases} T_{\Gamma_0} & \text{при } M \in G_\Gamma, \\ T_e & \text{при } M \notin G_\Gamma, \end{cases} \quad c_\alpha|_{t=0} = \begin{cases} C_{\alpha\Gamma_0} & \text{при } M \in G_\Gamma, \\ C_{\alpha e} & \text{при } M \notin G_\Gamma, \end{cases} \quad (28)$$

$$\varphi_i|_{t=0} = \begin{cases} \varphi_{i\Gamma} & \text{при } M \in G_\Gamma, \\ \varphi_{ie} & \text{при } M \notin G_\Gamma, \end{cases} \quad \vec{v}|_{t=0} = \begin{cases} \vec{v}_\Gamma & \text{при } M \in G_\Gamma, \\ \vec{v}_{\Gamma e} & \text{при } M \notin G_\Gamma. \end{cases} \quad (29)$$

Поскольку граничные условия должны отражать геометрические и физико-химические особенности задач теории лесных пожаров, они задаются для каждой конкретной задачи в отдельности. Лес является, как правило, многоярусной системой. Поэтому на границах отдельных ярусов, которые представляют собой разрывы структуры лесного фитоценоза, целесообразно использовать сопряженные граничные условия [3]

$$(\rho w)|_{z=h+0} = (\rho w)|_{z=h-0} + \left(\sum_{i=1}^3 s_i^{-1} R_{is} \right) |_{z=h}; \quad (30)$$

$$\left(\mu_{ef} \frac{\partial u}{\partial z} \right) |_{z=h+0} = \left(\mu_{ef} \frac{\partial u}{\partial z} \right) |_{z=h-0}; \quad (31)$$

$$\left(\mu_{ef} \frac{\partial v}{\partial z} \right) |_{z=h+0} = \left(\mu_{ef} \frac{\partial v}{\partial z} \right) |_{z=h-0}; \quad (32)$$

$$\left(\mu_{ef} \frac{\partial w}{\partial z} \right) |_{z=h+0} = \left(\mu_{ef} \frac{\partial w}{\partial z} \right) |_{z=h-0}; \quad (33)$$

$$\left(\lambda_{ef} \frac{\partial T}{\partial z} + q_{Rz}^{(s)} \right) |_{z=h+0} = \left(\lambda_{ef} \frac{\partial T}{\partial z} + q_{Rz}^{(s)} \right) |_{z=h-0}; \quad q_{Rz}^{(s)} = \varphi q_{Rz} \Sigma; \quad (34)$$

$$\left(\rho D_{\alpha,ef} \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial z} \right) |_{z=h+0} + R_{\alpha w} = \left(\rho D_{\alpha,ef} \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial z} \right) |_{z=h-0}, \quad R_{\alpha w} = \left(\sum_{i=1}^3 s_i^{-1} R_{is} c_{i\alpha s} \right) |_{z=h}; \quad (35)$$

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} |_{z=h+0} + q_{Rs z} |_{z=h+0} + \sum_{i=1}^3 q_i s_i^{-1} R_{is} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} |_{z=h-0} + q_{Rs z} |_{z=h-0}; \quad (36)$$

$$q_{Rzs} = (1 - \varphi) q_{Rz} \Sigma, \quad q_{Rz} \Sigma |_{z=h+0} = q_{Rz} \Sigma |_{z=h-0}; \quad (37)$$

$$T |_{z=h+0} = T |_{z=h-0}, \quad c_{\alpha} |_{z=h+0} = c_{\alpha} |_{z=h-0}, \quad U_R |_{z=h+0} = U_R |_{z=h-0}; \quad (38)$$

$$u |_{z=h+0} = u |_{z=h-0}, \quad v |_{z=h+0} = v |_{z=h-0}, \quad w |_{z=h+0} = w |_{z=h-0}. \quad (39)$$

Здесь и выше h — высота расположения структурного разрыва; u, v, w — компоненты скорости; $q_{Rz} \Sigma$ — проекция интегральной плотности лучистого теплового потока на ось z ; $\mu_{ef}, \lambda_{ef}, D_{\alpha,ef}$ — эффективные значения коэффициентов динамической вязкости, теплопроводности и диффузии газодисперсной фазы; $q_{Rz}^{(s)}$ и q_{Rzs} — проекции на ось z векторов интегральных плотностей лучистых тепловых потоков в газодисперсной и конденсированной фазах; $c_{i\alpha} = \nu'_{i\alpha} M_{\alpha} / \nu_{is} M_{is}$ — коэффициенты эмиссии α -компонента в i -й реакции; ν_{is} и $\nu_{i\alpha}$ — стехиометрические коэффициенты исходного конденсированного вещества и газодисперсного α продукта в i -й реакции; M_{is} и M_{α} — молекулярные массы исходного конденсированного вещества и газодисперсного α -компонента.

Граничные условия (30)–(39) связывают параметры состояния среды и потоковые величины по обе стороны структурного разрыва. Поэтому их целесообразно называть условиями сопряжения или сопряженными граничными условиями. Они обобщают известные граничные условия четвертого рода, которые были предложены А. В. Лыковым [26] при решении сопряженных задач теории теплопроводности для однородных инертных сред.

С помощью условий сопряжения и некоторых дополнительных соображений можно получать различные граничные условия. Например, предполагая, что температура слоя напочвенного покрова при низовом лесном пожаре не зависит от z , а спектральный коэф-

коэффициент поглощения κ_ν для ЛГМ известен, получаем

$$-\frac{c}{3k_\nu} \frac{\partial U_{R\nu}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\sqrt{3}} (4\sigma T_w^4 f - cU_{R\nu}), \quad (40)$$

где $f = 1 - \exp(-k_{s\nu} h_0 \sqrt{3})$; $k_\nu, k_{s\nu}$ — спектральные коэффициенты ослабления излучения в среде над очагом низового лесного пожара и в напочвенном покрове соответственно; h_0 — высота напочвенного покрова; z — вертикальная координата, отсчитываемая от верхней границы напочвенного покрова.

Полученное условие выгодно отличается от условий (27) тем, что оно не содержит эмпирически определяемой величины ϵ_ν .

БАЗА ДАННЫХ ОБЩЕЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОЖАРОВ И МЕТОДИКИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

В основную систему уравнений (1)–(10) и граничные и начальные условия входят теплофизические коэффициенты, скорости сушки и реакций пиролиза и горения, а также множество эмпирических постоянных, совокупность которых представляет базу данных общей математической модели. Компоненты базы данных определялись, с одной стороны, из литературных данных, а с другой — на основе экспериментальных данных с помощью решения обратных задач механики реагирующих сред [25]. Все компоненты базы данных должны быть согласованы друг с другом. Это осуществлялось методом варьирования в пределах их точности и выбора из условия наилучшего согласования соответствующих расчетных и экспериментальных данных. Важно, чтобы при этом решения прямых и обратных задач математической теории лесных пожаров определялись с контролируемой точностью. Это представляет собой сложную математическую проблему, так как основная система уравнений (1)–(10) нелинейна. В [2, 3] для численного решения прямых задач теории лесных пожаров использовались разработанные в ТГУ итерационно-интерполяционный метод [27] и специальные методики численного счета [28], основанные на методе Патанкара — Сполдинга [29].

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО И ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Общая математическая модель лесных пожаров использовалась многими исследователями [20, 30–32] для решения ряда задач математической теории лесных пожаров.

К сожалению, приходится констатировать, что существующая в настоящее время база данных недостаточна для всестороннего количественного анализа процесса распространения верховых и низовых лесных пожаров.

Тем не менее уже сейчас на основе полученных численных и аналитических результатов, можно сделать следующие выводы:

1. Большой лесной пожар представляет собой принципиально нестационарный и трехмерный аэротермохимический процесс, в котором значительную роль играет сила Кориолиса [2].
2. Полное физическое моделирование лесных пожаров невозможно без полного совпадения характеристик природы и модели [2].
3. Типы лесных пожаров удастся идентифицировать при помощи таких существенных

критериев подобия, как числа Струхала, Фруда, Кориолиса, Рейнольдса, а также значений безразмерного вдува и безразмерной температуры во фронте горения [2, 3].

4. В результате численного решения плоских двумерных задач аэродинамики лесных пожаров установлено, что при взаимодействии ветра с продуктами горения, вдуваемыми из фронта лесного пожара, имеют место два предельных типа течения: однонаправленное (струйный пограничный слой) и конвективная колонка (наклонная струя нагретых газодисперсных продуктов сгорания). Для последнего типа течения перед фронтом лесного пожара реализуется крупный тороидальный вихрь, в результате чего скорости потока вблизи подстилающей поверхности и в приземном слое атмосферы имеют разные направления, причем скорость ветра вблизи фронта лесного пожара в приземном слое атмосферы увеличивается [30, 33–36].

5. Численно показано, что напряжение трения перед фронтом пожара резко падает, а тепловой поток меняет знак. Это свидетельствует о том, что однонаправленное течение и теплоперенос в приземном слое атмосферы в окрестности фронта пожара при значительной скорости ветра имеют характер тепловой завесы. В этом случае свободная конвекция нагретых продуктов горения относительно слабо влияет на величину конвективного теплового потока перед фронтом пожара [3, 33, 35].

6. Исследованы закономерности распространения горящих частиц перед фронтом пожара. С ростом скорости ветра, угла вылета и температуры частиц дальность их полета возрастает, а с ростом размера и плотности — убывает [34, 37].

7. В результате численного решения задачи аэродинамики осесимметричного лесного пожара показано, что в его окрестности образуется крупный тороидальный вихрь, обеспечивающий тепло- и массообмен зоны горения с внешней средой. Для описания установившихся турбулентных течений можно использовать равновесную $K - \epsilon$ -модель турбулентности или модифицированную модель Прандтля. Для неустановившихся течений применение упрощенной модели приводит к значительным погрешностям в определении полей скорости и температуры [20].

8. В рамках теории термиков численно показано, что на траекторию центра масс термика, возникающего при лесном пожаре, значительное влияние оказывает сила Кориолиса [38, 39].

9. Предложена самосогласованная математическая модель верховых лесных пожаров, которая в рамках законов сохранения массы, импульса и энергии точно учитывает тепло- и массообмен между приземным слоем атмосферы и пологом леса во время лесного пожара. В результате численного решения задачи о возникновении и распространении верхового пожара получена та же структура фронта, что и в опытах, и установлено, что горение во фронте пожара носит диффузионный характер, т. е. лимитируется притоком окислителя и газообразных горючих продуктов пиролиза в зону горения. Основное количество энергии в этой зоне выделяется при горении газообразных продуктов пиролиза [36, 40].

10. Теоретически (методом малых возмущений) и численно исследована устойчивость контура лесного пожара с учетом сложной структуры его фронта. Контур лесного пожара абсолютно неустойчив по отношению к малым возмущениям. Для больших лесных пожаров, когда поперечный размер очага пожара превышает некоторую величину, контур теряет первоначальную форму и становится выпукло-вогнутым. Этот результат согласуется с данными наблюдений за реальными лесными пожарами [41].

11. Методом малых возмущений и численно установлено, что существуют предельные условия распространения лесных пожаров по запасу и влагосодержанию ЛГМ, скорости ветра и скорости тепло- и массообмена [3, 11, 41–44].

12. В результате математического и физического моделирования процессов тепло- и массопереноса в лесном фитоценозе во время лесного пожара показано, что для вершин-

ных верховых лесных пожаров, распространяющихся в продуваемых лесных фитоценозах, основная часть энергии из фронта пожара в фитоценоз перед ним передается за счет вынужденной конвекции (ветра), а для низовых и повальных верховых лесных пожаров основную роль играет перенос энергии излучением [31, 36, 40].

13. В результате упрощающих допущений получены приближенные аналитические формулы для скорости распространения низовых и верховых лесных пожаров, плотности суммарного теплового потока и ширины фронта лесного пожара, которые удовлетворительно согласуются с результатами численных расчетов [45, 46].

14. Численно и аналитически установлено, что лесопожарные заслоны более эффективны в противопожарном отношении, чем лесопожарные разрывы [31, 47].

15. В результате математического моделирования перехода низового лесного пожара в верховой показано, что для соснового древостоя это явление имеет место при высоте нижней границы крон деревьев над напочвенным покровом $h_1 - h_0 \approx 0,7$ м при условии, что удельный тепловой импульс в полог леса не меньше 2600 кДж/м^2 . Это согласуется с экспериментальными данными [32, 48]. Коэффициент излучения является функцией времени и параметрически зависит от лесопирологических свойств низового пожара и лесных фитоценозов. Зажигание полога леса носит газофазный характер, а игнорирование двухтемпературности среды в пологе леса приводит к уменьшению критической высоты полога леса на 40–50 % [32].

16. С помощью математического моделирования установлено, что в зависимости от расстояния между лесными массивами и источником светового излучения реализуются три режима зажигания: вырожденный, нормальный и невоспламенение [32, 49, 50]. Расчетное время зажигания оказалось меньше времени прихода взрывной волны на подстилающую поверхность. Это согласуется с результатами обследования территории Хиросимы и Нагасаки после ядерной бомбардировки в 1945 г. и района падения Тунгусского метеорита в 1908 г.

17. Показано, что для техногенных катастроф (воздушный ядерный взрыв) контур зажигания для однородного лесного массива имеет форму окружности с центром в эпицентре взрыва [50], а для природных (столкновительных) катастроф контур зажигания отличается от окружности. В частности, в согласии с данными наблюдений контур зажигания при взрыве Тунгусского метеорита представляет собой совокупность дуги окружности с дугой эллипса, большая полуось которого вытянута в сторону движения метеорита [49]. Параметрический анализ решения этих задач показал, что площадь области зажигания S_* увеличивается с ростом полной энергии, выделившейся при катастрофе, и доли энергии, превратившейся в излучение. Используя общую математическую модель, удалось получить значение S_* , которое удовлетворительно согласуется с результатами исследования зоны падения Тунгусского метеорита. В результате математического моделирования установлено, что зажигание ЛГМ носит газовый характер, т. е. воспламеняются газообразные продукты пиролиза ЛГМ, которые полностью не выгорают. Часть из них под действием массовой силы всплывает навстречу падающей ударной волне и взрывается при взаимодействии с ней. Оценки, выполненные для Тунгусского небесного тела, показали, что до 20 % регистрируемой энергии взрыва могут быть обеспечены взрывом газообразных горючих продуктов пиролиза ЛГМ [49]. Аналогичная структура имеет место при зажигании лесных массивов при ядерных взрывах [50].

18. Теоретически [51, 52] и экспериментально [53, 54] обнаружен эффект усиления ударных волн при взаимодействии с зоной пиролиза фронта лесного пожара. Этот эффект объясняется взрывом смеси газообразных продуктов пиролиза с воздухом и открывает новые возможности для борьбы с лесными пожарами.

19. Исследовано взаимодействие лесных пожаров с конструкционными материалами

(стеклопластиками), и показано, что наиболее опасны для этих конструкций поавальные верховые лесные пожары [55].

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Как отмечалось выше, результаты математического прогноза радиуса зажигания лесных массивов при взрыве Тунгусского небесного тела неплохо согласуются с данными наблюдений. По крайней мере, очевидно качественное соответствие типов течений, возникающих при лесных пожарах [2, 3], с результатами математического моделирования полей скоростей и температур в зоне лесного пожара, которые представлены выше. В работе [56] дана кривая зависимости скорости распространения верхового пожара от скорости ветра, которая получена на основе обработки литературных данных по пожарам разных типов, в том числе и верховых (для последних мало экспериментальных данных). В частности, при скорости ветра на высоте 10 м $u_\infty = 18$ м/с, $\rho_c = 0,2$ кг/м³ и влагосодержании $W = 66,6\%$ расчетное значение нормальной скорости распространения $\omega_n = 5,8$ м/с согласуется с экспериментальным ($\omega_n = 6$ м/с). При $u_\infty = 27$ м/с расчетное значение ω_n равно 7,2 м/с, а экспериментальное — 6,8 м/с [53]. Неплохое соответствие наблюдается и с результатами исследований, которые приведены в обзоре [57].

На основе сравнения экспериментальных профилей температуры для верховых лесных пожаров (см. рис. 1) с теоретическими кривыми [36, 42] можно утверждать, что с учетом точности задания исходных данных эти результаты неплохо согласуются. В то же время следует подчеркнуть, что математическое моделирование дает только осредненные по Рейнольдсу (но не действительные) значения параметров состояния среды и скорость распространения пожара.

Таким образом, общая математическая модель верховых лесных пожаров позволяет достаточно точно прогнозировать скорость распространения верхового лесного пожара и другие параметры среды. Однако в ее рамках нельзя воспроизводить флуктуации скорости и других параметров в зоне лесного пожара.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ И НОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ БОРЬБЫ С ЛЕСНЫМИ ПОЖАРАМИ ПУТЕМ ОТНОСИТЕЛЬНО МАЛЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Экспериментально и теоретически исследованы условия, при которых процесс распространения лесного пожара прекращается. В соответствии с терминологией, принятой в теории горения [58], эти условия названы предельными. В частности, для верховых лесных пожаров горение прекращается при

$$\rho_c < \rho_*, \quad w > w_*, \quad u_\infty < u_{*\infty}, \quad u_\infty > \bar{u}_{*\infty}, \quad \alpha_V > \alpha_{V*}, \quad c_2 < c_{2*}, \quad (41)$$

где ρ_* — критическая плотность слоя ЛГМ; индексом * обозначены критические значения влагосодержания ЛГМ W , равновесной скорости ветра u_∞ в слое ЛГМ и коэффициента объемного тепло- и массообмена элемента ЛГМ со средой α_V ; черта снизу над и под u обозначает верхний и нижний пределы распространения лесного пожара по скорости ветра, c_2, c_{2*} — концентрация горючего продукта пиролиза и ее предельное значение.

Для низовых лесных пожаров нижний предел распространения по скорости ветра отсутствует, так как они распространяются и при полном безветрии.

Выше перечислены только основные предельные условия. В теории лесных пожаров, как и в классической теории горения [58], существуют так называемые «комбинированные» предельные условия, когда горение ЛГМ прекращается из-за воздействия нескольких неблагоприятных для распространения пожара факторов. Для количественного определения критических значений ρ_* , W_* , $u_{\infty*}$, $\alpha\nu_*$ в [3] использованы метод малых возмущений и математические эксперименты. Проверка теоретически найденных предельных условий распространения осуществлялась в полунатурных экспериментах.

Как показали математические и физические эксперименты, при выполнении хотя бы одного из условий (41) происходит срыв горения и распространение лесного пожара прекращается. Зная предельные условия распространения пожара, с помощью специальных действий их можно воспроизвести в окрестности фронта пожара и тем самым обеспечить его тушение. Иными словами, с точки зрения теории лесных пожаров любой новый способ борьбы с ними представляет собой ту или иную реализацию предельных условий распространения лесных пожаров.

Как уже отмечалось в работах [51–54], обнаружен эффект усиления ударных волн вследствие взаимодействия ударных волн с зоной пиролиза фронта лесного пожара. В результате такого взаимодействия смесь газообразных горючих продуктов пиролиза взрывается или сдувается спутным потоком газа в сторону зоны догорания. Иными словами, использование предельных условий распространения, особенно последнего из условий (41), позволило разработать новые способы борьбы с лесными пожарами [58–73], при применении которых не используется вода как средство тушения. Их общей особенностью являются относительно слабые по сравнению с энергией лесного пожара энергетические воздействия на зону пиролиза фронта лесного пожара (слабые ударные волны, низкоскоростные и высокоскоростные потоки газообразных продуктов горения порохов и твердых ракетных топлив).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблема математического и физического моделирования лесных пожаров далеко не исчерпана результатами этой статьи. Представляет интерес исследование следующих принципиальных вопросов:

1. Учет влияния механических колебаний элементов ЛГМ на их тепло- и массообмен с окружающей средой в зоне пожара и на процесс распространения фронта пожара в рамках более совершенной математической модели лесных пожаров.
2. Решение задач о возникновении и распространении лесных пожаров с учетом селективности оптических свойств ЛГМ.
3. Учет влияния турбулентности на скорости физико-химических процессов, протекающих во фронте лесного пожара (сушка, пиролиз, реакция горения газообразных и конденсированных горючих продуктов пиролиза).
4. Исследование механизма спиральной турбулентности, возникающей при определенных условиях в случае массовых лесных пожаров, и создание математической модели этого явления.
5. Разработка методики численного решения трехмерных задач реальных лесных пожаров с учетом рельефа местности, турбулентности и физико-химических превращений во фронте пожара.
6. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния малых энергетических воздействий на тепло- и массообмен элементов ЛГМ с окружающей средой в зоне лесного пожара.

7. Разработка методики и экспериментальное определение концентраций газообразных продуктов в зоне пиролиза реальных низовых и верховых лесных пожаров.

8. Уточнение представленных в обзоре и определение новых предельных условий распространения низовых и верховых лесных пожаров.

9. Учет влияния рельефа местности и создание теории распространения лесных пожаров в горных лесах.

10. Использование общей математической модели для создания методик раннего обнаружения и идентификации типов лесных пожаров и аэрокосмического мониторинга лесных пожаров.

11. Создание методик численного прогноза экологических последствий лесных пожаров.

Решение этих вопросов позволит завершить создание математической теории лесных пожаров и даст возможность использовать ее для создания способов и средств борьбы с лесными пожарами и для прогнозирования экологических последствий лесных пожаров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00011).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров // Численные методы механики сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1978. С. 30–56.
2. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
3. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.
4. Гришин А. М., Алексеев Н. А., Голованов А. Н. и др. Физическое моделирование распространения лесных пожаров и взаимодействие ударных волн с фронтом пожара. М., 1989. Деп. в ВИНТИ 4.05.89, № 2883-B89.
5. Гришин А. М., Алексеев Н. А., Байдин Н. П. и др. Экспериментальное исследование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. М., 1987. Деп. в ВИНТИ 8.12.87, № 226-B87.
6. Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Экспериментальное исследование механизма распространения верховых лесных пожаров и теплообмена фронта пожара с окружающей средой. М., 1982. Деп. в ВИНТИ 3.09.82, № 4873-82.
7. Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Бабаев В. М. и др. Экспериментальное исследование тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы при лесных пожарах. М., 1980. Деп. в ВИНТИ 30.06.81, № 4224-81.
8. Гришин А. М., Плюхин В. В. Экспериментальное исследование структуры фронта верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1985. № Т. 21, № 1. С. 21–26.
9. Спирин А. Н., Фомин А. А. Исследование теплообмена в окрестности очага пожара. М., 1989. Деп. в ВИНТИ 22.04.87, № 2812-B87.
10. Гришин А. М., Голованов А. Н., Смирнов В. Г. О методике экспериментального определения параметров в зоне лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 3–9.
11. Гришин А. М. Физика лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1994.
12. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982.
13. Марчук Г. И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. Новосибирск: Наука, 1982.

14. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.
15. Турбулентные течения реагирующих газов / Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
16. Ламли Дж., Матье Ж., Шумани У., Роди В. и др. Методы расчета турбулентных течений. М.: Мир, 1984.
17. Романенко П. Н. Гидродинамика и тепломассообмен в пограничном слое. М.: Энергия, 1974.
18. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. П., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил неавтомоделности. М.: Машиностроение, 1975.
19. Penner L. E., Haselman L. C., Edwards L. L. Buoyant plume calculation // AIAA Pap. 1985. N 459. P. 1-9.
20. Фомин А. А. Структура течения и прогрев окружающей среды над локальным очагом лесного пожара: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1989.
21. Kumar S. Mathematical modelling of natural convection in fire. A state of the art review of the field modelling of variable density turbulent flow // Fire and Materials. 1983. V. 7, N 1. P. 1-24.
22. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
23. Медников Е. П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981.
24. Гришин А. М., Кузин А. Я., Миков В. Л. и др. Решение некоторых обратных задач механики реагирующих сред. Томск: Изд-во ТГУ, 1987.
25. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.
26. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справочник. М.: Энергия, 1978.
27. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
28. Перминов В. А., Шипулина О. В. О численном решении некоторых задач математической теории лесных пожаров // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990. С. 158-169.
29. Патанкар С. В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
30. Грузин А. Д. Аэродинамика и сопряженный тепломассоперенос в приземном слое атмосферы при распространении лесных пожаров: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1983.
31. Зверев В. Г. Математическое моделирование аэродинамики и тепломассопереноса при распространении вершинных лесных пожаров: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1985.
32. Перминов В. А. Математическое моделирование возникновения массовых и верховых лесных пожаров с учетом теплообмена и двухтемпературности среды: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1995.
33. Гришин А. М., Грузин А. Д., Грузина Э. Э. Аэродинамика и тепломассообмен фронта лесного пожара с приземным слоем атмосферы // ПМТФ. 1984. № 6. С. 91-96.
34. Гришин А. М., Грузин А. Д. Конвективный тепломассоперенос и закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах // Докл. АН СССР. 1980. Т. 253, № 3. С. 549-553.
35. Гришин А. М., Зверев В. Г., Грузин А. Д. Математическое моделирование процесса распространения верховых лесных пожаров // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269, № 4. С. 822-826.

36. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Математическая теория верховых лесных пожаров. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984. С. 38–75.
37. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Тепломассообмен и распространение горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 78–84.
38. Гришин А. М., Алексеев Н. А., Бабандер О. П., Зальмеж В. Ф. Распространение в приземном слое атмосферы термиков, возникающих при лесных пожарах. Теплофизика лесных пожаров. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984. С. 76–85.
39. Grishin A. M., Alekseev N. A., Brabander O. P., Zalmez V. F. Propagation of termic developing fire in the near-earth atmospheric layer // Heat Transfer Sov. Res. / Scripta Technica USA. 1984. V. 16. P. 28–38.
40. Grishin A. M., Zverev V. G., Gruzin A. D. Mathematical theory of crown forest fire // Heat Transfer Sov. Res. / Scripta Technica USA. 1986. V. 17, N 6. P. 41–49.
41. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Двумерная неустойчивость фронта верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 7–17.
42. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Исследование структуры и пределов распространения фронта верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 1. С. 11–21.
43. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Устойчивость распространения фронта лесного пожара // Механика реагирующих сред и ее приложения. Новосибирск: Наука, 1989. С. 5–21.
44. Гришин А. М., Зеленский Е. Е. Устойчивость распространения фронта верхового лесного пожара при конечной скорости межфазного теплообмена // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990. С. 47–60.
45. Гришин А. М. О стационарном распространении фронта верхового лесного пожара // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279, № 3. С. 550–554.
46. Гришин А. М., Зверев В. Г., Шевелев С. В. О стационарном распространении вершинных верховых лесных пожаров // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 6. С. 101–108.
47. Гришин А. М., Зверев В. Г. Воспламенение полога леса при верховых пожарах и расчет ширины противопожарных заслонов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 4. С. 3–11.
48. Гришин А. М., Перминов В. А. Переход низового лесного пожара в верховой // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 6. С. 3–10.
49. Гришин А. М., Ефимов К. Н., Перминов В. А. Зажигание лесных массивов в результате космических и техногенных катастроф // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 18–30.
50. Гришин А. М., Перминов В. А. Зажигание лесных массивов лучистой энергией в результате ядерных взрывов // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 5.
51. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Исследование закономерностей взаимодействия взрывных волн с растительностью и фронтом лесного пожара // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990. С. 60–68.
52. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Об усилении ударных волн при взаимодействии с фронтом лесного пожара // Докл. АН СССР. 1990. Т. 313, № 1. С. 50–54.
53. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Экспериментальное и теоретическое исследование воздействия взрыва на фронт верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 72–79.

54. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Экспериментальное исследование воздействия взрыва конденсированных ВВ на фронт верхового лесного пожара // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308, № 5. С. 77–78.
55. Гришин А. М., Сеницын С. П. Воздействие фронта лесного пожара на стеклопластик // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 6. С. 35–42.
56. Конев Э. В. Анализ процесса распространения лесных пожаров и палов // Теплофизика лесных пожаров. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984. С. 99–125.
57. Veber R. O. Modeling fire spread through fuel beds // Prog. Energy Combust. Sci. 1990. V. 17. P. 65–82.
58. Зельдович Я. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. М. Барентблат, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.
59. А. с. 1134202 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ ограничения распространения лесных пожаров / А. М. Гришин, В. М. Бабаев, В. Е. Абалтусов, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев, В. В. Плюхин. № 3515538; Заявл. 25.10.82; Оpubл. 10.01.85, Бюл. № 2.
60. А. с. 1405848 СССР, МКИ А 62 С 1/22. Способ локализации и тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, И. П. Байдин, А. С. Чекеренда. № 4171019; Заявл. 19.10.1986; Оpubл. 30.06.88, Бюл. № 24.
61. А. с. 1147413 СССР, МКИ А 62 С 1/00. Способ локализации лесных пожаров / А. М. Гришин, В. М. Бабаев, В. Е. Абалтусов, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев. № 3359093; Заявл. 1.12.81; Оpubл. 30.03.85, Бюл. № 12.
62. А. с. 1644976 А 1 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ тушения лесных пожаров. № 4644603; Заявл. 2.06.88; Оpubл. 30.04.91, Бюл. № 16.
63. А. с. 1556687 А 1 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ локализации лесных пожаров / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, В. И. Зятин, А. Н. Спирин, Р. В. Исаков, Г. С. Лоскутов. № 4358906; Заявл. 5.01.88; Оpubл. 15.04.90, Бюл. № 14.
64. А. с. 1657199 А 1 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ тушения лесных пожаров. № 4661231/31; Заявл. 3.01.89; Оpubл. 23.06.91, Бюл. № 23.
65. А. с. 1400619 А 1 СССР, МКИ А 62 С 1/22. Способ тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, Н. А. Алексеев, Н. А. Андреев. № 4160481/31; Заявл. 8.12.86; Оpubл. 07.06.88, Бюл. № 21.
66. А. с. 1657198 А 1 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Устройство для тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, Н. А. Андреев, П. Н. Прякин. № 4661158; Заявл. 3.01.88; Оpubл. 23.06.91, Бюл. № 23.
67. А. с. 1697855 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ предотвращения перехода низового лесного пожара в верховой / А. М. Гришин, Н. А. Алексеев, А. В. Орлов, Ю. В. Кустов. № 4771930; Заявл. 19.12.89; Оpubл. 15.12.91, Бюл. № 46.
68. А. с. 1644976 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, Н. А. Алексеев, А. Н. Голованов. № 4644603; Заявл. 26.12.88; Оpubл. 30.04.92. Бюл. № 16.
69. А. с. 1657199 А 1 СССР, МКИ А 62 С 3/02. Способ тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, Б. И. Кулаков. № 4661231; Заявл. 3.01.89; Оpubл. 23.06.91, Бюл. № 23.
70. А. с. 1400619 А 1 СССР, МКИ А 62 С 1/22. Способ локализации и тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, В. А. Антонов, Л. Ю. Наймушина, А. Н. Голованов. № 4883879; Заявл. 8.10.90; Оpubл. 23.02.93, Бюл. № 7.
71. Пат. СССР № 1834667 АЗ от 13.10.1992 МКИ А 62 с2/00. Способ тушения лесного пожара / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, В. Ф. Шлепцов. № 4938111. Заявл. 23.05.1991; Оpubл. 15.08.93, Бюл. № 30.

72. Пат. Российской Федерации 1796204 А1 СССР, МКИ А 62 с2/00. Способ локализации и тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, В. А. Антонов, Л. Ю. Наймушина, А. Н. Голованов. № 4883879; Заявл. 8.10.90; Оpubл. 23.02.93, Бюл. № 7.
73. Пат. Российской Федерации 2033826 С1 СССР, МКИ С 62 3/02. Устройство для локализации и тушения лесных пожаров / А. М. Гришин, В. А. Антонов, Л. Ю. Наймушина, А. Н. Голованов. Заявл. 20.17.90; Оpubл. 30.04.95, Бюл. № 12.

Поступила в редакцию 25/III 1996 г.
