

3. Колесников А. К. Тепловой взрыв в слое с границами разной температуры при поперечном движении реагента // *ФГВ*. — 1984. — 20, № 3.
4. Снегирев А. Ю., Талалов В. А. Зажигание конденсированных пористых систем фильтрующимся газом // *Химическая физика процессов горения и взрыва*. Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву. — Черногловка, 1989.
5. Сеплярский Б. С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // *ФГВ*. — 1991. — 27, № 1.

634010, г. Томск,
Государственный университет
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию 23/XII 1992

УДК 536.46

А. М. Гришин, В. А. Перминов

О ЗАЖИГАНИИ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА

На основе законов механики многофазных реагирующих сред строится математическая модель процесса зажигания лесных массивов излучением, выделившимся в результате взрыва тунгусского метеорита. Полог леса моделируется многофазной пористой реагирующей средой. Дан анализ режимов зажигания, которые реализуются на различных расстояниях от центра взрыва. Установлено, что максимальный радиус зоны зажигания в зависимости от запаса и влагосодержания лесных горючих материалов составляет для полога леса 6—9 км, а для напочвенного покрова 12—16 км. Это соответствует энергии взрыва порядка $25 \cdot 10^{16}$ Дж.

30 июня 1908 г. в центральной части Сибири (район Подкаменной Тунгуски) огромное тело (50—70 м в диаметре) пролетело на высоте 5—7 км над поверхностью Земли [1, 2], затормозилось в плотных слоях атмосферы и взорвалось. По оценкам исследователей средняя скорость тела над зоной разрушения равна 1—2 км/с, а его протяженность вдоль траектории — 600 м [1]. Взрыв произошел на высоте 5—7 км [1, 2]. В результате изучения данного явления показано [1—4], что энергия, выделившаяся при взрыве, изменяется в пределах 10^{16} — 10^{17} Дж, радиус светящейся зоны ~ 1,7 км [1].

Исследователи тунгусского взрыва отметили, что после взрыва тела на лесной территории радиусом до 9 км возник пожар, а отдельные ожоги деревьев наблюдались на расстояниях до 17 км от эпицентра взрыва [1, 5].

Представляет интерес моделирование зажигания лесного массива в районе Подкаменной Тунгуски с использованием математической модели лесных пожаров [6]. В данной статье получены радиусы зажигания при фиксированной энергии взрыва, которые сравниваются с известными данными наблюдений [4]. В результате математических экспериментов определена энергия взрыва, которая позволяет получить радиус зоны зажигания ξ_* , наилучшим образом согласующийся с известными данными [1—5]. Определены типичные поля температур, скоростей и концентраций компонентов газовой фазы в различные моменты времени. Установлено, что зажигание носит газозфазный характер.

Физическая и математическая постановка задачи

Из данных исследования тунгусского взрыва [1—5] следует, что по своим характеристикам он напоминает воздушный ядерный взрыв. Тогда его тепловое воздействие на лесные горючие материалы можно моделировать, используя результаты работ [7, 8].

Рассмотрим полог леса, на который падает поток светового излучения. Согласно [5], полог леса можно рассматривать как многофазную реак-

ционноспособную среду, состоящую из сухого органического вещества, воды в жидко-капельном состоянии, конденсированных продуктов пиролиза, золы и газовой фазы. Газовая фаза содержит окислитель, газообразные горючие продукты пиролиза и инертные компоненты.

Для простоты предположим, что горизонтальная составляющая ветра в пологе леса мало влияет на процесс зажигания. Это допущение справедливо, так как лучистый тепловой поток значительно больше конвективного. По этой же причине считаем процесс зажигания квазиодномерным, т. е. предполагаем, что все параметры зависят от времени t и вертикальной координаты z .

Начало декартовой системы координат расположим в нижнем ярусе леса на подстилке. Верхний ярус, представляющий собой совокупность крон деревьев, называют пологом древостоя. Ось z направим вверх по пологу леса.

С учетом сделанных предположений и законов сохранения для многофазной многокомпонентной реагирующей среды математически задача сводится к решению следующих уравнений [6]:

$$\frac{\partial \rho_5}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_5 w) = \dot{m}, \quad (1)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_5 g - \rho_5 S c_d w^2 - \dot{m} w + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{w'^2}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \left(\rho_5 c_{p5} + \sum_{i=1}^4 \rho_i c_{pi} \varphi_i \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_5 c_{p5} w \frac{\partial T}{\partial z} = \\ & = q_5 R_5 + q_3 R_3 - q_2 R_2 + \kappa (c U_R - 4 \sigma T^4) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{c_{p5} w' T'}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + w \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} \right) = R_{5\alpha} - \dot{m} c_\alpha + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{w' c_\alpha'}), \quad \alpha = 1, 2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} \right) - \kappa (c U_R - 4 \sigma T^4) = 0, \quad (5)$$

$$p_n = \rho_5 R T \sum_{\alpha=1}^3 c_\alpha / M_\alpha, \quad \sum_{\alpha=1}^3 c_\alpha = 1, \quad \dot{m} = (1 - \alpha_C) R_1 + R_2 + \frac{M_C}{M_1} R_3, \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= -R_1, & \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} &= -R_2, \\ \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} &= \alpha_C R_1 - \frac{M_C}{M_1} R_3, & \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp(-E_1/RT), & R_2 &= k_2 \rho_2 \varphi_2 T^{-\frac{1}{2}} \exp(-E_2/RT), \\ R_3 &= k_3 \rho_3 \varphi_3 S_{oc1} \exp(-E_3/RT), \\ R_5 &= M_2 k_5 \left(\frac{c_1 M}{M_1} \right)^{0,25} \left(\frac{c_2 M}{M_2} \right) T^{-2,25} \exp(-E_5/RT), \\ R_{51} &= -R_3 - \frac{M_1}{2M_2} R_5, & R_{52} &= \nu (1 - \alpha_C) R_1 - R_5. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Уравнения (2) — (4) содержат неизвестные члены, связанные с турбулентной диффузией массы, количества движения и энергии и нуждаются в замыкании. Запишем их через градиенты среднего течения используя приближение Буссинеска:

$$\begin{aligned} -\rho_5 \overline{w'^2} &= \mu_t \frac{\partial w}{\partial z}, & -\rho_5 \overline{w' c_\alpha'} &= \rho_5 D_t \frac{\partial c_\alpha}{\partial z}, \\ -\rho_5 \overline{c_{p5} w' T'} &= \lambda_t \frac{\partial T}{\partial z}, \end{aligned} \quad (9)$$

где μ_t , D_t , λ_t — коэффициенты турбулентной вязкости, диффузии и теплоемкости. Предположим для простоты анализа, что $\rho_5 D_t = \mu_t$, $\lambda_t = \mu_t c_{p5}$, а μ_t считаем постоянным.

Систему (1) — (7) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$\begin{aligned}
 t = 0: \quad w &= 0, \quad T = T_n, \quad c_\alpha = c_{\alpha n}, \quad \varphi_i = \varphi_{in}, \\
 z = z_0: \quad \rho_5 w &= -z_0 \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_5 \varphi_5) + \dot{m} \right], \\
 -\rho_5 \overline{w' T'} &= z_0 \left[\sum_{i=1}^5 \rho_i \varphi_i c_{pi} \frac{\partial T}{\partial t} - q_3 R_3 + q_2 R_2 - q_5 R_5 - \kappa (c U_R - 4 \sigma T^4) \right], \\
 U_R &= 4 \sigma T^4 / c, \quad -\rho_5 \overline{w' c'_\alpha} = z_0 \left(\rho_5 \varphi_5 \frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + c_\alpha \dot{m} - R_{5\alpha} \right), \\
 z = h: \quad \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \quad \lambda_r \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha (T - T_n), \quad \rho_5 D_i \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} = \\
 &= \frac{\alpha}{c_{p5}} (c_\alpha - c_{\alpha n}), \quad \frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 2 q_R(t).
 \end{aligned} \quad (10)$$

Лучистый тепловой поток от светящейся области $q_R(t)$ определялся, исходя из данных, приведенных в [7, 8].

Здесь и выше R_1 — R_3 , R_5 — массовые скорости реакции пиролиза сухих лесных горючих материалов (ЛГМ), испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза; c_{pi} , ρ_i , φ_i — удельные теплоемкости, истинные плотности и объемные доли i -й фазы многофазной реагирующей среды: ($i = 1$ — сухое органическое вещество, 2 — вода в жидкокапельном состоянии, 3 — конденсированные продукты пиролиза, 4 — минеральная часть, 5 — газовая фаза); w — проекция скорости на ось z ; T — температура; c_α — массовые концентрации компонентов газовой фазы ($\alpha = 1$ — кислород, 2 — летучие горючие продукты пиролиза, 3 — инертные компоненты воздуха); p_n — давление гидростатическое; U_R — плотность энергии излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; κ — коэффициент ослабления излучения; ϵ — степень черноты растительного покрова; $R_{5\alpha}$ — массовые скорости образования α -компонентов газовой фазы; q_i , E_i , k_i — тепловые эффекты, энергии активации и предэкспоненты реакции пиролиза, испарения, горения кокса и окисления летучих продуктов пиролиза; α_c , v — коксовое число ЛГМ и массовая доля горючих газов в общей массе летучих продуктов пиролиза; h — высота полога леса; $\dot{m}$ — массовая скорость образования газовой фазы; S_σ — удельная поверхность элемента ЛГМ; M_α , M_c , M — молекулярные массы индивидуальных компонентов газовой фазы, углерода и воздушной смеси; S — удельная поверхность фитомассы полога леса; c_d — эмпирический коэффициент сопротивления полога леса; g — ускорение свободного падения; c — скорость света; α — коэффициент теплообмена, а индекс n относится к начальным и невозмущенным значениям функций.

Результирующий монохроматический полусферический лучистый поток в полог леса в верхней полусфере равен [9]

$$H_{v3}^- = -\pi B_v \epsilon_v - r_v H_{vп}^- + H_{vп}^-, \quad (12)$$

где $H_{vп}^-$ — лучистый поток, падающий на поверхность полога леса; r_v — коэффициент отражения; B_v — функция Планка. Тогда для диффузионно отражающей поверхности, интегрируя по всему спектру, получим

$$H_3^- = (1 - r) H_{п}^- - \sigma \epsilon T^4. \quad (13)$$

На основе метода моментов (в первом приближении) [10] полусферический лучистый поток для нижней полусферы запишется в одномерном случае в виде

$$H_3^- = \frac{c U_R}{4} + \frac{c}{6\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z}. \quad (14)$$

Объединяя (13) и (14), получим

$$\frac{c U_R}{2} + \frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} = 2 (1 - r) H_{п}^- - 2 \sigma \epsilon T^4. \quad (15)$$

Обозначим $H_n^- = q_{Rn}(t)$, тогда

$$\frac{c}{3\kappa} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 2(1-r) q_{Rn}(t) - 2\sigma\epsilon T^4, \quad (16)$$

где $q_{Rn}(t)$ определяется, согласно [7, 8], по формуле

$$q_{Rn}(t) = \frac{P_{\max} t_R \sin \varphi}{4\pi D^2} \begin{cases} t/t_{\max}, & t \leq t_{\max}, \\ \exp[-k(t/t_{\max} - 1)], & t > t_{\max}; \end{cases} \quad (17)$$

$t_{\max}$ — время максимума тепловыделения от источника излучения, с; D — расстояние от центра излучения до полога леса, м; $P_{\max}$ — максимальная величина светового импульса в момент времени $t_{\max}$, Дж/с; t_R — коэффициент пропускания атмосферы; φ — угол между направлением излучения от точечного источника; k — аппроксимационный коэффициент; величины $t_{\max}$, $P_{\max}$ — функции энергии взрыва (приведены в [7]). Плотность падающего лучистого теплового потока $q_{Rn} \gg q_{R0}$, где $q_{R0} = \epsilon\sigma T^4$. Считая $r = 0$, вместо (16) можно использовать выражение (11).

Термодинамические, теплофизические и структурные характеристики соответствуют ЛГМ полога леса и выбирались из [6]: $E_1/R = 9400$ К, $k_1 = 3,36 \cdot 10^4$ л/с, $q_1 = 0$, $E_2/R = 6000$ К, $q_2 = 3 \cdot 10^6$ Дж/кг, $k_2 = 6 \cdot 10^5$ л/с, $E_3/R = 10^4$ К, $k_3 = 10^3$ л/с, $q_3 = 1,2 \cdot 10^7$ Дж/кг, $E_5/R = 11\,500$ К, $k_5 = 3 \cdot 10^{13}$, $q_5 = 10^7$ Дж/кг, $c_{p1} - c_{p5} = 2000, 4180, 900, 10^3$ и 10^3 Дж/(кг·К) соответственно, $S_a = 10^3$ л/м, $S_{cd} = 0,01$, $h = 10$ м, $\alpha_c = 0,06$, $\rho_4\varphi_4 = 0,08$, $\rho_1 = 500$, $\rho_2 = 10^3$, $\rho_3 = 200$, $\rho_{5H} = 1,16$ кг/м³, $\rho_H = 10^5$ Н/м², $\mu_r = 1$ кг/(м·с), $T_H = 300$ К, $c_{1H} = 0,23$, $c_{2H} = 0$, $\varphi_{3H} = 0$, $\kappa = 0,375$ л/м. Начальные значения φ_1 и φ_2 рассчитывались по формулам

$$\varphi_{1H} = \frac{(1 - v_0) \rho_0}{\rho_1}, \quad \varphi_{2H} = \frac{\rho_0 w_0}{\rho_2}, \quad (18)$$

где w_0 — влагосодержание ЛГМ; ρ_0 , v_0 — запас и зольность ЛГМ. При проведении расчетов принято $w_0 = 0,666$, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³, $v_0 = 0,04$.

Методика решения задачи

Для численного интегрирования системы уравнений (1)–(7) с начальными и граничными условиями (10) использовалась разностная схема, полученная на основе итерационно-интерполяционного метода [11]. Используемая схема имеет второй порядок аппроксимации по пространственной переменной и первый по времени. Нелинейные источниковые члены, описывающие физико-химические превращения, линеаризовались по методу Ньютона в окрестности предыдущей итерации.

Последовательность решения задачи была следующей. При заданном приближении температуры вначале решались уравнения химической кинетики (7), полученные значения использовались для решения уравнения диффузии (4). Новые значения концентраций c_a использовались для нахождения T , после чего осуществлялся переход на новую итерацию.

Устойчивость и точность полученных решений проверялась путем уменьшения шагов по времени и пространству. В расчетах использовался алгоритм автоматического выбора шага по времени и неравномерная сетка по пространству.

Численные результаты и их анализ

Перед началом серийных расчетов проведена проверка работы граничных условий (10) на верхней границе полога леса при различных значениях α . При увеличении α от 0 до 10^4 радиус зажигания уменьшился на 10 %, а время зажигания увеличилось на 5 %. Это говорит о слабом влиянии α на процесс зажигания. Поэтому все остальные расчеты проводились при $\alpha = 0$.

В силу того, что леса неравномерно покрывают земную поверхность, представляет интерес рассмотреть два предельных случая их зажигания:

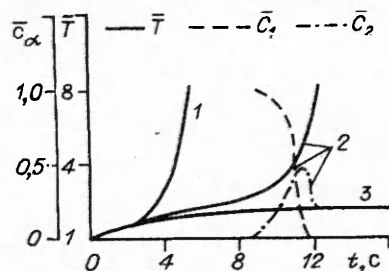


Рис. 1. Изменение температуры, массовых концентраций кислорода и горючего газа на верхней границе полога леса; $\bar{T} = T/T_n$, $\bar{c}_1 = c_1/c_n$, $\bar{c}_2 = c_2/c_n$, $W = 25 \cdot 10^6$ т.

Расстояние от эпицентра взрыва ξ_0 , м: 1 — 0, 2 — $6 \cdot 10^3$, 3 — 10^4 .

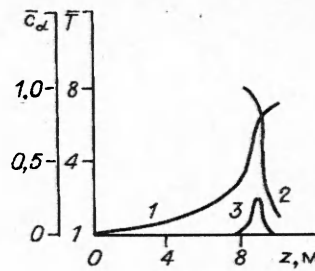


Рис. 2. Распределения T (1), $\bar{c}_1$ (2) и $\bar{c}_2$ (3) в пологе леса в момент зажигания.

- 1) световое излучение взаимодействует с кроной деревьев и затем в ослабленном виде достигает подстилающей поверхности;
- 2) световое излучение воздействует на незатененную кронами деревьев подстилающую поверхность.

В процессе численного решения задачи (1) — (10) для указанных выше случаев получены поля температур, объемных долей фаз и массовые концентрации компонентов в различные моменты времени. Приведенные на рис. 1 и 2 результаты дают следующую картину зажигания. Первоначально под действием светового излучения происходит разогрев ЛГМ с дальнейшим испарением влаги и разложением на кокс и летучие продукты пиролиза. Анализ кривых (см. рис. 1) позволяет утверждать, что имеют место два режима зажигания: нормальный и вырожденный [12]. Вырожденный режим реализуется вблизи эпицентра взрыва и характеризуется повышенным значением температуры (см. рис. 1, 1), значительным выгоранием газообразных и конденсированных продуктов пиролиза и расхода. По существу, в этой ситуации происходит вынужденное сжигание ЛГМ под действием мощного лучистого теплового потока. Температура в данном случае может быть выше адиабатической температуры горения. При некотором удалении от эпицентра взрыва (см. рис. 1, 2) реализуется так называемый нормальный режим зажигания [12], который характеризуется относительно малым выгоранием продуктов пиролиза. В качестве критерия зажигания в этом случае используется условие

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right|_{z=h, t=t_*} = 0, \quad (19)$$

где t_* — время зажигания. Величина t_* определялась с помощью условия (19) только для нормального режима зажигания. При дальнейшем удалении от эпицентра взрыва полог леса не воспламеняется (см. рис. 1, 3).

Ранее отмечалось, что первоначально зажигание происходит на верхней границе полога леса. Здесь реализуется максимальное значение температуры, а массовая концентрация кислорода минимальна, так как расходуется на окисление продуктов пиролиза. Максимум летучих продуктов пиролиза за счет выгорания в процессе зажигания сдвигается внутрь полога (см. рис. 2).

В силу неоднородности распределения ЛГМ в пологе древостоя и их влагосодержания для различных типов лесов представляет интерес изучение влияния этих характеристик на размер зоны воспламенения от светового излучения. Энергия взрыва в данных расчетах составляла $2,5 \cdot 10^7$ т ($\approx 10^{17}$ Дж). Оказалось, что с увеличением влагосодержания от 0,1 до 0,66 размер зоны зажигания уменьшается от 7 до 6,5 км, так как на испарение влаги затрачивается дополнительное количество энергии. С увеличением запаса ЛГМ от 0,2 до 0,5 кг/м³ возрастает эффективная теплоемкость всего слоя ЛГМ и, следовательно, для зажигания необходим более мощный световой импульс. Размер зоны зажигания в этом случае уменьшается от 6,5 до 6 км.

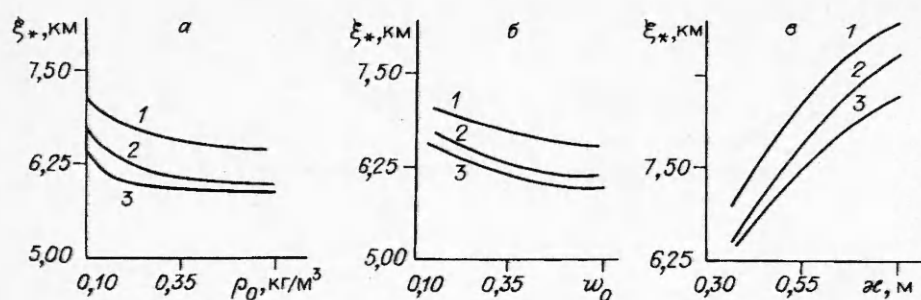


Рис. 3. Зависимость радиуса зажигания от параметров ρ_0 (а), w_0 (б) и κ (в) при $W = 3 \cdot 10^7$ (1), $2,5 \cdot 10^7$ (2) и $2 \cdot 10^7$ т (3).

Однородность распределения фитомассы в пологе леса также влияет на величину ξ_* . Так, при наиболее однородном распределении ЛГМ в пологе, когда коэффициент ослабления $\kappa = 0,375$ 1/м, лучистый тепловой поток относительно равномерно прогревает полог леса и радиус зоны зажигания $\xi_* = 6,5$ км. С ростом κ до 0,8 1/м, что обеспечивается уменьшением просветности полога леса, ξ_* увеличивается до 9 км, так как почти вся энергия задерживается на верхней границе полога леса. В результате этого там быстрее происходит зажигание.

В связи с тем, что отсутствуют данные по распределению в пологе леса ЛГМ и его влагосодержанию, представляет интерес определение радиуса зажигания при различных энергиях взрыва. Такие результаты представлены на рис. 3. Из графиков следует, что с увеличением ρ_0 и w_0 радиус зажигания уменьшается, а κ увеличивается. Для w_0 , ρ_0 и κ взяты характерные изменения в пологе леса. Основываясь на данных, приведенных в [1—5] по размерам зоны зажигания, можно предположить, что энергия взрыва составляла $\sim 2,5 \cdot 10^7$ т ($\approx 10^{17}$ Дж).

Изучение процесса зажигания ЛГМ на подстилающей поверхности световым излучением (второй случай) показало, что картина данного процесса практически аналогична случаю зажигания полога леса. Поэтому представляет интерес рассмотреть только влияние параметров, описывающих характеристики подстилающей поверхности, на размеры зоны зажигания. Так, с увеличением ρ_0 от 15 до 35 кг/м³ и w_0 от 0,4 до 0,9 величины ξ_* соответственно уменьшаются для первого случая от 16 до 12 км, а для второго — от 16,5 до 13 км. Во всех случаях считалось, что $\kappa = 25$ 1/м, а $W = 25 \cdot 10^6$ т.

Следует отметить, что в отличие от моделирования действия ядерного взрыва [7], где доля излучения составляет 30 %, в данных расчетах на долю светового излучения, в соответствии с [13], приходится 10 % энергии взрыва. Поскольку расчетные значения ξ_* близки к наблюдаемым в действительности [1—5], можно считать, что взрыв тунгусского метеорита имеет неядерную природу.

Выводы

1. Существуют два режима газофазного зажигания при взрыве тунгусского метеорита: вырожденный (высокотемпературный) режим зажигания ЛГМ в эпицентре взрыва и нормальный (низкотемпературный), обусловленный окислением газообразных продуктов пиролиза ЛГМ при температурах, меньших температуры горения.

2. Существуют два нормальных режима зажигания ЛГМ: кроновый, когда воспламеняются кроны деревьев, и подстилочный, который реализуется на подстилающей поверхности, незатененной кронами деревьев. Возникшие при зажигании напочвенного покрова низовые пожары могут инициировать верховые пожары.

3. При энерговыделении $\sim 2,5 \cdot 10^{17}$ Дж, соответствующем взрыву тунгусского метеорита, напочвенный покров воспламеняется на расстояниях 12—16 км в зависимости от прочих условий, а кроны деревьев — в радиусе 6—9 км от эпицентра, что согласуется с известными данными [1—5].

4. С ростом влагосодержания ЛГМ радиус зажигания уменьшается, а с ростом эффективного коэффициента ослабления излучения увеличивается вследствие роста тепловыделения на верхней границе полога леса.

5. Поскольку согласование данных наблюдений с расчетными получено для неядерной модели взрыва (доля излучения составила в соответствии с [13] 10 % от энергии взрыва), то можно говорить о неядерной природе взрыва тунгусского метеорита. Для уточнения модели взрыва необходимы дополнительные комплексные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зенкин Г. М., Ильин А. Г. О лучевом ожоге деревьев в районе взрыва Тунгусского метеорита // Метеоритика. — 1964. — Вып. 24. — С. 129—134.
2. Золотов А. В. Оценка параметров Тунгусского явления 1908 г.: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Ленинград, 1969. — 24 с.
3. Курбатский Н. П. О возникновении лесного пожара в районе падения Тунгусского метеорита // Вопросы метеоритики. — 1976. — С. 53—57.
4. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. // Астрономический вестник. — 1991. — 25, 3. — С. 327—343.
5. Фаст В. Г. // Современное состояние проблемы Тунгусского метеорита. — Томск: Изд-во ТГУ, 1971. — С. 41—42.
6. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. — Томск: Изд-во ТГУ, 1981. — 277 с.
7. Действие ядерного оружия/Под ред. Дмитриева П. С. — М.: Воениздат, 1965. — 679 с.
8. Гостинцев Ю. И., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Начальная стадия развития большого пожара, инициированного излучением // Химическая физика процесса горения и взрыва. — Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1989. — С. 101—104.
9. Описик М. Н. Сложный теплообмен. — М.: Мир, 1976. — 616 с.
10. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985. — 304 с.
11. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. — Томск: Изд-во ТГУ, 1981. — 160 с.
12. Алексеев Б. В., Гришин А. М. Физическая газодинамика реагирующих сред. — М.: Высш. шк., 1985. — 461 с.
13. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Путятин В. В. и др. Об эффекте излучения в неоднородной атмосфере при Тунгусском падении // Динамика излучающего газа. — М.: Изд-во МГУ. — С. 115—123.

634010, г. Томск,
Государственный университет
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию 5/V 1992

УДК 614.841.12

С. Г. Цариченко, Ю. Н. Шебеко, А. В. Трунев,
А. А. Зайцев, А. Ю. Каплин

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ В ТРУБЕ

Проведены экспериментальные и теоретические исследования распространения водородовоздушного пламени в замкнутой трубе диаметром 76 и высотой 2500 мм при наличии и отсутствии на стенках движущейся водяной пленки. Найдено, что в гладкой трубе максимальное значение фактора турбулизации находится в диапазоне 10—30 для смесей с объемной концентрацией водорода от 15 до 30 %. Наличие на стенках трубы движущейся водяной пленки приводит к интенсификации процесса горения, что выражается в существенном увеличении скорости нарастания давления взрыва. Однако при этом максимальное давление взрыва для оклостехиометрических смесей возрастает, а для более бедных составов падает. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

В технологических процессах различных отраслей промышленности широко распространена транспортировка газопаровоздушных смесей (в том числе и взрывоопасных) в трубах различного диаметра d и длины l . Для обеспечения взрывобезопасности представляет интерес исследование режимов распространения пламени в газовоздушных смесях с возникающим при

© С. Г. Цариченко, Ю. Н. Шебеко, А. В. Трунев, А. А. Зайцев, А. Ю. Каплин, 1993.