

3. Цвиккер У. Титан и его сплавы.— М.: Металлургия, 1979.  
 4. Войтович Р. Ф., Головки Э. И. Высокотемпературное окисление титана и его сплавов.— Киев: Наук. думка, 1984.

г. Жуковский

Поступила в редакцию 28/VI 1989,  
 после доработки — 23/I 1990

УДК 614.841.332

А. М. Рыжов

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЖАРОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ С УЧЕТОМ ГОРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Плоское и осесимметричное движение вязкого, сжимаемого и теплопроводного газа при пожарах в помещениях моделируется полной системой уравнений Навье — Стокса с эффективными коэффициентами турбулентного переноса. Для учета процессов горения эта система дополнена четырьмя уравнениями переноса субстанции, записана и численно реализована на ЭВМ для случаев, когда подача паров горючих веществ в зону горения происходит в объемах, расположенных вблизи поверхностей этих веществ. Математическая модель апробирована по результатам опубликованных экспериментальных пожаров.

В работах [1—3] очаги пожара моделировались объемным источником тепла, что значительно упрощало задачу математического моделирования начальной стадии пожаров в помещениях. Распространение очагов, движение газов через проемы, выгорание горючих веществ и материалов делают невозможным априорное задание геометрии объемных зон и скоростей тепло- и массовыделения. В существующих моделях пожаров с учетом процессов горения возникает ряд проблем, например, при задании эффективных констант скоростей химических реакций [4, 5], учете коэффициента избытка кислорода в зонах горения [6, 7] и реализации нестационарных граничных условий на поверхности горючих веществ [8].

В настоящей работе горение рассматривалось как одноступенчатая необратимая брутто-реакция между топливом и окислителем.

$$c_r + s c_{ок} \rightarrow (1 + s) c_{пр},$$

где  $s$  — стехиометрический коэффициент;  $c_r$ ,  $c_{ок}$ ,  $c_{пр}$  — массовые концентрации паров топлива, кислорода и продуктов реакции.

Предполагалось, что массовая скорость реакции горения  $\bar{R}_r$  определяется процессами диффузии паров горючего и кислорода, зависит от их осредненных концентраций  $c_r$  и  $c_{ок}$ , а также от энергии диссипации вихрей  $\epsilon$  и кинетической энергии турбулентности  $k$  и выражена, в отличие от модели пожара работы [8], в виде [9]

$$\bar{R}_r = -A \rho \epsilon k^{-1} \min(c_r, c_{ок} \cdot s^{-1}). \quad (1)$$

Используя соотношения Колмогорова — Прандтля для турбулентной вязкости  $\tilde{\mu}_t = c_D \tilde{\rho} k^{1/2} \tilde{l}$  и масштаба турбулентности  $\tilde{l} = k^{3/2} \epsilon^{-1}$ , (1) можно представить так:

$$\bar{R}_r = -A c_D^{-1} \tilde{\mu}_t \tilde{l}^{-2} \min(c_r, c_{ок} s^{-1}), \quad (2)$$

где постоянные  $c_D = 0,09$ ,  $A = 4$  [7].

Нестационарное двумерное турбулентное движение вязкого сжимаемого и теплопроводного газа от источника пожара с учетом процесса горения описывалось безразмерной системой уравнений сохранения массы  $\rho$  и количества движения  $\rho u$ ,  $\rho v$  по двум направлениям  $x$ ,  $y$ , сохранения массовой концентрации паров топлива  $c_r$ , уравнением для функции смешения паров топлива и кислорода  $f = (c_{ок} s^{-1} - c_r) / (c_{ок} s^{-1})$ , пол-

Параметры и коэффициенты основной системы в уравнении (3) для переменной  $\Phi_i$

$i$	$\Phi_i$	$\Gamma_\Phi$	$S_\Phi$
1	1	0	$S_1 = \frac{\tilde{m}_v \cdot h_1}{\rho_1 u_1}$ — в зоне, $S_1 = 0$ — вне зоны
2	$u$	$\mu_{эф}$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re_1} \left[ \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left( x^n \mu_{эф} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{эф} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - 2n \frac{\mu_{эф}}{x^{2n}} u \right]$
3	$v$	$\mu_{эф}$	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re_1} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_{эф} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{эф} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] - (\rho - \rho_E) \frac{gh_1}{u_1^2}$
4	$c_\Gamma$	$\frac{\mu_{эф}}{Sc_{эф}}$	$S_\Gamma = m_v + \frac{1}{Re_1} R_\Gamma$ , $m_v = \begin{cases} \frac{\tilde{m}_v \cdot h_1}{\rho_1 u_1} & \text{— в зоне} \\ 0 & \text{— вне зоны} \end{cases}$
5	$f$	$\frac{\mu_{эф}}{Sc_{эф}}$	$S_f = -m_v \frac{s}{c_{ок,1}}$
6	$h_{см}$	$\frac{\mu_{эф}}{Pr_{эф}}$	$S_h = m_v \frac{L_\Gamma}{c_{p,b} \tilde{T}_1}$
7	$z$	$\frac{\mu_{эф}}{Sc_{эф}}$	$S_z = 0$

ностью консервативным уравнением для функции смешения кислорода и продуктов горения  $z = [c_{ок}s^{-1} + c_{пр}(1+s)^{-1}]/(c_{ок,1}s^{-1})$ ; уравнением сохранения для полной энтальпии смеси

$$h_{см} = c_{p,см}T + c_{ок}s^{-1}Q_\Gamma(1 - \chi_R)(c_{p,b}T_1)^{-1}.$$

Эта система записана в следующей обобщенной консервативной форме (для декартовых и цилиндрических координат):

$$\frac{\partial(\rho\Phi_i)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial(x^n \rho u \Phi_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \Phi_i)}{\partial y} = \frac{1}{Re_1} \left[ \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\Phi x^n \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi_i}{\partial y} \right) \right] + S_\Phi, \quad (3)$$

где  $\Phi_i$  — одна из переменных;  $S_\Phi$ ,  $\Gamma_\Phi$  — источниковые члены и коэффициенты, значения которых указаны в таблице.

При выводе данной системы уравнений предполагалось, что подогретые пары горючих веществ (топлива) подаются в зону горения в объеме, расположенные вблизи их поверхностей с объемной скоростью массовыделения  $\tilde{m}_v$ . Плотность определялась из выражения для состояния идеального газа

$$\rho = [p + p_E (\rho_1 u_1^2)^{-1}] T^{-1} M_{см} M^2. \quad (4)$$

Система замыкалась на основе алгебраической модели турбулентности, обобщающей гипотезу Прандтля на двумерный случай:

$$\mu_t = \rho \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{u}{x} \right)^2 n \right]^{1/2} l^2 (2 + Ri Pr_t^{-1})^{-1} Re_1. \quad (5)$$

Соотношение (5) и выражение для длины пути перемешивания  $l$  представлены в [1] для плоского случая ( $n = 0$ ).

В системе (3)–(5) и таблице обезразмеривание скорости, длины, температуры, теплоемкости, плотности и вязкости проводилось по значениям  $u_1$ ,  $h_1$ ,  $\tilde{T}_1$ ,  $c_{p,b}$ ,  $\rho_1$ ,  $\mu_1$ . Безразмерное давление вводилось следующим образом:  $P = (p - p_E)/(\rho_1 u_1^2)$ , где равновесное давление и плотность связаны соотношением гидростатического равновесия

$$p_E/p_1 = \rho_E/\rho_1 = \exp(-gh_1 y/\tilde{R}\tilde{T}_1).$$

Эффективная кинематическая вязкость определена равенством  $\mu_{эф} = \mu + \mu_r$ , безразмерные комплексы

$$Re_1 = u_1 h_1 \rho_1 / \mu_1, \quad Pr_{эф} = c_{p,b} \tilde{\mu}_{эф} / \lambda_{эф}, \quad Sc_{эф} = \tilde{\mu}_{эф} / \tilde{\rho} \tilde{D}_{эф},$$

$$Ri = - \frac{g h_1}{u_1^2} \frac{\partial \rho}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{1}{\rho}, \quad M^2 = \frac{u_1^2}{\tilde{R} \tilde{T}_1}.$$

В расчетах принималось  $Re_1 = 1$  ( $\tilde{\mu}_1 = \rho_1 u_1 h_1$ ),  $Pr_{эф} = Sc_{эф} = 1$ ,  $u_1 = \sqrt{g h_1}$ ,  $Pr = Sc = 1$  ( $h_1$  — высота помещений,  $\tilde{R}$  — газовая постоянная). Безразмерная теплоемкость  $c_{p,см}$  и молекулярная масса  $M_{см}$  смеси газов вычислялись по формулам

$$c_{p,см} = \left( \sum_{i=1}^N c_{p,i} c_i \right) c_{p,b}^{-1}, \quad M_{см}^{-1} = M_b \left( \sum_{i=1}^N c_i M_i^{-1} \right),$$

где  $N$  — общее количество компонентов в смеси;  $c_{p,i}$ ,  $M_i$  — теплоемкость и молекулярная масса  $i$ -го компонента.

Теплоемкости компонентов определялись линейной зависимостью  $c_{p,i} = a_i + b_i T \cdot 10^{-3}$ , коэффициенты которой  $a_i$ ,  $b_i$  для кислорода, продуктов горения и азота представлены в [9]. Для теплоемкости паров этанола эта зависимость получена аппроксимацией табличных данных [10], при этом  $a_r = 1,124$ ,  $b_r = 0,795$ .

Задача решалась в расчетных областях — половине центральных вертикальных сечений помещений с расположенными в их центре источниками пожаров. Предполагалось, что в начальный момент объем помещения и прилегающая к нему внешняя область заполнены неподвижной смесью кислорода и азота с  $T_1$ ,  $c_{ок,1}$ ,  $c_{N,1}$  ( $c_{ок} + c_{N,1} = 1$ ). Таким образом, имеем

$$\tau = 0: u = v = 0, \quad P = 0, \quad h_{см} = h_{см,1}, \quad c_r = 0, \quad f = 1, \quad z = 1.$$

На оси областей решения задачи ( $x = 0$ ) использованы условия симметрии течения  $u = 0$ ,  $\partial \Phi_i / \partial x = 0$ , на твердых границах  $u = v = 0$ , для остальных переменных  $\partial \Phi_i / \partial n = 0$ . При задании граничных условий 1-го рода по температуре на ограждающих поверхностях, потолке помещений, поверхности пола, в областях очагов пожаров или при учете их прогрева энтальпии вычислялись с учетом температуры и концентрации компонентов на этих поверхностях.

Для открытых помещений на выходе газа из расчетной области, прилегающей к проему, для всех переменных принималось условие  $\partial \Phi_i / \partial n = 0$ , а на входе в расчетную область задавались условия

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial n} = 0, \quad P = 0, \quad h_{см} = h_{см,1}, \\ c_r = 0, \quad f = 1, \quad z = 1.$$

Для аппроксимации определяющих уравнений (3) в переменных  $u - v - p$  применены двухслойные по времени полуявные схемы поординатного расщепления на прямоугольных сетках с использованием метода контрольных объемов [11]. При расчете поправок давления из уравнения неразрывности использовалась итерационная процедура «Simple» Патанкара и Сполдинга [12]; в герметичных помещениях проводилась также коррекция глобального давления аналогично [13].

Точность расчетов контролировалась условием локального и интегрального выполнения уравнения сохранения массы в объемах. Алгоритм решения аналогичных задач без учета горения описан в [3]. Основные этапы вычислительного алгоритма с учетом процесса горения и переменных физических свойств среды состояли в следующем:

а) определяются вязкость, числа Ричардсона и масштаб турбулентности;

б) вычисляются источниковые члены и решаются уравнения диффузии паров топлива, сохранения функций смешения паров топлива и кис-

лорода, сохранения функций смещения кислорода и продуктов горения;  
в) рассчитываются концентрации кислорода, продуктов горения (и их составных частей; в приведенных ниже примерах — паров воды, углекислого газа) и азота;

г) находятся теплоемкости компонентов и всей смеси и молекулярная масса смеси;

д) решается уравнение сохранения энтальпии и определяются температура и плотность в каждой точке пространства расчетных областей;

е) решаются уравнения сохранения количества движения для определения горизонтальной ( $u$ ) и вертикальной ( $v$ ) составляющих скоростей;

ж) решалось уравнение неразрывности, преобразованное для поправок давления. С помощью последних находились поправки скоростей и осуществлялась их коррекция согласно процедуре [12];

з) в случае невыполнения уравнения неразрывности до заданной степени точности ( $\epsilon_n = 0,05$ ) процедура предиктор — корректор вычисления скорости и давления (пункты е — ж) повторялась, но не более заданного числа раз ( $N_k \leq 10$ ). Если точность выполнения уравнения неразрывности не достигается, в итерационную процедуру вычисления скоростей и давления включается решение уравнений сохранения полной энтальпии смеси, вычисление температуры и плотности (пункт д);

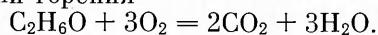
и) осуществляется переход к новому временному шагу.

Все расчеты проводились на равномерных прямоугольных сетках, при этом для открытых помещений вводились дополнительные расчетные области. Рассматривались два варианта. Количество контрольных объемов, покрывающих внутренние области помещений,  $N_1 = 32 \times 20$  и  $N_2 = 26 \times 10$  соответственно. Переменные временные шаги вычислялись из условия Куранта, которое определялось по максимальным скоростям потока в данный момент; 20 временных шагов требовало 3—6 мин процессорного времени ЭВМ ЕС-1055.

Для апробации разработанных моделей использованы экспериментальные пожары в помещениях, горение в которых происходило с избытком кислорода [14] и паров топлива [15]. Размеры помещений  $8 \times 9 \times 4$  м ( $1,3 \times 6,25 \times 2,5$  м), внутренняя расчетная область  $4,8 \times 4$  м ( $6,5 \times 2,5$  м), радиус очага пожара 0,24 м (0,46 м), размеры модельных зон массовыделения, принятых при решении задач,  $0,3 \times 0,2$  м ( $0,5 \times 0,2$  м). В скобках указаны значения для второго варианта. Реализация плоской ( $n=0$ ) и осесимметричной ( $n=1$ ) постановок задач (3) — (5), моделирующих развитие пожаров для условий [14, 15], позволила проанализировать динамику скоростных, температурных и концентрационных полей при пожарах в помещениях и сравнить их с имеющимися экспериментальными данными. Расчетные скорости потери массы с единицы площади горения задавались в виде зависимости

$$m_s(\tau) = \begin{cases} m_m (\tilde{\tau}/\tau_m)^{1/2} & \text{при } \tilde{\tau} \leq \tau_m, \\ m_m & \text{при } \tilde{\tau} > \tau_m, \end{cases}$$

где параметры  $m_m$  и  $\tau_m$  выбирались из условия проведения опытов, при этом  $m_m = 0,020$  кг/(м<sup>2</sup> · с),  $\tau_m = 240$  с по данным [14, 16];  $m_m = 0,048$  кг/(м<sup>2</sup> · с),  $\tau_m = 240$  с по данным [15]. Объемная скорость массовыделения паров горючего в зоне высотой  $h_2$  вычислялась из соотношения  $\tilde{m}_v = m_s/h_2$ . Задавались теплоты испарения и горения этанола  $L_r = 0,88 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $Q_r = 0,277 \cdot 10^8$  Дж/кг [16]. Доля тепла, теряемого в процессе излучения пламен, принималась в зависимости от условий горения:  $\chi_R = 0,2$  для [14] и  $\chi_R = 0,5$  для [15]. Массовые стехиометрические коэффициенты, теплоемкости и молекулярный состав смеси рассчитывались по реакции горения



Рассмотрим результаты расчета экспериментального пожара в закрытом помещении (рис. 1—3). Горение этанола происходило в противне,

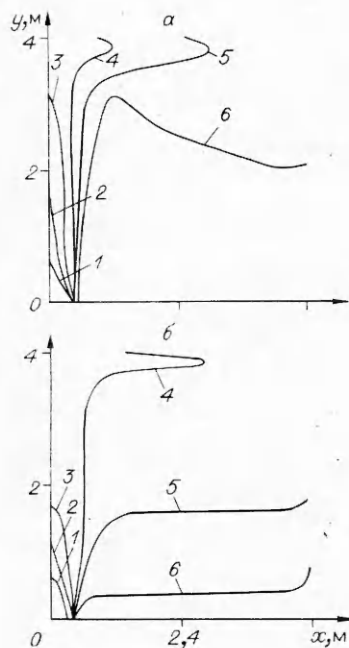


Рис. 1. Расчетные поля температур при горении этанола ( $x_2 = 0,3$  м).

$a - T, K: 1 - 645, 2 - 480, 3 - 397, 4 - 337, 5 - 323, 6 - 315; b - T, K: 1 - 721, 2 - 570, 3 - 470, 4 - 345, 5 - 332, 6 - 319.$

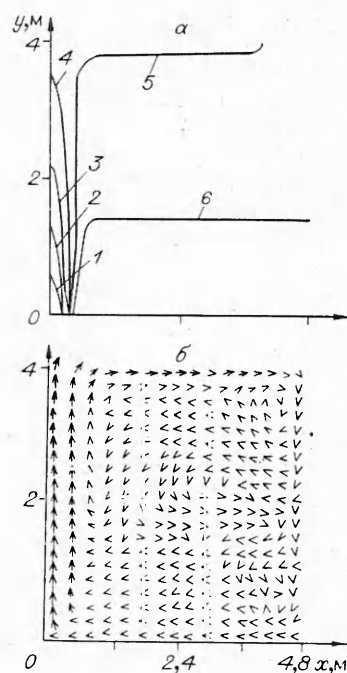


Рис. 2. Расчетные поля концентраций продуктов горения (а) и скоростей (б) при горении этанола ( $x_2 = 0,3$  м).

$a - c: 1 - 0,0482, 2 - 0,0255, 3 - 0,0185, 4 - 0,0127, 5 - 0,0057, 6 - 0,0028; b - u_{max} = 1,41$  м/с,  $v_{max} = 3,14$  м/с.

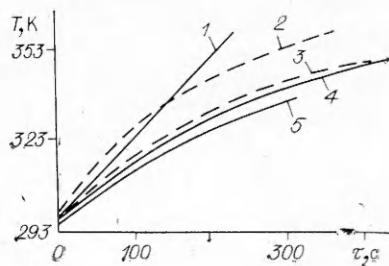
установленном на полу в центре помещения (в условиях избытка кислорода). Расчеты проводились в полубласти с вертикальным сечением  $4,8 \times 4$  м для трех типов граничных условий по температуре на потолке помещения  $T = 294$  К,  $\partial T / \partial n = 0$  с учетом прогрева железобетонного перекрытия. В последнем случае решалось уравнение теплопроводности при граничных условиях 4-го рода на внутренней и 3-го рода на внешней поверхностях потолка. Одномерное уравнение решалось по явной схеме для каждого  $j$ -го слоя внутренней расчетной сетки.

На рис. 1, а представлены поля температур в момент  $\tilde{\tau} = 180$  с. К этому времени температура в контрольной точке ( $\tilde{x} = 3,0$  м,  $\tilde{y} = 3,9$  м) припотолочной зоны не превосходит температуру обнаружения пожара  $T = 333$  К (линия 5). Опускание прогретого слоя приводит при  $\tilde{\tau} = 360$  с (см. рис. 1, б) к повышению температуры в зоне эвакуации (на высоте 1,5 м от уровня пола) до предельно допустимого для человека значения  $\tilde{T} = 333$  К (линия 5, рис. 1, б). Занижение температур в зоне горения объясняется, с одной стороны, несколько большим размером радиуса зоны теоретического массовыделения ( $x_2 = 0,3$  м), чем в эксперименте ( $x_2 = 0,24$  м), хотя суммарная масса паров горючего, выделяющаяся в единицу времени со всей поверхности жидкости, в расчете и эксперименте одинакова. С другой стороны, причиной этого является достаточно крупная сетка, которая в данном случае не фиксирует максимальные температуры. Следует отметить, что значительное понижение температуры в зонах пламен при горении углеводородных топлив в аналогичных рассматриваемых условиях (с большим избытком кислорода,  $\alpha > 4$ ) указано также в работе [17].

На рис. 2 приведены поля концентраций продуктов горения и скоростей в момент  $\tilde{\tau} = 180$  с. К этому времени продукты горения, хотя и в незначительном количестве (менее 0,3 % от общей массы смеси),

Рис. 3. Зависимость температуры от времени в контрольной точке ( $x = 3$  м,  $\bar{y} = 3,9$  м) помещения (сечение  $4 \times 4,8$  м) при горении этанола ( $x_2 = 0,3$  м).

1, 5 — при изотермическом и адиабатическом условиях на потолке соответственно; 2, 3 — экспериментальный диапазон согласно [14]; 4 — с учетом прогрева железобетонного потолка.



переносятся конвективными потоками в нижнюю эвакуационную зону помещения (линия б, рис. 2, а). В верхней зоне обнаружения пожара концентрация продуктов горения достигает 0,6 % (кривая 5). Механизм конвективного переноса тепла и продуктов сгорания в начальной стадии пожаров демонстрирует поле скоростей (см. рис. 2, б). Как следует из рисунка и анализа соответствующей цифровой информации, продукты сгорания проникают в нижнюю зону помещения не только за счет пристеночного опускного течения, но и (в основном) вследствие наличия в горящем слое возвратных течений, траектории которых имеют змеевидную форму.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости температуры от времени в указанной выше контрольной точке для приведенных трех типов граничных условий на потолке (кривые 1, 4, 5). Экспериментальный диапазон (внутри линий 2, 3) изменения температур практически полностью покрывается расчетным (внутри кривых 1, 5) при адиабатических и изотермических условиях. Кривая 4 получена при условии прогрева железобетонного перекрытия толщиной 0,22 м. Эти зависимости можно улучшить уточняя скорость выгорания.

Математическая модель пожара в двумерном плоском приближении апробирована по результатам экспериментальных исследований [15] горения в условиях избытка

паров этанола в приподнятом на высоту 1,5 м от уровня пола противне в полностью открытом с одной стороны коридоре (второй вариант расчета). Градиент температуры на ограждающих конструкциях полагался равным нулю, что соответствовало условиям проведения экспериментов в указанной работе. Расчетные поля температур, суммарной концентрации продуктов горения и скоростей в установившейся стадии для такого экспериментального пожара в момент  $\tau = 240$  с представлены

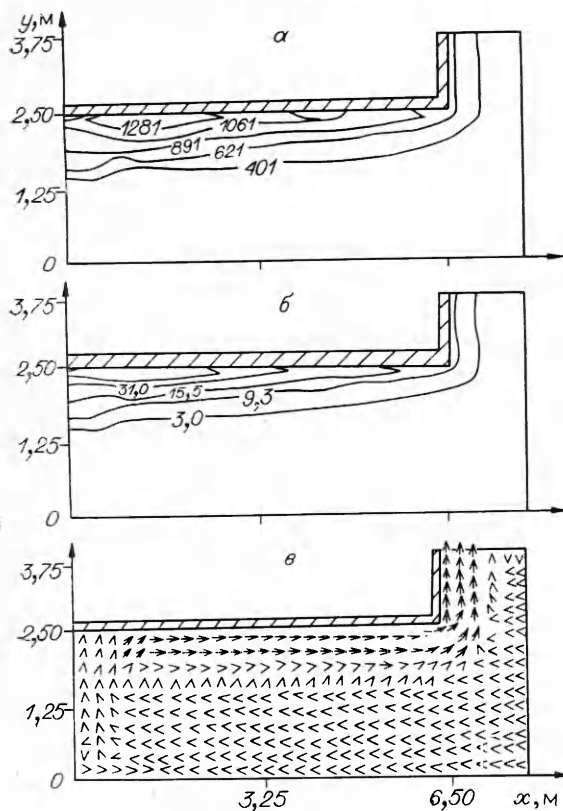


Рис. 4. Расчетные поля температур (а), суммарной концентрации продуктов горения (б) и скоростей (в) при горении этанола в приподнятом на высоту  $\bar{y} = 1,5$  м противне в помещении (сечение  $6,5 \times 2,5$  м).

а —  $T$ , К; б —  $c_{\text{пр}} \cdot 10^2$ ; в — максимальные значения скоростей  $v_{\text{max}} = 4,16$  м/с;  $v_{\text{max}} = 3,65$  м/с.

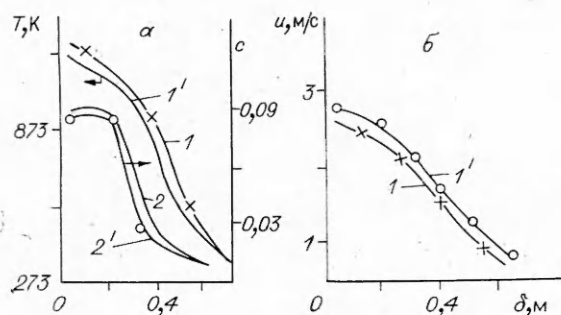


Рис. 5. Вертикальные профили температур (1, 1'), мольных концентраций (2, 2') углекислого газа (а) и скоростей (б) в горящем слое ( $x = 3$  м,  $\delta = 2,5 - y$ ) этанола под потолком помещения (сечение  $6,5 \times 2,5$  м).  
1, 2 — экспериментальные данные [15]; 1', 2' — расчетные.

на рис. 4. Определены максимальные расчетные температуры в пламени — 1500 К, концентрация продуктов горения 0,34, горизонтальные и вертикальные скорости на выходе из коридора — 4,16—3,65 м/с. Расчетные вертикальные профили температур, мольных концентраций углекислого газа и скоростей (рис. 5) в припотолочном горящем слое газов на расстоянии 3 м от левой стены удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными профилями, полученными в [15]. Относительные отклонения максимальных расчетных значений температур (1250 К), мольных концентраций углекислого газа (0,09) и горизонтальных скоростей (2,6 м/с) от соответствующих экспериментальных значений в горящем слое не превышают 12 %.

Таким образом, предложенные математические модели, алгоритм и метод их реализации на ЭВМ и успешная апробация позволяют сделать вывод о перспективности разработанного подхода к проблеме моделирования пожаров различных типов с учетом процессов горения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yang K. T., Lloyd J. R., Kanury A. M. Modelling of turbulent buoyant flows in aircraft cabins // *Combust. Sci. Techn.*—1984.—39, N 1—6.— P. 107—118.
2. Markatos N. C., Cox G. Hydrodynamics and heat transfer in enclosures containing a fire source // *Phys. Chem. Hydrodynamics.*—1984.—5, N 1.— P. 53—66.
3. Рыжов А. М. Моделирование на ЭВМ двумерных процессов конвективного теплопереноса при пожарах в помещениях.— М., 1988.— Деп. в ГИЦ МВД СССР 08.04.88, № 338 Д.
4. Копылов Г. Г., Мелихов Г. П., Мелихов О. П. и др. Численное исследование формирования и распространения очагов горения в закрытых объемах в условиях естественной конвекции.— М., 1984.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 237).
5. Бранднер О. П., Вдовина О. А., Грузин А. М. Исследование условий перехода низового лесного пожара в верховой // *ФГВ.*—1988.—24, № 4.— С. 58—64.
6. Рыжов А. М. Дифференциальная модель пожара в помещении с учетом задымления и излучения // *Огнестойкость строительных конструкций/Под ред. А. И. Яковлева.*— М.: ВНИИПО, 1986.— С. 49—57.
7. Luti F. M. Some characteristics of a two-dimensional starting mass fire with cross flow // *Combust. Sci. Techn.*—1981.—26.— P. 25—33.
8. Kumar S., Gox G. Mathematical modelling of fires in road tunnels // *5th Int. Symp. on the aerodynamics and ventilation of vehicle tunnels.*—Lille (France), 1985.— P. 61—68.
9. Hjertager B. H., Magnussen B. F. Computer simulation of flow, heat transfer and combustion in three-dimensional furnaces // *Arch. combust.*—1982.—2, N 1/2.— P. 23—48.
10. Варгафтик И. Б. Теплофизические свойства газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.
11. Harlow F. H., Welch J. E. Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface // *Phys. Fluids.*—1967.—8, N 12.— P. 2182—2189.
12. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамика жидкостей.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
13. Nicolette V. F., Yang K. T., Lloyd J. R. Transient cooling by natural convection in a two-dimensional square enclosure // *Int. J. Heat Mass Trans.*—1985.—28, N 9.— P. 1721—1732.
14. Draft ISO Standard for Fire Test Fires for Fire Detection and Alarm Systems. ISO/TC24/Sc3/WG1, 1986, June, 10.— P. 45.
15. Cox G. Gas velocity measurement in fires by the cross correlation of random thermal fluctuations.— A comparison with conventional techniques // *Combust. Flame.*—1977.—28, N 2.— P. 155—163.

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

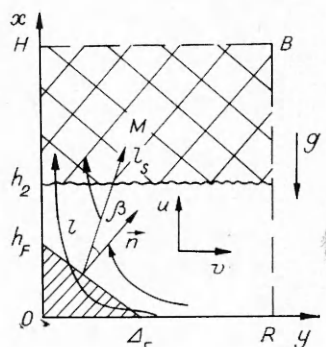


Рис. 1. Система координат и схема течения.