

УДК 536.46

КОНДУКТИВНО-РАДИАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В ПЫЛЯХ

А. Е. Сидоров, В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета
им. И. И. Мечникова, 65026 Одесса, Украина, incomb@ukr.net

Предложена математическая модель ламинарного пламени в газовзвесьях, частицы которых горят в диффузионном режиме. Учитываются кондуктивная и радиационная теплопередача в волне горения, различие температур и скоростей твердой и газовой фаз. Получено аналитическое выражение для нормальной скорости пламени, описывающее ее зависимость от концентраций горючего и окислителя и размера частиц. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными по зависимости скорости пламени от размера частиц в аэровзвесьях магнезия. Проведены оценки относительной роли радиационной теплопередачи и седиментации частиц во взвеси.

Ключевые слова: газовзвесь, скорость пламени, кондуктивный и радиационный теплоперенос, магний.

ВВЕДЕНИЕ

Значительная роль в теории и практике горения принадлежит проблеме ламинарного пламени. Это обусловлено тем, что, во-первых, установлению любого режима горения предшествует стадия ламинарного протекания процесса; во-вторых, для указанного режима часто удается абстрагироваться от гидродинамических эффектов, обусловленных тепловым расширением продуктов горения (или достаточно просто их учесть), что дает возможность аналитически описать процесс; в-третьих, это наиболее доступный для экспериментального изучения процесс; в-четвертых, этот режим связан с наличием концентрационной границы существования пламени. И последнее, скорость ламинарного пламени является наиболее важной сравнительной характеристикой, которая позволяет оценивать «активность» пыли по отношению к реализации других режимов горения.

Анализ проблемы распространения ламинарного пламени по газовзвеси (пыли) основывается на подходах, разработанных для описания газофазных систем [1], и учитывает ряд особенностей, свойственных газовзвесьям. Это в первую очередь различие температур и скоростей твердого и газового компонентов, а также закономерностей воспламенения и горения частиц в волне горения. Именно они обусловли-

вают наличие в газовзвесьях более широких по сравнению с газами фронтов горения и существенных радиационных потоков тепла.

В связи с этим принципиально важными для ламинарного режима становятся взаимосвязанные проблемы передачи тепла из зоны горения в предпламенную зону и возможность использования понятия нормальной (фундаментальной) скорости распространения пламени в газовзвесьях. Нормальная скорость определяет объем горючей смеси, которая поступает в единицу времени на единицу поверхности пламени, и в случае искривленных фронтов характеризует скорость перемещения фронта пламени вдоль нормали к его поверхности. Для газовзвесей, по аналогии с газами, введение понятия нормальной скорости оправдано, если ширина предпламенной зоны $l_p = a/v$ и ширина зоны горения $l_b = v\tau_b$ (где τ_b — время горения частицы, v — скорость пламени, a — коэффициент температуропроводности) намного меньше радиуса кривизны фронта горения, которая определяется параметрами экспериментального стенда (для труб и каналов — их диаметром, для горелок — диаметром сопла, для пылевых облаков — радиусом фронта). В случае кондуктивного механизма теплопередачи в волне горения (типичные значения: $a \leq 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $v \approx 0.1 \div 0.4 \text{ м/с}$, $l_p \approx (1 \div 4) \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $l_b \leq 10^{-2} \text{ м}$) для мелкодисперсной пыли ($d \leq 100 \text{ мкм}$), как правило, необходимые условия соблюдаются. Для радиационного механизма ширина зоны

прогрева (предпламенной зоны) имеет порядок длины пробега излучения $L = r_0 \rho_s / 3B$ (где r_0 — размер частицы, ρ_s — плотность горючего вещества, B — концентрация топлива в смеси) и может составлять десятки сантиметров и даже метры, т. е. использование понятия нормальной скорости оправдано только для крупномасштабных стенов.

На практике задача выбора того или иного механизма теплопередачи может решаться двумя путями: 1) прямые измерения кондуктивного и радиационного потоков от зоны горения, 2) определение функциональной зависимости скорости пламени от параметров газозвеси (размера частиц и концентрации твердой фазы) в максимально возможном диапазоне их значений и в разных экспериментальных условиях.

Теоретический подход к описанию распространения пламени по газозвеси (пыли) [2, 3] базируется на представлениях о газозвеси как о некоторой сплошной двухкомпонентной среде, в которой каждому компоненту свойственны свои теплофизические параметры: газовой фазе — плотность ρ , скорость v , температура T_g , теплоемкость c_g ; твердой фазе — массовая концентрация $B = (4/3)\pi r_0^3 \rho_s n$ (где n — счетная концентрация частиц), скорость относительно газа v_s , температура T_s , теплоемкость c_s . Фронт пламени считается сплошной поверхностью, на которой температуры T_g^* и T_s^* принимают значения, соответствующие воспламенению частиц (подробнее см. ниже).

От этой поверхности в предпламенную зону поступают кондуктивный ($q_c = -\lambda(dT/dx)$) и радиационный ($q_r = \varepsilon\sigma T_b^4$) потоки тепла (λ — теплопроводность, T_b — температура горения, ε — эффективная степень черноты зоны горения, σ — постоянная Стефана — Больцмана), которые и разогревают газ и частицы до соответствующих температур. При таком подходе скорость пламени — это скорость, с которой выбранные температуры «распространяются» в направлении исходной смеси (в лабораторной системе координат, которая связана с неподвижной смесью). Для теоретического описания более удобна система координат, связанная с фронтом пламени. В такой системе фронт пламени остается неподвижным в координате $x = 0$ (для одномерной задачи), а газ набегаёт на него со скоростью v , которая и является нормальной скоростью распространения пламени.

Отметим также, что представленные в литературе аналитические модели, учитывающие дискретную структуру взвеси [4, 5], и численные дискретно-континуальные модели [6, 7] распространения пламени в газозвесах учитывают только кондуктивную теплопередачу в волне горения и также нуждаются в учете радиационной теплопередачи в волне горения.

КОНДУКТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Кондуктивный механизм следует из предположения, что теплопередача в волне горения реализуется за счет молекулярной теплопроводности. Первые теоретические работы в этом направлении выполнены А. И. Лейпунским, Б. В. Новожиловым, Ф. Вильямсом и др. [8–10]. Суть этого механизма передает рис. 1, на котором показано качественное изменение температуры газовой и твердой фаз в волне горения. Разогрев холодной смеси в предпламенной зоне ($-\infty \leq x \leq 0$) совершается за счет кондуктивного потока тепла из зоны горения $q_c = -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0}$, причем здесь температура

газа превышает температуру частиц (за счет этого и совершается разогрев). На границе предпламенной зоны с зоной горения (в точке $x = 0$) температура газа достигает некоторого значения T_g^* , а температура частиц — T_s^* , которые соответствуют условиям воспламенения частиц. Температура частиц быстро возрастает, и в зоне горения частицы уже начинают греть газ. Если считать известным время горения частиц τ_b , то ширина зоны горения составляет $l_b = v\tau_b$, а полному сгоранию соответствует максимальная (адиабатическая, если пренебречь теплопотерями) температура

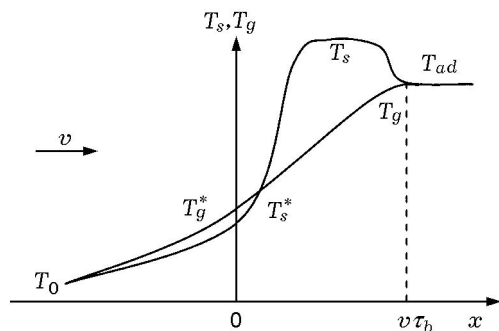


Рис. 1. Распределение температуры в волне горения

T_{ad} , которая и определяет границы зоны горения и послепламенной зоны. Если пренебрегать тепловыделением в предпламенной зоне и считать, что температуры газа и частиц близки ($T_s \approx T_g$), то уравнение теплового баланса на границе $x = 0$ требует, чтобы плотность теплового потока q_c равнялась плотности потока энthalпии газового и твердого компонентов, которые поступают в зону горения:

$$\lambda \left| \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = (c_s B + c_g \rho_g) v (T^* - T_0). \quad (1)$$

Во всех кондуктивных моделях принимается, что кондуктивный поток теплоты на границе $x = 0$ равен среднему потоку по всей зоне горения, т. е.

$$q_c = \lambda \frac{T_{ad} - T^*}{v \tau_b}. \quad (2)$$

Учитывая формулу (1), для скорости пламени находим:

$$v = \sqrt{\frac{a_{eff}}{\tau_b} \frac{T_{ad} - T^*}{T^* - T_0}}, \quad (3)$$

здесь

$$a_{eff} = \frac{\lambda}{c_s B + c_g \rho_g} \quad (4)$$

— эффективный коэффициент температуропроводности смеси.

Выражение (3) передает основные свойства кондуктивного пламени. Действительно, скорость пламени тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности и меньше время горения. Кроме того, что очень важно, он отображает зависимость скорости пламени от размера частиц: в случае кинетического режима горения частиц $\tau_b = K_{kin} d_0$ и $v \sim d_0^{-1/2}$, для диффузионного режима — $\tau_b = K_{diff} d_0^2$ и $v \sim d_0^{-1}$. Здесь d_0 — начальный размер, K_{kin} — константа кинетического горения.

Более строгий подход к этой задаче [3, 4] позволяет учесть отличие T_g и T_s в предпламенной зоне, но не вносит принципиальных изменений в физическую суть выражения (3), хотя, конечно, влияет на величину v .

РАДИАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Радиационный механизм развит в предположении, что разогрев частиц в предпламенной зоне совершается за счет радиационного потока, который излучается зоной горения. При этом как в предпламенной зоне, так и в зоне горения температура частиц превышает температуру газа. Вопрос о величине q_r необычайно сложен, поскольку в его формировании принимают участие как зона горения, так и зона продуктов сгорания (в случае, когда в роли высокотемпературных продуктов выступают конденсированные частицы, например, оксидные в случае горения металлической пыли или сажа в случае углеводородных соединений). Поэтому такая задача должна базироваться на решении уравнений переноса излучения в многофазной среде с учетом излучения, поглощения и рассеяния на частицах. Для упрощения можно считать, что температура зоны излучения равна температуре горения T_{ad} , а радиационные параметры задаются эффективной степенью черноты ε_{eff} . Наиболее прямой путь его определения — экспериментальный.

Общие черты радиационного механизма распространения пламени передают следующие простые оценки, которые впервые были проведены Нуссельтом [11]. При стационарном распространении пламени поток излучения от «сплошного» фронта горения за время dt равняется $\varepsilon_{eff} \sigma T_{ad}^4 dt$, за это же время фронт пламени сместится на $dx = v dt$, и этот поток должен разогреть этот слой до температуры воспламенения T^* , т. е.

$$\varepsilon_{eff} \sigma T_{ad}^4 dt = c_{eff} (T^* - T_0) dx, \quad (5)$$

где $c_{eff} = c_s B + c_g \rho_g$ — объемная (эффективная) теплоемкость смеси. Отсюда

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{\varepsilon_{eff} \sigma T_{ad}^4}{c_{eff} (T^* - T_0)}. \quad (6)$$

Выражение (6) содержит зависимость v от размера частиц горючего r_0 в неявной форме через зависимость $T^*(r_0)$. В случае линейного закона окисления T^* является убывающей функцией r_0 и скорость v растет с увеличением размера частиц. При параболическом ($n = 1$) и более сильных законах окисления температура T^* не зависит от r_0 или растет с увеличением r_0 и, соответственно, скорость убывает. То

есть для кондуктивного и радиационного механизмов теплопередачи зависимости $v(r_0)$ существенно отличаются, что и составляет экспериментальную базу для определения преобладающего механизма теплопередачи в волне горения.

Всем упомянутым механизмам свойственен один существенный недостаток. Максимальная температура сгорания T_{ad} соответствует стехиометрической смеси горючего и окислителя. Если, исходя из формулы (3), учесть, что время горения τ_b увеличивается при $B \rightarrow B_{st}$ (B_{st} — стехиометрическая концентрация горючего), то максимальная скорость пламени должна соответствовать концентрациям $B_{max} \leq B_{st}$.

Если обратиться к экспериментальным исследованиям зависимости $v(B)$ [12], то обнаруживается, что часть экспериментальных результатов соответствует кинетическому механизму горения частиц (ликоподий, крахмал), как это имеет место для газозвзвесей, которые всегда горят в кинетическом режиме. Для газозвзвесей горючих, частицы которых горят в диффузионном режиме, максимум на зависимости скорости пламени от концентрации не наблюдается, хотя концентрации в несколько раз превышают стехиометрические.

Как следует из выражения (2), причина такого несоответствия теории экспериментальным данным заключается в предположении среднего по зоне горения градиента температуры. Действительно, физически это допущение означает, что все области зоны горения оказывают одинаковое тепловое влияние на предпламенную зону. В то же время здравый смысл подсказывает, что именно горение частиц вблизи границы этих зон ($x = 0$) больше всего отвечает за формирование теплового потока в случае горения в диффузионном режиме. То есть, в отличие от газозвзвесей систем, для газозвзвесей характерно понятие «широких» зон горения, как это имеет место для СВС-систем [13], когда лимитирующее влияние на скорость распространения пламени оказывает тепловыделение вблизи $x = 0$.

МОДЕЛЬ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

Основываясь на описанных выше представлениях о структуре волны горения, можно учесть как кондуктивный, так и радиационный поток тепла в предпламенную зону. Кроме того, необходимо учесть возможные отличия тем-

ператур и скоростей газовой и конденсированной фаз.

Дальше будем рассматривать одномерную стационарную волну горения, состоящую из двух зон: предпламенной зоны ($-\infty < x \leq 0$), в которой пренебрегаем реакциями на частицах (возможность такого упрощения обоснована в [6, 7]), и зоны горения ($x > 0$), в которой частицы являются источниками тепла и излучения.

Предпламенная зона

Система дифференциальных уравнений, которые описывают динамику разогрева газозвеси в предпламенной зоне стационарной волны горения, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r_0^3 c_s \rho_s (v + v_s) \frac{dT_s}{dx} = \\ = q_0^r \pi r_0^2 e^{-|x/L|} - 4\pi r_0^2 \alpha (T_s - T_\infty), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c_g \rho_g v \frac{dT}{dx} + 4\pi r_0^2 n \alpha (T_s - T_\infty) = 0.$$

Здесь первое уравнение описывает разогрев частиц с учетом радиационного потока q_r , $n = 3B/(4\pi r_0^3 \rho_s)$ — концентрация частиц, L — длина пробега излучения в предпламенной зоне, $\alpha = \text{Nu} \lambda / (2r_0)$ — коэффициент теплообмена частицы с газом, v_s — установившаяся скорость частиц относительно газа (скорость стоковской седиментации в неподвижном газе), что характерно для протяженных нисходящих двухфазных потоков.

Запись этого уравнения предусматривает, что эффективный коэффициент поглощения излучения в предпламенной зоне равен единице, а зависимость поглощенной энергии от текущей координаты ($-\infty < x \leq 0$) аппроксимируется законом Бугера ($q_{r,0} \exp(-|x/L|)$) для параллельного потока излучения. Более детальное рассмотрение задачи о переносе излучения в полубесконечной зоне разогрева плоского одномерного фронта пламени с учетом многократного рассеяния излучения на частицах показало, что эффективный коэффициент поглощения в предпламенной зоне приближается к 0.95 и практически не зависит от коэффициента поглощения одиночной частицы.

Условие на холодной границе ($x \rightarrow -\infty$):

$$T = T_s = T_0. \quad (8)$$

Границей зоны разогрева и зоны горения ($x = 0$), как и раньше, можно считать место, где температура частиц достигает критической температуры T_s^* частиц в режиме самовоспламенения [3]. При этом температура газа T_g^* в точке $x = 0$ должна находиться из решения системы (7), (8):

$$\begin{aligned} T - T_0 &= AL \exp(-|x/L|) + C \exp(\lambda x), \\ T_s - T_0 &= AM \exp(-|x/L|) + CN \exp(\lambda x), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} N &= \left[1 + \frac{\tau}{a} v(v + v_s) \right]^{-1}, \\ M &= L + \tau \frac{c_g \rho_g}{c_s B} \left(v - \frac{a}{L} \right), \\ A &= \frac{q_0 L}{c_g \rho_g a \tau (v + v_s)} \left[\frac{v}{v + v_s} \frac{L^2}{a \tau} + \frac{c_s B}{c_g \rho_g} \frac{L^2}{a \tau} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{v}{a} - \frac{1}{\tau(v + v_s)} \right) L - 1 \right]^{-1}, \\ a &= \frac{\lambda}{c_g \rho_g}, \quad \tau = \frac{2r_0^2 c_s \rho_s}{3Nu\lambda}. \end{aligned}$$

На границе зон, в точке $x = 0$, имеем

$$\begin{aligned} T_g^* - T_0 &= AL + C_i, \\ T_s^* - T_0 &= AM + C_i N. \end{aligned} \quad (10)$$

Исключая отсюда константу интегрирования C_i , можно получить связь между температурами газа и частиц в месте их воспламенения:

$$T_g^* - T_0 = \frac{T_s^* - T_0}{N} A \left(L - \frac{M}{N} \right). \quad (11)$$

Зона горения

Исходя из идеологии широких зон горения в газозвеси, примем во внимание, что скорость пламени должна слабо зависеть от условий в конце зоны горения и, наоборот, быть чувствительной к условиям в ее начале (в точке $x = 0$). Поэтому будем считать мощность тепловыделения в зоне горения постоянной и равной таковой в начальный момент горения частиц при $r = r_0$, т. е. максимальной мощности:

$$W = Q \left| \frac{dm}{dt} \right|_{\max} n. \quad (12)$$

Здесь Q — тепловой эффект сгорания на единицу массы топлива.

Предположим, что режим горения частицы диффузионный, тогда ее максимальная скорость горения

$$\left| \frac{dm}{dt} \right|_{\max} = 4\pi r_f^2 \frac{ShD}{2r_f} C_{ox} \alpha_{st}, \quad (13)$$

где α_{st} — стехиометрический коэффициент в реакции окисления (например, для магния: $2Mg + O_2 = 2MgO$, $\mu_{Mg} = 24$ г/моль, $\mu_{O_2} = 32$ г/моль и $\alpha_{st} = 2/3$); D — коэффициент диффузии кислорода в газовой смеси; Sh — число Шервуда, для неподвижной частицы $Sh = 2$. Напомним, что $\beta = ShD/(2r_f)$ — коэффициент массообмена сферической частицы, $C_{ox} = \rho m_{O_2}$, а m_{O_2} — массовая доля окислителя в газе. Величина r_f — радиус фронта горения индивидуальной частицы. Для гетерогенного механизма горения (например, углерод, цирконий, железо, бор) $r_f = r_0$, для парофазного режима горения $r_f = kr_0$, где k — отношение радиуса зоны горения индивидуальной частицы к ее радиусу; например, для магния $k = 3$ [14].

Полагаем, что воспламеняющаяся частица взаимодействует с газовой средой через свою поверхность горения ($r_f \geq r_0$), т. е. в момент ее воспламенения коэффициент гидродинамического сопротивления резко возрастает и скорости горячей частицы и газа уравниваются. В этом случае количество тепла, которое выделяется в единице объема зоны горения, определяется эффективной концентрацией горючего, поступающего в зону горения: $B_{eff} = B \frac{v + v_s}{v}$. Тогда для зоны горения имеет место уравнение

$$\begin{aligned} v(c_g \rho_g + c_s B) \frac{dT}{dx} &= \\ &= \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + Qn \frac{v + v_s}{v} \left| \frac{dm}{dt} \right|_{\max}. \end{aligned} \quad (14)$$

Полагая, что границе зоны горения и предпламенной зоны отвечает точка перегиба температурного профиля газа $d^2 T/(dx^2) = 0$, из (14) с учетом (12), (13) для кондуктивного потока тепла получаем

$$\begin{aligned}
q_{c,0} &= \lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \\
&= \lambda \frac{Qn(v+v_s)}{v^2(c_s B + c_g \rho_g)} 4\pi r_f D C_{ox} \alpha_{st} = \\
&= \frac{Q\beta}{[1 + c_s B / (c_g \rho_g)]} \frac{Da \rho B m_{O_2} k}{r_0^2 \rho_s [(v+v_s)/v^2]^{-1}}. \quad (15)
\end{aligned}$$

Если приравнять на границе $x = 0$ общий выходящий из зоны горения поток тепла (кондуктивный и радиационный) входящему потоку энтальпии газового и твердого компонентов, то выражение приобретает вид

$$\begin{aligned}
c_s B(v+v_s)(T_s^* - T_0) + c_g \rho_g v(T_g^* - T_0) = \\
= q_{r,0} + q_{c,0}. \quad (16)
\end{aligned}$$

С учетом (11) и (15) для скорости пламени имеем следующее трансцендентное выражение:

$$\begin{aligned}
\frac{v+v_s}{v^2} \frac{3Q\beta\alpha_{st}kDa\rho m_{O_2} c_g \rho_g}{\rho_s r_0^2 (c_g \rho_g + c_s B)} - \\
- \left\{ \frac{T_s^* - T_0}{N} + A \left(L - \frac{M}{N} \right) \right\} c_g \rho_g v - \\
- c_s B(v+v_s)(T_s^* - T_0) + q_r = 0. \quad (17)
\end{aligned}$$

Для случая кондуктивного механизма теплопередачи ($q_r = 0$, $A = 0$)

$$\begin{aligned}
\frac{v^2}{v+v_s} \left\{ \rho_s r_0^2 (T_s^* - T_0) \left[\frac{c_g \rho_g v}{1 + (\tau/a)v(v+v_s)} + \right. \right. \\
\left. \left. + (v+v_s)c_s B \right] \left(1 + \frac{c_s B}{c_g \rho_g} \right) \right\} / \\
/ 3Q\beta m_{O_2} (Da \rho_g) \alpha_{st} k = 1. \quad (18)
\end{aligned}$$

В случае односкоростного ($v_s \rightarrow 0$, $\tau \rightarrow 0$) и однотемпературного ($T_g^* \rightarrow T_s^*$) приближения выражение для скорости пламени принимает вид

$$\begin{aligned}
v^2 = \\
= \frac{Qm_{O_2} Da \rho_g \alpha_{st} 3Bk}{[1 + (c_s B)/(c_g \rho_g)](c_g \rho_g + c_s B)(T_s^* - T_0)r_0^2 \rho_s}. \quad (19)
\end{aligned}$$

Отсюда следует, что скорость пламени возрастает с увеличением концентраций окислителя m_{O_2} и горючего B , а также с уменьшением температуры воспламенения T_s^* и размера частиц (последние связаны между собой условиями теплового взрыва частиц [12]).

СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными были проведены для аэрозвеси частиц магния. Это обусловлено тем, что эксперименты по зависимости нормальной скорости пламени от размера частиц [3] проводились только для магния. Эксперименты выполняли в вертикальных полукруглых трубах диаметром $R = 5.6$ см, длиной 3.5 м. Газовзвесь поджигали у нижнего открытого конца трубы, так чтобы пламя распространялось против направления вектора силы тяжести. Пламя представляло собой параболоид вращения, направленный вершиной в исходную смесь. Измерялись видимая скорость пламени и отношение поверхности фронта пламени к площади его сечения. Нормальная скорость пламени определялась как видимая скорость пламени, деленная на отношение этих величин. Использовались узкодисперсные фракции порошка магния со средними размерами сферических частиц $d_0 = 7, 20, 55, 70$ и 135 мкм.

Результаты расчетов по формуле (17) и экспериментальные данные [3] приведены на рис. 2. Сравнение этих данных показывает их хорошее согласование.

При расчетах использовались табличные значения физико-химических величин при нормальных условиях [15]. Температуру воспламенения T_s^* находили в приближении линейного

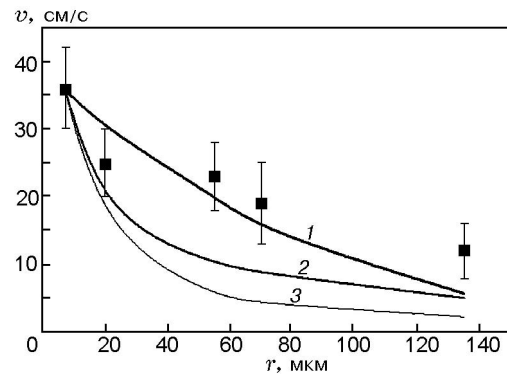


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости пламени от размера частиц магния ($B = 200$ г/м³):

1 — расчет по выражению (17), 2 — по (18), без учета радиационного потока ($q_r = 0$, $A = 0$), 3 — по (19), односкоростное ($v_s \rightarrow 0$) и однотемпературное ($T_g^* \rightarrow T_s^*$) приближение; точки — эксперимент [3]

закона окисления магния [16]. Поскольку исследования проводились в условиях геометрических ограничений, радиационный поток полагался равным $q_{r,eff} = q_r R/L$ при $R < L$. Для определения его величины в условиях эксперимента ($B = 200$ г/м³) использовались экспериментальные значения $T_{ad} = 2800$ К и $\varepsilon_{eff} = 0.1$ [3].

Остановимся на оценке роли радиации в процессе распространения пламени. Оценка слагаемых в выражении (17) для неподвижной взвеси ($v_s = 0$) и не очень больших концентраций горючего ($c_g \rho_g > c_s B$) показывает, что радиацией можно пренебречь, если

$$q_{c,0} = \frac{3QB\alpha_{stk}(Da\rho_g)m_{O_2}}{\rho_s r_0^2 v} \gg q_{r,eff}. \quad (20)$$

Вклад радиации возрастает по мере увеличения размера частиц и становится сравнимым с кондуктивным при $d \approx 50$ мкм.

Роль запаздывания частиц по скорости и температуре существенна для больших значений r_0 , что достаточно легко оценить из расчета множителя

$$\zeta = \left[\frac{c_g \rho_g v}{1 + (\tau/a)v(v + v_s)} + (v + v_s)c_s B \right]$$

в выражении (18). При больших значениях r_0

$$\frac{\tau}{a}v(v + v_s) \gg 1.$$

При этом $v < v_s$ и $a/(\tau v_s^2) \ll c_s B/(c_g \rho_g)$. Иными словами, роль указанных эффектов становится существенной при

$$\frac{ac_g \rho_g}{\tau v_s^2 c_s B} \approx 1.$$

Можно оценить, насколько все эти эффекты отразятся на величине скорости пламени. При больших значениях r_0 с учетом всех приведенных выше оценок (фактически для ζ остается только слагаемое $[(v + v_s)c_s B]$) получаем

$$v_1^2 = \frac{3QB\alpha_{stk}(Da\rho_g)m_{O_2} c_g \rho_g}{\rho_s r_0^2 (T_s^* - T_0)(c_g \rho_g + c_s B)c_s B}. \quad (21)$$

Без учета запаздывания по скорости и температуре имеем

$$\frac{v_1^2}{v^2} = 1 + \frac{c_g \rho_g}{c_s B}.$$

Таким образом, максимальный эффект, обусловленный описанными выше воздействиями, приблизительно равен

$$\frac{v_1}{v} \cong \sqrt{1 + \frac{c_g \rho_g}{c_s B}}. \quad (22)$$

В условиях эксперимента [3] отношение (22) составило ≈ 2.37 , т. е. роль запаздывания по скорости и температуре существенна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Построена математическая модель распространения ламинарного пламени в газозвеси частиц твердых топлив, сгорающих в диффузионном режиме, которая учитывает как кондуктивную, так и радиационную составляющую теплопередачи в волне горения, а также отличие скоростей и температур твердой и газовой фаз. Получено выражение для нормальной скорости пламени, которое описывает зависимость от всех физико-химических параметров газозвеси. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными по зависимости скорости пламени от размера частиц для газозвеси магния.

2. Для мелкодисперсной аэрозвеси ($d < 50$ мкм) ведущая роль принадлежит кондуктивной теплопередаче. Показано, что для пламени, которое распространяется против вектора силы тяжести, седиментация твердой фазы в случае крупнодисперсной газозвеси приводит к переобогащению зоны горения топливом и, соответственно, к возрастанию скорости пламени.

3. Результаты позволяют считать нормальную скорость пламени, по крайней мере для мелкодисперсной газозвеси, объективной физико-химической характеристикой горючей пыли, как это имеет место для газофазных систем, а следовательно, рекомендовать ее в качестве нормативного параметра для оценки пожаро- и взрывоопасности пылевых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. О распространении пламени по взвеси частиц в газе // Докл. АН СССР. — 1971. — Т. 201, № 1. — С. 104–116.

3. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В., Кондратьев Е. Н. О механизме ламинарного пламени в аэровзвесах металлических частиц // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 85–89.
4. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н., Золотко А. Н., Горошин С. В. Влияние структуры газовзвеси на процесс распространения пламени // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 6. — С. 41–45.
5. Шошин Ю. Л., Горошин С. В., Золотко А. Н. Пламя в среде с дискретными источниками // Докл. АН СССР. — 1986. — Т. 291, № 1. — С. 162–166.
6. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Дискретно-континуальная модель распространения пламени в газовзвеси металлических частиц. I. Одномерное приближение // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 81–93.
7. Гостеев Ю. А., Федоров А. В., Шульгин А. В. Дискретно-континуальная модель распространения пламени в газовзвеси металлических частиц. II. Учет реакции предпламенного окисления // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 94–97.
8. Лейпунсий О. И. О зависимости от давления скорости горения черного пороха // Журн. хим. физики. — 1960. — Т. 34, № 1. — С. 177–181.
9. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
10. Вильямс Ф. А. Теория горения. — М.: Наука, 1971.
11. Nusselt W. // Die Verbrennung und die Versagunr der Hople auf der Rast. — 1924. — Bd 68. — S. 124–130.
12. Eckhoff R. Dust Explosions in the Process Industries. — 2nd ed. — Oxford: Butterworth-Heinemann, 1997.
13. Мержанов А. Г. Процессы горения и синтеза материалов. — М.: ИСМАН, 1998.
14. Флорко А. В., Головкин В. В., Охрименко Н. А., Шевчук В. Г. Структура зоны горения частиц магния. 1. Оптико-спектральные исследования // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 1. — С. 37–42.
15. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
16. Ежовский Г. К., Озеров Е. С. Воспламенение порошкообразного магния // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 6. — С. 845–892.

Поступила в редакцию 14/II 2012 г.