

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ЛИКОПОДИЯ С УЧЕТОМ РАЗЛИЧИЯ ТЕМПЕРАТУР ГАЗА И ЧАСТИЦ

М. Бидабади, А. Рахбари

Иранский университет науки и техники, Лаборатория исследования горения, Иран, ar.rahbari@gmail.com

Анализируется влияние различия температур газа и частиц на горение предварительно перемешанной горючей смеси, состоящей из летучих частиц, равномерно распределенных в окисляющей газовой среде. Предполагается, что испаряющиеся частицы топлива образуют газообразное топливо, которое окисляется в газовой фазе. Анализ выполнен в асимптотическом приближении, когда значение характерного числа Зельдовича велико. Это означает, что в зоне предварительного нагрева химической реакцией можно пренебречь. Из уравнений для пламен предварительно перемешанных газов с органической пылью выводятся требуемые соотношения для газа и частиц. Затем аналитическим методом решаются основные уравнения. Показано изменение безразмерных температур газа и частиц, массовой доли частиц, эквивалентного отношения  $\phi_g$  в зависимости от  $\phi_u$ , температуры пламени и скорости горения газа и частиц. Анализ показывает, что, хотя  $\phi_u \geq 1$ , в некоторых случаях вычисленное значение  $\phi_g$  меньше единицы.

Ключевые слова: горение частицы ликоподия, аналитический метод, температура пламени, скорость горения.

### ВВЕДЕНИЕ

При взрывах пыли пламя распространяется по облакам пыли в воздухе с увеличивающейся степенью разделения горючих твердых веществ. Эти явления представляют опасность для людей и сооружений [1]. В последние годы в связи с развитием промышленных порошковых технологий и увеличением количества процессов обработки порошков возросла важность оценки опасности взрывов пыли и установления методов их предотвращения. В большинстве исследований изучились характеристики или признаки взрывов пыли в замкнутом сосуде. Основные механизмы распространения пламени в пылевой смеси изучены недостаточно. Это связано, в основном, с экспериментальными трудностями получения равномерной пылевой смеси, а также с существенным влиянием размеров частиц и их распределения по размерам [1] на механизмы горения. Таким образом, ограниченные экспериментальные результаты, известные из литературы, часто зависят от аппаратной реализации и противоречат друг другу.

Скорость горения ламинарных пламен ликоподия исследовалась в работе [2]. Ликоподий засыпали в нижний конец вертикальной труб-

ки диаметром 2 см, где он распылялся в виде стационарного пылевого облака движущимся вверх потоком воздуха. Такая постановка эксперимента позволила получить устойчивые пламена в диапазоне концентраций пыли 200 ÷ 500 г/см<sup>3</sup>. В работе [3] изучалась скорость горения стационарных пламен ликоподия. Ликоподий декантировался из псевдооживленного слоя. Получены устойчивые пламена пыли в диапазоне концентраций 125 ÷ 190 г/см<sup>3</sup>.

В работе [4] удалось значительно понизить электростатическую агломерацию частиц ликоподия в воздухе, а также их электростатическое прилипание к стенке экспериментальной трубы при ионизации воздуха альфа-излучателем, смонтированным на стенке трубы. В [5] представлены результаты экспериментальных исследований скоростей ламинарного горения и максимальных температур пламени в облаках крахмала, ликоподия и серы в воздухе, а в [6] описана внутренняя структура ламинарных пламен пыли. В работе [7] исследовано горение облаков мелкой графитовой пыли (4 мкм) в плоском ламинарном пламени предварительно перемешанной смеси метана и воздуха.

Опубликовано несколько исследований процесса распространения пламени пыли в вертикальном канале. Например, в работе [8] приведены результаты исследования скорости

Mehdi Bidabadi, Alireza Rahbari.  
Iran University of Science and Technology; Combustion  
Research Laboratory, Iran.

ламинарного горения, толщины пламени и расстояния гашения в облаках крахмала, в работе [9] — механизма ускорения в частицах крахмала. Выполнено экспериментальное исследование [10] структуры пламени, распространяющегося в облаках пыли ликоподия в вертикальном канале. В работах [11, 12] приведены результаты измерений скорости ламинарного горения и максимальных температур пламени горючих пылевых смесей крахмала и воздуха, ликоподия и воздуха, порошка серы и воздуха. Тем не менее информация о структуре и скорости зоны горения в облаке частиц пыли в вертикальном канале все еще неоднозначна [13, 14].

В настоящей работе проведено аналитическое исследование механизмов распространения пламени в облаках пыли в вертикальном канале и структуры зоны горения. Предполагается, что частицы топлива, испаряясь, создают газообразное топливо, которое окисляется в газовой фазе. Анализ выполнен в асимптотическом приближении, когда значение характерного числа Зельдовича велико.

## ТЕОРИЯ

Структура потока включает три зоны (рис. 1).

В зоне предварительного нагрева ( $-\infty < y < 0^-$ ) частицы нагреваются до температуры воспламенения. Значение числа Зельдовича  $Ze$  считается здесь большим, так что химической реакцией между газообразным топливом и окислителем можно пренебречь и рассматривать теплообмен между ними.

В зоне реакции ( $0^- < y < 0^+$ ) частицы окисляются и сгорают. Предполагается, что в этой области конвективные члены и члены, учитывающие испарение, в уравнениях сохра-

нения малы по сравнению с диффузионными и реакционными членами.

Последняя зона — конвективная ( $0^+ < y < \infty$ ). Здесь диффузионные члены в уравнениях сохранения предполагаются малыми по сравнению с другими параметрами.

Принимается ряд допущений.

1. Рассматривается структура распространения пламен предварительно перемешанных смесей в равномерном облаке частиц топлива.

2. Влияние силы тяжести и переноса тепла излучением не учитывается.

3. Число Био мало, так что температура частицы постоянна по радиусу.

4. Теплопроводность не зависит от температуры.

5. Влияние тепловых потерь в зонах распространения пламени не рассматривается.

## Основные уравнения

Следуя [6], предполагается, что частицы топлива испаряются с образованием известного газового состава, который затем окисляется. Кинетика испарения описывается выражением

$$w_v = An_s 4\pi r^2 T^n, \quad (1)$$

где  $A$  и  $n$  — известные постоянные,  $T$  — температура газа. Процесс горения моделируется реакцией  $\nu_F[F] + \nu_{O_2}[O_2] \rightarrow \nu_P[P]$ , где  $F$ ,  $O_2$ ,  $P$  — соответственно топливо, кислород и продукт, а  $\nu_F$ ,  $\nu_{O_2}$ ,  $\nu_P$  — стехиометрические коэффициенты.

Константа скорости реакции записывается в форме Аррениуса:  $k = B \exp(-E_a/RT_f)$ , где  $B$  — частотный множитель,  $E_a$  — энергия активации реакции,  $R$  — газовая постоянная. Характерное число Зельдовича  $Ze$  определяется по формуле

$$Ze = \frac{E(T_f - T_u)}{RT_f^2}. \quad (2)$$

Везде по статье нижние индексы  $f$  и  $u$  обозначают соответственно условия для пламени и окружающего реагирующего потока.

Выпишем основные уравнения.

Уравнение сохранения массы:

$$\rho v = \text{const}, \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность реагирующей смеси,  $v$  — скорость.

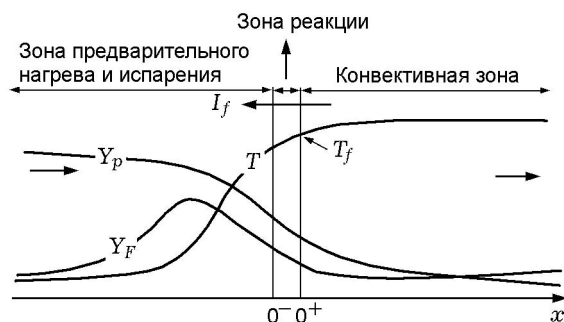


Рис. 1. Структура распространения пламени

Уравнение сохранения энергии:

$$\rho v c \frac{dT}{dx} = \lambda_u \frac{d^2 T}{dx^2} + w_F \frac{\rho_u}{\rho} Q - w_v \frac{\rho_u}{\rho} Q_v, \quad (4)$$

где  $c = c_p + 4\pi r^3 c_s \rho_s n_s / 3\rho$  — теплоемкость смеси,  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении,  $c_s$  — теплоемкость частиц,  $\lambda$  — теплопроводность,  $w_F$  — скорость расходования газообразного топлива,  $w_v$  — скорость испарения,  $Q$ ,  $Q_v$  — соответственно тепловыделение на единицу массы сгоревшего топлива и теплота испарения единицы массы топлива.

Уравнение сохранения газообразного топлива:

$$\rho v \frac{dY_F}{dx} = \rho_u D_u \frac{d^2 Y_F}{dx^2} - w_F \frac{\rho_u}{\rho} + w_v \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (5)$$

где  $Y_F$  — массовая доля топлива,  $D_u$  — коэффициент диффузии.

Уравнение, описывающее массовую долю частиц в пренебрежении диффузии:

$$\rho v \frac{dY_s}{dx} = -w_v \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (6)$$

где  $Y_s$  — массовая доля частиц.

Уравнение состояния:

$$\rho T = \text{const}. \quad (7)$$

Граничные условия для системы уравнений (4)–(6):

$$x = -\infty: \quad Y_F = 0, \quad T = T_u, \quad Y_s = Y_{Fu}, \quad (8)$$

$$x = \infty: \quad Y_F = \text{конечная величина}, \quad T = T_b, \quad (9)$$

где  $T_b$  — адиабатическая температура.

Для учета влияния различия температур газа и частицы используется уравнение сохранения энергии частицы в следующем виде:

$$\left( \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_s c_s \right) v_u \frac{dT_s}{dx} = (4\pi r^2) \frac{\lambda_u}{r} (T - T_s). \quad (10)$$

### Безразмерная система основных уравнений

Введем безразмерные параметры:

$$\theta = \frac{T - T_u}{T_f T_u}, \quad \theta_s = \frac{T_s - T_u}{T_f T_u}, \quad y_f = \frac{Y_F}{Y_{FC}}, \quad (11)$$

$$m = \frac{\rho v}{\rho_u v_u}, \quad z = \frac{\rho_u v_u c}{\lambda_u} x, \quad \xi = \frac{3\lambda_u \lambda}{r^2 \rho_u v_u c \rho_s v_u c_s},$$

где

$$Y_{FC} = \frac{c}{Q} (T_f - T_u), \quad (12)$$

$\theta$ ,  $\theta_s$ ,  $y_f$  — соответственно безразмерные температура газа, температура частиц, массовая доля газообразного топлива,  $\xi$  — переменная, отражающая влияние различия температур газа и частиц. Теперь систему (4), (5), (6), (10) можно переписать в безразмерном виде:

$$m \frac{d\theta}{dz} = \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \omega \frac{\rho_u}{\rho} - q \gamma y_s^{2/3} \theta^n, \quad (13)$$

$$m \frac{dy_F}{dz} = \frac{d^2 y_F}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma y_s^{2/3} \theta^n, \quad (14)$$

$$m \frac{dy_s}{dz} = -\gamma y_s^{2/3} \theta^n, \quad (15)$$

$$\frac{d\theta_s}{dz} = \xi (\theta - \theta_s). \quad (16)$$

Здесь  $y_s = 4\pi r^3 n_s \rho_s / (3\rho Y_{FC})$ ;

$$\omega = \frac{\lambda_u w_F}{(\rho_u v_u)^2 c Y_{FC}},$$

$$\gamma = \frac{4.836 A n_u^{1/3} \lambda_u (T_f - T_u)}{v_u^2 \rho_u^{4/3} c Y_{FC}^{1/3} \rho_s^{2/3}}, \quad (17)$$

$$q = \frac{Q_v}{Q},$$

где  $A$  — скорость испарения частиц. Параметр  $\gamma$  предполагается порядка  $O(1)$ .

Безразмерный вид граничных условий для этих уравнений таков:

$$\begin{aligned} z = -\infty: \quad & y_F = 0, \quad y_s = \alpha, \quad \theta = 0, \\ z = \infty: \quad & y_F = \text{конечная величина}, \\ & \theta = \theta_b = \frac{T_b - T_u}{T_f - T_u}, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $\alpha = Y_{Fu} / Y_{FC}$ ,  $Y_{Fu}$  — газообразное топливо, имеющееся в частицах во внешнем реагирующем потоке,  $Y_{FC}$  определено в (12).

В данной работе пренебрегаем величиной  $q$ , являющейся отношением тепла, требуемого для испарения частиц топлива, к общему тепловыделению (см. формулы (17)), поскольку она слишком мала по сравнению с другими параметрами.

Величину  $m$  (см. (11)) можно считать равной единице, что является обычным допущением при решении основных уравнений, и это допущение применимо к распространению пламени во всех зонах.

Таким образом, основные уравнения упрощаются и их можно переписать в виде:

$$\frac{d\theta^0}{dz} = \frac{d^2\theta^0}{dz^2} + \omega \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (19)$$

$$\frac{dy_F}{dz} = \frac{d^2y_F}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma y_s^{2/3} \theta^n, \quad (20)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = -\gamma y_s^{2/3} (\theta^0)^n, \quad (21)$$

$$\frac{d\theta_s^0}{dz} = \xi(\theta^0 - \theta_s^0). \quad (22)$$

#### Зона предварительного нагрева и испарения ( $-\infty < x < 0^-$ )

Поскольку число Зельдовича, основанное на учете газофазного окисления газообразного топлива, принято слишком большим, химической реакцией между газообразным топливом и окислителем можно пренебречь и, вследствие различия температур газа и частиц, учитывать теплообмен между ними. Предполагается, что частицы топлива испаряются и образуют газообразное топливо, которое окисляется в газовой фазе. Безразмерные уравнения в этой зоне принимают вид:

$$\frac{d\theta^0}{dz} = \frac{d^2\theta^0}{dz^2}, \quad (23)$$

$$\frac{dy_F}{dz} = \frac{d^2y_F}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma y_s^{2/3} \theta^n, \quad (24)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = -\gamma y_s^{2/3} (\theta^0)^n, \quad (25)$$

$$\frac{d\theta_s^0}{dz} = \xi(\theta^0 - \theta_s^0). \quad (26)$$

Граничные условия:

$$z = -\infty: \quad \theta^0 = 0, \quad \theta_s^0 = 0, \quad y_s = \frac{Y_{Fu}}{Y_{FC}} = \alpha, \quad (27)$$

$$y_F = y_{Ff} = 0;$$

$$z = 0: \quad \theta^0 = 1.$$

Решение вышеприведенных уравнений в указанных граничных условиях дает следующие результаты:

для газа:

$$\theta^0 = e^z, \quad (28)$$

$$-\left[\frac{dy_F}{dz}\right]_{0^-} = 3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - y_{Ff}, \quad (29)$$

$$a = \gamma/3n, \quad (30)$$

$$y_s = [\alpha^{1/3} - ae^{nz}]^3; \quad (31)$$

для частицы:

$$\theta_s^0 = \frac{\xi}{1+\xi} \theta^0, \quad (32)$$

$$-\left[\frac{dy_F}{dz}\right]_{0^-} = 3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - y_{Ff}, \quad (33)$$

$$a = \frac{\gamma\xi}{3n(\xi+1)}, \quad (34)$$

$$y_s = [\alpha^{1/3} - ae^{nz}]^3. \quad (35)$$

#### Зона реакции ( $0^- < x < 0^+$ )

Предполагается, что в этой области конвективные члены и члены испарения в уравнениях сохранения малы по сравнению с диффузионными членами и членами реакций. Получаем следующую систему основных уравнений:

$$\frac{d^2\theta^0}{dz^2} = -\omega \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (36)$$

$$\frac{d^2y_F}{dz^2} = \omega \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (37)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = 0 \rightarrow y_s = cte. \quad (38)$$

Скорость реакции определяется по формуле

$$w_F = \nu_F W_F k c_F, \quad (39)$$

где

$$k = B \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right). \quad (40)$$

Для анализа структуры этой зоны введем следующие выражения:

$$z = \varepsilon\eta, \quad y_F = \varepsilon(b+y), \quad \theta^0 = 1 - \varepsilon t, \quad (41)$$

где  $b = y_{Ff}/\varepsilon$ ,  $\varepsilon = 1/Z\varepsilon$  — параметр разложения, значение которого мало. Предполагается, что величины  $b$  и  $t$  порядка единицы. Вводя эти параметры в (36) и (37), приходим к уравнениям

$$\frac{d\theta^0}{dz} = -\frac{dt}{d\eta} \rightarrow \frac{d^2\theta^0}{dz^2} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{d^2t}{d\eta^2}, \quad (42)$$

$$\frac{dy_F}{dz} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{dy_F}{d\eta} \rightarrow \frac{d^2y_F}{dz^2} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{d^2y_F}{d\eta^2}. \quad (43)$$

Подставляя уравнение (42) в (36), запишем

$$\frac{d^2t}{d\eta^2} = \varepsilon\omega \frac{\rho_u}{\rho}, \quad (44)$$

где  $\omega$  получается путем подстановки уравнения (39) в первую из формул (17):

$$\omega = \frac{\nu_F \lambda_u W_F k c_F}{(\rho_u V_u)^2 c Y_{FC}} \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right). \quad (45)$$

В результате уравнение (44) перепишем в виде

$$\frac{d^2t}{d\eta^2} = \Lambda(b+y) \exp(-t), \quad (46)$$

где

$$\Lambda = \frac{\nu_F \lambda_u B \varepsilon^2}{\rho_u v_u^2 c} \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right). \quad (47)$$

Подставляя уравнение (43) в (37), получаем

$$\frac{d^2y}{d\eta^2} = \varepsilon\omega \frac{\rho_u}{\rho}. \quad (48)$$

Вычитание уравнения (48) из (44) дает

$$\frac{d^2(y-t)}{d\eta^2} = 0. \quad (49)$$

Граничное условие для уравнения (49) определяется из условия согласования с решением в зоне конвекции:

$$\frac{dt}{d\eta} = \frac{dy}{d\eta} = 0, \quad \eta \rightarrow +\infty, \quad (50)$$

и в зоне предварительного нагрева:  
для газовой фазы

$$\frac{dt}{d\eta} = -1, \quad \eta \rightarrow -\infty, \quad (51)$$

для частиц

$$\frac{dt}{d\eta} = -\frac{\xi}{\xi+1}, \quad \eta \rightarrow -\infty. \quad (52)$$

Интегрируя уравнение (46) и используя граничные условия, получаем:

для газа

$$2(1+b)\Lambda = 1, \quad (53)$$

для частицы

$$2(1+b)\Lambda = \left(\frac{\xi}{\xi+1}\right)^2. \quad (54)$$

### СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ

Подставляя уравнения (53), (54) в (47), получаем скорость горения:

для газа

$$v_u^2 = \frac{2(1+b)\nu_F \lambda_u B \varepsilon^2}{\rho_u c} \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right), \quad (55)$$

для частицы

$$v_u^2 = \frac{2(1+b)\nu_F \lambda_u B \varepsilon^2}{[\xi/(\xi+1)]^2 \rho_u c} \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right). \quad (56)$$

Следовательно, корреляция скорости горения для частиц изменяется, как видно из уравнения (56).

Чтобы вычислить скорость горения по уравнениям (55) и (56), требуется знать параметры  $b$  и  $T_f$ . Для их определения необходимо проанализировать структуру конвективной зоны, что уже было сделано в предыдущем параграфе.

При достаточно больших значениях  $T_f$  разумно положить  $y_{Ff} = 0$ , откуда следует, что  $b = 0$ . Значение  $T_f$  можно определить из решения следующего уравнения:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\theta^0}{dz}\right]_{0+} + \left[\frac{dy_F}{dz}\right]_{0+} &= \\ &= \left[\frac{d\theta^0}{dz}\right]_{0-} + \left[\frac{dy_F}{dz}\right]_{0-}. \end{aligned} \quad (57)$$

Подставив параметры в уравнение (57), получим температуру пламени газа и частиц соответственно:

$$3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - 1 = 0, \quad (58)$$

$$3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - \frac{\xi}{1+\xi} = 0. \quad (59)$$

Видно, что температура пламени оптимизирована для частиц (уравнение (59)) по сравнению с зависимостью, полученной для газа (уравнение (58)).

С учетом тепла испарения уравнение для скорости горения принимает вид

$$v_v = v_u \exp\left(-\frac{qZe}{2}\right), \quad (60)$$

где число  $Ze$ , определенное для реакции окисления в газовой фазе газообразного топлива, предполагается большим. Это означает, что химическая реакция инициируется в зоне реакции и ее влияние в зоне предварительного нагрева не учитывается. Окончательная адиабатическая температура, которая достигается в конвективной зоне после того, как весь кислород израсходован, вычисляется в пренебрежении теплом испарения частицы из следующего выражения:

$$c(T_b - T_u) = \frac{\nu_F W_F Q}{\nu_{O_2} W_{O_2}} Y_{O_2 u}. \quad (61)$$

Численные расчеты были проведены при эквивалентном отношении  $\phi_u \geq 1$ . Для горючих смесей частиц и воздуха эффективное газофазное эквивалентное отношение  $\phi_g$  и эквивалентное отношение  $\phi_u$ , соответствующее топливу, имеющемуся в частицах топлива, описываются формулами

$$\phi_g = 17.18 Y_{FC} / (1 - Y_{FC}), \quad (62)$$

$$\phi_u = 17.18 Y_{Fu} / (1 - Y_{Fu}). \quad (63)$$

Для определения характеристик горения нужно решить совместно уравнения (12), (55) и (58) для газа и уравнения (12), (56) и (59) для частицы и связать параметры  $Y_{Fu}, Y_{FC}$ , появляющиеся в этих уравнениях, с параметрами  $\phi_u, \phi_g$  посредством уравнений (63) и (62), и тогда изменение скорости горения можно представить графически как функцию  $\phi_u$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Изменение безразмерной температуры газа и частиц топлива размером  $r = 20$  мкм в

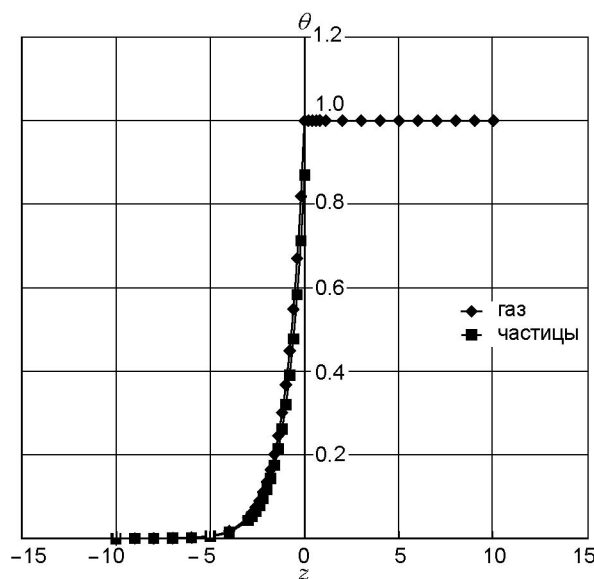


Рис. 2. Безразмерная температура как функция безразмерного расстояния  $z$

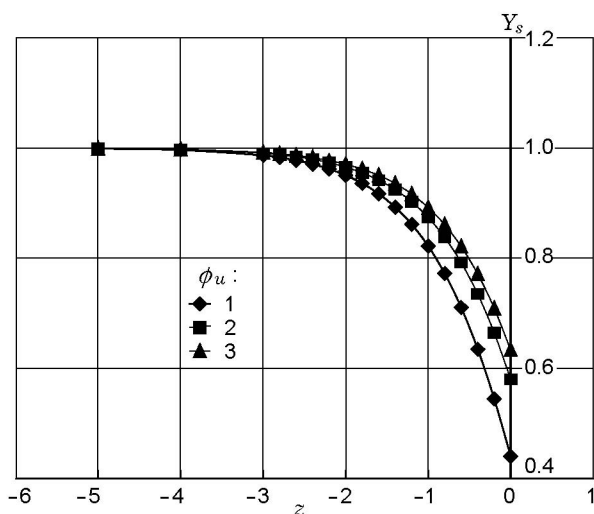


Рис. 3. Массовая доля частиц при различных значениях  $\phi_u$

зависимости от безразмерного расстояния  $z$  показано на рис. 2. Видно, что безразмерная температура частиц меньше безразмерной температуры газообразного топлива.

На рис. 3 приведена зависимость массовой доли частиц топлива размером  $r = 20$  мкм от параметра  $z$  при различных значениях  $\phi_u$ . Для заданного значения  $\phi_u$  массовая доля убывает с ростом безразмерного расстояния  $z$ . Также заметен значительный рост массовой доли с увеличением  $\phi_u$ .

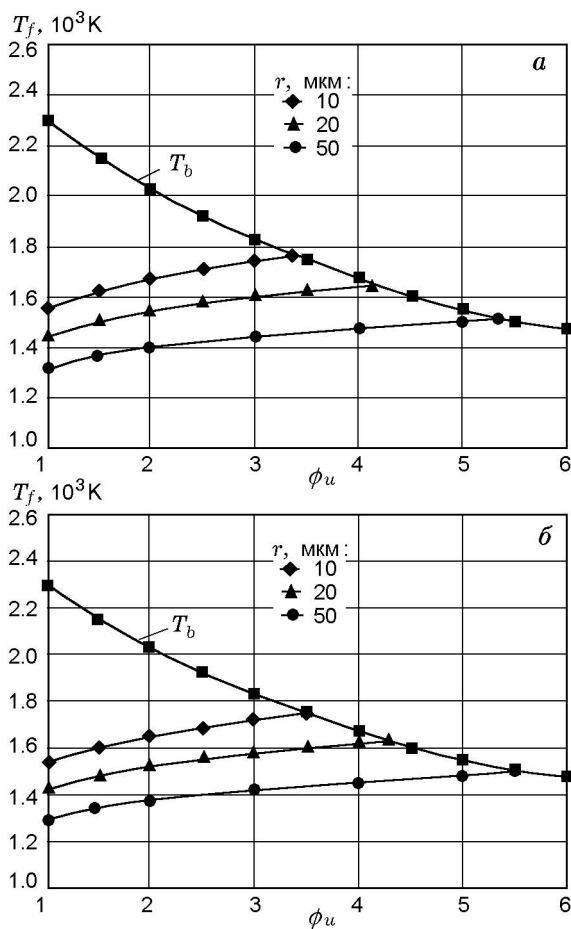


Рис. 4. Температура пламени газа (а) (как в [6]) и частиц (б) и адиабатическая температура при различных радиусах частиц в зависимости от эквивалентного отношения  $\phi_u$

Температура пламени газа и частиц и адиабатическая температура показаны на рис. 4 в зависимости от эквивалентного отношения  $\phi_u$ . Видно, что температура пламени не превосходит адиабатическую температуру. Это означает, что для каждого радиуса имеется допустимое значение эквивалентного отношения, меняющееся с радиусом. На обоих рисунках наблюдается уменьшение температуры пламени с увеличением размера частицы. Кроме того, видно, что температура пламени частиц ниже температуры пламени газообразного топлива.

Рис. 5 демонстрирует изменение скорости горения в зависимости от эквивалентного отношения для газа и частиц. Видно, что с увеличением радиуса скорость горения снижается вследствие увеличения площади поверхности. Нужно учесть, что при уменьшении значений

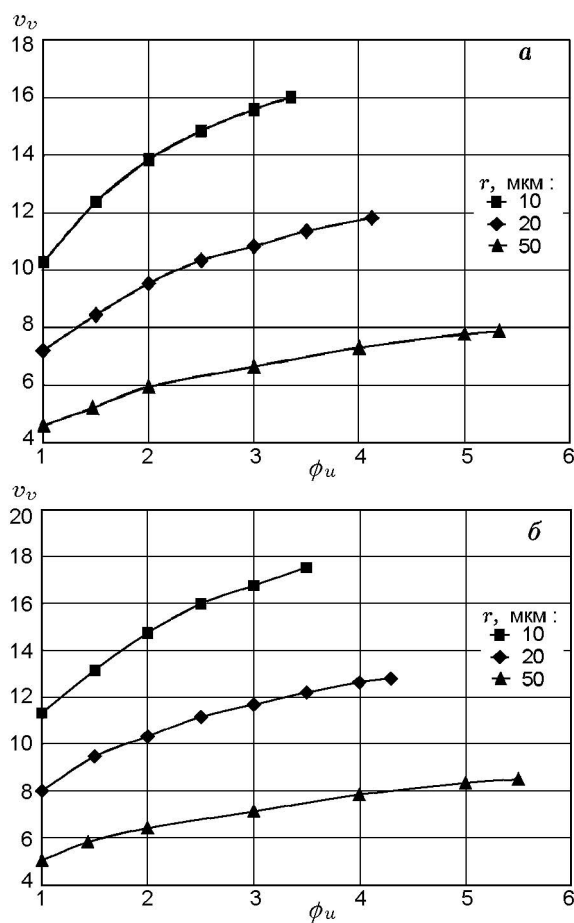


Рис. 5. Скорость горения газа (а) (как в [6]) и частиц (б) при различных радиусах частиц в зависимости от эквивалентного отношения  $\phi_u$

радиуса до нуля скорость горения равна соответствующей скорости для чисто газообразной горючей смеси. Сравнение этих рисунков также показывает, что скорость пламени при горении частиц выше скорости горения газообразного топлива. Следовательно, различие температур газа и частиц влияет на скорость горения.

Необходимо отметить, что температура и скорость горения увеличиваются с ростом эквивалентного отношения в области  $\phi_u \geq 1$ , в то время как в зоне реакции  $\phi_u < 1$ .

На рис. 6 представлена зависимость  $\gamma(\phi_u)$  для газа и частиц. Видно, что принятое допущение о том, что величина  $\gamma$  имеет порядок  $O(1)$ , является вполне приемлемым.

Рис. 7 показывает, что, хотя  $\phi_u > 1$ , эффективное значение эквивалентного отношения в зоне реакции  $\phi_g$  меньше единицы. Значитель-

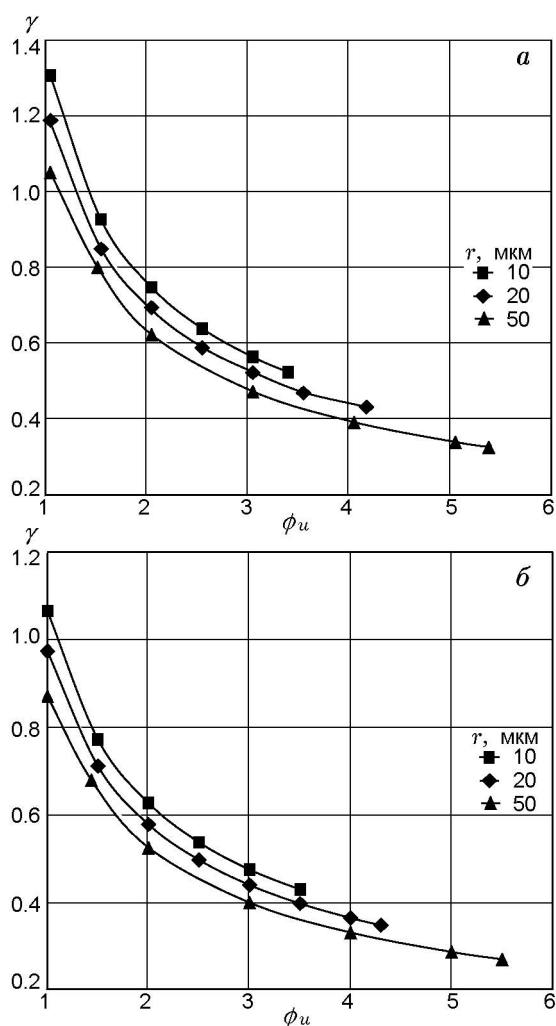


Рис. 6. Зависимость параметра  $\gamma$  от отношения  $\phi_u$  для газа (а) (как в [6]) и частиц (б)

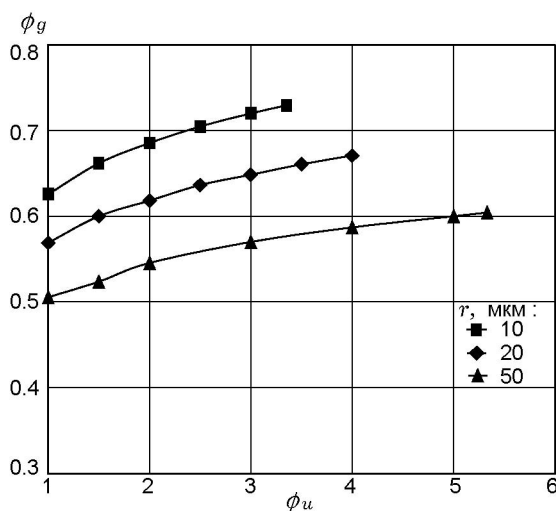


Рис. 7. Эффективное эквивалентное отношение реакции  $\phi_g$  от эквивалентного отношения  $\phi_u$

ный рост  $\phi_g$ , вероятно, связан с взаимовлиянием кинетики испарения и кинетики окисления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Показано, что безразмерная температура пламени частиц ниже безразмерной температуры газообразного топлива.

- Большой массовой доле частиц в потоке соответствует большее значение эквивалентного отношения, и для всех значений  $\phi_u$  массовая доля частиц стремится к нулю в зоне реакции (при  $x = 0$ ), т. е. все частицы испаряются.

- Исследована температура пламени и адиабатическая температура в зависимости от эквивалентного отношения. Показано, что чем больше размер частиц, тем ниже температура пламени. Температура пламени частиц ниже температуры пламени газообразного топлива, что оправдывает учет различия температур газа и частиц.

- Скорость горения газа и частиц растет с увеличением эквивалентного отношения вследствие того, что  $\phi_g < 1$ , несмотря на то, что  $\phi_u > 1$ . Предложенная модель точно предсказывает данный эффект: меньшие частицы обеспечивают более высокую скорость горения.

- Установлено, что эквивалентное отношение влияет на параметр  $\gamma$  для газа и частиц. Выяснено, что параметр  $\gamma$  порядка единицы. Таким образом, в данном исследовании использовано корректное допущение относительно этого безразмерного параметра.

- Показано, что  $\phi_g < 1$  и эта величина не стремится к стехиометрическому условию, в то же время  $\phi_u > 1$ , поэтому температура и скорость горения растут при увеличении  $\phi_u$ .

Обнаружено, что параметры горения, такие как скорость горения, температура пламени и др., для частиц изменяются относительно параметров, полученных в [6], при учете разницы температур между газом и частицами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Eckhoff R. K. Dust explosion in the process industries. — 2nd ed. — Oxford: Butterworth Heinemann, 1997.
2. Kaesche-Krischer B., Zehr J. Untersuchungen an staubkluft-flammen // Z. Phys. Chemie (new series). — 1958. — V. 14. — P. 384–387.
3. Mason W. E., Wilson M. J. G. Laminar flames of lycopodium dust in air // Combust. Flames. — 1967. — V. 11. — P. 195–200.



4. **Ross H. D.** Reducing adhesion and agglomeration within a cloud of combustible particles // NASA Technical Memorandum N 100902. — Springfield, VA: National Technical Information Service, 1988 July.
5. **Proust C.** Experimental determination of the maximum flame temperatures and of the laminar burning velocities for some combustible dust — air mixtures // Proc. of the Fifth Intern. Colloquium on Dust Explosions. — Pultusk, Poland, 1993. — P. 161–184.
6. **Seshardi K., Berlad A. L., Tangirala V.** The structure of premixed particle — cloud flames // Combust. Flame. — 1992. — V. 89. — P. 333–342.
7. **Bradley D., Chen Z., El-Sherif S., et al.** Structure of laminar premixed carbon — methane — air flames and ultrafine coal combustion // Combust. Flame. — 1994. — V. 96. — P. 80–96.
8. **Proust C. H., Veysiére B.** Fundamental properties of flames propagating in starch dust — air mixtures // Combust. Sci. Technol. — 1988. — V. 62. — P. 149–172.
9. **Veysiére B.** Development and propagation regimes of dust explosions // Powder Technol. — 1992. — V. 71. — P. 171–180.
10. **Han O.-S., Yashima M., Matsuda T., Matsui H., Miyake A., Ogawa T.** Behavior of flame propagating through lycopodium dust clouds in a vertical duct // J. Loss Prev. Process Ind. — 2000. — V. 13, N 6. — P. 449–457.
11. **Proust C.** Flame propagation and combustion in some dust — air mixtures // J. Loss Prev. Process Ind. — 2006. — V. 19. — P. 89–100.
12. **Proust C.** A few fundamental aspects about ignition and flame propagation in dust clouds // Ibid. — P. 104–120.
13. **Williams F. A.** Combustion Theory. — 2nd ed. — Redwood City, CA: Addison-Wesley, 1985.
14. **Peters N., Williams F. A.** The asymptotic structure of stoichiometric methane — air flames // Combust. Flame. — 1987. — V. 68. — P. 185–207.

*Поступила в редакцию 29/IV 2008 г.*

---