

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В ГАЗЕ С ИНЕРТНОЙ ПЫЛЬЮ

А. А. Дементьев, А. Ю. Крайнов

Томский государственный университет, 634050 Томск, daa024@ftf.tsu.ru, akrainov@ftf.tsu.ru

Представлены математическая модель и результаты расчета скорости распространения фронта пламени в горючем газе с взвешенными инертными частицами с учетом теплового расширения газа и динамической релаксации частиц. Получены зависимости стационарной скорости пламени от размера частиц и их массовой концентрации.

Ключевые слова: газозвесь, ламинарное пламя, тепловое расширение, инертные частицы.

Порошковые составы часто используются для пожаротушения и огнепреграждения [1, 2]. Для предотвращения распространения газового пламени на его пути формируется газозвесь из порошка инертного материала. Такой способ применяют для локализации пламени метановоздушной смеси в выработках угольных шахт и в производственных помещениях, где существует опасность возникновения горючих газовых смесей и их воспламенения. Развитие горения газа в прямолинейном канале от источника воспламенения начинается в ламинарном режиме. За счет расширения газ приходит в движение, затем горение переходит в турбулентный режим, а если газовая смесь способна к детонации, — в детонацию. В экспериментах с метановоздушными смесями стехиометрического состава зафиксированы скорости распространения пламени (относительно стенок прямолинейного канала), достигающие 600 м/с [3]. Как показали исследования [4–6], присутствие инертных частиц в реагирующем газе существенно замедляет скорость детонации в газе. При этом объемная доля частиц и их размер являются важными параметрами, определяющими скорость детонации. Представляет интерес исследовать влияние инертной пыли на скорость пламени на начальном этапе его распространения, в ламинарном режиме.

В работах [7, 8] представлены математическая модель зажигания и горения газов с учетом диффузии и гидродинамики и результаты моделирования задачи зажигания горячей стенкой вязкого сжимаемого теплопроводного газа. Показано, что в период зажигания в газе распространяется слабая волна сжатия, а после выхода на стационарный режим ламинарное горение происходит в изобарических усло-

виях. В [8] обоснована применимость изобарического подхода для описания распространения медленного фронта пламени с учетом теплового расширения газа и предложена упрощенная форма уравнения движения газа. В данной работе для моделирования возникающих в газе движений используется подход авторов [7, 8].

В работах [9–12] исследовалось влияние инертных частиц, взвешенных в горючем газе, на скорость распространения пламени. Получены зависимости скорости пламени от массовой концентрации дисперсной фазы, размера частиц, а также определено влияние теплоотдачи в окружающую среду на скорость пламени и критические условия срыва горения. В этих работах не учитывались тепловое расширение газа и связанное с ним движение среды. Предполагалось, что частицы движутся с газом без отставания. Однако для корректного определения влияния инертной дисперсной фазы на скорость фронта пламени в газе необходимо учитывать движение частиц относительно газа.

Данная работа посвящена изучению влияния инертных частиц, взвешенных в реагирующем газе, на скорость распространения пламени с учетом теплового расширения газа, теплового и динамического взаимодействия между фазами.

Рассматривается взвесь инертных частиц в горючем газе, занимающая область $0 < x < \infty$. Предполагается, что частицы одного размера и в начальный момент времени равномерно распределены в газе. В точке $x = 0$ расположена непроницаемая горячая стенка с температурой, равной адиабатической температуре сгорания газа в изобарических условиях; реакция в газе — первого порядка, зависящая от темпе-

ратуры по закону Аррениуса; горение протекает в ламинарном режиме в изобарических условиях; параметры состояния газа удовлетворяют уравнению состояния идеального газа; число Льюиса не зависит от температуры. Между газом и частицами происходит теплообмен по закону Ньютона; на частицы со стороны газа действует сила сопротивления, описываемая законом Стокса: $f_1 = 6\pi\mu r_k V$, где r_k — радиус частицы, μ — коэффициент динамической вязкости, V — скорость частицы относительно газа. (Закон Стокса выполняется с хорошей точностью до значения числа Рейнольдса обтекания частицы, равного 1, что соответствует диаметру частиц $200 \div 20$ мкм при скорости их движения относительно газа не более $0.1 \div 1$ м/с, и может быть применен для малых объемных долей дисперсной фазы [13].) Предполагается, что частицы между собой не сталкиваются; ввиду малой объемной концентрации частиц обратным их влиянием на движение газа пренебрегаем [14].

Основываясь на моделях [7–11] и сделанных предположениях, запишем в безразмерном виде математическую модель горения газа с инертными частицами с учетом теплового расширения газа:

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta_g}{\partial \xi} = \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial^2 \theta_g}{\partial \xi^2} - \frac{\rho_k B}{\rho_g \chi} (\theta_g - \theta_k) + a \exp \frac{\theta_g}{1 + \beta \theta_g}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + u \frac{\partial a}{\partial \xi} = \frac{\text{Le}}{\rho_g} \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} - \gamma a \exp \frac{\theta_g}{1 + \beta \theta_g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_k}{\partial \tau} + w \frac{\partial \theta_k}{\partial \xi} = \frac{\theta_g - \theta_k}{\chi}, \quad (3)$$

$$\rho_g = \frac{1 - \beta/\gamma}{1 + \beta \theta_g}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho_g u}{\partial \xi} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho_k w}{\partial \xi} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_k w}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho_k w^2}{\partial \xi} = \frac{3 \text{Pr} C}{2 \chi \text{Nu}} \rho_k (u - w). \quad (7)$$

Граничные условия:

$$\theta_g(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \theta_g(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial a(0, \tau)}{\partial \xi} = 0,$$

$$\frac{\partial a(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad u(0, \tau) = 0, \quad w(0, \tau) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_k(0, \tau)}{\partial \xi} = 0.$$

Начальные условия:

$$\theta_g(\xi, 0) = -1/\gamma, \quad \theta_k(\xi, 0) = -1/\gamma,$$

$$a(\xi, 0) = 1, \quad u(\xi, 0) = 0, \quad w(\xi, 0) = 0,$$

$$\rho_g(\xi, 0) = 1, \quad \rho_k(\xi, 0) = 1.$$

Уравнение (1) описывает перенос тепла в газе за счет теплопроводности и конвекции с учетом теплообмена с частицами дисперсной фазы и тепловыделения в химической реакции, (2) — уравнение концентрации реагента, содержащегося в газовой смеси в недостатке, (3) — уравнение энергии частицы с учетом ее движения и теплообмена с газом, (4) — уравнение состояния идеального газа, записанное для постоянного давления, (5), (6) — уравнения сохранения массы газа и частиц, (7) — уравнение движения частиц.

При записи системы уравнений выбраны следующие масштабы: времени $t_* = \frac{RT_{ad}^2 c_g \bar{\rho}_{g,0}}{QE a_0 k_0 \exp(-E/RT_{ad})}$; координаты $x_* = \frac{\sqrt{\lambda t_* / c_g \bar{\rho}_{g,0}}}{\sqrt{\lambda t_* / c_g \bar{\rho}_{g,0}}}$; скорости $V_* = x_* / t_*$; плотности газа $\bar{\rho}_{g,0}$ — начальная плотность газа; приведенной плотности частиц $\bar{\rho}_{k,0}$ — начальная приведенная плотность частиц; температуры RT_{ad}^2 / E , где T_{ad} — адиабатическая температура продуктов сгорания газа в изобарических условиях. Безразмерные переменные: $\tau = t/t_*$ — время, $\xi = x/x_*$ — координата, $\theta_{g,k} = (E/RT_{ad}^2)(T - T_{ad})$ — температура, a — относительная концентрация реагента в газовой фазе, $\rho_g = \bar{\rho}_g / \bar{\rho}_{g,0}$ — плотность газа, $\rho_k = \bar{\rho}_k / \bar{\rho}_{k,0}$ — приведенная плотность частиц, $u = \bar{u} / V_*$ — скорость газа, $w = \bar{w} / V_*$ — скорость частиц. Индексы: g — газ, k — частицы, 0 — начальные условия, * — масштаб, черта сверху — размерная величина.

Безразмерные критерии (параметры) модели: $\text{Pr} = \mu_g c_g / \lambda$ — число Прандтля, $\text{Nu} = \alpha r_k / \lambda$ — число Нуссельта, $\text{Le} =$

$Dc_g\bar{\rho}_{g,0}/\lambda$ — число Льюиса, $C = c_k/c_g$ — отношение теплоемкостей, $B = \frac{4\pi r_k^3 c_k \bar{\rho}_k^0 n}{3 c_g \bar{\rho}_{g,0}}$ — начальная массовая концентрация частиц, $\chi = r_k^2 c_k \bar{\rho}_k^0 / 3Nu\lambda t_*$ — размер частиц, $\gamma = c_g \bar{\rho}_{g,0} RT_{ad}^2 / QEa_0$ и $\beta = RT_{ad} / E$ характеризуют тепловой эффект и энергию активации реакции. Отношение β/γ определяет степень расширения газа при нагревании в изобарических условиях. (Например, после сгорания газа без частиц ($\theta = 0$) из (4) при $\gamma = 0.1$ и $\beta = 0.07$ получаем $\rho_g = 1 - \beta/\gamma$, $1 - \beta/\gamma = T_0/T_{ad} = \bar{\rho}_g/\bar{\rho}_{g,0} = 0.3$. Если начальная температура газа равна $T_0 = 300$ К, то $T_{ad} = 1000$ К и плотность продуктов сгорания будет $\bar{\rho}_g = 0.3\bar{\rho}_{g,0}$.)

Обозначения: t — время, x — координата, T — температура, a — концентрация, ρ — плотность, ρ_k — приведенная плотность дисперсной фазы, $\bar{\rho}_k^0$ — истинная плотность вещества частиц, u — скорость газа, w — скорость частиц, c — удельная теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, D — коэффициент диффузии, μ — коэффициент динамической вязкости, α — коэффициент теплообмена, r_k — радиус частицы, n — количество частиц в единице объема, R — универсальная газовая постоянная, Q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспоненциальный множитель, E — энергия активации химической реакции.

Уравнения (1), (2) решали по неявной разностной схеме методом прогонки, при этом конвективный член аппроксимировался разностями против потока. Получившиеся значения температуры газа на новом временном слое использовали для нахождения плотности газа на новом временном слое из уравнения состояния при условии изобаричности (4). Затем из уравнения сохранения массы газа (5) определяли скорость газа. Уравнения (3), (6), (7) решали по явной разностной схеме, где конвективные слагаемые аппроксимируются разностями против потока. При этом гиперболическое число Куранта выбирали из условия устойчивости для явной схемы. В процессе расчетов контролировалось, чтобы параболическое число Куранта не превышало 1.

Разработанную методику тестировали на решении модельных задач для проверки выполнимости термодинамических равновесных соотношений. Система уравнений (1)–(7) при $\rho_g \equiv 1$, $u \equiv 0$, $w \equiv 0$ переходит в модель [10, 11]. Расчеты по модели (1)–(7) при $\rho_g \equiv 1$, $u \equiv 0$, $w \equiv 0$ полностью совпадают с результатами

работ [10, 11]. При $B = 0$ система уравнений (1)–(7) аналогична модели [7, 8] (отличие лишь в том, что в [7, 8] учитывается зависимость коэффициентов теплопроводности и диффузии от температуры, а в модели (1)–(7) не учитывается). Скорость распространения фронта пламени, вычисленная по модели (1)–(7) при $B = 0$ и при $\gamma = 0.2$ и $\beta = 0.1$, взятых из [7], составила 0.205 (в [7] получено 0.28).

Исследование зависимости стационарной скорости пламени от параметров задачи проведено при значениях параметров инертных частиц, выбранных из интервалов: $0 \leq B \leq 0.25$, $10^3 \leq \chi \leq 10^4$. Параметры горючего газа взяты фиксированными: $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.07$, $Pr = 1$, $Nu = 1$, $Le = 1$, $C = 1$. Стационарную скорость распространения фронта горения определяли методом установления из решения системы уравнений (1)–(7). Скорость распространения фронта горения определяли как скорость перемещения поверхности с концентрацией реагента $a = 0.5$.

На рис. 1 представлены распределения параметров среды в последовательные моменты времени. Видно, что температура относительно крупных частиц ($\chi = 8000$) в зоне прогрева и в области химической реакции ниже температуры газа. После выгорания реагента в газовой фазе частицы прогреваются, газ остывает, их температуры выравниваются за фронтом горения на большом расстоянии (рис. 1,а). Плотность газа за фронтом уменьшается примерно в три раза, так же как и приведенная плотность частиц дисперсной фазы (рис. 1,б). Соотношения массы частиц к массе газа перед фронтом и далеко позади зоны реакции одинаковы. В зоне химической реакции относительная приведенная плотность частиц выше относительной плотности газа. Из-за повышенной массовой концентрации частиц в зоне химического реагирования, обусловленной инерцией частиц, большее количество тепла передается от газа частицам, и, как следствие, наблюдается большее снижение скорости пламени по сравнению с результатами, полученными по модели [11], где не учитывается тепловое расширение газа.

Были проведены расчеты стационарной скорости фронта горения в зависимости от параметров дисперсной фазы по двум моделям — с учетом теплового расширения газа и без учета (по модели [11]). Результаты расчетов представлены на рис. 2–4. Из рис. 2, 3 видно, что с увеличением начальной массовой концентра-

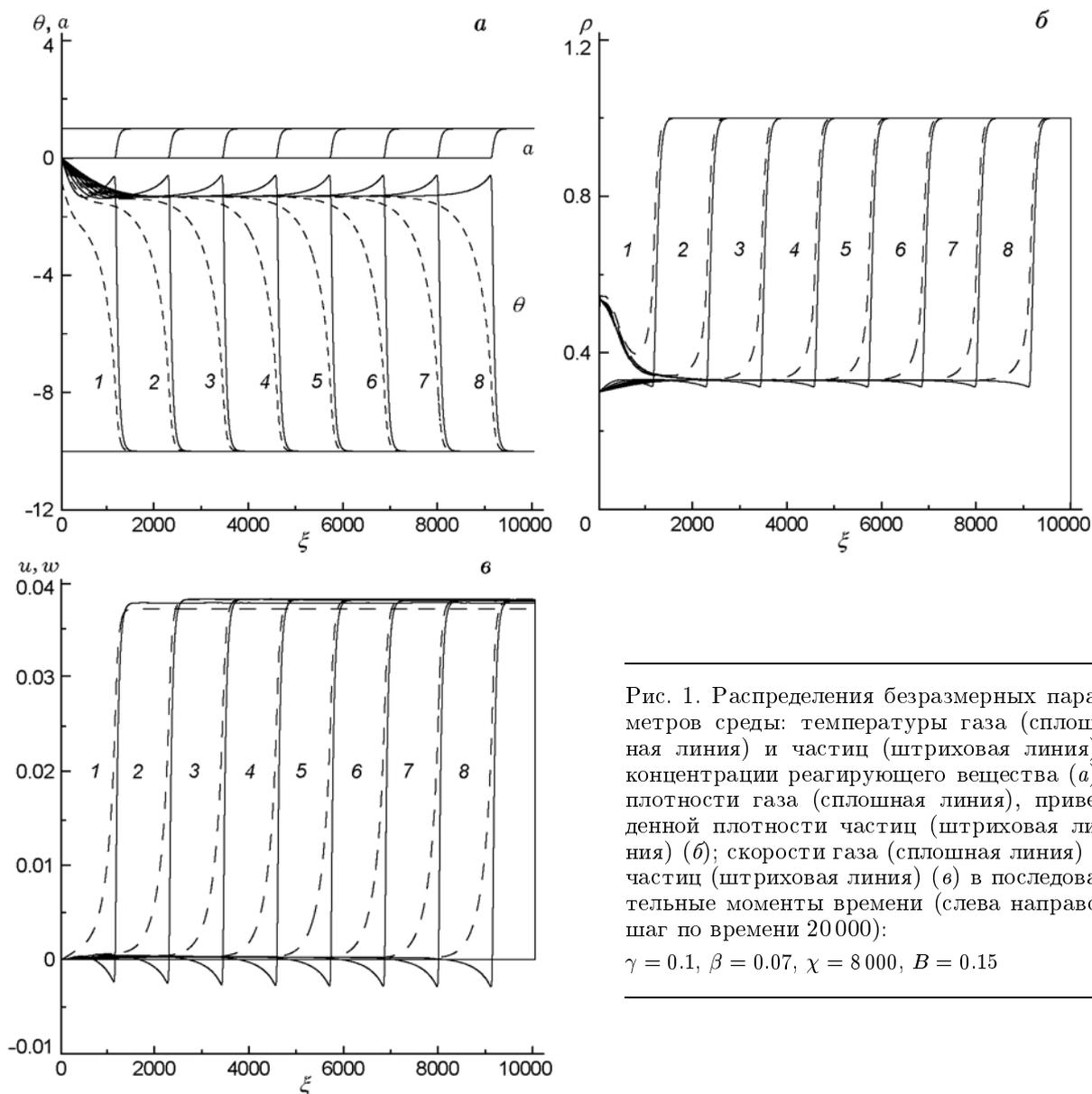


Рис. 1. Распределения безразмерных параметров среды: температуры газа (сплошная линия) и частиц (штриховая линия), концентрации реагирующего вещества (а); плотности газа (сплошная линия), приведенной плотности частиц (штриховая линия) (б); скорости газа (сплошная линия) и частиц (штриховая линия) (в) в последовательные моменты времени (слева направо, шаг по времени 20 000):

$$\gamma = 0.1, \beta = 0.07, \chi = 8000, B = 0.15$$

ции инертных частиц в газе и уменьшением размера частиц скорость пламени уменьшается сильнее, чем в предположениях модели [11]. На рис. 4 представлены зависимости скорости пламени, отнесенной к ее величине в чистом газе, полученные с учетом и без учета теплового расширения газа. Видно, что относительная скорость фронта горения при варьировании начальной массовой концентрации частиц и их размера изменяется сильнее в модели, учитывающей тепловое расширение газа.

Значения $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.07$ соответствую-

ют смеси горючего газа (оксида углерода с примесями) с воздухом с недостатком горючего (25 % горючего, что составляет 0.5 от стехиометрического состава) [15]; теплофизические характеристики газовой смеси: $c_g = 1000$ Дж/(кг·К), $\bar{\rho}_{g,0} = 1.29$ кг/м³, $\lambda_g = 0.0387$ Дж/(м·с·К), $\lambda_g/c_g\bar{\rho}_{g,0} = 3 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Рассчитанное значение безразмерной скорости горения такой смеси без дисперсной фазы относительно исходной смеси газов составило 0.043, а при зажигании у закрытого торца — 0.083. Масштабы времени, координаты и скорости

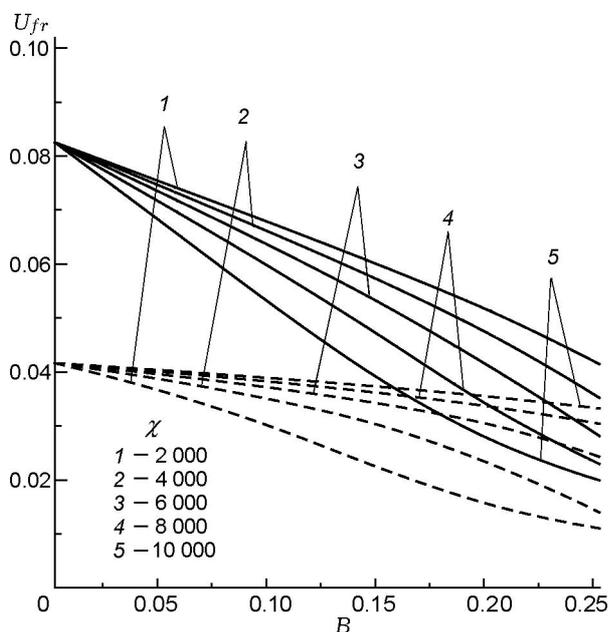


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости фронта горения от начальной массовой концентрации инертных частиц:

сплошные линии — расчет по модели (1)–(7), штриховые — без учета теплового расширения газа; $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.07$

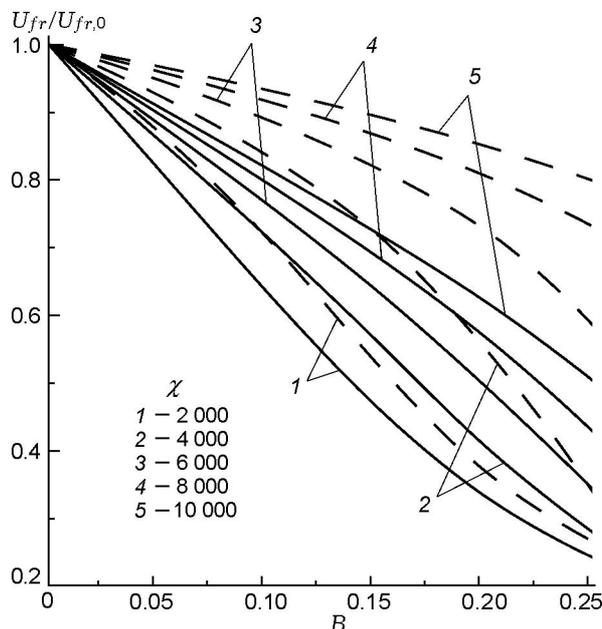


Рис. 4. Зависимость относительной безразмерной скорости горения от начальной массовой концентрации инертных частиц:

сплошные линии — расчет по модели (1)–(7), штриховые — без учета теплового расширения газа; $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.07$

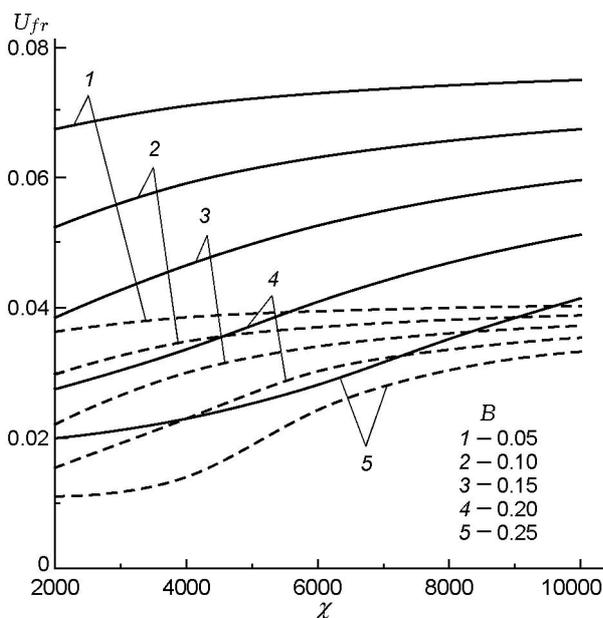


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости фронта горения от параметра, характеризующего размер частиц:

сплошные линии — расчет по модели (1)–(7), штриховые — без учета теплового расширения газа; $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.07$

для выбранной смеси, вычисленные по данным [15], имеют значения: $t_* = 1.4 \cdot 10^{-6}$ с, $x_* = 0.65 \cdot 10^{-5}$ м, $V_* = 4.64$ м/с. Тогда размерная скорость распространения пламени относительно исходной смеси газов равна 0.2 м/с, что соответствует данным [15], а скорость фронта горения при зажигании у закрытого торца — 0.4 м/с. В качестве дисперсной фазы выбраны частицы сланца. Его теплофизические характеристики: $c_k = 1200$ Дж/(кг·К), $\rho_k^0 = 2700$ кг/м³. При наличии инертных частиц радиусом $r_k = 20$ мкм в реагирующем газе с массовой концентрацией 0.215 кг/м³ (соответствующие $B = 0.2$, $\chi = 7700$) скорость распространения пламени при зажигании у закрытого торца составляет 0.218 м/с, а при $r_k = 10$ мкм ($\chi = 1930$) и той же массовой концентрации частиц скорость фронта равна 0.13 м/с.

Таким образом, при моделировании процессов горения газозвесей необходимо учитывать не только тепловую релаксацию между фазами, но и динамическую, которая влияет на скорость фронта пламени в запыленной инертными частицами горючей смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Умнов А. Е., Голик А. С., Палеев Д. Ю., Шевцов Н. Р. Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях. — М.: Недра, 1990.
2. Баратов А. И., Вогман А. П. Огнетушащие порошковые составы. — М.: Стройиздат, 1982.
3. Нецепляев М. И., Любимова А. И., Петрухин П. М., Плоскоголовый Е. П., Сургай Н. С. Борьба со взрывами угольной пыли в шахтах. — М.: Недра, 1992.
4. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 119–127.
5. Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А. Математическое моделирование подавления детонации водородокислородной смеси инертными частицами // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 103–115.
6. Федоров А. В., Федорченко И. А. Численное моделирование распространения ударной волны в смеси газа и твердых частиц // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 97–107.
7. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. Установление стационарного распространения пламени при зажигании газа накаленной поверхностью // ПМТФ. — 1969. — № 5. — С. 42–48.
8. Шкадинский К. Г., Барзыкин В. В. Закономерности зажигания газов накаленной поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 2. — С. 176–181.
9. Губин Е. И., Дик И. Г. Распространение пламени в запыленном газе // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 6. — С. 25–30.
10. Дик И. Г., Губин Е. И., Крайнов А. Ю. Нестационарное взаимодействие волны горения с пылевым облаком // Инж.-физ. журн. — 1988. — Т. 55, № 2. — С. 236–243.
11. Крайнов А. Ю., Шаурман В. А. О пределах распространения пламени по запыленному газу // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 4. — С. 14–20.
12. Губин Е. И., Дик И. Г., Крайнов А. Ю. Ингибирование газовых пламен порошковыми составами // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 2. — С. 57–62.
13. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1987.
14. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. — М.: Машиностроение, 1974.
15. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.

*Поступила в редакцию 28/V 2010 г.,
в окончательном варианте — 27/XII 2010 г.*