

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ

УДК 534.222.2

Ю. В. Туник

Институт механики МГУ, 119899 Москва

Решается плоская одномерная задача о распространении медленного горения в метановоздушных газовзвесах угольной пыли. Считается, что весь метан, первоначально содержащийся в газе, сгорает во фронте пламени. Скорость фронта относительно газа рассчитывается по соотношениям, полученным из рассмотрения стационарной задачи с использованием представленной теории теплового взрыва. Газовзвесь рассматривается как двухтемпературная и двухскоростная среда. Учитываются гетерогенные реакции горения углерода (кокса) и восстановления окиси углерода, выход летучих компонентов и их сгорание в газовой фазе вместе с окисью углерода. На основе численных расчетов показано, что угольная пыль неоднозначно влияет на скорость распространения пламени. В бедных смесях при умеренном содержании пыли интенсивность волны горения растет, а в условиях, близких к стехиометрическим, уменьшается.

Максимальная энергия, выделяемая при горении углерода в воздухе, примерно на 30 % больше, чем при горении метана. Поэтому можно предположить, что метановоздушная газовзвесь угольной пыли характеризуется большей взрывоопасностью, чем чисто газовая смесь. Если первоначально содержащийся в газе метан сгорает во фронте пламени, который распространяется в запыленной среде, а воспламенение частиц происходит за этим фронтом после их прогрева, то нетрудно оценить оптимальное содержание угольной пыли. В смеси с молярной концентрацией метана 5 % (что соответствует нижнему пределу воспламенения) после сгорания остается 10 % кислорода. Этого достаточно лишь для горения 0,05 кг угольной пыли в кубическом метре при плотности газа в нормальных условиях. С учетом объемного расширения продуктов горения эта величина уменьшается до $\sim 0,012$ кг/м³. С ростом концентрации метана оптимальное содержание пыли уменьшается.

Качественный анализ развития горения метановоздушной газовзвеси осложняется химическим взаимодействием углерода с различными газовыми компонентами и наличием летучих компонентов, адсорбированных в порах угольных частиц. Газификация летучих приводит к появлению вторичного метана, с которым реагирует значительная часть оставшегося кислорода. В стехиометрических и переобогащенных метановоздушных смесях кислород в продуктах горения вообще отсутствует. Поэтому наиболее взрывоопасными могут оказаться газовзвеси с умеренным содержанием метана ($\sim 7-8\%$), когда гетерогенное горение угольных частиц может происходить одновременно с горением выделившихся летучих. Повышенное содержание угольной пыли может уменьшить взрывоопасность метановоздушных смесей, так как только малая часть смеси, определенная оставшимся количеством кислорода, сгорает с выделением тепла, а участие излишней массы угольных

частиц в межфазном взаимодействии приводит к потере энергии химических реакций, выделяющейся в газовой фазе. Но в отличие от инертных твердофазных включений угольные частицы инициируют массообмен и вступают в реакции с различными компонентами смеси.

Таким образом, заранее трудно определить, в какой мере то или иное количество угольной пыли повлияет на газодинамику и скорость распространения пламени.

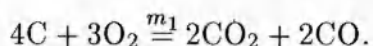
В настоящей работе этот вопрос исследуется на основе результатов численного моделирования. Решается одномерная плоская задача о медленном горении метановоздушной газовзвеси угольной пыли. Считается, что весь метан, первоначально содержащийся в газе, сгорает во фронте пламени, который распространяется от неподвижной и непротекаемой плоскости $x = 0$ в положительном направлении по запыленной смеси.

Газовзвесь рассматривается как двухтемпературная и двухскоростная среда. Газ считается совершенным. Теплоемкость c_p , показатель адиабаты γ и молекулярная масса смеси μ рассчитываются по ее составу. Вязкость и теплопроводность учитываются только при межфазном взаимодействии. Сила сопротивления движению частиц F и интенсивность теплообмена Q_λ вычисляются по известным формулам для двухфазной среды:

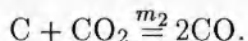
$$F = 0,75n\sigma C_f \rho |u - v|(u - v)d^{-1}, \quad Q_\lambda = 6n\sigma \lambda_s Nu (T - T_s).$$

Здесь u , ρ , T — скорость, плотность и температура газа; n , v , T_s , d , σ — концентрация, скорость, температура, диаметр и объем частиц, λ_s — теплопроводность их материала (углерода). Коэффициент сопротивления C_f и число Нуссельта Nu вычисляются по числам Маха и Рейнольдса относительного движения фаз [1, 2]. Необходимые данные по теплопроводности, вязкости, диффузии и теплотам образования различных компонентов смеси взяты из [3, 4].

Угольная пыль представляет собой трехкомпонентную среду, состоящую из кокса (углерода), адсорбированных летучих и шлака — несгораемого остатка. Окисление углерода происходит на поверхности частиц с образованием углекислого газа и окиси углерода. При моделировании учитывается возможность реализации как кинетического, так и диффузионного режима горения [5] со скоростью m_1 (приведенная скорость для одного из сортов угля):



В гетерогенном режиме происходит также восстановление окиси углерода:



Приведенная скорость процесса m_2 рассчитывается по данным работы [6]. Скорость выхода летучих с учетом выгорания углерода определяется формулой

$$m_v = m_{v0} + \rho_v / \rho_C (m_1 \nu_{C1} + m_2 \nu_{C2}) \mu_C,$$

где $m_{v0} = \rho_v \exp(7 - 5000/T_s)$ относится к скорости процесса в условиях постоянства коксовой основы [7]; $\nu_{C1} = 4$, $\nu_{C2} = 1$ — стехиометрические коэффициенты углерода в описанных выше гетерогенных реакциях; μ_C — молекулярная масса углерода. Для горения газифицированных летучих (вторичного метана) используется двустадийная модель [8], учитывающая наличие периода индукции, который вычисляется по формуле из работы [9]:

$$\tau^{-1} = 2,5 \zeta_1^{-0,3} \zeta_2 p^{0,7} \{10^4 \exp(-10000/T) + 10^{10} \exp(-25000/T)\}.$$

Здесь τ — время, с; p — давление, бар; ζ_1 и ζ_2 — молярные концентрации метана и кислорода.

В случае малого массового содержания пыли ее объемной концентрацией можно пренебречь. Тогда уравнения одномерного движения метановоздушной газовой смеси с учетом перечисленных выше процессов и допущений имеют вид:

для концентрации частиц n

$$\frac{\partial nS}{\partial t} + \frac{\partial nvS}{\partial x} = 0;$$

для плотности i -й газовой компоненты ρ_i

$$\frac{\partial \rho_i S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u S}{\partial x} = (W_i + W_i^s) S;$$

для массового содержания в газовой смеси углерода (ρ_C), твердофазных летучих (ρ_v) и шлака (ρ_k)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_C S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_C v S}{\partial x} &= -m_C S = -(m_1 \nu_{C1} + m_2 \nu_{C2}) \mu_C S, \\ \frac{\partial \rho_v S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_v v S}{\partial x} &= -m_v S = -m_3 \nu_v \mu_v S, \quad \frac{\partial \rho_k S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_k v S}{\partial x} = 0; \end{aligned}$$

для количества движения газа

$$\frac{\partial \rho u S}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) S}{\partial x} = p S'_x - \bar{r}' S + m_s v S \quad (m_s = m_C + m_v);$$

для количества движения диспергированной фазы

$$\frac{\partial \rho_s v S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s v^2 S}{\partial x} = (F - m_s v) S \quad (\rho_s = \rho_C + \rho_v + \rho_k);$$

для полной энергии газа

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(e + u^2/2) S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u(h + u^2/2) S}{\partial x} = \\ = -F u S + \rho Q_\lambda S + \{m_C(e_C + v^2/2)\} S + \{m_v(e_v + v^2/2)\} S + (Q_g + Q_s) S; \end{aligned}$$

для полной энергии твердой фазы ($e_s = \alpha_C e_C + \alpha_v e_v + \alpha_k e_k + v^2/2$)

$$\frac{\partial \rho(e_s + v^2/2) S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s v(e_s + v^2/2) S}{\partial x} = F v S - \rho Q_\lambda S - \{m_C(e_C + v^2/2)\} S + \{m_v(e_v + v^2/2)\} S.$$

Здесь $e_C = c_C T_s$, $e_v = c_v T_s$, $e_k = c_k T_s$ — внутренние энергии углерода, адсорбированных летучих и шлака; α_C , α_v , α_k , и c_C , c_v , c_k — их массовые доли в частице и теплоемкости соответствующих материалов, $S = S(x)$ — форма канала, $S(x) = x^\nu$, где $\nu = 0, 1, 2$ для плоского, осесимметричного и сферического случаев соответственно; W_i и W_i^s — скорости изменения плотности i -й газовой компоненты за счет гомогенных газовых реакций и межфазного массообмена; Q_g и Q_s — суммарные тепловые эффекты газовых и гетерогенных реакций; $h = e + p/\rho$ — энтальпия газа.

Задача решается численно методом Годунова с использованием явной схемы первого порядка. Один из узлов подвижной сетки связывается с фронтом пламени. Из-за того, что скорость пламени U_f относительно газа много меньше скорости звука, в задаче о распаде разрыва с тепловыделением [10] в окрестности фронта величина U_f вычисляется по формулам, полученным из рассмотрения стационарного распространения дефлаграционного

горения по газу. В соответствии с одним из подходов к этой задаче (модель Бондаренко, см. [5]) изменение температуры T газа перед фронтом горения описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \rho_1 U_f c_p \frac{dT}{dx} - \lambda \frac{d^2 T}{dx^2}. \quad (1)$$

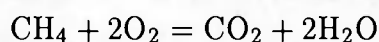
Здесь ρ_1 , λ , c_p — плотность, теплопроводность и теплоемкость набегающего на фронт пламени газа. Скорость распространения пламени U_f определяется из предположения о непрерывности первой и равенстве нулю второй производной температуры в точке воспламенения ($T = T_i$):

$$U_f^2 = Q \lambda W(T_i) / c_p^2 \rho_1^2 (T_i - T_1), \quad (2)$$

где T_1 — температура набегающего потока; Q — теплота сгорания единицы массы метана; $W(T)$ — скорость горения. Температура воспламенения T_i определяется из соотношения

$$W(T_i) = \left(\frac{dW}{dT} \right)_{T_i} (T_i - T_1). \quad (3)$$

Модель, таким образом, требует конкретной зависимости $W(T)$, т. е. предполагает, что горение метана во фронте пламени описывается одной брутто-реакцией



с известной скоростью тепловыделения или изменения массовой концентрации метана β_1 , так как $W = -\rho d\beta_1/dt$. В соответствии с общепринятыми допущениями производная $d\beta_1/dt$, в свою очередь, определяется массовыми (β_1) (или молярными ζ_1) концентрациями газообразного углеводорода, окислителя (β_2 или ζ_2) и характерным временем процесса, в качестве которого можно рассматривать так называемое время задержки воспламенения τ , т. е. $d\beta_1/dt = -\beta_1^{k_1} \beta_2^{k_2} \varphi(T) = -\beta_1^{k_1} \beta_2^{k_2} \tau^{-1}$. Величина τ^{-1} для многих газообразных углеводородов экспоненциально зависит от температуры. Для метана при $T > 1000$ К $\tau^{-1} \simeq 2,5 \zeta_1^{-0,3} \zeta_2 p^{0,7} 10^{10} \exp(-T_*/T)$, где $T_* = 25000$ К.

При вычислении нормальной скорости U_f необходимо учитывать неполноту сгорания топлива, так как величина Q отличается от теплового эффекта брутто-реакции Q_0 и определяется из расчета равновесного состава продуктов горения смеси. Соответствующие расчеты проведены Г. Д. Смеховым, а их методика излагается в [11].

В модели Бондаренко реакция нулевого порядка вообще не может использоваться для бедных смесей, так как уравнение для определения температуры воспламенения с отрицательным показателем степени при ζ_1 в формуле для τ^{-1} не имеет решения, что нетрудно показать, анализируя соотношение (3). Для реакции первого порядка ($k_1 = 1$, $k_2 = 0$) на рис. 1 и 2 кривыми 2 представлены скорости U_f и температуры воспламенения в чистой газовой смеси в зависимости от содержания в ней метана. Штриховая линия на рис. 2 относится к максимальной температуре. Теория дает заниженные скорости распространения пламени по сравнению с экспериментальными данными (точки на рис. 1 взяты из [5]). Расчет U_f с реакцией второго порядка ($k_1 = 1$, $k_2 = 1$) приводит к еще большему отличию теории от эксперимента.

Кроме неопределенности по порядку реакции рассматриваемая модель содержит внутреннее противоречие, связанное с тем, что формула для U_f выведена в предположении отсутствия тепловыделения или пренебрежимости им до тех пор, пока газ не прогреется до температуры воспламенения. В то же время значения концентраций метана и кислорода

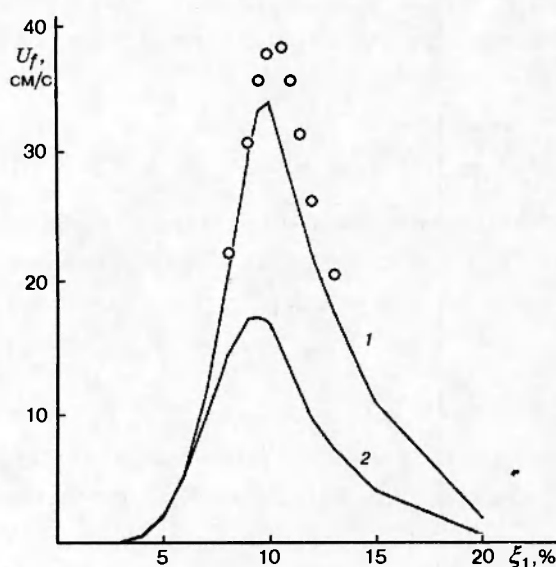


Рис. 1

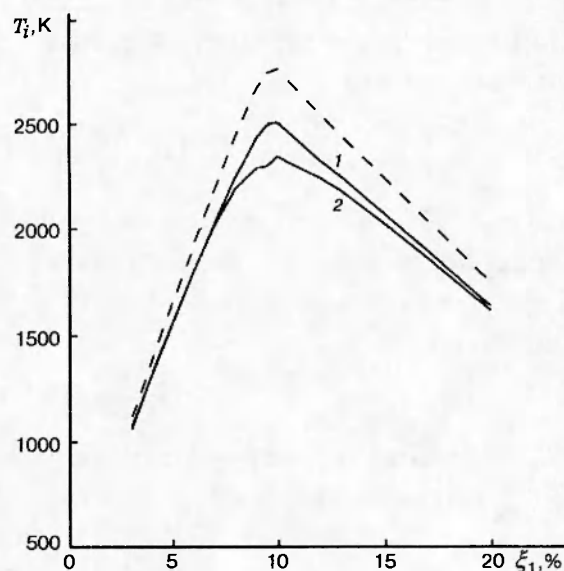


Рис. 2

Рис. 1. Нормальная скорость пламени в метановоздушных смесях в зависимости от содержания метана:

1 — предлагаемая модель теплового взрыва, 2 — модель А. В. Бондаренко, точки — экспериментальные данные

Рис. 2. Температура воспламенения метановоздушных смесей в зависимости от содержания метана:

1 — предлагаемая модель теплового взрыва, 2 — модель А. В. Бондаренко, штриховая линия — максимальная температура

в выражении для $W(T_i)$ берутся соответствующими температуре воспламенения, которая близка к максимальной, т. е. в момент, когда большая часть энергии уже выделена.

В отличие от известных работ скорость тепловыделения $W(T_i)$ и температура воспламенения T_i могут быть определены на основе двустадийной модели горения газа с использованием представлений теории теплового взрыва. В соответствии с рекомендациями [8] воспламенение смеси происходит по окончании периода индукции, который описывается изменением фиктивной компоненты α : $d\alpha/dt = -\tau^{-1}$. Изменение температуры в этот период описывается уравнением теплопроводности (1) для набегающего на фронт пламени потока. Энергичное тепловыделение начинается при $\alpha = 0$, и уравнение энергии в соответствующей области представляется в виде $\rho c_p (dT/dt) = QW(T) = -Q(d\beta_1/dt)$, так как в условиях дефлаграционного горения давление почти постоянно ($p \simeq p_1$). При этом, как и в модели Бондаренко, считается, что вынос тепла из зоны горения происходит в основном за счет конвекции газа, а не теплопроводности. Функция $\varphi(T)$ в выражении для скорости изменения массовой концентрации горючей газовой компоненты может быть представлена в виде

$$\varphi(T) = \varphi(T_i + \Delta T) = \varphi(T_i) \exp \left(T_* \frac{\Delta T}{T_i^2} \right).$$

Тогда изменение температуры при тепловом взрыве рассчитывается из уравнения

$$c_p \frac{d(\Delta T)}{dt} = -Q \frac{d\beta_1}{dt}(T_i) \exp\left(\bar{T}_* \frac{\Delta T}{T_i^2}\right),$$

или для переменной $\Theta = T_*(\Delta T/T_i^2)$ — из уравнения

$$\frac{d\Theta}{\exp \Theta} = -\frac{d\beta_1}{dt}(T_i) \frac{QT_*}{c_p T_i^2} dt = \frac{dt}{\tau_e}.$$

Здесь τ_e — характерное время теплового взрыва. Таким образом, в момент воспламенения скорость тепловыделения

$$W(T_i) = -\rho \frac{d\beta_1}{dt}(T_i) = \rho \frac{RT_i^2 \gamma \tau_e^{-1}}{Q(\gamma - 1)T_*}, \quad (4)$$

где $\rho = p_1/RT_i$. Отсюда

$$\frac{dT}{dt}(T_i) = \frac{QW(T_i)}{c_p \rho} = \frac{T_i^2}{T_* \tau_e}.$$

С другой стороны,

$$\frac{dT}{dt}(T_i) \sim \frac{(T_{\max} - T_i)}{\tau_e},$$

где $T_{\max}$ — максимальная температура продуктов горения. Приравнявая оба выражения, получаем равенство для вычисления температуры воспламенения T_i :

$$T_i^2/T_* = T_{\max} - T_i. \quad (5)$$

Нормальная скорость распространения фронта пламени определяется из условия гладкого продолжения температурной зависимости в область тепловыделения. Из уравнения изменения температуры имеем:

перед фронтом горения —

$$\frac{dT}{dx}(T_i) = \frac{\rho_1 U_f c_p (T_i - T_1)}{\lambda},$$

непосредственно за фронтом —

$$\frac{dT}{dx}(T_i) = \frac{QW(T_i)}{c_p \rho_1 U_f}.$$

Если считать, что τ_e имеет порядок времени задержки воспламенения при температуре T_i ($\tau_e = \tau(T_i)$), то можно выписать явное выражение для скорости распространения пламени:

$$U_f^2 = Q\lambda W(T_i)/c_p^2 \rho_1^2 (T_i - T_1), \quad (6)$$

которое совпадает с формулой Бондаренко (2), но, как и соотношение для вычисления температуры воспламенения, не содержит неопределенности, связанной с видом функции $W(T)$.

На рис. 1 и 2 кривые 1 относятся к предложенной в работе модели теплового взрыва для расчета скорости распространения пламени в газе. Предлагаемая модель приводит к вполне удовлетворительному соответствию расчетных и экспериментальных данных по нормальной скорости распространения пламени.

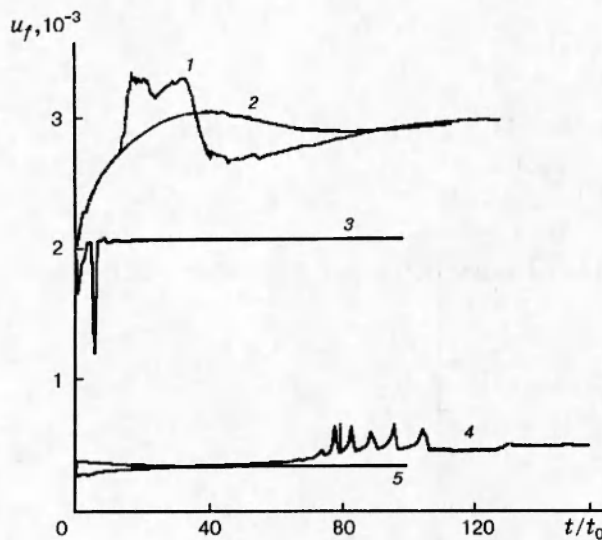


Рис. 3. Полная безразмерная скорость пламени в метановоздушных газовзвешьях с диаметром частиц $2 \cdot 10^{-5}$ м:

1 — 7 % метана, $0,100 \text{ кг/м}^3$ угольной пыли, 2 — 7 % метана, $0,100 \text{ кг/м}^3$ угольной пыли с невоспламеняющимися летучими компонентами, 3 — 7 % метана, $0,100 \text{ кг/м}^3$ песчаной пыли, 4 — 5 % метана, $0,100 \text{ кг/м}^3$ угольной пыли, 5 — 5 % метана, $0,012 \text{ кг/м}^3$ угольной пыли

В численной схеме в качестве параметров набегающего потока берутся их значения из ячейки, предшествующей фронту пламени. За начало расчета принимается некоторый момент времени, когда пламя отходит от торцевой стенки ($x = 0$) на расстояние L_0 . В качестве начального распределения газодинамических параметров используется автомодельное решение о стационарном распространении пламени по чисто газовой смеси со скоростью, определяемой по формулам (4)–(6). Перед головным скачком уплотнения состояние газа характеризуется скоростью $u_0 = 0$, давлением p_0 , температурой T_0 , плотностью ρ_0 . По скорости U_f и условию покоя газа у торцевой стенки вычисляются параметры в возмущенной области перед (с индексом 1) и за (с индексом 2) фронтом пламени.

В смеси с угольными частицами расстояние L_0 определяется временем, которого достаточно для выравнивания температур фаз в большей части области, занятой продуктами горения метана. Из-за малой скорости распространения фронта горения начальный отход пламени L_0 составляет несколько сантиметров. Соответствующее значение равновесной температуры T_{2eq} определяется из уравнения энергии $\rho dh - dp = \dot{E}_s dt$ по параметрам продуктов горения в смеси без частиц. Здесь $\dot{E}_s$ — скорость межфазного теплообмена. В предположении постоянства давления ($p_{2eq} \simeq p_2$, $\rho = p_2/RT$), что характерно для волн дефлаграционного горения, для T_{2eq} получается соотношение

$$c_{eq} \ln(T_{2eq}/T_2) = \Delta E_s R/p_2,$$

где $\Delta E_s = (\rho_s c_s + \rho_v c_v)(T_{2eq} - T_0)$ — изменение внутренней энергии твердой фазы. Плотность газовой фазы ρ_{2eq} определяется из уравнения состояния $p = R\rho/T$. Начальный отход пламени L_0 корректируется отношением плотностей: $L_{0eq} = L_0 \rho_2/\rho_{2eq}$. Между головным скачком уплотнения и фронтом пламени частицы в начальный момент считаются неподвижными, а их температура равна температуре невозмущенной среды: $T_{s1} = T_0$.

Расчеты проведены для угольной пыли с 30 % летучих. При оптимальном массовом содержании угольной пыли с диаметром частиц $d = 2 \cdot 10^{-5}$ м полная скорость пламени ($u_f = (U_f + u_1)/U_0$, рис. 3, кривая 5) в 5 %-й метановоздушной смеси ($\rho_{s0} = 0,012 \text{ кг/м}^3$) лишь на 13 % больше, чем в чистом газе ($u_f \simeq 0,0003$). Здесь скорость обезразмерена величиной $U_0 = (p_0/\rho_0)^{1/2} \simeq 285 \text{ м/с}$, а время отнесено к значению $t_0 = l_0/U_0$ ($l_0 = 1 \text{ м}$). В

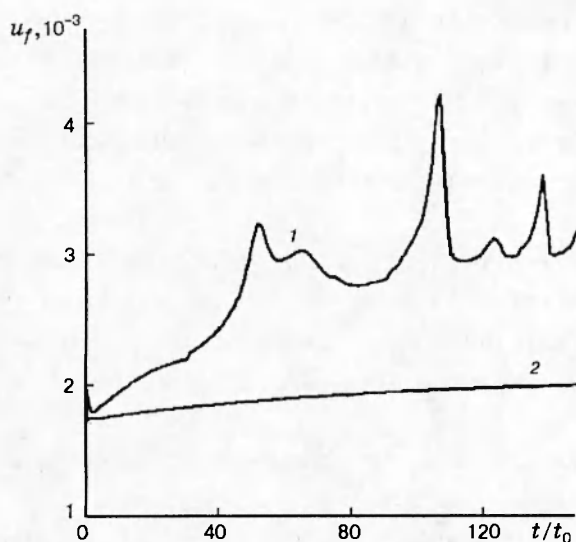


Рис. 4

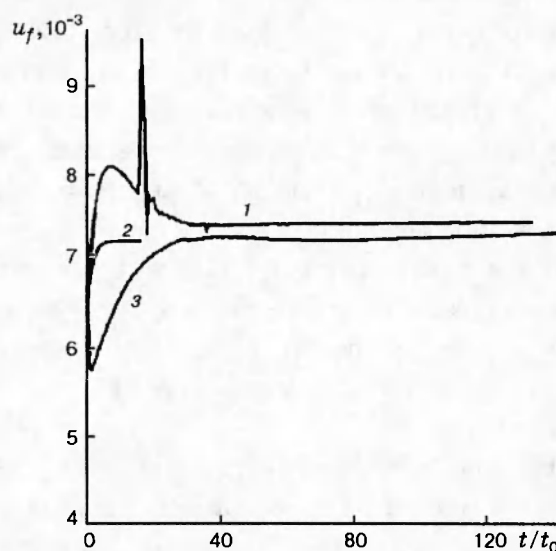


Рис. 5

Рис. 4. Полная безразмерная скорость пламени в метановоздушных газовзвесах с 7 % метана, массовым содержанием пыли $0,100 \text{ кг/м}^3$ и диаметром частиц $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$:
1 — угольная пыль, 2 — песчаная

Рис. 5. Полная безразмерная скорость пламени в стехиометрической метановоздушной смеси с массовым содержанием пыли 100 кг/м^3 :
1 — угольная пыль с диаметром частиц $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, 2 — песчаная пыль с диаметром частиц $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, 3 — угольная пыль с диаметром частиц $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$

условиях избыточного количества угольной пыли ($\rho_{s0} = 0,100 \text{ кг/м}^3$) изменение скорости пламени имеет качественно другой характер (см. рис. 3, кривая 4), но подавления горения не происходит, скорость его распространения не уменьшается.

В чистой газовой смеси с 7 % метана полная скорость распространения пламени почти на порядок больше ($u_f \simeq 0,0023$).

Степень избыточности угольной пыли при том же массовом содержании ($\rho_{s0} = 0,100 \text{ кг/м}^3$) возрастает, но скорость пламени (кривая 1 на рис. 3), как и в предыдущем случае, не падает, а увеличивается на $\sim 30\%$. Резко выраженный рост скорости на начальном участке кривых 1 и 4 и сопутствующие колебания связаны с горением летучих, выделившихся из частиц за фронтом пламени, которые в начальный момент, как указано выше, прогреты до температуры продуктов горения метана. Если их горение исключается из рассмотрения (кривая 2 на рис. 3), такие колебания и резкое изменение скорости отсутствуют. Однако переход массы частиц в газовую фазу поддерживает скорость на высоком уровне. Инертные частицы с механическими и термодинамическими свойствами речного песка уменьшают скорость пламени (кривая 3 на рис. 3).

В газовзвеси с тем же содержанием метана и твердофазных включений, но с диаметром частиц ($d = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$), на порядок большим, интенсивность межфазного взаимодействия уменьшается. Поэтому изменение скорости пламени как для угольной пыли (кривая 1 на рис. 4), так и для песка (кривая 2) имеет качественно несколько иной характер, но значения u_f стремятся к соответствующим значениям на рис. 3.

В стехиометрической метановоздушной смеси (9,48 % CH_4) $u_f = 0,0077$, а кислород вообще отсутствует за фронтом горения. Любое количество пыли является избыточным. Если в предыдущих вариантах выход летучих и их горение обеспечивали ускорение пламени, в стехиометрической смеси эти процессы не компенсируют затрат энергии на эндотермическую реакцию восстановления окиси углерода и на межфазное взаимодействие. Угольная пыль (кривые 1 и 3 на рис. 5), как и песчаная (кривая 2), уменьшает интенсивность волны горения.

Таким образом, расчеты по предложенной модели подтверждают неоднозначность влияния угольной пыли на скорость распространения пламени в метановоздушных газовзвесах. В частности, в бедных смесях при умеренном содержании пыли (до 10 % по массе) интенсивность волны горения растет, а в условиях, близких к стехиометрическим, уменьшается.

На больших расстояниях от места инициирования скорость пламени определяется в основном массовым содержанием пыли, а не размером частиц.

Работа выполнена по гранту Томского государственного университета «Фундаментальные проблемы охраны окружающей среды и экологии человека».

ЛИТЕРАТУРА

1. Хендерсон С. В. Коэффициенты сопротивления сферы в течениях разреженного газа и сплошной среды // Ракетная техника и космонавтика. 1976. Т. 14, № 6.
2. Fox T. W., Rackrtt C. W., Nicholls J. A. Shock wave ignition of magnesium powder // Proc. of 11th Shock Tubes and Waves Symp. Seattle, 1978. P. 262.
3. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
5. Хитрин Л. В. Физика горения и взрыва. М.: МГУ, 1957.
6. Головина Е. С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива. М.: Энергия, 1978.
8. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 6.
9. Борисов А. А., Драгалов Е. В., Заманский В. М. и др. Механизмы и кинетика самовоспламенения метана // Хим. физика. 1982. № 4.
10. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967.
11. Смехов Г. Д. Моделирование равновесных и неравновесных состояний в газодинамических течениях многокомпонентного реагирующего газа. М., 1995. (Препринт / Ин-т механики МГУ; № 9-95).

Поступила в редакцию 20/III 1996 г.