

жаться до тех пор, пока значение p в зоне горения не достигнет критического уровня (зависящего от диаметра пор), при котором произойдет воспламенение поверхности мелких пор в негорящих объемах ВВ позади фронта пламени. Начиная с этого момента времени из-за резкого увеличения поверхности горения скорость повышения p возрастет, что проявится в виде вторичной волны, сопровождающейся усилением горения и свечения. Чтобы оценить значения p , при которых возникает вторичная волна, можно воспользоваться критерием самопроизвольного срыва послойного горения [2, 15], учитывая, что за фронтом пламени давление в негорящих объемах ВВ успевает выровняться. Оценка для мелкодисперсной пикриновой кислоты дает давление срыва на уровне 80 МПа, что близко указанным выше экспериментальным данным, соответствующим возникновению вторичной волны.

Влияние размера частиц объясняется тем, что чем мельче частицы ВВ (при равной пористости), тем выше p , при котором может возникнуть вторичная волна. В результате увеличивается длительность задержки возникновения этой волны и возрастает расстояние, которое успевает пройти за это время первичный фронт пламени. Вследствие этого при чрезмерном измельчении ВВ $L_{пр}$ растет.

Таким образом, предложенная гипотеза объясняет происхождение вторичной волны при ПГД второго типа и связывает единой трактовкой имеющиеся экспериментальные данные. Существенно, что различие в типах ПГД определяется в основном физическим состоянием вещества: в зависимости от дисперсности и плотности на одном и том же веществе может реализоваться один или другой тип ПГД, что согласуется с ранними представлениями [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Коротков А. И., Сулимов А. А. и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 315.
2. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. — М.: Наука, 1973.
3. Bernecker R. R., Price D. Comb. Flame, 1974, 22, 119, 129, 162.
4. Price D. e. a. XVII Sump. (Intern.) on Combustion. — Pittsburg, 1979.
5. Bernecker R. R. e. a. Proc. VI Symp. (Intern.) on Detonation. ACR-221. ONR, 1976.
6. Bernecker R. R. e. a. Proc. VII Symp. (Intern.) on Detonation. NSWCMP 82-334, 1981.
7. Нигматулин Р. И., Вайнштейн И. Б., Ахатов И. Ш. ФГВ, 1983, 19, 5, 93.
8. Ермолаев Б. С., Повожиллов Б. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
9. Butler P. V. e. a. Comb. Flame, 1982, 46, 1, 75.
10. Сулимов А. А., Ермолаев Б. С. и др. ФГВ, 1987, 23, 6.
11. Соколов А. В., Аксенов Ю. П. Взрывное дело, № 52/9. — М., 1963.
12. Griffiths N., Grooscock I. M. J. Chem. Soc., 1960, 11, 4154.
13. Беляев А. Ф., Коротков А. И., Сулимов А. А. ФГВ, 1966, 3, 3, 47.
14. Обменин А. В., Коротков А. И. и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 461.
15. Марголин А. Д., Чуйко С. В. ФГВ, 1966, 2, 3, 119.

Поступила в редакцию 15/V 1986,
после доработки — 14/X 1986

К ТЕОРИИ ПЕРЕХОДА КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСИ В ДЕТОНАЦИЮ

И. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов

(Москва)

Рассмотрим плоское одномерное течение аэровзвеси унитарного топлива. Для анализа используем уравнения механики гетерогенных сред [1]. В дальнейшем предполагается, что частицы воспламеняются при достижении их поверхности температуры воспламенения T_* и при горении она остается постоянной. Отличием термодинамических свойств продуктов реакции и воздуха пренебрегается.

Введем безразмерные переменные. Время t обезразмерим делением на время сгорания частицы при начальном давлении $t_c = d_0/2u_s$ (d_0 — начальный диаметр частиц, u_s — скорость горения топлива); скорости газа и частиц v_1, v_2 — на начальную скорость звука в газе a_0 ; плотности газовой и твердой фаз ρ_1, ρ_2 — на соответствующие начальные плотности ρ_{10}, ρ_{20} ; температуры фаз T_1, T_2 — на начальную T_0 ; число частиц в единице объема n — на начальное число частиц n_0 ; диаметр — на начальный диаметр d_0 . Производные по размерности величины: для пространственной переменной x , давления p и внутренней энергии фаз e_1, e_2 масштабом служат параметры $a_0 t_c, \rho_{10} a_0^2$ и a_0^2 соответственно.

Система уравнений, описывающая движение аэрозвеси унитарного топлива [2], в безразмерных переменных (при сохранении тех же обозначений) имеет вид

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial x} = \frac{m_{20}}{m_{10}} J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0,$$

$$\rho_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} + \rho_1 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{m_{20}}{m_{10}} \Pi f + \frac{m_{20}}{m_{10}} J (v_2 - v_1), \quad (1)$$

$$\rho_2 \frac{\partial v_2}{\partial t} + \rho_2 v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} = \Pi f, \quad \rho_2 \frac{\partial e_2}{\partial t} + \rho_2 v_2 \frac{\partial e_2}{\partial x} = \Pi q,$$

$$\rho_1 \frac{\partial e_1}{\partial t} + \rho_1 v_1 \frac{\partial e_1}{\partial x} + p \frac{\partial v_1}{\partial x} = \frac{m_{20}}{m_{10}} \Pi f (v_1 - v_2) +$$

$$+ \frac{m_{20}}{m_{10}} J (e_2 - e_1) + 0,5 \frac{m_{20}}{m_{10}} J (v_1 - v_2)^2 - \Pi q \frac{m_{20}}{m_{10}} q;$$

$$p = \rho_1 T_1 / \gamma, \quad e_1 = (T_1 - 1) / \gamma (\gamma - 1), \quad e_2 = \Pi_R (T_2 - 1) + q_0; \quad (2)$$

$$J = 3nd^2 (\gamma p)^\psi, \quad f = ndC_d (v_1 - v_2) / C_{d0}, \quad C_{d0} = 24 / \text{Re},$$

$$C_d / C_{d0} = 1 + 0,183 \text{Re}^{0,5} + 0,0175 \text{Re}, \quad q = nd \text{Nu} (T_1 - T_2) / 2, \quad (3)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,333}, \quad \text{Re} = \Pi_{\text{Re}} \rho_1 |v_1 - v_2| d;$$

$$T_{s*} = 1 - (T_s - 1) \exp [\Pi_\lambda \text{Nu} (T_s - 1)]; \quad (4)$$

$$m_{10} = \rho_{10} / (\rho_{10} + \rho_{20}) \quad (m_{10} + m_{20} = 1), \quad \Pi_f = t_c / t_f \quad (t_f = \rho_0 d_0 / 18 \mu_1),$$

$$\Pi_{\text{Re}} = \rho_{10} a_0 d_0 / \mu_1, \quad \text{Pr} = c_p \mu_1 / \lambda_1, \quad \Pi_R = c_2 / \gamma R_1, \quad q_0 = Q_0 / a_0^2, \quad (5)$$

$$\Pi_\lambda = \lambda_1 / \lambda_2, \quad \Pi_q = t_c / t_q \quad (t_q = \rho_2^0 c_2 d_0^2 / 12 \lambda_1).$$

Здесь (1) — уравнения неразрывности, импульса, энергии и сохранения числа частиц в единице объема; (2) — уравнения состояния; (3) — члены, описывающие массовое (J), тепловое (q) и силовое (f) взаимодействия; (4) — соотношение, связывающее среднемассовую температуру воспламенения T_{s*} с поверхностной T_s в зависимости от параметров набегающего на частицу потока газа [2]; (5) — определяющие безразмерные комплексы. В (1) — (5) приняты обычные обозначения, а также t_f — стоксово характерное время; C_{d0} — коэффициент трения по Стоксу; t_q — характерное время теплообмена газа с частицей; Q_0 — теплотворная способность топлива; ρ_2^0 — истинная плотность твердой фазы.

Пусть горение инициируется в части $0 \leq x \leq x_0$ полупространства у неподвижной стенки ($x = 0$). Примем следующие начальные и граничные условия:

$$t = 0: \quad v_1 = v_2 = 0, \quad \rho_1 = \rho_2 = n = T_1 = 1 \quad (x \geq 0), \quad T_2 = T_s \quad (x \leq \Pi_0),$$

$$T_2 = 1 \quad (x > \Pi_0); \quad (6)$$

$$x = 0: \quad v_1 = 0 \quad (t \geq 0) \quad (\Pi_0 = x_0 / a_0 t_c).$$

Задача (1) — (6) решается численно с использованием модификации метода Лака — Вендроффа [3]. Рассматривается горение модельного пороха при следующих термодинамических данных и условиях [2]: $\rho_{10} =$

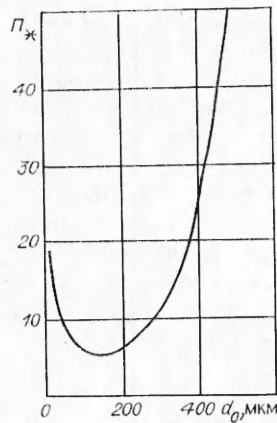


Рис. 1.

$= 1,29$, $\rho_2^0 = 1550$ кг/м³, $R_1 = 287$ м²/(с² · град), $\gamma = 1,4$, $c_2 = 1466$ м²/(с² · град), $T_s = 473$ К, $T_0 = 273$ К, $\mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_1 = 2,57 \times 10^{-2}$ кг · м/(с³ · град), $\lambda_2 = 0,687$ кг · м/(с³ · град), $Q_0 = 1,93$ МДж/кг, $\psi = 0,7$, $u_s = 0,65 \cdot 10^{-3}$ м/с, $c_v = 713$ м²/(с² · град).

В [4, 6] при исследовании задачи (1) — (6) показано, что существует критическая концентрация топлива m_{20} , разделяющая затухающий и детонационный режимы конвективного горения аэровзвеси. Для размера частиц $d_0 = 100$ мкм рассматриваемого топлива при $x_0 = 0,2$ м вычислено значение $m_{20} = 0,43$. Затухающий режим конвективного горения и критическая концентрация определяются эффектом увлечения частиц, когда холодные частицы в возмущенной области перед фронтом горения постепенно увлекаются

в движение холодного газа и количество частиц, попадающих в зону горения, постепенно уменьшается.

Критическая концентрация зависит от многих величин, в частности от теплотворной способности топлива, которая входит в уравнения (1) с множителем m_{20}/m_{10} . Возьмем в соответствии с седьмым уравнением (1) в качестве безразмерного комплекса, определяющего критическое условие, следующее выражение:

$$\Pi_* = (\gamma - 1) m_{20} q_p / m_{10},$$

где $q_p = q_0 + \Pi_R(T_s - 1) + 1/(\gamma - 1)$. В соответствии с теорией размерности и подобия [7] имеет место функциональная зависимость

$$\Pi_* = f_1(\Pi_f, \Pi_{Re}, \Pi_q, T_s, \gamma, \Pi_R, \Pi_r, \Pi_\lambda, \Pi_0).$$

Значение Π_* уменьшается при снижении температуры воспламенения. Наибольший интерес представляет зависимость Π_* от безразмерных комплексов Π_f , Π_{Re} , Π_q . Если зафиксировать термодинамические параметры и скорость горения, то зависимость от этих комплексов проявляется только при изменении размера частиц.

На рис. 1 представлена зависимость $\Pi_*(d_0)$ при $x_0 = 0,2$ м, $\Pi_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$. В области малых размеров частиц Π_* и критическая концентрация убывают при увеличении d_0 . Для таких значений d_0 определяющим является эффект увлечения частиц, и при росте диаметра их вовлечение в движение холодного газа перед зоной горения уменьшается. В области больших d_0 значения Π_* и критической концентрации топлива при увеличении d_0 возрастают. Здесь существенна тепловая инерция и при росте d_0 для разогрева частиц до температуры воспламенения требуется большее количество тепла. При фиксированном x_0 (Π_0) существует предельный размер частиц, при превышении которого горение в детонацию не переходит ни при какой концентрации топлива в аэровзвеси. В [8] дана приближенная теория, описывающая немонотонную зависимость критической концентрации топлива от d_0 .

Рассмотрим переход горения в детонацию при высоких по сравнению с критической массовых концентрациях топлива. В этом случае происходит быстрое ускорение фронта горения, частицы вовлекаются в движение с большей задержкой и основную часть времени процесса относительная скорость газа и частиц велика. При больших относительных скоростях в соответствии с (1) силовое межфазное взаимодействие из-за увеличения числа Re определяется безразмерным комплексом $\Pi'_f = 0,0175 m_{20} \Pi_f \Pi_{Re} / m_{10}$, который не зависит от d_0 . Кроме того, из-за увеличения числа Nu за фронтом конвективного горения частицы быстро воспламеняются, так что комплекс $\Pi'_q = m_{20} \Pi_q \Pi_{Re}^{0,5} / m_{10}$, определяющий разогрев частиц, становится несущественным. Поэтому после относитель-

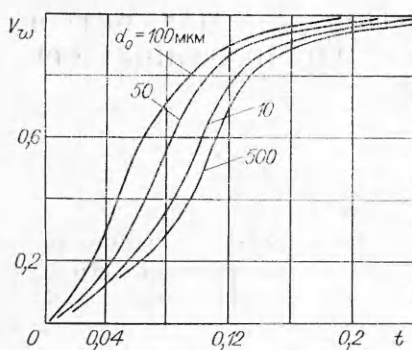


Рис. 2.

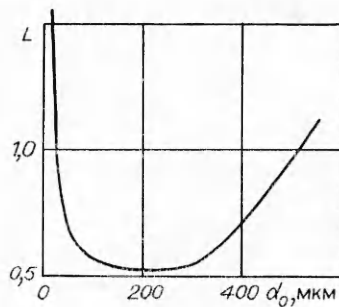


Рис. 3.

по небольшого начального периода ускорения фронта пространственные распределения параметров в различные моменты времени в переменных $x/t_c \cdot a_0$, t/t_c перестают зависеть от размеров частиц и начальной зоны инициирования.

На рис. 2 представлены зависимости скорости фронта конвективного горения $V_w = v_w/D$ от времени (где D — скорость стационарной детонации [9]) при $m_{20} = 0,886$, $x_0 = 1$ м и различных размерах частиц. Видно, что после начального этапа, когда $v_w \geq 0,3D$, расчетные зависимости подобны. Время и расстояние перехода горения в детонацию немонотонно зависят от d_0 . В соответствии с теорией размерности и подобия для расстояния перехода l_* , если пренебречь начальным ускорением фронта, выполняется зависимость

$$L_* = f_2(m_{20}, \Pi_*, \Pi'_j, \bar{T}_s, \gamma, \Pi_R, Pr), \quad L_* = l_*/a_0 t_c. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволяет сформулировать закон подобия, заключающийся в линейной зависимости $l_*(d_0)$. На рис. 3 представлена расчетная зависимость $L_*(d_0)$, откуда следует, что линейный закон подобия приближенно выполняется в диапазоне $50 \leq d_0 \leq 300$ мкм. При уменьшении размера частиц в области $d_0 < 50$ мкм и увеличении в области $d_0 > 300$ мкм L_* увеличивается. Это происходит потому, что для таких значений d_0 данная концентрация приближается к критической. Для указанного диапазона можно оценить расстояние перехода. Поскольку в правой части (7) все безразмерные параметры не зависят от размера частиц, имеем $l_* = f_2^* d_0 a_0 / 2u_s$, где f_2^* можно вычислить, проинтегрировав зависимость $V_w(t)$ (см. рис. 2). Проведенный анализ подобия справедлив и для неоднородных движений. Если рассматривать горение аэровзвеси в ограниченном объеме, характерного размера l , то в число определяющих параметров войдет $l/a_0 t_c$. Так как при действии линейного закона подобия $l_* \sim a_0 t_c$, то для скорости конвективного горения будет иметь место зависимость $v_w = a_0 f_3(t/t_c, l/l_*, m_{20}, \Pi'_j, \bar{T}_s, \gamma, \Pi_R, Pr)$. Таким образом, отношение размера объема и расстояние перехода горения в детонацию — параметр, позволяющий осуществить масштабное моделирование горения аэровзвеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1976.
2. Вайнштейн П. Б., Моргунов Ю. А., Нигматулин Р. И. ПМТФ, 1985, 6.
3. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Ионов В. Б. ЖВМ и МФ, 1982, 22, 3.
4. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. и др. МЖГ, 1981, 1.
5. Вайнштейн П. Б. МЖГ, 1980, 5.
6. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 102.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1972.
8. Вайнштейн П. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. Успехи механики, 1984, 7, 4.
9. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. МЖГ, 1981, 5.

Поступила в редакцию 28/V 1986