

для ТНТ и ТГ 50/50 [7]). Найденные величины t_p согласуются с известными значениями в детонационной волне 0,039 мкс для ТНТ плотностью $\rho_0 = 1,59 \cdot 10^3$ кг/м³ и 0,024 мкс для состава ТГ 36/64 + 1% воска с $\rho_0 = 1,67 \cdot 10^3$ кг/м³, полученными методом откола [8, 9], но примерно на порядок меньше значений t_p , полученных электромагнитным методом [7].

Поступила в редакцию 8/IX 1983,
после доработки — 18/IX 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. de Longueville, C. Fauquignon, H. Moulard. VI-th Symp. (Intern.) on Detonation, California, 1976.
2. А. П. Погорелов, Б. Л. Глушак, С. А. Новиков и др. ФГВ, 1977, 13, 2, 294.
3. Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, А. П. Погорелов и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 90.
4. Ю. В. Батьков, С. А. Новиков и др. ФГВ, 1979, 15, 5, 139.
5. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Борзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
6. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1966, 44, 1929.
7. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
8. R. E. Duff, E. Houston. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1268.
9. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 27, 796.

РАСЧЕТ СОСТАВА СМЕСИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ ПЕРЕМЕШАНЫМИ ФАЗАМИ

И. И. Зверев, М. И. Рамоданов, Т. В. Рамоданова
(Москва)

При эксплуатации кислородного оборудования и штолен в некоторых случаях возможно возникновение взрывов, когда все сечение трубы или штольни заполняет окислитель без примеси горючих газов (воздух, воздух, обогащенный кислородом, кислород), а топливо в виде тонкого слоя находится на стенках [1, 2].

Как показали теоретические исследования [3—6], возможен такой режим детонации, когда процессы, происходящие в пограничном слое, обеспечивают ее стационарное распространение. Исследование процесса смесеобразования внутри пограничного слоя, знание распределения параметров пограничного слоя позволит найти скорость детонации. В данной работе определяется параметр массообмена, напряжение трения на стенке, состав смеси внутри пограничного слоя, развивающегося за ударной волной на поверхности испаряющегося топлива.

Пусть ударная волна распространяется с постоянной скоростью по газообразному кислороду над слоем неподвижного жидкого топлива. В системе координат, связанной с ударной волной, процессы, происходящие за фронтом ударной волны, будут стационарными. Предполагаем, что скорость ударной волны большая, а за ней начинается интенсивное испарение топлива в пограничный слой и горение образующейся смеси.

Для исследования процесса смесеобразования рассмотрим тепло- и массообмен на испаряющейся поверхности топлива с учетом горения над ней. Для поверхности раздела газ — жидкость в общем виде можно записать уравнения неразрывности, импульса и энергии [7]

$$(\rho v)_w n = (\tilde{\rho} \tilde{v})_w n, \quad (1)$$

$$P n + (\rho v)(v_w n) = \tilde{P} n + (\tilde{\rho} \tilde{v})_w (\tilde{v}_w n), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho_w \left[\left(h_w + \frac{|v|^2}{2} \right) v_w + \sum (h_i c_i v_i)_w \right] - (\lambda \nabla T)_w n = \\ = \tilde{\rho}_w \left(\tilde{h}_w + \frac{|\tilde{v}|^2}{2} \right) \tilde{v}_w - (\tilde{\lambda} \nabla \tilde{T})_w n. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность; v — вектор скорости; h_i , c_i — энтальпия и концентрация i -го компонента; λ — коэффициент теплопроводности; T — температура; n — нормаль к поверхности раздела, направленная в газ; P — тензор давления; индекс \sim относится к параметрам слоя топлива, w — к параметрам на стенке. Уравнения (1) — (3) следует дополнить условием непроницаемости поверхности для всех компонент смеси, за исключением топлива

$$(\rho_i v_i)_w \cdot n = 0. \quad (4)$$

Из (1) и (4) вытекает уравнение для потока массы топлива

$$(\rho_w c_{\tau w} [(v + v_\tau)_w n]) = (\tilde{\rho} \tilde{v})_w n, \quad (5)$$

где индекс τ соответствует параметрам топлива. С использованием закона Фика для диффузии

$$v_i = -\hat{D} \ln c_i$$

(\hat{D} — скорость бинарной диффузии) можно записать уравнения (1), (3) — (5) в виде

$$(\rho v)_w = (\tilde{\rho} \tilde{v})_w, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} (\rho v)_w \left(h_w + \frac{|v|^2}{2} \right) - \rho_w \hat{D} \Sigma h_{iw} \left(\frac{\partial c_i}{\partial y} \right)_w - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \\ = \tilde{\rho}_w \tilde{v}_w \left(h_w + \frac{|\tilde{v}|^2}{2} \right) - \left(\tilde{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} \right)_w, \end{aligned} \quad (7)$$

$$(\rho v)_w c_{iw} = \rho_w \hat{D} \left(\frac{\partial c_i}{\partial y} \right)_w, \quad i \neq \tau, \quad (8)$$

$$(\rho v)_w c_{\tau w} = (\rho v)_w + \rho_w \hat{D} \left(\frac{\partial c_\tau}{\partial y} \right)_w. \quad (9)$$

Рассмотрим разность слагаемых, входящих в правую и левую части (7)

$$h_w - \tilde{h}_w + \frac{|v|^2}{2} - \frac{|\tilde{v}|^2}{2}. \quad (10)$$

Положим приближенно $h_w - \tilde{h}_w = L$, где L — скрытая теплота испарения топлива. Поскольку $|v|^2 = v^2 + D^2$ и $|\tilde{v}|^2 = \tilde{v}^2 + D^2$, то $|v|^2 - |\tilde{v}|^2 = v^2 - \tilde{v}^2$ и выражение (10) принимает вид

$$L \left(1 + \frac{v^2 - \tilde{v}^2}{2L} \right).$$

Приближенный расчет показывает, что для данных условий (высокое давление, большая плотность и высокая температура за фронтом ударной волны) имеет место приближенное равенство: $(v^2 - \tilde{v}^2)/2 \approx v^2/2$, т. е. вертикальная составляющая скорости в жидком топливе значительно меньше вертикальной составляющей скорости паров топлива ($\tilde{v} \approx 10^{-2}$ м/с). Для топлива *n*-нонан $L|_{T=593\text{K}} = 43968$ Дж/кг [8]. Оценка отношения $(v^2 - \tilde{v}^2)/2L$ дает величину существенно меньше единицы. Следовательно, отбросив малые слагаемые, уравнение (7) можем записать в виде

$$(\rho v)_w h_w - \rho_w \hat{D} \Sigma h_{iw} \left(\frac{\partial c_i}{\partial y} \right)_w - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = (\tilde{\rho} \tilde{v})_w h_w + \left(\tilde{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} \right)_w. \quad (11)$$

На внешней границе пограничного слоя выполняются условия

$$u = u_e, \quad H = H_e, \quad c_{oe} = 1. \quad (12)$$

Здесь индекс e соответствует параметрам вне пограничного слоя, o —

окислителю. Из уравнений пограничного слоя

$$u_L \leq u \leq D,$$

$$\rho u \frac{\mu}{\tau^2} \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial^2 H}{\partial u^2}, \quad (13)$$

$$\rho u \frac{\mu}{\tau^2} \frac{\partial z_i}{\partial x} = \frac{\mu}{\tau^2} \omega + \frac{\partial^2 z_i}{\partial u^2},$$

$$u_L < u \leq u_e,$$

$$\rho u \frac{\varepsilon}{\tau^2} \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial^2 H}{\partial u^2}, \quad (14)$$

$$\rho u \frac{\varepsilon}{\tau^2} \frac{\partial z_i}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\tau^2} \omega + \frac{\partial^2 z_i}{\partial u^2},$$

где τ — напряжение трения; u_L — скорость горения на границе вязкого подслоя; μ — вязкость; ε — турбулентная вязкость; v_i'' , v_i' — стехиометрические коэффициенты i -го реагента и продукта реакции соответственно; $z_i = c_i/m_i(v_i'' - v_i')$; $\omega = w_i/m_i(v_i'' - v_i')$; w_i — массовая скорость образования i -го компонента. Из граничных условий (8), (9), (11), (12) следуют соотношения между концентрациями компонентов, параметром массообмена B и концентрацией топлива

$$c_{iw} = \frac{m_i(v_i'' - v_i')}{m_T(v_T'' - v_T')} \left[c_{Tw} - \frac{B}{1+B} \right], \quad (15)$$

$$c_{ow} = \frac{m_o(v_o'' - v_o')}{m_T(v_T'' - v_T')} \left[c_{iw} - \frac{B}{1+B} \right] + \frac{1}{1+B}, \quad (16)$$

$$B = \frac{c_p T_e - c_p T_w + \Delta Q z_{Tw} + (u_e - D)^2/2}{L - \Delta Q [z_{Tw} - 1/m_T(v_T'' - v_T')]} \quad (17)$$

Температура поверхности T_w в предположении равновесного испарения связана с концентрацией компонентов соотношением [9]

$$\frac{1}{T_w} = \frac{1}{T_R(p_e)} - \frac{R^c}{L} \ln \left(1 - m_w \sum_{i \neq T} \frac{c_{iw}}{m_i} \right). \quad (18)$$

Уравнения для концентрации (13), (14) и для энтальпии торможения H рассчитаны на ЭВМ в предположении локального подобия [10], справедливости закона Аррениуса при использовании теории Прандтля и в пренебрежении диссоциацией. При расчете профиля температуры внутри пограничного слоя получено, что для скоростей ударной волны 1127—1600 м/с значения максимальных температур внутри пограничного слоя лежат в пределах 1100—1800 К. Для таких температур диссоциация незначительна и ею можно пренебречь. (В качестве топлива выбран n -пентан со следующими основными свойствами: $T_R^0 = 324$ К, теплота сгорания $\Delta Q = 13,37 \cdot 10^6$ Дж/кг, предэкспоненциальный множитель $A = 10^{10}$, энергия активации $E = 14,7 \cdot 10^6$ Дж/кг.)

Результаты расчета B в виде зависимости от концентрации топлива на стенке c_{Tw} для скорости ударной волны 1127 м/с приведены на рис. 1. С ростом концентрации параметр массообмена растет. При приближении c_{Tw} к единице наблюдается резкое возрастание B .

Зависимость параметра массообмена B от продольной координаты x при значениях скорости ударной волны $D = 1600$ (1), 1400 (2), 1300 (3) и 1127 (4) приведены на рис. 2, а. Значительное увеличение B при возрастании числа Маха ударной волны свидетельствует о более интенсивном процессе массообмена за фронтом более сильных ударных волн. Расчет концентрации топлива на стенке показал, что c_{Tw} растет с увеличением x (рис. 2, б). Повышение концентрации топлива замедляется с увеличе-

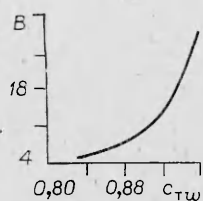


Рис. 1.

нием x , что объясняется снижением интенсивности горения при удалении от фронта ударной волны. Концентрация топлива на стенке растет со скоростью ударной волны вследствие более интенсивного процесса тепло- и массообмена. На рис. 2, *в* представлена зависимость $c_{tw}(x)$. Видно, что концентрация окислителя на стенке мала. С повышением скорости ударной волны происходит уменьшение

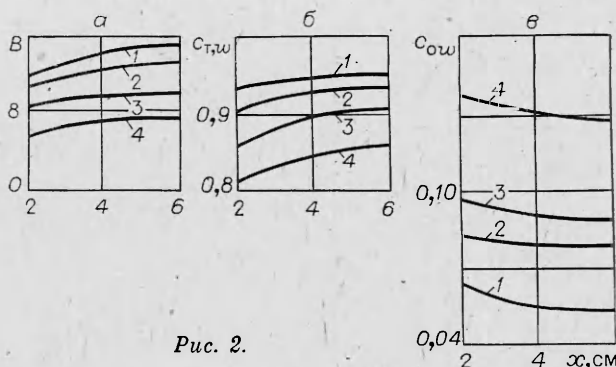


Рис. 2.

концентрации окислителя на фиксированном расстоянии от фронта ударной волны. Концентрации продуктов реакции, как видно из таблицы, малы и возрастают с ростом x .

x , см	$c_{H_2O} \cdot 10^2$	$c_{CO_2} \cdot 10^2$
2	0,362	0,700
	0,290	0,650
4	0,414	0,913
	0,340	0,740
6	0,447	0,983
	0,360	0,800

Примечание. Значения над чертой соответствуют $D = 1300$ м/с, под чертой — $D = 1127$ м/с.

более интенсивные химические реакции значительно ослабляют напряжение трения на фиксированном расстоянии от фронта ударной волны.

Анализ влияния горения на величину напряжения трения проводится на основании полученной графической зависимости отношения напряжения трения на смоченной стенке τ_w к напряжению трения на сухой стенке τ_w^0 , вычисленному по формулам из [11]. Из расчетов следует, что наличие испарения и горения приводит к существенному уменьшению напряжения трения на стенке. Для n -нонана при данных скоростях ударной волны $\tau_w/\tau_w^0 = 0,07 \div 0,25$. С ростом скорости ударной волны

химические реакции значительно ослабляют напряжение трения на фиксированном расстоянии от фронта ударной волны.

Поступила в редакцию 4/IV 1983,
после доработки — 27/III 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др. Промышл. энергетика, 1964, 12.
2. А. М. Быков, А. И. Прозоров. ФГВ, 1980, 16, 1.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
4. И. И. Зверев, В. М. Гендугов, И. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6.
5. С. А. Лесняк, В. Г. Слущкий. ПМТФ, 1974, 3.
6. К. Рэглэнд, Я. Никколе. РТК, 1969, 7, 5.
7. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
8. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
9. И. Н. Зверев, Т. В. Рамоданова. Тр. кафедры газовой и волновой динамики МГУ. Вып. 2. М.: Изд-во МГУ, 1979.
10. Ю. В. Ланин, Ю. С. Чумаков. МЖГ, 1974, 4.
11. Г. Майрлс.— В кн.: Ударные трубы. М.: ИЛ, 1962.