

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Lewis. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 151.
2. A. L. Kuhl., M. M. Kamel, A. K. Oppenheim. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1973.
3. В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин. ФГВ, 1979, 15, 2, 73.
4. В. А. Горев. ФГВ, 1982, 18, 1, 94.
5. В. А. Горев, С. А. Быстров. ФГВ, 1984, 20, 6, 26.
6. R. A. Strehlow. AIChE, Loss Prevention, 1981, 14, 145.
7. J. C. Leyer. Comb. Flame, 1982, 48, 251.
8. С. А. Быстров, В. А. Горев, В. Н. Федотов.— В кн.: Всесоюз. симпозиум по макрокINETИке и химической газодинамике. Т. 2. Черноголовка, 1984.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

Поступила в редакцию 19/VI 1985,
после доработки — 22/XI 1985

ПЕРЕХОД КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В СЛАБУЮ ДЕТОНАЦИЮ

Н. Н. Смирнов

(Москва)

Скорость послойного горения монолитного твердого унитарного топлива относительно невелика и в зависимости от внешних условий $\sim 10^{-3}—10^{-1}$ м/с. Механизм распространения пламени от слоя к слою определяется процессами теплопроводности в конденсированной фазе. В пористых топливах при наличии продольных трещин и каналов малого диаметра скорость распространения пламени для отдельных составов составляет $\sim 10^2—10^3$ м/с. При этом механизм распространения пламени имеет качественно другой характер: воспламенение последующих слоев определяется конвективной теплопередачей в результате затекания в канал горячих продуктов реакции. В зависимости от состава топлива и размеров канала возможны различные механизмы распространения конвективного горения. При относительно небольших скоростях затекания в канал стенки воспламеняются в результате прямого контакта с горячими продуктами реакции; при больших скоростях затекания в канале формируется ударная волна ($\bar{U}B$), интенсивность которой достаточна для непосредственного воспламенения поверхности канала потоком ударно-сжатого газа.

Экспериментальные и теоретические исследования возникновения и распространения конвективного горения представлены в [1—7]. В данной работе теоретически исследуются последовательные стадии развития процесса конвективного горения и выхода его на режим недосжатой (слабой) детонации. О возможности недосжатой детонации в подобных двухслойных системах сообщается в [8].

Рассмотрим процесс в цилиндрической ячейке с площадью A_0 , содержащей один канал площадью A [7]. В качестве граничных условий на боковой поверхности ячейки воспользуемся условиями симметрии. Один торец канала ($x = x_0$) сообщается с внешней средой, другой ($x = L$) наглухо закрыт. Принудительное зажигание поверхности канала осуществляется на начальном участке ($x_0 < x < x_1$). В данном исследовании предполагается, что размеры канала таковы, что сжимаемостью к-фазы можно пренебречь.

Уравнения нестационарного одномерного течения в канале с учетом трения, теплообмена и горения на поверхности конденсированной фазы имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v \alpha}{\partial x} = I, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2 (1 - \alpha)}{\partial t} = -I, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_1 v \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v^2 \alpha}{\partial x} - \frac{\partial \alpha p_1}{\partial x} + p_2 \frac{\partial \alpha}{\partial x} = F, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_1 E_1 \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho_1 v \alpha \left(E_1 + \frac{v_i^2}{\rho_1} \right) = -Q + I H_{2w}. \quad (4)$$

Здесь p_i , ρ_i , v — давление, плотность и скорость фаз ($i = 1$ — газообразная, $i = 2$ — конденсированная фаза); $\alpha = A/A_0$ — среднеобъемная концентрация газовой фазы; $E_i = c_{vi} T_i + \frac{v_i^2}{2} + h_i^0$, $H_i = c_{pi} T_i + \frac{v_i^2}{2} + h_i^0$, $h_2^0 - h_1^0 = \Delta H$ — удельные энергия и энтальпия i -й фазы и теплота химической реакции при абсолютном нуле; $I = m\Pi/A_0$; $F = \tau_w \Pi/A_0$; $Q = q_w \Pi/A_0$; Π — периметр внутреннего поперечного сечения канала; $m = \rho_2 u_f$ — массовая скорость послынного выгорания топлива; $u_f = -u_{j0} (p/p_0)^{\epsilon} \epsilon$ — линейная скорость нормального горения твердого топлива; $\epsilon = \kappa v + \beta$ — коэффициент эрозии; $p_2 = p_1 + \rho_2 u_f^2 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right)$ — давление в конденсированной фазе при наличии горения на поверхности раздела; τ_w — напряжение трения на поверхности, которое при отсутствии массообмена определяется по формуле [9]

$$\frac{\tau_w^0}{\frac{1}{2} \rho_1 v^2} = c_f = k \cdot \text{Re}^{-1/4}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_1 v}{\mu_1} \frac{4A}{\Pi}, \quad (5)$$

а при наличии массообмена — по выражению [10, 11]

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}, \quad B = mv/\tau_w. \quad (6)$$

Поток тепла через поверхность раздела при отсутствии горения задается соотношением

$$q_w^0 = \text{St} \rho_1 v (H_{1r} - H_{1w}), \quad (7)$$

где $H_{1r} = c_{p1} T_1 + rv^2/2$; r — коэффициент восстановления. Число Стантона определяется из аналогии Рейнольдса

$$\text{St} = 1/2 \cdot c_f S_R, \quad (8)$$

а параметр аналогии Рейнольдса, по данным [12], $S_R \approx \text{Pr}^{-2/3}$.

При горении поверхности топлива поток тепла в конденсированную фазу определяется из решения задачи теплопроводности

$$q_w = c_{p2} \rho_2 u_f (T_{2w} - T_{20}). \quad (9)$$

Момент воспламенения поверхности определяем из условия достижения поверхностью некоторой температуры воспламенения T_* . Пренебрегая газификацией топлива до начала горения, определим изменение температуры поверхности из решения второй краевой задачи теплопроводности:

$$T_w(t) = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_{p2}}} \int_0^t \frac{q_w^0(t-\eta)}{\sqrt{\eta}} d\eta \quad (10)$$

(λ_2 — коэффициент теплопроводности конденсированной фазы).

Начальные условия:

$$t = 0: \quad p(x) = p_0, \quad v(x) = 0, \quad T(x) = T_0,$$

$$\alpha(0, x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x < 0. \\ \alpha_0 & \text{при } x \geq 0. \end{cases}$$

Граничные условия системы (1) — (4): при $x = L$ — непротекание ($v = 0$); при $x = x_0$ — условие критического истечения ($v = -a_c(T)$) при

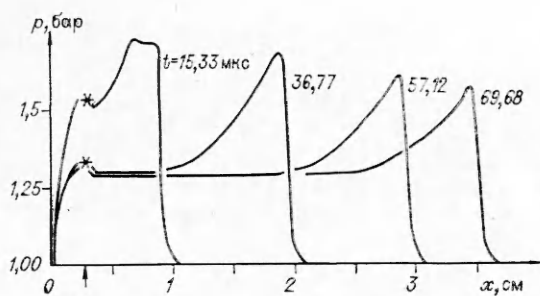


Рис. 1.

Расчеты проведены для модельного состава с параметрами $u_{f0} = 5 \cdot 10^{-3}$ м/с, $\varphi = 0,5$, $\Delta H = 3,6 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\rho_2 = 1,6 \cdot 10^3$ кг/м³, $\kappa = 0,005$ с/м, $\beta = 1,0$ при начальных условиях: $p_0 = 0,1$ МПа, $T_0 = 300$ К, $\alpha_0 = 0,7$, $4A/\Pi = d = 0,001$ м.

Результаты расчетов показывают, что в каналах, внутренний диаметр которых больше половины длины участка инициирования ($d > (x_1 - x_0)/2$), режим ускоренного конвективного горения не возникает [7]. Пример такого процесса представлен на рис. 1, отражающем изменение профиля давлений в канале с течением времени. В канале возникает затухающая УВ с $D \approx 450$ м/с. Предлагаемый метод расчета, основанный на одномерной модели, позволяет определить порядок величины критической глубины зажигания, при которой возникает режим конвективного горения. Более точное значение $(x_1 - x_0)_{\text{крит}}$ может быть получено из рассмотрения двумерной задачи, так как неоднородность течения оказывает влияние на входном участке, имеющем порядок диаметра канала.

На рис. 2—4 представлены профили давлений p , скоростей v и w , скоростей звука a и плотностей ρ_1 по длине канала диаметра $d = 10^{-3}$ м, $x_1 - x_0 = 3d$ для различных моментов времени (на рис. 2—5: 1 — $t_1 = 57,6$ мкс, 2 — $t_2 = 100$, 3 — $t_3 = 150$, 4 — $t_4 = 179$, 5 — $t_5 = 280$ мкс; * — положение фронта пламени, \circ — конец зоны реакции (место полного выгорания топлива)). Из графиков видно, что скорость фронта пламени вначале быстро возрастает, а затем стабилизируется вблизи некоторого стационарного значения. Впереди распространяется УВ, фронт которой сильно размазан ввиду большого влияния вязкости (за счет трения на стенках в каналах малого диаметра). На графиках фронт УВ соответствует зоне резкого изменения параметров. Поверхность канала воспламеняется под воздействием потока ударно-сжатого газа. Начиная с некоторого момента времени, структура волны конвективного горения становится стационарной.

На рис. 3 штриховыми линиями изображено изменение относительной скорости газа в зоне реакции $w = D - v$ ($D_1 = 496$ м/с, $D_2 = 868$, $D_3 = 1000$ м/с). График относительной скорости дважды пересекает линию скорости звука: первый раз в зоне головной волны, где относительная скорость газа из сверхзвуковой перед фронтом становится дозвуковой позади фронта, и второй раз ближе к концу зоны реакции, где скорость газа становится сверхзвуковой. Второе пересечение, отмеченное треугольником, определяет положение поверхности Чепмена — Жуге, которая при стационарном режиме распространения фронта ограничивает область течения, влияющую на скорость распространения волны конвективного горения. Результирующее воздействие потока на головную волну складывается из притока энергии за счет горения и потерь на трение и теплоотвод. В точке Чепмена — Жуге при стационарном режиме распространения конвективного горения результирующее воздействие на поток равно нулю. В точках, лежащих дальше от фронта, чем звуковая точка, потери энергии растут быстрее, чем ее поступление в результате горения, поэтому суммарный приток энергии уменьшается.

звуковом режиме и равенство давления с внешней средой при дозвуковом режиме истечения ($p = p_e$).

Входное сечение перемещается по мере выгорания топлива:

$$x_0(t) = \sup_x (\{x\}: \alpha(t, x) = 1).$$

Схема численного интегрирования (1)—(4) изложена в работах [7, 13].

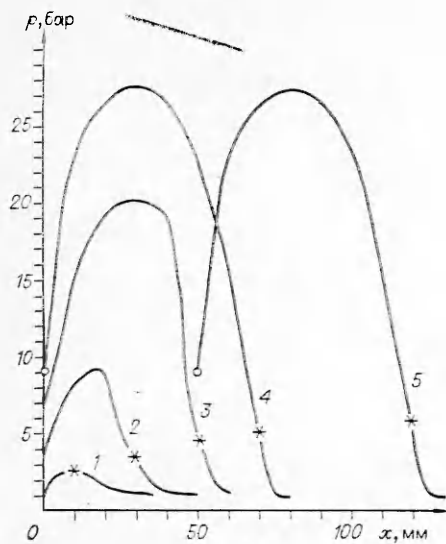


Рис. 2.

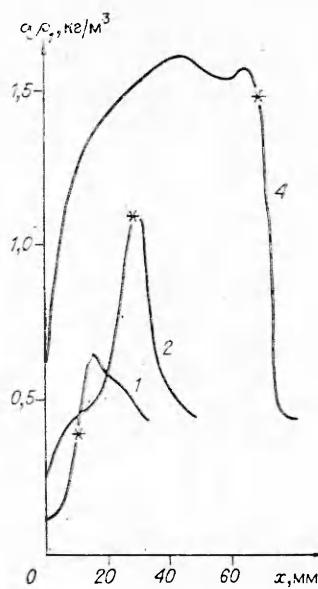


Рис. 4.

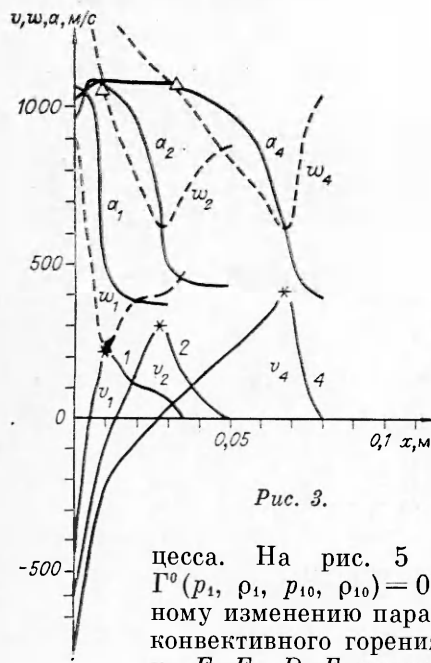


Рис. 3.

В начальный момент размер зоны реакции увеличивается по мере продвижения конвективного фронта горения. С течением времени, когда слой топлива в начале канала полностью выгорает, размер зоны реакции стабилизируется. При этом скорость газа относительно фронта в конце зоны реакции всегда сверхзвуковая.

Картина течения в плоскости $p_1, 1/\rho_1$ для различных моментов времени представлена на рис. 5. При этом результирующее энерговыделение на единицу массы смеси в каждый момент времени различно, что объясняется различной протяженностью зоны реакции на начальных стадиях развития процесса.

На рис. 5 показаны ударная адиабата (кривая $\Gamma^0(p_1, \rho_1, p_{10}, \rho_{10}) = 0$) и кривые, соответствующие непрерывному изменению параметров в зоне химической реакции волны конвективного горения для различных моментов времени. Точки E, E_1, D, F отвечают состояниям газа в конце зоны химической реакции.

При $t = t_1$ зона реакции еще сравнительно невелика и энерговыделение незначительно. Конечное состояние продуктов горения на выходе из канала (точка E) соответствует случаю дефлаграции. Имеет место медленное горение с дозвуковым истечением продуктов относительно зоны реакции. При этом скорость распространения фронта конвективного горения существенно больше скорости нормального послойного горения монолитного твердого топлива.

С течением времени ($t \geq t_3$) давление и плотность на выходе из канала начинают повышаться. Формируется поверхность, где скорость газа относительно фронта равна скорости звука. В дальнейшем размер зоны реакции стабилизируется, режим распространения фронта становится стационарным, поверхность Чепмена — Жуке располагается между головной волной и концом зоны реакции (см. рис. 3) и отвечает энерговыделению, которое и определяет стационарную скорость распространения всего

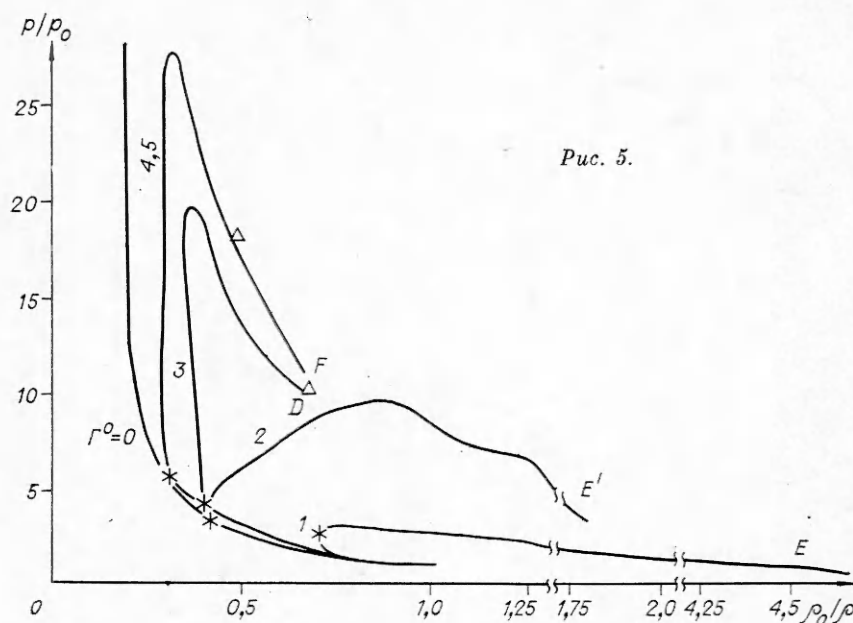


Рис. 5.

комплекса, содержащего головную ударную волну и зону реакции (см. рис. 5). За поверхностью Чепмена — Жуге выделение и потери энергии не оказывают влияния на скорость распространения комплекса. Однако преимущественный рост потерь в этой области приводит к тому, что суммарное энерговыделение уменьшается. Конец зоны реакции соответствует точке F , в которой скорость газа относительно фронта сверхзвуковая. Таким образом, аналогом течения, возникающего в канале, может служить слабая (или недосжатая) детонация со стационарной структурой зоны реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. А. Д. Марголин, В. М. Маргулис. ФГВ, 1969, 5, 1, 15.
3. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 290.
4. В. Н. Виллонов, В. М. Ушаков, Э. Р. Шрагер. ФГВ, 1970, 6, 3, 311.
5. К. К. Куо, А. Г. Чен, Т. Р. Дэвис. РТК, 1978, 16.
6. М. Кумар, С. М. Ковачич, К. К. Куо. РТК, 1981, 19, 7, 78.
7. Н. И. Смирнов. — В кн.: Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск, 1985.
8. И. Т. Бакиров, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1976, 231, 6, 1315.
9. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
10. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
11. Н. И. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 5, 63.
12. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.
13. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.

Поступила в редакцию 15/1 1985,
после доработки — 28/VIII 1985

ИЗМЕРЕНИЕ НА СВЧ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ТРОТИЛЕ

А. И. Елькин, Ф. Н. Гусар
(Новосибирск)

В [1] показана возможность проведения измерений на СВЧ для определения электропроводности за фронтом ударной волны (УВ) в жидкости. Использовался мостовой метод сравнения исследуемой среды и эталонной. Ниже описаны измерения электропроводности за фронтом