

4. В. М. Волчков, М. А. Петрова, В. Д. Рогозин.— В сб.: Применение энергии взрыва в сварочной технике. Киев, ИЭС им. Е. О. Патона, 1977.
5. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
6. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. А. М. Михайлов, А. К. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
8. Высокоскоростные ударные явления/Под ред. В. Н. Никольского. М.: Мир, 1973.
9. А. Л. Баканова, И. П. Дудолов, И. В. Сутулов. ПМТФ, 1974, 2.
10. А. М. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1969, 4.

УДК 534.222.2

ДВУХФАЗНАЯ ДЕТОНАЦИЯ НАД СЛОЕМ ГОРЮЧЕГО

И. И. Зверев, И. И. Смирнов
(Москва)

Существование проблем пожаро- и взрывобезопасности при транспортировке окислителей (кислорода или воздуха, обогащенного кислородом) по трубопроводам, на стенках которых имеется тонкий слой горючих материалов, обусловило интерес к теоретическим исследованиям возникновения и распространения детонации в двухфазных заранее не перемешанных системах. Характерной особенностью детонации в таких системах в отличие от гомогенной детонации является то, что детонационный комплекс должен осуществлять не только сжигание горючей смеси, но и ее образование (фазовый переход и перемешивание горючего с окислителем). Вследствие этого зона активной реакции отстает от головной ударной волны, располагаясь в пристеночной области и имеет продольный размер $\sim 0,1$ м [1—3]. Энерговыделение в пристеночной зоне реакции происходит как в результате горения по всей длине зоны реакции, так и в результате собственно детонации в локальных областях в конце зоны активной реакции. Детонационная волна на границе зоны возможной детонации (т. е. области смеси, отвечающей необходимым условиям распространения детонации по концентрации и критическим размерам) вырождается во вторичную ударную волну, которая служит механизмом передачи энергии к головной ударной волне.

Таким образом, детонация над слоем горючего представляет собой неоднородный нестационарный комплекс, содержащий сильные разрывы. Режим распространения такого комплекса определяется балансом потерь и поступлений энергии к головной ударной волне за счет трения, потока тепла в слой горючего и стенки, испарения и горения (слабые возмущения) и собственно детонации (вторичные ударные волны).

Возможными механизмами смесеобразования являются диффузия испарившегося с поверхности слоя горючего и срыв капель или частиц турбулентным потоком газа. Так, например, при детонации в трубе, заполненной жидким кислородом, с тонким слоем твердого горючего на стенках основной механизм смесеобразования — срыв и перемешивание частиц горючего в турбулентном пограничном слое [4].

При детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем, с тонким (~ 10 мкм) слоем жидкого горючего на стенках механизм смесеобразования является диффузия паров горючего в пограничный слой. Для определения массоподачи горючего в этом случае рассмотрим двумерную задачу распространения ударной волны в полупространстве газообразного окислителя над слоем горючего. За ударной волной образуется турбулентный пограничный слой с испарением и горением.

Из уравнений сохранения потоков массы i -го компонента и энергии через поверхность раздела газ — жидкость и уравнения Клапейрона — Клаузиуса следует

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{wL} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w + (\rho v)_w h_L, \quad (1)$$

$$(\rho v)_w [Y_{iw} - (Y_{iw})_L] - \rho D \left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)_w = 0 \quad (i = 1, \dots, N), \quad (2)$$

$$\frac{d \ln p_{Nw}}{dT_w} = \frac{h_L (T_w)^{m_N}}{RT_w^2}. \quad (3)$$

Уравнение энергии в слое жидкого горючего в приближении пограничного слоя имеет вид уравнения конвекции

$$\rho v c_{pL} \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_{pL} \frac{\partial T}{\partial y} - \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (4)$$

Уравнения пограничного слоя над испаряющейся поверхностью горючего за ударной волной в химически реагирующей смеси газов [5] допускают первые интегралы, из которых с учетом (1) — (3) получим

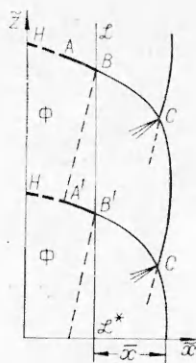


Рис. 1. Структура течения вблизи поверхности трубы при спиновой детонации в неперемешанных системах.

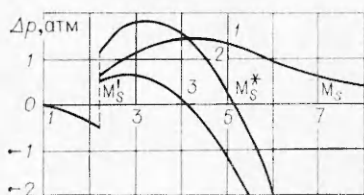


Рис. 2. Зависимость от числа Маха влияния на головную волну определяющих факторов.

1 — влияние вторичной ударной волны; 2 — результирующее (суммарное) влияние за период Δp^* ; 3 — влияние пограничного слоя Δp^0 .

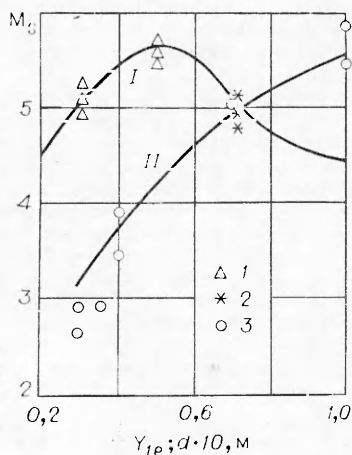


Рис. 3. Зависимость скорости самоподдерживающейся детонации в неперемешанных двухфазных системах.

I — от диаметра трубы d при спиновой детонации ($T_0=300$ К, $Y_{1e}=1$); II — от концентрации кислорода в окислителе Y_{1e} при пульсирующей детонации ($T=300$ К, $d=0,022$ м).

тура течения вблизи поверхности трубы при спиновой детонации в неперемешанных системах представлена на рис. 1 в подвижной системе координат (\bar{x}, \bar{z}) , связанной с точкой излома головной волны C . В выбранной системе координат картина течения

$$Y_{iw} = \frac{1}{1+B} (Y_{ie} - Y_{1e} \Phi_i) \quad (i = 2, \dots, N-1),$$

$$Y_{Nw} = \frac{B}{1+B} + \frac{1}{1+B} (Y_{Ne} - Y_{1e} \Phi_N),$$

$$Y_{Aw} = \frac{1}{1+B} Y_{Ae}, \quad (5)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \frac{\tau_w}{u_e - u_w} \left[c_p (T_e - T_w) + \frac{(u_e - u_w)^2}{2} + \alpha (Y_{Ne} - Y_{Nw}) \Delta H - B \Delta H (1 - Y_{Nw}) \right].$$

В (1)–(5) приняты следующие обозначения: (x, y) — подвижная система координат, связанная с ударной волной и поверхностью раздела газ — жидкость; p — давление; T — температура; ρ — плотность; u, v — составляющие скорости по осям x и y соответственно; Y_i — массовая концентрация i -го компонента ($i=1$ — окислитель, N — горючее, A — инертный газ); λ, D — коэффициенты теплопроводности и диффузии; c_p — теплоемкость; n_L — скрытая теплота парообразования; α — массовая доля испарившегося горючего, сгорающего в пограничном слое; τ_w — напряжение трения на границе раздела (стенке); $B = -(\rho v)_w (u_w - u_e) / \tau_w$ — безразмерный параметр массообмена; $\Phi_i = m^i (v_i' - v_i'') / m_1 (v_1' - v_1'')$;

$\Delta H = \sum_{i=1}^N h_i^0 m_i (v_i' - v_i'') m_N (v_N' - v_N'')$; m_i, h_i^0 — молекулярная масса и удельная энтальпия образования i -го компонента; v_i', v_i'' — стехиометрические коэффициенты до и после реакции; индекс w относится к параметрам на стенке, e — к параметрам внешнего потока, L — к параметрам жидкого горючего. Уравнения (1)–(5) составляют замкнутую систему для определения массоподдачи $(\rho v)_w$ горючего в пограничном слое.

Вторичные ударные волны возникают в результате вырождения детонационных волн на границе зоны возможной детонации. Для определения параметров вторичных волн на значительном удалении от места их возникновения используем теорию сосредоточенного взрыва с противодействием [6].

В зависимости от конфигурации поперечного сечения трубы возможны различные схемы распространения собственно детонационных и вторичных ударных волн. В канале квадратного поперечного сечения с одной или двумя противоположными смоченными горючим стенками собственно детонация возникает периодически. Иницирует каждый последующий взрыв вторичная ударная волна, возникшая в результате предыдущего взрыва на противоположной стенке, или отраженная от нее. Вторичные волны периодически догоняют головную волну и взаимодействуют с ней. Режим распространения детонации носит пульсирующий характер [1, 2, 7].

В трубе круглого поперечного сечения, смоченной горючим по всему периметру, возможно непрерывное распространение детонационной волны по спирали (спиновый режим) [3, 9]. Структура течения вблизи поверхности трубы при спиновой детонации в неперемешанных системах представлена на рис. 1 в подвижной системе координат (\bar{x}, \bar{z}) , связанной с точкой излома головной волны C . В выбранной системе координат картина течения

стационарна и $2\pi\tau$ -периодична по оси z (ось z совпадает с внутренней поверхностью трубы в плоскости, перпендикулярной продольной оси \bar{x}). Прямой LL^* условно изображена граница зоны возможной детонации. После прохождения детонации внутри зоны образуется область продуктов реакции Φ . Собственно детонационная волна AB вырождается во вторичную волну BC , которая взаимодействует с головной волной CC . В зоне продуктов волна AB вырождается в ударную AH и образует шлейф.

Для определения результатов взаимодействия вторичных ударных волн с головной волной используется приближенный графоаналитический метод [7–9]. Влияние пограничного слоя с испарением и горением на головную ударную волну определим в рамках нестационарной одномерной задачи. Для этого в системе координат, связанной с головной ударной волной, запишем уравнения

$$\partial\rho/\partial t + \partial\rho u/\partial x = M, \quad \partial\rho u/\partial t + \partial\rho u^2/\partial x = -\partial p/\partial x + F + Mu_w, \quad (6)$$

$$\frac{\partial\rho\left(e + \frac{u^2}{2}\right)}{\partial t} + \frac{\partial\rho u\left(e + \frac{u^2}{2}\right)}{\partial x} = -\frac{\partial u p}{\partial x} + \dot{M}N_L + Q + Fu_w,$$

где $M = (\rho v)_w \Pi^+ / S$; $F = (\tau_w^+ \Pi^+ + \tau_w^- \Pi^-) / S$; $Q = (q_s^+ \Pi^+ + q_s^- \Pi^-) / S$; S — площадь сечения трубы; Π^+ и Π^- — часть периметра внутреннего поперечного сечения трубы, смоченная и несмоченная горючим; H — полная удельная энтальпия. После линеаризации относительно малых возмущений потока за головной волной Δp , Δu , $\Delta\rho$, обусловленных наличием трения (F), потока тепла (Q), испарения (M) и горения топлива, система (6) решается методом характеристик [10], что позволяет определить изменение интенсивности головной волны Δp^0 за счет влияния пограничного слоя:

$$\Delta p^0 = \left[1 + \frac{a_e}{2u_e} \left(1 + \frac{a_0^2}{u_0^2} \right) \right]^{-1} \int_{\bar{x}}^0 \left\{ \dot{M} [(\gamma - 1)(H_L - H_e + u_e^2 - u_w u_e) + a_e(a_e - u_w + u_e)] - F [(\gamma - 1)(u_e - u_w) + a_e] + Q(\gamma - 1) \right\} dx,$$

где H — полная удельная энтальпия, a — скорость звука; γ — показатель адиабаты. Индекс 0 соответствует параметрам невозмущенного потока перед головной ударной волной.

На рис. 2 приведены зависимости влияния на головную волну за период одного оборота вторичной ударной волны, пограничного слоя Δp^0 и результирующего (суммарного) влияния Δp^* от числа Маха головной волны M_s , полученные в рамках описанной расчетной модели для случая, когда окислитель — кислород, горючее — *n*-декан, радиус трубы $r = 3,5$ см. Как видно из 2, при $M_s = M_s^*$ результирующее влияние течения равно нулю и реализуется самоподдерживающийся режим. При $M_s > M_s^*$ ($M_s < M_s^*$) результирующее влияние $\Delta p^* < 0$ ($\Delta p^* > 0$) и детонация замедляется (ускоряется), что доказывает устойчивость самоподдерживающегося режима. При $M_s < M_s^*$ температура за головной волной недостаточна для самовоспламенения. M_s^* определяет минимальную скорость ударной волны, способной инициировать двухфазную детонацию над слоем горючего.

На рис. 3 представлена зависимость скорости самоподдерживающейся спиновой детонации от диаметра трубы d и скорости пульсирующей детонации от концентрации кислорода в окислителе Y_{O_2} в случае, когда горючим покрыта вся внутренняя поверхность трубы. Для сравнения на графиках нанесены точки, соответствующие экспериментальным данным: 1 — работа [3], 2 — [11], 3 — [12]. Из рисунка видно, что зависимость скорости устойчивой гетерогенной детонации от диаметра имеет характерный максимум, наличие которого объясняется неоднородностью задачи. При значительном увеличении диаметра трубы, так же как и при его уменьшении, детонация затухает.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1, 109.
2. К. Рэглэнд, Дж. Николлс. РТК, 1969, 7, 5, 859.
3. А. В. Пинаев, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3, 613.
4. В. М. Гендугов, Н. П. Зверев. Вестн. Моск. ун-та. Матем. мех., 1974, 6.
5. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
6. В. П. Коробейников, П. И. Чушкин, К. В. Шароватова. Газодинамические функции точечного взрыва. М.: ВЦ АН СССР, 1969.
7. П. П. Зверев. Вестн. Моск. ун-та. Матем., мех., 1976, 3.
8. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
9. П. П. Зверев, Н. П. Зверев, Н. Н. Смирнов. Газовая и волновая динамика. Вып. 3. М.: Изд-во МГУ, 1979.
10. Н. П. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. Моск. ун-та Матем., мех., 1979, 6.
11. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3, 408.
12. K. W. Ragland, C. F. Garcia. Comb. Flame, 1972, 18, 1.