

каждой из этих зон совпадает с фронтом УВ, который является непроводящей поверхностью. На ней сосредоточены связанные заряды поляризации, перемещающиеся с фронтом УВ. Это означает, что энергия от электрического поля, существующего в объеме сегнетоконденсатора, не может быть передана ни к одному из микрообъемов ударно-сжатого СЭ, подготовленному к образованию канала пробоя протекавшими в нем предпробойными процессами. Следовательно, невозможно и образование канала пробоя до тех пор, пока фронт УВ не совместится со вторым электродом ударно-нагружаемого образца, так что заряды, перемещаемые фронтом УВ, приобретают необходимую подвижность и будут способны переносить энергию в место развития пробоя.

С точки зрения потерь заряда деполяризации рассмотренная картина развития пробоя означает:

в аксиальном преобразователе, когда в объеме СЭ происходит полная деполяризация, электропроводность, пред- и пробойные явления имеют место всегда и в разной степени в зависимости от давления в УВ, дефектности образца, ориентации направления движения УВ (положительная или отрицательная) уменьшают величину заряда, протекающего через нагрузку; на кривых  $I(t)$  или  $V(t)$  это отражается в виде провалов, спадов и других дефектов, отличающих эти кривые от П-образных;

в поперечном преобразователе (при тех же условиях) до тех пор, пока действующее в СЭ электрическое поле не достигнет некоторой критической величины, пред- и пробойные явления не возникают, потеря заряда, протекающего через нагрузку, не наблюдается, кривые  $I(t)$  или  $V(t)$  сохраняют П-образную или близкую к ней форму. По-видимому, это связано с тем, что в данном случае и электропроводность не сказывается существенно на потерях заряда деполяризации.

Таким образом, особенности развития пробоя в аксиальном и поперечном взрывном преобразователях энергии носят принципиальный характер. Возможность регулировки величины электрического поля в поперечном преобразователе [2, 4] и, следовательно, возможность управления пред- и пробойными явлениями делают его предпочтительным по сравнению с аксиальным. Этот вывод еще в большей степени подтверждает выводы [4].

*Поступила в редакцию 29/IV 1983*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. C. Lysne, C. M. Percival. *Ferro — electric*, 1976, 10, 129.
2. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов, Г. Я. Карпенко. *ФГВ*, 1978, 14, 4, 115.
3. Lee Davison, R. A. Graham. *Phys. Reports*, 1979, 55, 4, 255.
4. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов.— В кн.: *Детонация*. Черноголовка, 1980.

### ГЕТЕРОГЕННАЯ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИЯ. ПРАВИЛО ОТБОРА СКОРОСТЕЙ ДЛЯ СИСТЕМ, ПЕРЕБОГАЩЕННЫХ ГОРЮЧИМ

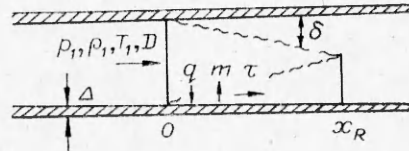
*С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий*  
(Москва)

В отличие от однородных газовых систем, где область распространения детонации ограничена составами, близкими к стехиометрическому [1], в гетерогенных системах (пленка горючего на стенках трубы, заполненной газообразным окислителем) возможно распространение процесса при практически бесконечно больших значениях массовых отношений горючего и окислителя [2, 3].

Схематическое изображение детонационного фронта, распространяющегося в трубе постоянного сечения  $S$ , заполненной газообразным окис-

лителем, по всему периметру сечения которой  $l$  нанесена пленка горючего, приведено на рис. 1. Индексом 1 указаны начальные параметры системы: плотность окислителя  $\rho_1$ , давление  $p_1$ ; полагается, что упругость паров горючего при начальной температуре  $T_1$  крайне мала; толщина слоя горючего  $\Delta$  определяет исходный состав системы  $\Phi_1 = \rho_E \Delta l / \rho_1 S L$ , где  $\rho_E$  — плотность горючего,  $L$  — массовое отношение горючего и окислителя в смеси стехиометрического состава. Параметры газа непосредственно за фронтом определяются соотношениями на плоском скачке уплотнения [1]. За фронтом ударной волны развивается турбулентный пограничный слой с испарением и горением  $\delta$ , который на расстоянии  $x_R$  смыкается у оси трубы ( $\delta = R$ ,  $R$  — радиус трубы).

Рис. 1.



Введем основные соотношения между величиной теплового потока  $q$ , направленного к поверхности пленки горючего, массовой скоростью испарения  $m$ , трением  $\tau$  и тепловыделением по сечению зоны горения  $Q(\xi)$ , где  $\xi = y/\delta$ ,  $y$  — расстояние от поверхности пленки горючего.

Величина  $q$  в основном определяется тепловыделением на единицу массы окислителя  $Q_0$  [4]

$$q = St \rho (D - u) Q_0, \quad (1)$$

где  $St$  — число Стантона с учетом массообдачи (вдува). Для оценки  $Q_0$  можно воспользоваться его значением при гомогенной газовой детонации в смеси стехиометрического состава  $\Phi = 1$  тех же горючего и окислителя.  $Q_0$  связана с величиной скорости распространения детонации  $D$ , соотношением

$$Q_0 = D_s^2 (1 + L) / 2 (\gamma^2 - 1). \quad (2)$$

Предполагая распределение температуры в слое горючего установившимся, получаем соотношение между  $m$  и  $q$

$$m = q [c(T_w - T_1) + r(T_w)]^{-1} = St \rho (D - u) Q_0 r^{-1}, \quad (3)$$

где  $r = c(T_w - T_1) + r(T_w)$  — эффективная теплота испарения, учитывающая разогрев жидкости от  $T_1$  до  $T_w$  и теплоту испарения при температуре поверхности  $r(T_w)$ ; для углеводородкислородных систем  $T_w$  примерно равна критической температуре горючего, для систем, где окислитель — воздух, величина  $T_w$  близка к температуре кипения при нормальном давлении. Точность определения зависимости для числа  $St$ , а также теплоемкости  $c$  горючего, обычно являющегося смесью различных углеводородов, заведомо ниже приведенных оценок  $T_w$ .

Величины  $Q_0$  и  $r$ , характеризующие свойства окислителя (в основном содержание в его составе кислорода) и теплофизические свойства горючего (его испаряемость), определяют значение параметра вдува  $B$ :

$$B = m / St \rho (D - u) = Q_0 / r, \quad (4)$$

который является важной характеристикой пограничного слоя со вдувом и горением [4, 5]. Полагая число Прандтля  $Pr = 1$  и считая справедливой аналогию Рейнольдса  $0,5c'_j = St$  [6], запишем выражение для касательного напряжения на поверхности пленки горючего

$$r = 0,5c'_j \rho (D - u)^2 = St \rho (D - u)^2. \quad (5)$$

Для распределения элементов горючего и окислителя, входящих в состав многокомпонентного турбулентного пограничного слоя, можно вос-

пользоваться полуэмпирической зависимостью для турбулентного пограничного слоя над плоской пластиной со вдувом и горением [5, 6]

$$\frac{C_o - C_{o,w}}{C_{o,e} - C_{o,w}} = \frac{C_E - C_{E,w}}{C_{E,e} - C_{E,w}} = \xi^{1/7} \frac{1 + 0,5B\xi^{1/7}}{1 + 0,5B} \quad (6)$$

где  $C_o$  и  $C_E$  — массовые доли элементов окислителя и горючего,  $C_o + C_E = 1$ ; индексы  $e$  и  $w$  отвечают значениям на внешней границе слоя (или оси трубы) и на поверхности пленки горючего.

Распределение элементов определяет тепловыделение по сечению зоны горения  $Q(\xi)$

$$Q(\xi) = \begin{cases} Q_E C_E = L^{-1} Q_o Q_E, & C_E \leq L(1 + L)^{-1}, \\ Q_o C_o = Q_o (1 - C_E), & C_E > L(1 + L)^{-1}. \end{cases} \quad (7)$$

В областях, примыкающих к поверхности горючего, тепловыделение определяется массовой долей окислителя  $C_o$ , находящегося в «связанном» состоянии (в составе  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$  и т. д.), вблизи внешней границы — долей прореагировавшего горючего  $C_E$ . До смыкания пограничных слоев  $Q_e - Q(1) = 0$ , после смыкания величина  $Q_e$  определяется значением  $C_{E,e}$ , при  $C_{E,e} = L(1 + L)^{-1}$  тепловыделение полностью завершается, поскольку прореагирует весь окислитель.

На данном этапе наших знаний о гетерогенной (газ — пленка) детонации зависимости для  $q$  (1),  $m$  (3),  $\tau$  (5) и распределение концентраций (6) могут быть достаточно корректно использованы для описания процесса. Детальное изучение структуры детонационного фронта и механизма смесеобразования [7] может уточнить соотношения между  $\tau$  и  $q$ , а также величину показателя степени в (6).

Анализ течения и вывод правила отбора стационарной скорости распространения детонации в гетерогенных системах при существенном переобогащении состава горючим  $\Phi \gg 1$  проведем в рамках диффузионной модели, развитой в [8, 9]. Считаем, что параметры потока: плотность  $\rho$ , давление  $p$ , скорость  $u$  и температурная часть энтальпии  $h$  (в дальнейшем будем использовать термин энтальпия) постоянны по сечению трубы и зависят только от расстояния от фронта  $x$ . В рамках предположения о бесконечно большой скорости химических реакций тепловыделение определяется процессом турбулентного перемешивания испаряющегося горючего с окислителем, распределением массовых концентраций горючего и окислителя (6). Дифференциальные уравнения сохранения, описывающие стационарное течение за фронтом ударной волны с испарением (вдувом), трением, тепловыми потерями и тепловыделением за счет химических реакций, будут иметь вид

$$\begin{aligned} S \frac{d}{dx} (\rho u) &= l m, \\ S \frac{d}{dx} (\rho u^2 + p) &= l (\tau + m D), \\ S \frac{d}{dx} [\rho u (0,5u^2 + h)] &= Q_o S \rho_1 D \frac{dW}{dx} + l (\tau D - q). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $W$  — доля прореагировавшего окислителя на участке  $Ox$ ;  $m$  — массовая скорость испарения с единицы поверхности пленки.

Введем безразмерные параметры вдува

$$\eta = \int_0^x \frac{m}{\rho_1 D} \frac{ldx}{S} = L \Phi(x) \quad (9)$$

и трения

$$\eta_2 = \int_0^x \frac{\tau}{\rho_1 D^2} \frac{ldx}{S} = \langle 1 - u/D \rangle B^{-1} \eta. \quad (10)$$

Среднее значение на участке  $Ox$  величины  $\langle 1 - u/D \rangle = 0,6 \div 0,8$ ; для кис-

лородоуглеводородных систем  $B \sim 10$  и, поскольку в выражении (16) для числа Маха потока за ударным фронтом  $\eta_2$  и  $\eta$  входят в виде линейных комбинаций, для расчета  $\eta_2$  достаточно довольно грубых оценок. В системах, где окислитель — воздух,  $B = 3 \div 4$ , и для связи между  $\eta$  и  $\eta_2$ , вообще говоря, необходим точный расчет величины  $\langle 1 - u/D \rangle$ . Величина безразмерных тепловых потерь

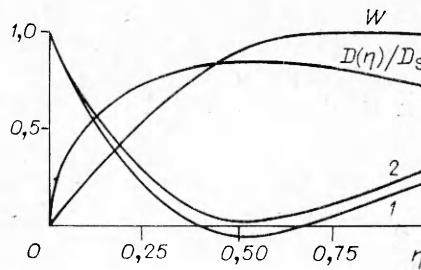


Рис. 2.

$$\eta_3 = \int_0^{\infty} \frac{q}{\rho_1 D^3} \frac{ldx}{S} = \frac{1+L}{2(\gamma^2-1)} \left(\frac{D_s}{D}\right)^2 B^{-1} \eta \quad (11)$$

также оказывается связанной с  $\eta$ . При выводе соотношений (9)–(11) использованы выражения (1), (3) и (5). Как видно из (9)–(11), связь между  $\eta$ ,  $\eta_2$  и  $\eta_3$  определяется величиной  $B$  (4).

В рамках предположений о постоянстве  $\rho$  и  $u$  по сечению трубы величина  $\eta$  и количество тепла  $Q_0 W(x)$ , выделившегося на расстоянии  $Ox$ , оказываются связанными между собой. Из (8) получаем  $\rho u = \rho_1 D(1 + \eta)$ . Распределение элементов горючего по сечению зоны горения (6) связано с величиной  $\eta$  соотношением

$$\eta = \int_{(S)} \frac{\rho u}{\rho_1 D} C_E(S) \frac{dS}{S} = (1 + \eta) \int_{(S)} C_E(S) \frac{dS}{S}$$

где  $C_E(S)$  — распределение горючего по сечению трубы, определяющее локальное выделение тепла  $Q[C_E(S)]$  (7) и соответственно полное тепловыделение на участке  $Ox$

$$Q_0 W = \int_{(S)} \frac{\rho u}{\rho_1 D} Q(S) \frac{dS}{S} = (1 + \eta) \int_{(S)} Q[C_E(S)] \frac{dS}{S}$$

Связь между  $\eta$  и  $Q_0 W$  также определяется параметром вдува  $B$ . Зависимость  $W(\eta)$  для системы кислород — углеводород ( $B = 10$ ) приведены на рис. 2.

Расчеты показали, что при малых  $\eta$  величина  $W(\eta)$  расчет пропорционально массоподаче, причем скорость выгорания окислителя примерно вдвое меньше, чем для случая «мгновенного» перемешивания горючего по всему сечению трубы. В сечении, отвечающем стехиометрическому соотношению компонентов  $\eta = L = 0,292$ , остается непрореагировавшим около 40% массы окислителя ( $W = 0,615$ ); полное выгорание окислителя ( $W = 1,0$ ) происходит при существенном переобогащении системы горючим ( $\eta = 0,720$ ).

Перейдем к безразмерным параметрам: числу Маха  $M = u/a$ , где  $a$  — «замороженная» скорость звука  $a^2 = \gamma p/\rho$  и относительному давлению  $\pi = p/p_1$ . В предположении о калорической идеальности газа (независимости теплоемкости от температуры) связь между энтальпией и скоростью звука  $a$  будет иметь вид:  $h = a^2(\gamma - 1)^{-1}$ . Интегрируя уравнения (8) и пренебрегая по сравнению с единицей величинами порядка  $M_1^{-2}$ , где  $M_1 = D/a_1$  — число Маха ударной волны, получаем биквадратное уравнение для  $M$

$$\frac{\gamma M^2 [0,5M^2 + (\gamma - 1)^{-1}]}{\gamma M^2 + 1} = \frac{1}{2} + \frac{1 - Z}{2(\gamma^2 - 1)}, \quad (12)$$

где

$$Z = f(\eta) - (D_s/D)^2 \varphi(\eta), \quad (13)$$

$$f(\eta) = \gamma^2 - 2(\gamma^2 - 1) \left( \frac{1 + \eta}{1 + \eta + \eta_2} \right)^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{\eta_2}{1 + \eta} \right), \quad (14)$$

$$\varphi(\eta) = \frac{1+L}{1+\eta} \left( \frac{1+\eta}{1+\eta+\eta_2} \right)^2 (W - \eta B^{-1}). \quad (15)$$

Из (12) получаем

$$M_{\pm} = \left( \frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{1}{1 \pm \sqrt{Z}} - \frac{1}{\gamma} \right)^{0,5}. \quad (16)$$

Знаки + и - отвечают двум ветвям решения биквадратного уравнения (12). Непосредственно за фронтом ударной волны  $\eta = \eta_2 - \eta_3 - W = 0$ ,  $Z = 1$ . Соответственно на близких расстояниях от ударного фронта течение описывается положительной ветвью решения  $M_+^2(\eta = 0) = (\gamma - 1)/2\gamma$ . В выражениях для  $f(\eta)$  и  $\varphi(\eta)$  членами порядка  $M_1^{-2}$  пренебрегали. Исходя из значений скоростей гетерогенной (газ — пленка) детонации для достаточно переобогащенных горючим систем и слабой зависимости скорости от параметра вдува при  $B \geq 7 \div 10$ , полученных в [7, 9], коэффициент пропорциональности между  $\eta_3$  и  $B^{-1}\eta$  (выражение (11)) полагался равным единице:

$$\eta_3 = B^{-1}\eta.$$

Характер  $M_+(\eta)$  определяется ходом кривой  $Z(\eta)$ , который, в свою очередь, зависит от  $D/D_s$ , играющей роль параметра. На рис. 2 приведены зависимости  $Z(\eta)$  для относительной скорости  $D/D_s = 0,800$  и  $0,825$  (кривые 1 и 2 соответственно). Для  $D/D_s = 0,800$  зависимость  $Z(\eta)$  в точке  $\eta' = 0,420$  достигает значения  $Z = 0$ , в области  $0,420 < \eta < 0,655$  функция  $Z(\eta)$  отрицательна, при  $\eta > \eta'' = 0,655$  — положительна и монотонно увеличивается по мере удаления от фронта и роста  $\eta$ . Соответственно кривая  $M_+(\eta)$  носит разрывной характер: тепловыделение в области  $\eta' < \eta < \eta''$  приводит к образованию ударных волн; фронт, расположенный в сечении  $\eta'$ , будет догонять передний ударный фронт и увеличивать его интенсивность; фронт, расположенный в сечении  $\eta''$ , будет распространяться вниз по потоку. Для  $D/D_s = 0,825$  кривая  $Z(\eta)$  в точке  $\eta = 0,520$  касается абсцисс  $\min Z(\eta) = 0$  и монотонно возрастает в области  $\eta > 0,520$ . Кривая  $M_+(\eta)$  для этого значения скорости непрерывна и в сечении  $\eta = 0,520$  достигает значения, равного единице. Расчеты показали, что при  $B = 10$  для  $D/D_s > 0,825$  на кривых  $M_+(\eta)$  не достигается значения, равного единице.

В гомогенной газовой детонации условие  $M = 1$  «закрывает» систему уравнений и определяет значение стационарной скорости детонации Чепмена — Жуге [1]. Для детонационных процессов в гетерогенных системах условие равенства местных скоростей потока  $u$  и звука  $a$  лишь определяет связь между величиной  $D/D_s$  и параметром  $\eta$ , при котором выполняется условие  $M = 1$ . Для определения стационарной скорости, если таковая в принципе существует, необходимо еще одно дополнительное условие, которое может быть получено из анализа течения в трансзвуковой области потока.

Введем понятие «формальной» скорости гетерогенной детонации  $D(\eta)$ : для  $D = D(\eta)$  в сечении  $\eta$   $M(\eta) = 1$ . Формальный характер  $D(\eta)$  обусловлен тем, что рассматриваются лишь два сечения: плоскости ударного фронта и данного состава  $\eta$ , в то время как тепловыделение в пространстве между ними или за плоскостью  $\eta$  может привести к образованию ударных волн. Из (16) и (13) получаем выражение для «формальной» скорости

$$D(\eta)/D_s = [\varphi(\eta)/f(\eta)]^{0,5}. \quad (17)$$

Отметим, что связь между величинами  $\eta$ ,  $\eta_2$  и  $\eta_3$  может быть представлена линейными зависимостями (10), (11), а связь между  $W(\eta)$  и  $\eta$  определяется распределением горючего и окислителя (6) по сечению зоны горения. Зависимость  $D(\eta)/D_s$  для  $B = 10$  приведена на рис. 2. Видно, что кривая  $D(\eta)/D_s$  в точке  $\eta = 0,520$  достигает своего максимального значе-

ния 0,825. Величинам  $\eta = 0,420$  и  $0,655$  отвечает  $D(\eta)/D_s = 0,800$ , однако в обоих случаях течение будет носить разрывной характер.

Физически ясно, что из всех значений «формальной» скорости  $D(\eta)$  стационарному процессу должна отвечать скорость  $D(\eta) = \bar{D}_*$  и соответственно  $\eta = \eta_*$ , для которых течение носит непрерывный характер. Соответствующая зависимость  $M_{+,*}(\eta)$  не имеет разрывов. Функцию  $Z_*(\eta)$ , отвечающую этому значению скорости  $D_*$ , в окрестности сечения  $\eta_*$  можно представить в виде

$$Z_*(\eta) = 0 + \left(\frac{dZ_*}{d\eta}\right)_{\eta_*} (\eta - \eta_*) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2Z_*}{d\eta^2}\right)_{\eta_*} (\eta - \eta_*)^2. \quad (18)$$

С другой стороны, из (16) выражение для приращения  $\delta M_{\pm}$  в окрестности сечения, где  $M_{\pm} = 1$ , может быть представлено в виде

$$\delta M_{\pm} = \mp(\gamma + 1)/4\gamma \cdot \delta Z/\sqrt{Z}. \quad (19)$$

Из сравнения (18) и (19) следует, что непрерывный характер зависимости  $M_{+}(\eta)$  может быть обеспечен лишь при выполнении условий

$$\left(\frac{dZ_*}{d\eta}\right)_{\eta_*} = 0, \quad \left(\frac{d^2Z_*}{d\eta^2}\right)_{\eta_*} > 0,$$

т. е. при  $D(\eta) = D_*$  минимальное значение функции  $Z(\eta)$

$$\min Z(\eta, D = D_*) = 0.$$

Следует отметить еще одну особенность решения при  $D = D_*$ . Подставляя в (19) разложение  $Z_*(\eta)$  (18), получаем выражение для производной в точке  $\eta = \eta_*$

$$\left(\frac{dM_{\pm,*}}{d\eta}\right)_{\eta_*} = \mp \frac{\gamma + 1}{4\gamma} \frac{(\eta - \eta_*)}{|\eta - \eta_*|} \left(\frac{d^2Z_*}{d\eta^2}\right)_{\eta_*}^{0,5}$$

Поскольку  $\frac{d^2Z_*}{d\eta^2}$  — непрерывная функция (13)–(15), а величина  $(\eta - \eta_*)/|\eta - \eta_*|$  в сечении  $\eta_*$  меняет значение с  $-1$  на  $+1$ , каждая из зависимостей  $\frac{dM_{+,*}}{d\eta}$  и  $\frac{dM_{-,*}}{d\eta}$  терпит разрыв. В то же время переход в сечении  $\eta = \eta_*$  с решения положительной ветви на отрицательную допускает «гладкое» продолжение решения в области  $\eta > \eta_*$ , при котором число Маха будет возрастать, а давление  $\pi$  монотонно уменьшаться [8, 9], поскольку  $\left(\frac{dM_{+,*}}{d\eta}\right)_{\eta_*-0} = \left(\frac{dM_{-,*}}{d\eta}\right)_{\eta_*+0}$ .

Для определения стационарной скорости гетерогенной детонации в [8, 9] предложен метод построения кривых  $M_{\pm}(\eta)$  при различных значениях  $D/D_s$ : величина  $D_*$  отвечала такой зависимости  $M_{\pm}(\eta)$ , для которой оказывался возможным «гладкий» переход с решения положительной ветви на отрицательную, обеспечивающий монотонное уменьшение  $\pi$  и принципиальную возможность «сшивания» стационарного течения за фронтом с нестационарным движением газа в волне разрешения. Отмечалось, что  $D_*$  как раз отделяет область таких  $D$ , для которых течение за фронтом носит разрывной характер, но в точках разрыва на кривых  $M_{\pm}(\eta)$  достигается  $D = 1$ , от области скоростей, для которых течение неразрывно, но кривые  $M_{\pm}(\eta)$  не достигают единицы и носят немонотонный характер. Точная величина  $D_*$  определялась как максимальное значение скорости, при которой течение носит разрывной характер, однако обоснование этого принципа дается в настоящей работе.

Из (17) получаем выражение для первой и второй производных квадрата относительной «формальной» скорости

$$\frac{d}{d\eta} \left(\frac{D(\eta)}{D_s}\right)^2 = - \frac{f' \varphi - \varphi' f}{f^3}, \quad (20)$$

$$\frac{d^2}{d\eta^2} \left( \frac{D(\eta)}{D_s} \right)^2 = -\frac{f''\varphi - \varphi''f}{f^2} + 2\frac{f'}{f} \frac{f'\varphi - \varphi'f}{f^2}. \quad (21)$$

С другой стороны, для  $Z_*(\eta)$  в сечении  $\eta = \eta_*$

$$\left( \frac{dZ_*}{d\eta} \right)_{\eta_*} = \frac{f'\varphi - \varphi'f}{\varphi} = 0, \quad (22)$$

$$\left( \frac{d^2Z_*}{d\eta^2} \right)_{\eta_*} = \frac{f''\varphi - \varphi''f}{\varphi^2} > 0. \quad (23)$$

Из сравнения (20)–(23) получаем, что при  $\eta = \eta_*$  на зависимости  $D(\eta)$  достигается максимум, поскольку  $\left( \frac{dD(\eta)}{d\eta} \right)_{\eta_*} = 0$ ,  $\left( \frac{d^2D(\eta)}{d\eta^2} \right)_{\eta_*} < 0$ . Отсюда следует, что стационарная скорость распространения гетерогенной детонации, если она в принципе возможна, отвечает максимальному значению «формальной» скорости

$$D_* = \max D(\eta). \quad (24)$$

Величина  $\eta_*$ , при которой достигается  $D_*$ , определяет массовое отношение элементов горючего и окислителя, состав и плоскости Чепмена — Жуге  $\Phi_*$ , а также величину относительных тепловых потерь  $\eta_{2,*}$ , потерь на трение  $\eta_{2,*}$  и долю прореагировавшего окислителя  $W_*$  на участке между ударным фронтом и плоскостью Чепмена — Жуге.

Для кислородоуглеродных систем и  $B = 10$  значение  $D_*/D_s = \max D(\eta)/D_s = 0,825$  (см. рис. 2) достигается при  $\eta_* = 0,520$ . Расчеты показали, что в плоскости Чепмена — Жуге средний состав переобогащен горючим ( $\Phi_* = 1,765$ ), а доля прореагировавшего окислителя составляет  $W_* = 0,93$ , т. е. непрореагировавшим остается 7% кислорода. Состав по сечению в плоскости Чепмена — Жуге существенно неоднороден: если у поверхности пленки массовая доля элементов горючего отвечает  $\Phi_{w,*} = 33$ , то у оси трубы (в составе смеси примерно 50% «свободного» кислорода)  $\Phi_{e,*} = 0,308$ . Расчетная величина  $D_* = 1908$  м/с достаточно хорошо согласуется с экспериментальной  $1800 \div 1900$  м/с [3] и примерно на 400 м/с меньше скорости гомогенной газовой детонации стехиометрического состава  $D_s = 2340$  м/с. Анализ показал, что примерно 15% «дефекта» скорости обусловлено недогоранием окислителя, 43% — переобогащением среднего состава в плоскости Чепмена — Жуге и 42% — трением и тепловыми потерями.

Таким образом, неопределенность координаты плоскости Чепмена — Жуге (состава  $\Phi_*$ , доли прореагировавшего окислителя  $W_*$ , потерь на трение  $\eta_{2,*}$  и тепловых потерь  $\eta_{3,*}$ ) требует дополнительного условия, чтобы «замкнуть» систему уравнений, решение которой позволяет определить скорость распространения детонации. Принцип максимума «формальной» скорости позволяет рассчитать параметры гетерогенной (газ — пленка) детонации, не привлекая каких-либо дополнительных предположений, например экспериментальных данных о расстоянии до плоскости Чепмена — Жуге или предположений о том, что эта плоскость находится в конце зоны испарения пленки горючего либо в конце реакции [10].

Поступила в редакцию 24/V 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1, 109.
3. J. R. Bowen, K. W. Ragland, F. J. Steffes a. o. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg, 1971.
4. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
5. E. E. Wooldridge, R. G. Muzzy. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg, 1965.
6. Ю. В. Ланин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.

7. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3, 86.
8. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1976, 230, 2, 344.
9. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1975, 4, 93.
10. С. Pao, M. Sichel, J. Nicholls. Comb. Sci. and Techn., 1972, 4, 5, 209.

## МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Ю. А. Николаев, П. А. Фомин  
(Новосибирск)

Одной из трудностей при расчетах параметров стационарной гетерогенной детонации является отсутствие обоснованного правила отбора скорости детонации. В [1] плоскость Чепмена — Жуге помещалась в место полного выгорания капель, в [2] — в место, где истекает период индукции. В [3] для определения профиля параметров в зоне реакции скорость детонации задавалась из экспериментальных данных, положение плоскости Чепмена — Жуге определялось по равенству скоростей газовой и конденсированной фаз, а тепловой эффект реакции подбирался из условия  $M = 1$  в плоскости Чепмена — Жуге.

Параметры стационарной детонации можно получить, решая нестационарную задачу, однако этого не сделано из-за больших затрат машинного времени [4, 5].

Во всех упомянутых выше моделях использовались постоянные вдоль зоны реакции тепловой эффект реакции и молекулярная масса смеси. Реально вследствие процессов рекомбинации и диссоциации и изменения соотношения горючее — окислитель в газовой фазе молекулярные массы и тепловые эффекты в зоне реакции существенно переменные (например, для водородокислородной криогенной смеси молекулярная масса газа вдоль зоны реакции меняется на порядок). В предлагаемой работе параметры стационарной гетерогенной детонации рассчитываются с использованием приближенного уравнения химического равновесия [6, 7] и условия  $M = 1$  в плоскости Чепмена — Жуге. Показано существенное влияние стенок трубы.

В дальнейшем будут использованы следующие обозначения:  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $\mu$  — плотность, скорость, давление, температура и молекулярная масса соответственно;  $u_0$  — скорость детонации;  $I$  — полная удельная энтальпия;  $\mu_{\min}$ ,  $\mu_{\max}$  — молекулярные массы в предельно диссоциированном и рекомбинированном состояниях соответственно;  $R$  — газовая постоянная;  $\tau$  — касательное напряжение на стенке трубы;  $q$  — плотность теплового потока через стенки;  $\lambda$  — коэффициент сопротивления;  $\gamma$  — показатель замороженной адиабаты;  $E$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции;  $x$ ,  $y$  — координаты;  $\mu_{O_2}$ ,  $\mu_{H_2}$ ,  $\mu_{N_2}$ ,  $\mu_C$  — молекулярные массы молекул кислорода, водорода, азота и атома углерода;  $M$ ,  $Re$ ,  $We$  — числа Маха, Рейнольдса и Вебера;  $\rho_{ж}$ ,  $\mu_{ж}$  — плотность и молекулярная масса жидкости;  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  — кинетические вязкости газа и жидкости;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $C_D$  — коэффициент сопротивления капли натекающему потоку;  $m$  — масса капли. Индекс 0 относится к начальному состоянию, индекс  $k$  — к конденсированной фазе. Остальные обозначения — в тексте.

### Модель стационарной гетерогенной детонации

Модель строится в следующих предположениях. Волна детонации одномерная, плоская, структура ее качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Объем капель много меньше объема газа, капли не влияют друг на друга, несжимаемы, удельная внутренняя энергия капель постоянна, расстояния, на которых существенно меняются