

Температурные зависимости констант скоростей роста слоев представлены на рис. 6, где видно, что они, несмотря на постоянство границ областей гомогенности, оказываются зависящими от температуры. Причина тому — температурная связь коэффициентов диффузии неметалла в слоях продуктов. Подставив значения констант из рис. 6 в неравенства (13), можно убедиться в выполнении критерия квазистационарности.

Авторы благодарят А. Г. Мержанова за плодотворное обсуждение работы.

Поступила в редакцию
27/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Зайт. Диффузия в металлах. М., ИЛ, 1958.
2. К. Хауффе. Реакция в твердых телах и на их поверхности. М., ИЛ, 1963.
3. П. П. Будников, А. М. Гинстлинг. Реакции в смесях твердых веществ. М., Стройиздат, 1971.
4. И. П. Боровинская. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
5. Ю. М. Григорьев, С. Л. Харатьян и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 713.
6. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян, К. Г. Шкадипский. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
7. Г. В. Самсонов, И. М. Винцкий. Тугоплавкие соединения. М., Металлургия, 1976.
8. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 5, 4, 474.
9. В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1976, 12, 5, 682.
10. Н. П. Повиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. — В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
11. Ю. М. Григорьев, С. Л. Харатьян и др. ИФЖ, 1977, 33, 5, 899.
12. А. П. Алдушин, Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов. Изв. АН СССР. Металлы, 1977, 2, 121.
13. Г. В. Самсонов, Т. И. Серебрякова, В. А. Перонов. Бориды. М., Атомиздат, 1975.
14. В. С. Дергунова, Ю. В. Левинский и др. Взаимодействие углерода с тугоплавкими металлами. М., Металлургия, 1974.

АДИАБАТА ГЮГОНИО ДЛЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий

(Москва)

Экспериментально установлено [1], что в трубах, заполненных газобразным окислителем, на стенки которых нанесена пленка горючего (в гетерогенных системах газ — пленка), возможно распространение детонации при практически бесконечно больших отношениях масс горючего и окислителя. Кроме того, начиная с определенного переобогащения систем, когда отношение масс примерно в 2—3 раза превосходит стехиометрическое, скорость распространения гетерогенной детонации не зависит от состава системы [2]. Отсутствие богатого предела не имеет аналога для детонационных процессов, распространяющихся в гомогенных газовых системах. Метод расчета параметров детонации для достаточно переобогащенных гетерогенных систем [3], когда скорость распространения становится независимой от состава системы, основан на анализе течения за ударным фронтом и, вообще говоря, отличен от используемого для расчета параметров гомогенной газовой детонации, например, в [4, 5].

В предлагаемой работе анализ детонационного процесса в гетерогенных (газ — пленка) системах проведен в традиционных координатах:

относительное давление $\pi = p/p_1$, относительная обратная плотность $\sigma = \rho_1/\rho$. Построены аналоги прямых Михельсона и адиабаты Гюгонио и проведено их сравнение с таковыми для гомогенной газовой детонации.

Основные соотношения

В рамках одномерной модели гетерогенного процесса [3] в системе координат, связанной с передним фронтом, стационарные уравнения сохранения массы, импульса и энергии для течения за передним фронтом имеют вид

$$S\rho u = S\rho_1 D + l \int_0^x m dx,$$

$$S(p + \rho u^2) = S(p_1 + \rho_1 D^2) + Dl \int_0^x m dx + l \int_0^x \tau_w dx, \quad (1)$$

$$S\rho u \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = S\rho_1 D \left(h_1 + \frac{D^2}{2} \right) + S\rho_1 D H_{ox} W + \left(h_{fu}^w + \frac{D^2}{2} \right) l \int_0^x m dx +$$

$$+ Dl \int_0^x \tau_w dx - l \int_0^x q_w dx,$$

где S и l — площадь поперечного сечения и периметр трубы; x — расстояние от переднего фронта; D — скорость распространения переднего фронта; u — скорость потока относительно переднего фронта; p , ρ и h — давление, плотность и энтальпия; h_{fu}^w — энтальпия паров горючего у поверхности пленки; m — массовая скорость испарения горючего с единицы поверхности пленки; τ_w — касательное напряжение трения; q_w — тепловой поток к единице поверхности пленки горючего; H_{ox} — тепловыделение на грамм прореагировавшего окислителя; W — доля прореагировавшего окислителя. Индекс 1 относится к исходному состоянию окислителя. Газ за передним фронтом считается идеальным; уравнение состояния, а также выражения для энтальпии и замороженной скорости звука a имеют вид

$$p = \rho RT, \quad h = a^2/(\gamma - 1), \quad a = \sqrt{\gamma RT}, \quad (2)$$

где R — удельная газовая постоянная; T — температура; γ — отношение теплоемкостей. Величины H_{ox} и γ в (1) и (2) предполагаются равными соответствующим величинам для гомогенной детонации смеси стехиометрического состава данных горючего и окислителя

$$H_{ox} = D_n^2 (1 + L)/2 (\gamma^2 - 1). \quad (3)$$

Здесь D_n — скорость гомогенной детонации; L — отношение масс горючего и окислителя при стехиометрическом соотношении компонентов.

Переходя к безразмерным координатам и параметрам

$$\pi = p/p_1, \quad \sigma = \rho_1/\rho, \quad M = u/a, \quad M_1 = D/a_1,$$

$$\eta_1 = \int_0^x \frac{lm}{S\rho_1 D} dx, \quad \eta_2 = \int_0^x \frac{l\tau_w}{S\rho_1 D^2} dx, \quad \eta_3 = \int_0^x \frac{lq_w}{S\rho_1 D^3} dx,$$

из уравнений сохранения (1) с учетом (2) и (3) получаем выражения для числа Маха M потока относительно переднего фронта, а также относительных давления π и обратной плотности σ

$$M_{\pm} = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{1}{1 \pm \sqrt{Z}} - \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\pi_{\pm} = \frac{1 + \gamma_1 M_1^2}{1 + \gamma M_{\pm}^2} (1 + \eta_1 + \eta_2), \quad (5)$$

$$\sigma_{\pm} = \frac{\gamma M_{\pm}^2 (1 + \gamma_1 M_1^2) (1 + \eta_1 + \eta_2)}{\gamma_1 M_1^2 (1 + \gamma M_{\pm}^2) (1 + \eta_1)^2}. \quad (6)$$

Здесь

$$Z = 1 - 2(\gamma^2 - 1) \{ (1 + \eta_1) [(D_n/D)^2 W (1 + L) (1 + h_{fu}^w \eta_1 / H_{ox} W) / 2(\gamma^2 - 1) + (1 + \eta_1) / 2 + (\eta_2 - \eta_3) + 1 / (\gamma_1 - 1) M_1^2] [1 + \eta_1 + \eta_2 + 1 / \gamma_1 M_1^2]^{-2} - 1 / 2 \}. \quad (7)$$

Знаки $+$ и $-$ в (4)–(6) отвечают двум ветвям решения системы (1). В выражении для Z величиной $h_{fu}^w \eta_1 / H_{ox} W = (0,4 \div 0,8) \cdot 10^{-1}$ [3] пренебрегаем по сравнению с единицей.

Связь между безразмерными массоподачей η_1 , трением η_2 и теплопотерями η_3 обоснована в [3] и приводит к следующим соотношениям:

$$\eta_2 = [2 / (\gamma + 1)] \eta_1 B^{-1}, \quad \eta_3 = [H_{ox} / D^2] \eta_1 B^{-1}.$$

Здесь B — параметр вдува [6], величина которого определяется тепловыделением в пограничном слое и теплофизическими свойствами горючего

$$B = m / \rho (D - u) St \approx H_{ox} / r_{эфф},$$

где St — число Стантона; $r_{эфф}$ — эффективная теплота испарения горючего, включающая разогрев горючего до достаточно высокой температуры и скрытую теплоту испарения [3]. Для систем кислород — углеводородное горючее $B \sim 10$.

В предположении бесконечно большой скорости химической реакции окисления паров горючего тепловыделение за передним фронтом лимитируется диффузией паров горючего от поверхности пленки к оси трубы [3], так что величина $W(x)$ определяется распределением концентрации горючего в сечении x . Поскольку распределение горючего определяет и величину η_1 , то, используя экспериментальные данные по исследованию профилей концентраций в турбулентном пограничном слое со вдувом и горением, удастся связать величины W и η_1 [3]. Полученные зависимости между η_2 , η_3 , W и η_1 позволяют построить кривые $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$ и $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ для различных относительных скоростей распространения переднего фронта D/D_n .

Результаты расчета

На рис. 1, *a–e* приведены зависимости $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$ и $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ для детонационных процессов, распространяющихся в системе жидкий декан — кислород ($B = 9,6$) при различных значениях относительной скорости распространения переднего фронта D/D_n . Непосредственно за фронтом ударной волны течение дозвуковое и описывается положительной ветвью решения, обозначенной индексом $+$ (кривые 1, 2, 3). Поведение кривых рис. 1 определяется значением параметра D/D_n . При $D/D_n = 0,80$ (см. рис. 1, 1, 1') зависимости $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$, $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ претерпевают разрыв в точках $\eta_1 = 0,42$ и $\eta_1 = 0,66$, где на обеих ветвях $M_+ = M_- = 1$. Значения производных в этих точках обращаются в бесконечность. В области $0,42 < \eta_1 < 0,66$ зависимости $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$, $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ действительных значений не имеют. Физически это означает, что тепловыделение в области $0,42 < \eta_1 < 0,66$ приводит к образованию волн сжатия, которые должны догонять передний ударный фронт и увеличивать его интенсивность.

При $D/D_n = 0,85$ (см. рис. 1, 3) зависимость $M_+(\eta_1)$ сначала монотонно возрастает, достигая некоторого максимального значения, величина которого меньше единицы, а затем монотонно уменьшается. Распределение

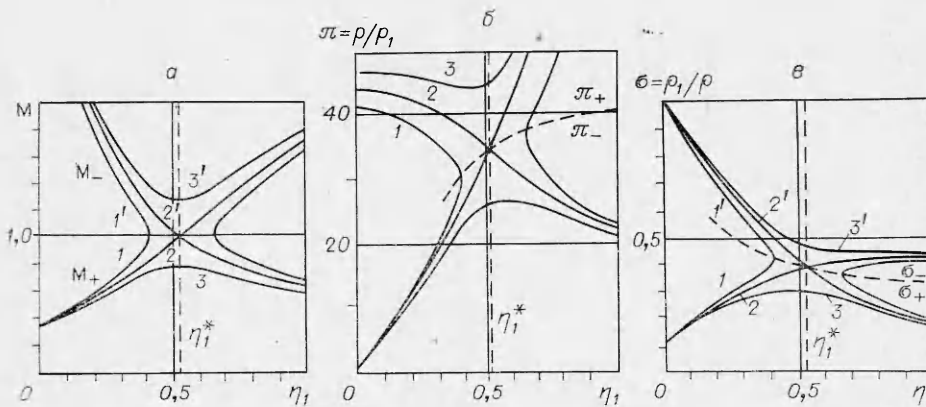


Рис. 1. Зависимости $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$, $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ для различных относительных скоростей распространения переднего фронта D/D_n :
 1, 1' — 0,80; 2, 2' — 0,8249; 3, 3' — 0,85.

давления за фронтом волны при $D/D_n = 0,85$ вплоть до $\eta_1 = 0,23$ остается практически постоянным, в области $0,23 < \eta_1 < 0,46$ монотонно уменьшается и после достижения минимальной величины резко возрастает по мере увеличения η_1 и удаления от переднего ударного фронта. Реализация стационарного процесса, распространяющегося с этим значением скорости, требует поджата продуктов сгорания, например, движущимся поршнем. Изменение относительной обратной плотности $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ должно отвечать кривой 3 на рис. 1, в.

Расчеты показали, что при $B = 9,6$ существует единственное значение $D/D_n = D^*/D_n = 0,8249$, для которого решение уравнения сохранения обладает следующими свойствами: 1) решения $M_{\pm}(\eta_1)$, $\pi_{\pm}(\eta_1)$, $\sigma_{\pm}(\eta_1)$ непрерывны; 2) существует сечение $\eta_1 = \eta_1^* = 0,52$, в котором $M_+ = M_- = 1,0$ (см. рис. 1, 2, 2').

Кривые Михельсона для детонационных процессов в гетерогенных системах

Для детонационных процессов в гомогенных газовых системах уравнения неразрывности и движения определяют связь между безразмерным давлением π и обратной плотностью σ за фронтом ударной волны [4]

$$\pi - 1 = \gamma_1 M_1^2 (1 - \sigma). \quad (8)$$

В координатах π и σ уравнение (8) определяет прямую, которая носит название прямая Михельсона.

Для детонационных процессов в гетерогенных (газ — пленка) системах зависимость $\pi(\sigma)$ получается из уравнений (5) и (6) после исключения M_{\pm}

$$\pi_{\pm} - (1 + \eta_1 + \eta_2) = \gamma_1 M_1^2 [(1 + \eta_1 + \eta_2) - \sigma_{\pm} (1 + \eta_1)^2]. \quad (9)$$

Выражение (9) — аналог прямой Михельсона и при отсутствии массоподачи и трения ($\eta_1 = \eta_2 = 0$) совпадает с уравнением (8). Однако наличие зависимости между плотностью потока и массоподачей меняет порядок уравнения, и в координатах π и σ выражение (9) описывает, вообще говоря, кривую. По аналогии с детонационными процессами в газовых системах зависимость, определяемую уравнением (9), будем называть кривой Михельсона. Характерная ее особенность состоит в том, что для ее построения необходимо использовать зависимость $M_{\pm}(\eta_1)$, определяемую системой уравнений (4), (7), и тем самым привлекать уравнение энергии.

Параметрические зависимости $\pi_{\pm}(\eta_1)$, $\sigma_{\pm}(\eta_1)$, представленные на рис. 1, б, в, позволяют построить кривые Михельсона для различных ско-

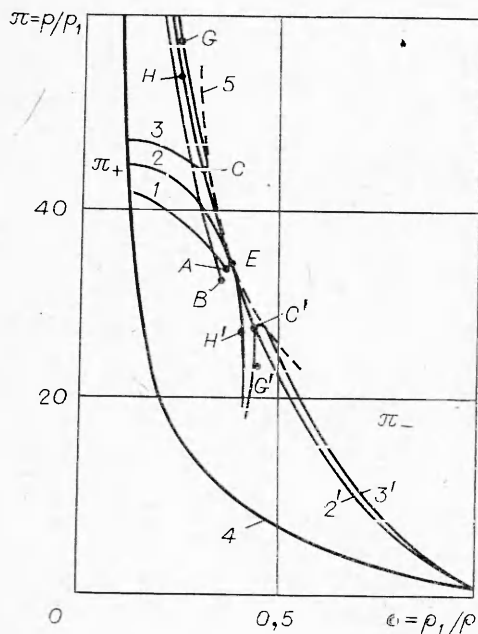


Рис. 2. Кривые Михельсона для различных относительных скоростей переднего фронта (1—3, 2'—3') ударной адиабаты для кислорода при начальных условиях: $p_1 = 1$ атм, $T_1 = -20^\circ\text{C}$ (4) и адиабата Гюгонно для гетерогенной системы жидкий декан — кислород (5).

ростей распространения переднего фронта в гетерогенных системах декан — кислород. На рис. 2 кривые 2 и 3 отвечают непрерывным решениям положительной ветви $\pi_+(\sigma_+)$, а 2' и 3' — решениям отрицательной ветви для $D/D_n = D^*/D_n = 0,8249$ и $D/D_n = 0,85$ соответственно, 1 — зависимости $\pi_+(\sigma_+)$ для разрывного течения при $D/D_n = 0,80$. На кривой 4 берут начало решения положительной ветви. Решения отрицательной ветви отвечают безударному распространению процесса

и берут начало в точке $\pi = \sigma = 1$, если при расчетах полагать отношение теплоемкостей γ непосредственно за передним фронтом, равным величине γ для окислителя при начальных условиях.

Величина π_+ вдоль кривой 1 (см. рис. 2) для сравнительно малой скорости распространения ($D/D_n = 0,80$) монотонно уменьшается по мере удаления от плоскости ударного фронта вплоть до точки разрыва A. На участке этой кривой $\pi_+(\sigma_+)$, которая после разрыва начинается в точке B, имеет место резкое возрастание π_+ с одновременным уменьшением σ_+ (возрастанием плотности потока ρ) при увеличении расстояния от фронта.

Рассмотрим ход кривых $\pi_+(\sigma_+)$ и $\pi_-(\sigma_-)$ для $D/D_n = 0,85$ (см. рис. 2, 3, 3'). На близких расстояниях от фронта ударной волны имеет место монотонное уменьшение π_+ с одновременным увеличением σ_+ . Достигнув минимального значения, давление начинает возрастать, а обратная плотность уменьшаться по мере роста η_1 и удаления от фронта. Точка G на кривой $\pi_+(\sigma_+)$ отвечает окончанию тепловыделения за счет химических реакций (полному выгоранию окислителя). Давление вдоль кривой $\pi_-(\sigma_-)$, начинающейся в точке $\pi = 1, \sigma = 1$, вначале монотонно возрастает, а после достижения максимума убывает; точка G' отвечает окончанию тепловыделения.

Стационарное распространение процесса при $D/D_n = 0,85$, сопровождающееся ударным переходом и описывающееся кривой $\pi_+(\sigma_+)$, требует поджатия продуктов сгорания движущимся поршнем, поскольку на участке CG давление p_+ и плотность ρ_+ возрастают. Безударному распространению со сверхзвуковой скоростью отвечает кривая $\pi_-(\sigma_-)$ (см. рис. 2, 3'). Реализация такого процесса может быть осуществлена за счет принудительного образования горючей смеси и ее поджигания.

Особый интерес представляет анализ зависимостей $\pi_+(\sigma_+)$ и $\pi_-(\sigma_-)$ при $D/D_n = D^*/D_n = 0,8249$ (см. рис. 2, 2, 2'). За фронтом ударной волны имеет место монотонное уменьшение π_+ при одновременном возрастании σ_+ (уменьшении плотности потока ρ_+) по мере удаления от фронта. Точка E на кривой 2, отвечающей значению $\eta_1 = \eta_1^* = 0,52$, является точкой возврата: численные значения производных слева и справа от сечения $\eta_1 = \eta_1^*$ совпадают

$$\left. \frac{d\pi_+}{d\sigma_+} \right|_{\eta_1^*-0} = \left. \frac{d\pi_+}{d\sigma_+} \right|_{\eta_1^*+0}$$

Вдоль участка EH π_+ возрастает при одновременном уменьшении σ_+ . Точка H отвечает окончанию тепловыделения (полному выгоранию окислителя).

Точка E является точкой возврата и кривой $2'$, отвечающей решению ветви $\pi_-(\sigma_-)$. На участке от E до точки окончания тепловыделения H' уменьшение π_- происходит при одновременном возрастании σ_- по мере увеличения η_1 и росте расстояния от переднего фронта. Более того, численные расчеты показали, что в точке соприкосновения ветвей, отвечающей η_1^* , совпадают и значения производных для решений обеих ветвей

$$\left. \frac{d\pi_-}{d\sigma_-} \right|_{\eta_1^*-0} = \left. \frac{d\pi_-}{d\sigma_-} \right|_{\eta_1^*+0} = \left. \frac{d\pi_+}{d\sigma_+} \right|_{\eta_1^*-0} = \left. \frac{d\pi_+}{d\sigma_+} \right|_{\eta_1^*+0}. \quad (10)$$

Соотношение (10) обеспечивает гладкое сшивание положительной и отрицательной ветви уравнений сохранения. Гладкое сшивание допускает при описании течения в окрестности точки E переход с ветви $+$, описывающей течение за ударным фронтом, на ветвь $-$, которая обеспечивает монотонное падение давления по мере удаления от ударного фронта.

Кроме того, при $D/D_n = D^*/D_n = 0,8249$ в точке E , отвечающей $\eta_1 = \eta_1^* = 0,52$, оказывается возможным «сшить» стационарное течение за ударным фронтом с нестационарным течением в голове волны разрежения, распространяющейся из области начального участка трубы. Действительно, в точке E $M_+ = M_- = 1$, так что скорость потока относительно ударного фронта равна местной скорости звука

$$u_E = a_E. \quad (11)$$

Это условие необходимо для того, чтобы голова волны разрежения находилась в сечении η_1^* , т. е. на неизменном расстоянии от плоскости ударного фронта. Помимо этого, условие гладкого сшивания с волной разрежения требует, чтобы в некоторой окрестности за точкой E стационарное решение, в данном случае решение отрицательной ветви $\pi_-(\sigma_-)$, отвечало изменению параметров в голове волны разрежения. Связь между давлением и плотностью в голове волны разрежения определяется выражением $dp/d\rho = a^2 = \gamma p/\rho$, что в безразмерных переменных приводит к соотношению между π и σ в голове волны разрежения

$$(d\pi/d\sigma)_{\text{разр}} = -\gamma\pi/\sigma. \quad (12)$$

Анализ численного решения показал, что в точке E выполняется условие

$$\left. \frac{d\pi_-}{d\sigma_-} \right|_E = -\gamma \frac{\pi}{\sigma} \Big|_E = \left(\frac{d\pi}{d\sigma} \right)_{\text{разр}} \Big|_E. \quad (13)$$

Таким образом, совпадение производных (13) и выполнение условия (11) как раз и обеспечивают гладкую сшивку стационарного течения за ударным фронтом с течением в голове волны разрежения и тем самым независимость процесса на участке между ударным фронтом и точкой E от условий на начальном участке трубы. Такой процесс является стационарным и к нему полностью применим термин «детонация Чепмена — Жуге». Расчеты показали, что в рамках одномерной диффузионной модели для каждой гетерогенной системы существует единственное значение относительной скорости Чепмена — Жуге D^*/D_n .

Адиабата Гюгонио для гетерогенных систем

Численный расчет зависимостей $\pi_+(\sigma_+)$ и $\pi_-(\sigma_-)$ при различных D/D_n позволяет построить на рис. 2 кривую 5, которая является огибающей для решений системы стационарных уравнений. Не представляется возможным получить аналитическое выражение для кривой 5, по-

сколькx ход кривых $\pi(\sigma)$ определяется совокупностью процессов массоподачи, трения, теплопотерь и химической реакции. Геометрический смысл кривой 5 заключается в том, что она ограничивает область значений π , σ , в которую могут «проникать» решения системы стационарных уравнений при различных значениях скорости распространения процесса. Для однородных систем аналогичными свойствами обладает адиабата Гюгонио, «запрещающая» переход в область состояний, отвечающих точкам, лежащим выше адиабаты. Отметим, что при построении адиабаты Гюгонио влиянием тепловых потерь и трением обычно пренебрегают, так что точки адиабаты отвечают окончанию тепловыделения. Что касается детонационных процессов в гетерогенных системах, то точки G и G' , H и H' (см. рис. 2), отвечающие окончанию тепловыделения на кривых $\pi(\sigma)$, расположены вдали от огибающей 5 (за точками касания).

Укажем на еще одну аналогию, существующую между огибающей 5 к кривым Михельсона и адиабатой Гюгонио для однородной детонации. В точке E имеет место касание кривой Михельсона, отвечающей детонации Чепмена — Жуге, и огибающей 5. Подобное поведение кривых характерно и для однородной детонации: в точке, отвечающей плоскости Чепмена — Жуге, прямая Михельсона касается адиабаты Гюгонио.

Таким образом, совокупность свойств, присущих кривой 5, позволяет рассматривать огибающую к кривым Михельсона как адиабату Гюгонио для детонационных процессов в гетерогенных системах.

Представляет интерес сравнить параметры гетерогенной и однородной детонаций. Как показали расчеты, выполненные для системы жидкий декан — кислород с достаточно толстыми слоями горючего на стенках трубы, состав продуктов в плоскости Чепмена — Жуге переобогащен и превосходит стехиометрическое соотношение горючего с окислителем в $\varphi = 1,79$ раза, где φ — коэффициент избытка горючего. Ниже приведены значения параметров гетерогенной и однородной детонации для систем стехиометрического состава $\varphi = 1$ и состава $\varphi = 1,79$, отвечающего среднему составу продуктов в плоскости Чепмена — Жуге при гетерогенной детонации.

Детонация	φ	D^* , м/с	π^*	σ^*
Однородная	1	2350	39,5	0,54
	1,79	2484	52,0	0,54
Гетерогенная	$\geq 1,79$	1938	34,5	0,38

Видно, что давление в плоскости Чепмена — Жуге при гетерогенной детонации незначительно меньше значения π для однородной детонации смеси стехиометрического состава. Величина обратной плотности для детонации в гетерогенных системах также меньше (а плотность газа соответственно выше), чем при детонации в однородных системах. Скорость распространения гетерогенной детонации составляет 82,5% соответствующей величины для однородной детонации стехиометрического состава.

Анализ физических факторов, приводящих к понижению скорости распространения гетерогенной детонации по сравнению с однородной детонацией стехиометрического состава [3], показал, что примерно 6% «дефекта» скорости определяется потерями тепла и трением на участке до плоскости Чепмена — Жуге, а 12% — переобогащением состава в этой плоскости. Переобогащение определяется диффузионным характером процесса перемешивания окислителя с испаряющимся горючим, что приводит к существенной неоднородности состава по сечению трубы. Расчеты показали, что в плоскости Чепмена — Жуге в непосредственной близости от поверхности пленки соотношение весов горючего и окислителя в $\varphi = 6,5$ раз превосходит стехиометрическое, в то время как в приосевых областях имеется «свободный» окислитель $\varphi = 0,3$. Следует отметить, что при однородной газовой детонации, когда состав в плоскости Чепмена —

Жуге однороден, переобогащение системы приводит к увеличению скорости распространения D и давления π (см. выше).

Расчетное значение скорости распространения гетерогенной детонации $D^* = 1938$ м/с хорошо согласуется с экспериментальной величиной $D = 1870$ м/с, полученной в переобогащенных системах декан — кислород в трубах достаточно большого диаметра [7].

Поступила в редакцию
23/V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышл. энергетика, 1964, 12.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
3. С. А. Лесняк, В. Г. Слущкий. ПМТФ, 1974, 3.
4. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
5. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1977, 13, 3.
6. L. Lees. Combust. and Propulsion. N. Y., Pergamon Press, 1959. (Рус. перев.: Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М., ИЛ, 1962).
7. J. R. Bowen, K. W. Ragland et al. 13-th Sympos. (Internat.) on Combust. Utah, 1970.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ СМЕСЕЙ ГОРЮЧИХ ВЕЩЕСТВ С ВОЗДУХОМ

*В. М. Васильев, А. И. Вольперт, Л. В. Клычников,
Ю. М. Петров, Л. С. Салакатова, Л. П. Стесик*

(Черноголовка)

Расчет параметров детонации представляет как научный, так и практический интерес. Наиболее достоверными являются результаты расчета для систем, продукты детонации которых описываются уравнением состояния идеального газа. Это подтверждено рядом исследований, в которых сопоставлялись расчетные и экспериментальные данные [1—3]. Смеси горючих газов с воздухом, а также аэрозвеси распыленных твердых или жидких горючих веществ при начальных давлениях, не превышающих несколько десятков атмосфер, относятся к таким системам. Параметры детонации указанных смесей можно рассчитывать, используя уравнение состояния идеального газа, и в том случае, если часть образующихся продуктов находится в конденсированном состоянии [4].

Применяемый в настоящей работе метод термодинамического расчета равновесного состояния в точке Чепмена — Жуге в некоторых чертах заметно отличается от использованных в работах [3, 5—7]. Сочетание метода Ньютона с движением по параметру (температура — плотность) позволяет рассчитать единым методом ряд аналогичных задач и экономить затраты труда на программирование. Проведение расчетов для систем с произвольным набором химических элементов, с автоматическим выбором всех возможных продуктов реакции, по данным [8], требует применения универсального начального приближения: высокая температура, плотность, близкая к нулю, диссоциация всех продуктов на атомы. Этот метод применяется авторами при решении нескольких задач, в которые в качестве составной части входил расчет термодинамического равновесия. В данной работе метод используется при расчете параметров детонации. Время счета для одного состава на ЭВМ БЭСМ-4 равно 20—30 с, на ЭВМ БЭСМ-6 — менее 3 с.