кулу NH_4NO_3 (в 10% раствора на 1 молекулу NH_4NO_3 приходится 41 молекула воды), затрудняя ее распад и препятствуя дореагировачию. С ростом концентрации, начиная с некоторого ее значения, под совокупным действием нескольких факторов (концентрации, возросших и температуры) все большая часть продуктов распада успевает провзаимодействовать между собой. Вследствии этого быстро растет энерговыделение в ЗХР и параметры детонации. Начиная же с концентрации 30—40% относительная часть подобного дореагирования практически остается постоянной и скорость детонации растет за счет увеличения массы аммиачной селитры в растворе.

Другим вероятным объяснением может быть адсорбция молекул или продуктов диссоциации аммиачной селитры на поверхности зерен гексогена. С ростом концентрации увеличивается число молекул аммиачной селитры на зернах гексогена. При достижении же некоторого значения концентрации происходит насыщение.

Аналогичными рассуждениями можно объяснить также падение скорости детонации с ростом концентрации иодистого аммония в системах гексогена.

Авторы благодарят В. В. Якушева за полезные консультации и С. Ф. Кузнецова за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
5/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Апин. В сб. «Физика взрыва», № 2, Изд. АН СССР, 1953.
2. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ФГВ, 1970, **6**, 2.
3. А. Я. Апип, Н. Ф. Велина. В сб. «Взрывное дело, 63/20, «Недра», 1967.
4. А. К. Парфенов, И. М. Воскобойников, А. Я. Апин. В сб. «Взрывное дело», 63/20, «Недра», 1967.
5. А. Я. Апин, Н. Ф. Велина. Докл. АН СССР, 1966, **171**, 2.
6. Ю. А. Лебедев, Г. Г. Липанин и др. В сб. «Взрывное дело», 52/19, Госгортехиздат, 1963.
7. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев, В. М. Зайцев. Методы исследования процессов горения и детонации. М., «Наука», 1969.
8. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», !970.
9. А. Н. Дремин, И. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3.
10. Ю. Ф. Алексеев, Л. В. Альтшулер, В. П. Крупников. ПМТФ, 1971, 4.
11. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1969, **5**, 3.
12. А. Н. Афанасенков, Б. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. Первый всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тез. докл. М., «Наука», 1968.
13. В. В. Якушев, А. Н. Дремин. ЖФХ, 1969, **XV**, 1.
14. O. B. Yakusheva, V. V. Yakushev, A. N. Dremin. J «High Tempritures — High Pressures», 1971, 3.

УДК 662.215.1

ДЕТОНАЦИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ СМЕШАННЫХ ФАЗ

В. М. Гендугов

(Москва)

Впервые на возможность распространения детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем, стенки которой смочены тонким слоем жидкого топлива, указано в работе [1]. Впоследствии распространение детонации в таких системах было подтверждено в ряде работ [2—5]. При этом установлено, что по покоящемуся окислителю движется головная ударная волна, скорость которой зависит от физико-химических свойств фаз и от площади внутренней поверхности трубы, покрытой топливом. В том случае, когда внутренняя поверхность трубы полностью покрыта пленкой топлива достаточной толщины, скорость головной ударной волны близка к скорости распространения детонации Чепмена-Жуге.

Существующие модели детонации гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз, сводятся к одномерной стационарной модели детонации Чепмена-Жуге [6] или видоизмененной модели детонации Зельдовича-Неймана-Дёринга [5, 7].

В данной работе получено решение задачи о поведении ударной волны в трубе, обусловленное влиянием пограничного слоя за ударной волной. При этом комплекс ударная волна — пограничный слой с испарением и горением отождествляется с детонацией гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз.

Пусть заранее сформулированная плоская ударная волна, имеющая постоянную скорость U_s, входит в полубесконечную трубу, ось которой совпадает с направлением движения волны. Труба, имеющая постоянное поперечное сечение, заполнена покоящимся газообразным окислителем с температурой T_1, плотностью ρ_1, давлением p_1. В каждом сечении k-я часть внутренней поверхности трубы покрыта тонким слоем жидкого топлива. Пусть ось x совпадает с осью трубы. Выберем начало координат на конце трубы, а за положительное направление оси x — направление движения ударной волны.

Для определения скорости ударной волны требуется решить совместно систему неодномерных нестационарных уравнений потока с учетом испарения с поверхности и горением в пограничном слое. В каждом сечении трубы скорости, температуры, плотности в потоке газа за ударной волной усредняем по площади поперечного сечения. При этом изучение неодномерного потока сводится к изучению одномерного с учетом влияния стенок.

Таким образом, приходим к необходимости решения неоднородной, квазилинейной системы уравнений для газа в предположении, что газ по-прежнему колорически современный:

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial\rho}{\partial x} + \rho\frac{\partial u}{\partial x} + u\frac{\partial\rho}{\partial x} = m(x, t), \\
\rho\frac{\partial u}{\partial t} + \rho u\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} - mu - r(x, t), \\
\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{q(x, t) + ru + m[H_w - H + u^2]}{\rho T}, \\
p = \rho RT
\end{gathered}
\tag{1}
$$

с граничными условиями на ударной волне:

$$
\begin{gathered}
\frac{p}{p_1} = \frac{2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \\
\frac{u}{a_1} = \frac{2}{\gamma + 1}\left(M_s - \frac{1}{M_s}\right), \\
\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) M_s^2}{(\gamma - 1) M_s^2 + 2}
\end{gathered}
\tag{2}
$$

и при $x \to -\infty$,

$$p_{-\infty}=\text{const},$$
$$u_{-\infty}=\text{const}, \qquad (3)$$
$$\rho_{-\infty}=\text{const},$$

где p, ρ, T, u, S — соответственно давление, плотность, температура, скорость, энтропия в потоке за ударной волной; $M_s=\frac{U_s}{a_1}$ — число Маха ударной волны; γ — показатель адиабаты; R — универсальная газовая постоянная; H — полная энтальпия торможения; a — скорость звука. Функции $m(x, t)$, $r(x, t)$, $q(x, t)$ в правых частях системы уравнений, характеризующие влияние пограничного слоя на поток, определяются из условий на поверхности трубы и при $x \geqslant 0$ имеют вид:

$$m(x, t)=\frac{kL}{A}(\rho v)_w,$$

$$r(x, t)=\frac{L}{A}\left[(1-k)\tau_w^0+k\tau_w\right], \qquad (4)$$

$$q(x, t)=\frac{L}{A}\left[-(1-k)q_w^0+k(Q-q_w)\right].$$

При $x<0$ функции $m(x, t)$, $r(x, t)$, $q(x, t)$ равны нулю.

L — периметр трубы; A — площадь поперечного сечения трубы; $(\rho v)_w$ — поток массы с единицы площади в единицу времени; τ_w — напряжение трения на единицу площади; q_w — поток тепла на единицу площади в единицу времени; $Q=(\rho v)_w\alpha\Delta H$ — поток тепла, выделяющийся в сечении пограничного слоя вследствии горения; ΔH — теплота реакции на единицу массы топлива; α — коэффициент, характеризующий неполное сгорание испарившегося в пограничный слой топлива. Индекс w относится к параметрам на поверхности трубы; 0 — относится к параметрам на «сухой» поверхности.

Система уравнений (1) с граничными условиями (2), (3) в двух случаях может быть линеаризирована над основным стационарным потоком за ударной волной. В первом случае линеаризация возможна непосредственно после входа волны в трубу. При этом толщина пограничного слоя в окрестности начала координат мала по сравнению с характерным размером трубы и его влияние на поток слабое.

Во втором случае линеаризация производится над потоком, который определяется ударной волной, имеющей постоянную скорость распространения при наличии горения в пограничном слое.

Представим скорость потока газа, давление, плотность, температуру, энтропию как:

$$u=u_2+\Delta u;\quad p=p_2+\Delta p;\quad \rho=\rho_2+\Delta\rho;$$
$$T=T_2+\Delta T;\quad S=S_2+\Delta S, \qquad (5)$$

где Δ — приращение соответствующих параметров, индекс 2 относится к параметрам основного стационарного потока за ударной волной. Тогда система уравнений (1) до малых второго порядка имеет вид:

$$\frac{\partial\Delta\rho}{\partial t}+\rho_2\frac{\partial\Delta u}{\partial x}+u_2\frac{\partial\Delta\rho}{\partial x}=m(x, t),$$

$$\rho_2\frac{\partial\Delta u}{\partial t}+\rho_2 u_2\frac{\partial\Delta u}{\partial x}=-\frac{\partial\Delta p}{\partial x}-mu-r(x, t),$$

$$\frac{\partial \Delta S}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \Delta S}{\partial x} = \frac{q(x,\, t) + ru_2 + m\left[H_w - H_2 - u_2^2\right]}{\rho_2 T_2}, \qquad (1')$$

$$\frac{\Delta S}{c_v} = \frac{\Delta p}{p_2} - \gamma \frac{\Delta \rho}{\rho_2}$$

с граничными условиями на ударной волне:

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \frac{4\gamma}{\gamma + 1} M_s \Delta M_s,$$

$$\frac{\Delta u}{a_1} = \frac{2}{\gamma + 1}\left(1 + \frac{1}{M_s^2}\right)\Delta M_s, \qquad (2')$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_2} = \frac{4}{(\gamma - 1) M_s^2 + 2} \frac{\Delta M_s}{M_s}$$

и при $x \to -\infty$,

$$\Delta p = 0; \quad \Delta u = 0; \quad \Delta \rho = 0. \qquad (3')$$

Возмущения, обращенные вперед, взаимодействуют с ударной волной и изменяют ее скорость.

Увеличение или уменьшение скорости связано с положительным или отрицательным приращением давления на ударной волне. Приращение давления на ударной волне легко найти из соотношений вдоль характеристик C^+: $\frac{dx}{dt} = u_2 + a_2$ и граничных условий (2′), (3′)

$$\Delta p = \frac{1}{F(1 + M_2)} \int_{x_0}^{x_y} \left\{ -r - m(u_2 - a_2) - \frac{\gamma - 1}{a_2}\left[q + ru_2 + m\left(H_w - H_2 + u_2^2\right)\right]\right\} d\xi, \qquad (6)$$

где $M_2 = \frac{u_2}{a_2}$ — число Маха потока; $F = 1 + \frac{\rho_2 u_2 a_1}{2\gamma p_1} \cdot \frac{(1 + M_s^{-2})}{M_s}$; x_y — координата ударной волны; x_0 — координата на оси x, соответствующая x_y. Заметим, что вид (5) один и тот же для турбулентного и ламинарного пограничного слоя за ударной волной. В дальнейшем будем предполагать, что пограничный слой за ударной волной ламинарный.

Напряжение трения τ_w, потоки тепла q_w, q_w^0 и поток массы $(\rho v)_w$ имеют вид:

$$\tau_w = \tau_w^0 \frac{\ln(1 + B)}{B},$$

$$q_w^0 = \left(c_p T_2 - c_p T_w^0 + \frac{u_2^2}{2}\right)\frac{\tau_w^0}{u_2},$$

$$q_w = \left(c_p T_2 - c_p T_w + \frac{u_2^2}{2} + c_{1e}\Phi \Delta H\right)\frac{\ln(1 + B)}{B}\frac{\tau_w^0}{u_2}, \qquad (7)$$

$$(\rho v)_w = \frac{\tau_w^0}{u_2}\ln(1 + B),$$

$$Q = \frac{\tau_w^0}{u_2}\ln(1 + B)\,\alpha \Delta H,$$

где c_{1e} — концентрация окислителя на внешней границе пограничного слоя; $\Phi = \dfrac{m_{\text{т}}\left(\nu_{\text{т}}'' - \nu_{\text{т}}'\right)}{m_1\left(\nu_1'' - \nu_1'\right)}$ — стехиометрическое массовое отношение топлива к окислителю; $B = \dfrac{(\rho v)_w u_2}{\tau_w}$ — параметр массообмена.

Причем (см. [8])

$$\tau_w^0 = 0{,}489 u_2 \left[\frac{\rho_2\mu_2 (U_s - u_2)}{2}\left(1 + 1{,}665\frac{U_s}{U_s - u_2}\right)\right]^{1/2} (U_s t - x)^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Уравнение (6) с учетом (4), (7), (8) и соотношения

$$U_s\tau - \xi = (x - \xi)\left(1 - \frac{U_s}{u_2 + a_2}\right)$$

после интегрирования приводится к виду

$$\Delta p = \frac{L}{A \cdot F\,(1 + M_2)}\, G_k\, R_+ \sqrt{x_y}, \quad (9)$$

где

$$R_+ = -\,0{,}978\left[\frac{(U_s - u_2)\,\rho_2\mu_2}{2}\left(1 + 1{,}665\frac{U_s}{U_s - u_2}\right)\right]^{1/2}\left[\frac{M_2 + 1}{U_s/a_1} - 1\right]^{-\frac{1}{2}};$$

$$G_k = (1 - k)\left[1 - (\gamma - 1)\,M_2 + \frac{1}{M_2}\left(1 - \frac{T_w^0}{T_2} + \frac{\gamma - 1}{2}M_2^2\right)\right] +$$

$$+ k\,\frac{\ln(1 + B)}{B}\left\{\left[1 - (\gamma - 1)\,M_2 + \frac{1}{M_2}\left(1 - \frac{T_w}{T_2} + \frac{\gamma - 1}{2}M_2^2 +\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + \frac{(\gamma - 1)\,c_{1e}\Phi\Delta H}{a_2^2}\right)\right] - \frac{B}{M_2}\left[-M_2 + \frac{\gamma - 1}{2}M_2^2 + \frac{T_w}{T_2} + (\gamma - 1)\frac{\alpha\Delta H}{a_2^2}\right]\right\}.$$

Знак приращения давления на ударной волне противоположен знаку безразмерной функции G_k, поскольку функция R_+ отрицательна для любых чисел Маха ударной волны, больших единицы. Легко показать, что G_k при отсутствии горения в пограничном слое всегда положительна. Следовательно, в этом случае ударная волна, входящая в трубу, затухает.

Если в пограничном слое имеет место горение, то при любом фиксированном α в интервале $\left(\dfrac{c_{1e}\Phi}{B}, 1\right)$, G_k, как функция числа Маха ударной волны, монотонно возрастает и обращается в ноль при $M_s = M_{sk} > 1$. Как видно из (9), условие $G_k(M_{sk}) = 0$ есть условие стационарного распространения ударной волны в трубе.

Из условия монотонного возрастания функции G_k следует, что ударная волна, входящая в трубу с числом $M_s < M_{sk}$, ускоряется и выходит на стационарный режим распространения. Если $M_s > M_{sk}$, ударная волна затухает и выходит на тот же стационарный режим.

Таким образом, детонация гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз, инициированная ударной волной с числом Маха меньшим M_{sk}, первоначально ускоряется, а затем выходит на стационарный устойчивый режим распространения.

Как следует из изложенной работы, наличие горения в пограничном слое за ударной волной, приводит, в частности, к ее ускорению и выходу на стационарный режим. Следовательно, необходимым условием возникновения детонации гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз при инициировании ударными волнами является условие воспламенения горючей смеси в пограничном слое за ней.