

УДК 533.6.011.72:534.222.2

МНОГОФРОНТОВОЕ ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

АФАНАСЬЕВА Е. А., ЛЕВИН В. А.

Распространение волн детонации и горения, когда они рассматриваются бесконечно тонкими поверхностями разрыва, изучено достаточно хорошо [1-4]. Было показано, в частности, что в однородной среде самоподдерживающаяся волна детонации распространяется в режиме Чепмена - Жуге (Ч.Ж.), а в среде с переменной плотностью может быть перешагнутой [2].

Сгорание вещества может происходить и в нескольких, следующих друг за другом детонационных волнах или фронтах медленного горения, что реализуется, например, в смесях легко детонирующего газообразного топлива с твердыми или жидкими частицами. В такой смеси после инициирования распространяется волна детонации, в которой выгорает газообразное топливо, а твердые или жидкие частицы прогреваются, затем воспламеняются и сгорают во втором фронте, распространяющемся вслед за первым. Имеется экспериментальное подтверждение этого явления [5].

Работа посвящена изучению многофронтного горения вещества, в ней решается ряд задач в идеализированной постановке. Рассматриваются одномерные течения газа. Горючая смесь и продукты сгорания считаются совершенными газами с постоянными показателями адиабаты. Каждая из детонационных волн или волн медленного горения считаются бесконечно тонкими поверхностями сильного разрыва.

В работе изучено распространение детонации и фронта пламени, следующего за первым фронтом детонации в случае сферической и цилиндрической симметрии. В плоском случае получено решение для распространения фронта детонации и следующего за ним фронта медленного горения. При наличии трения и теплообмена продуктов сгорания со стенками канала в канале постоянного сечения оказалось возможным распространение двойной детонации с постоянной скоростью, что согласуется с экспериментальными данными [5].

1. Многофронтное распространение детонации в случае сферической и цилиндрической симметрии. Будем рассматривать одномерные движения газа и считать горючую смесь и продукты сгорания совершенными газами с постоянными показателями адиабаты. Горючая однородная смесь, заполняющая пространство с одинаковыми плотностью и давлением, поджигается в момент $t=0$ вдоль прямой (цилиндрический случай) или в точке (сферический случай).

По смеси будут распространяться сферические или цилиндрические детонационные волны. В каждой из детонационных волн или фронтов медленного горения, если таковые существуют, при сгорании единицы массы вещества выделяется своя постоянная величина тепла Q_1 . Если энергией, затраченной на инициирование, можно пренебречь, то задача является автономной.

Движение газа за каждой из волн непрерывное, адиабатическое и описывается уравнениями

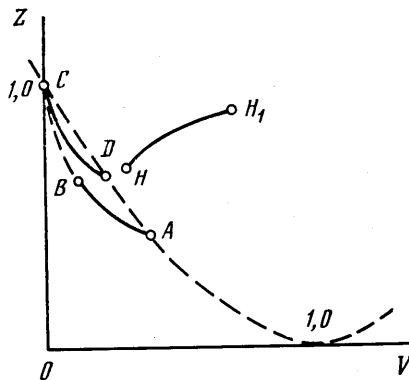
$$\frac{dV}{d\xi} = \frac{(\nu-1)V}{\xi[(V-\xi)^2/A^2-1]}, \quad \frac{dA}{d\xi} = \frac{\gamma-1}{2} \frac{dV}{d\xi} \frac{(\xi-V)}{A} \quad (1.1)$$
$$\xi = \frac{r}{D_j t}, \quad V = \frac{v}{D_j}, \quad A = \frac{a}{D_j}$$

где a — скорость звука, D_1 — скорость первой детонационной волны в режиме Ч.Ж., v — скорость, $v=2$; ξ соответственно для течений с цилиндрическими и сферическими волнами.

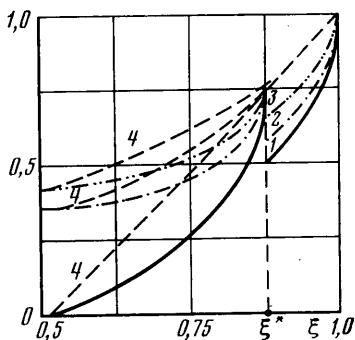
В [2] дано исследование интегральных кривых для задачи о детонации в плоскости безразмерных величин (Z, V) , где

$$V \left(\frac{r}{D_1 t} \right) = \frac{vt}{r}, \quad Z \left(\frac{r}{D_1 t} \right) = \frac{a^2 t^2}{r^2}$$

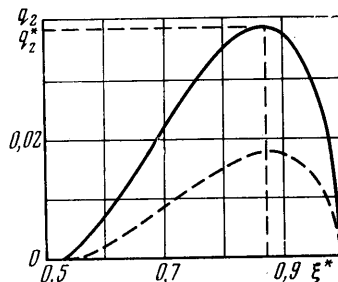
В плоскости параметров (Z, V) для течения с двумя волнами детонации интегральные кривые изображены на фиг. 1. За первой волной детонации Ч.Ж. (точка A) следует сверхзвуковая волна разрежения (кривая AB), которая ограничена второй волной детонации, распространяющейся в режиме Ч.Ж. (точка D). За ней также имеется сверхзвуковая волна разрежения, в которой скорость падает до нуля (кривая CD), а затем следует покоящееся ядро. На фиг. 2 изображены распределения газодинамических параметров (скорости — кривая 1, давления — кривая 2, плотности — кривая 3), отне-



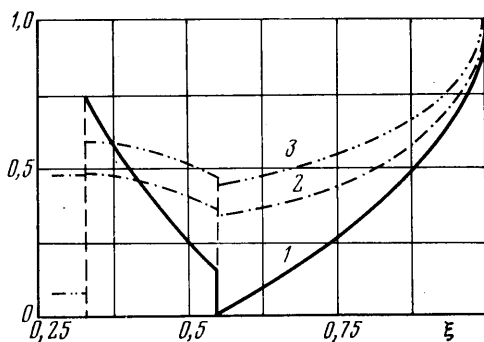
Фиг. 1



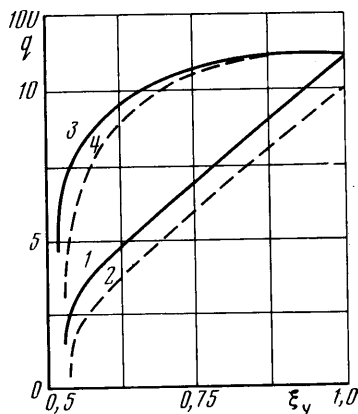
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

сенных к величинам на первой волне Ч.Ж., полученные с помощью численного решения уравнений (1.1). Пунктирными линиями 4 показано распределение параметров за второй волной Ч.Ж. в зависимости от ее положения.

Результаты приведенных расчетов получены для следующих значений параметров: $\nu=3$, $\gamma=1,3$, $q_1=0,637$. Здесь $q_1=Q_1/D_J^2$.

Оказалось, что для каждой величины тепловыделения в первой волне детонации существует максимальная величина тепла, которое может выделиться во второй волне Q_2^* . Если величина выделяющегося тепла Q_2 превысит это предельное значение, то решение перестает существовать. На фиг. 3 изображена связь между величиной выделившегося тепла во второй волне и месторасположением этой волны: сплошной линией — для случая $\nu=3$, пунктирной — для случая $\nu=2$. Интересно отметить, что при $Q_2 < Q_2^*$ существуют две возможности распространения второй волны с существенно различными скоростями.

Наряду с режимом двойной детонации сгорание вещества может происходить во фронте пламени, следующим за фронтом детонационной волны.

Между фронтом пламени H_1, H_2 и волной детонации будет располагаться ударная волна BH (фиг. 1), за которой реализуется волна сжатия HH_1 вплоть до фронта пламени. За фронтом пламени образуется застойная область с постоянными параметрами (фиг. 4). Обозначения те же, что на фиг. 2.

На фиг. 5 (кривые 1, 2) представлена связь между величиной тепловыделения ($q=Q_2/Q_1$) и расположением ударной волны при заданной скорости распространения пламени, а также зависимость между скоростью распространения пламени ($U=u/a_0$) и положением ударной волны при фиксированной величине тепловыделения во фронте пламени (кривые 3, 4). Кривые 1, 3 соответствуют случаю $\nu=3$, кривые 2, 4 — $\nu=2$. Результаты приведенных расчетов получены для следующих фиксированных значений параметров: $u/a_0=0,4$, $Q_2/Q_1=1$.

2. Многофронтное распространение плоских волн горения без учета потерь. Очевидно, что в плоском случае распространение более чем одной волны детонации невозможно. За первой волной детонации может распространяться только фронт пламени, причем таких фронтов может быть несколько. При наличии одного фронта медленного горения и закрытого конца трубы за волной детонации распределения газодинамических параметров описываются формулами

$$\begin{aligned} \xi_1 \leq \xi \leq 1: \quad v &= v_J \left(\frac{2}{1-q_J} \frac{x}{D_J t} - \frac{1+q}{1-q_J} \right) \\ \rho &= p_J \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+q_J} \right)^{\gamma} \left(\frac{x}{D_J t} + \frac{1+q_J}{\gamma-1} \right)^{\gamma} \\ \rho &= \rho_J \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+q_J} \right)^{\gamma} \left(\frac{x}{D_J t} + \frac{1+q_J}{\gamma-1} \right)^{\gamma} \\ \xi &= \frac{x}{D_J t}, \quad \xi_1 = \frac{1-q_J}{2} \left[(\lambda-1) \frac{U}{v_J} + \frac{1-q_J}{1-q_J} \right], \quad \kappa = \frac{2}{(\gamma-1)} \\ \xi_2 \leq \xi \leq \xi_1: \quad v &= (\lambda-1) U, \quad \rho = p_J \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+q_J} \right)^{\gamma} \left(\xi_1 + \frac{1+q_J}{\gamma-1} \right)^{\gamma} \\ \rho &= \rho_J \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+q_J} \right)^{\gamma} \left(\xi_1 + \frac{1+q_J}{\gamma-1} \right)^{\gamma}, \quad \xi_2 = \frac{\lambda U}{D_J} \end{aligned}$$

$$0 \leq \xi \leq \xi_2: \quad v=0$$

Здесь D_J , v_J , p_J , ρ_J , q_J — значения соответствующих параметров детонационной волны в режиме Ч.Ж. Величина $q_J = a_1^2/D_J^2$ определяется из уравнения [6]

$$\frac{a_1}{\gamma+1} \frac{1-q_J}{\sqrt{q_J}} = \sqrt{2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} Q_1}$$

U — скорость фронта пламени по частицам, физико-химическая постоянная, λ — отношение плотностей перед фронтом пламени и за ним, определяется величиной теплоподвода во фронте.

Поле течения имеет следующую структуру. За волной детонации, распространяющейся в режиме Ч.Ж., следует волна разрежения, в которой скорость падает до скорости, соответствующей заданной скорости распространения пламени. Затем между хвостом римановской волны и фронтом пламени реализуется область с поступательным потоком, а за фронтом пламени образуется застойная область, в которой скорость равна нулю.

Это решение справедливо до тех пор, пока скорость газа непосредственно перед фронтом пламени меньше скорости газа за волной Ч.Ж., т. е. $(\lambda-1)U < v_J$, а скорость газа за фронтом пламени относительно него меньше скорости звука.

Второе условие, по-видимому, обычно выполняется, а первое может нарушаться из-за сильного отличия в плотностях, т. е. при больших значениях величины λ . В этом случае решение имеет простой вид. Распространяется пересжатая волна детонации со скоростью, необходимой для того, чтобы перед фронтом пламени реализовалась нужная скорость газа, определяемая скоростью распространения пламени по частицам. Между детонационной волной и фронтом пламени — поступательный поток с постоянными параметрами, а за фронтом пламени — область покоя.

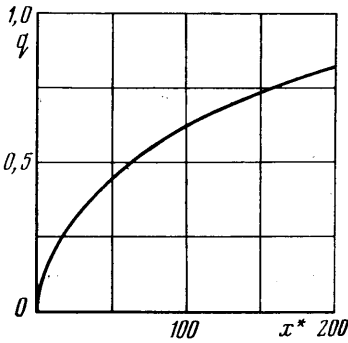
3. Многофронтное распространение плоских детонационных волн с учетом трения и теплообмена газа со стенками канала. Режим многофронтной детонации может осуществляться, если учитывать трение и теплообмен газа со стенками канала.

Будем рассматривать распространение детонационных волн в канале постоянного сечения. При этом будем учитывать влияние потерь на распространение детонационной волны и движение газа за ней. Рассмотрим задачу в одномерной постановке. При одномерном подходе потери, зависящие от действия стенок трубы, усредняются по всему сечению, хотя в действительности охлаждение и торможение происходит в развивающихся на стенках пограничных слоях. Кроме того, считаем детонационную волну бесконечно тонкой поверхностью сильного разрыва, на которой выполняются законы сохранения, т. е. пренебрегаем влиянием трения и теплообмена на движение газа внутри узкой зоны тепловыделения.

Будем также предполагать, что число Прандтля равно единице $Pr=1$ и справедлива аналогия Рейнольдса между тепловым потоком в стенку и трением газа о стенку. Тогда сила трения τ_w и теплоотвод в стенку q_w будут описываться формулами [7, 8]

$$\tau_w = -\frac{c_f}{2} \rho u^2, \quad q_w = \frac{\lambda(c_p T - c_p T_w + \frac{1}{2} u^2)}{c_p \mu} \tau_w$$

где λ и μ — коэффициенты теплопроводности и вязкости, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, T_w — температура стенки, которая предполагается известной постоянной величиной, c_f — коэффициент трения.



Фиг. 6

С учетом сделанных предположений уравнения неразрывности, количества движения и энергии для средних параметров имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial \xi} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial p}{\partial \xi} &= - \frac{c_f}{2L^*} \rho u^2 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial \xi} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial \xi} &= \\ &= (\gamma - 1) \frac{c_f}{2L^*} \rho u \left(- \frac{u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + c_p T_w \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$L^* = S/U$, где S — площадь поперечного сечения канала, U — его периметр.

В аналогичной постановке в работе [8] проведено численное исследование выхода на стационарный режим плоской волны детонации Ч.Ж. в канале постоянного сечения с учетом трения и теплообмена газа со стенками канала.

Исследуем возможность распространения горения с постоянной скоростью. Будем считать движение газа стационарным в системе координат, связанной с детонационной волной, распространяющейся со скоростью D . Тогда для описания движения газа получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx} &= \frac{c_f}{2} \frac{(D/v_0 - V)}{(1 - M^2)V^2} \left\{ (\gamma - 1) \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{D}{v_0} - V \right)^2 M^2 - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{V^2}{(\gamma - 1)} + \frac{c_p T_w}{v_0^2} M^2 \right] - M^2 V \left(\frac{D}{v_0} - V \right) \right\} \\ \frac{dM}{dx} &= \frac{M}{2V} \frac{c_f}{2} \frac{(D/v_0 - V)}{(1 - M^2)V^2} \left\{ (\gamma - 1) \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{D}{v_0} - V \right)^2 M^2 - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{V^2}{(\gamma - 1)} + \frac{c_p T_w}{v_0^2} M^2 \right] (\gamma M^2 + 1) - M^2 V \left(\frac{D}{v_0} - V \right) (\gamma + 1) \right\} \\ x &= \frac{Dt - \xi}{L^*}, \quad V = \frac{D - u}{v_0}, \quad M = \frac{D - u}{a} \end{aligned} \quad (3.2)$$

где v_0 — скорость газа за детонационной волной относительно нее (для волны Ч.Ж. $v_{0J} = D_J(\gamma + q_J)/(\gamma + 1)$), a — местная скорость звука.

Стационарный режим распространения детонационных волн существует только в том случае, если соответствующая система уравнений имеет решение на всем интервале $0 \leq x < \infty$.

Рассмотрим поведение интегральных кривых этой системы уравнений в плоскости (M, V) . Поведение интегральных кривых в этой плоскости описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dV} &= \frac{M}{2V} \times \\ &\times \frac{\{(\gamma - 1) [-1/2(C - V)^2 M^2 - V^2/(\gamma - 1) + bM^2] (\gamma M^2 + 1) - M^2 V(C - V) (\gamma + 1)\}}{\{(\gamma - 1) [-1/2(C - V)^2 M^2 - V^2/(\gamma - 1) + bM^2] - MV(C - V)\}} \\ C &= \frac{D}{v_0}, \quad b = \frac{c_p T_w}{v_0^2} \end{aligned}$$

Анализ поведения интегральных кривых показывает, что распространение двойной детонации с постоянной скоростью в канале постоянного сечения должно происходить в режиме Ч.Ж.

Течение газа имеет следующую структуру: к первой волне детонации Ч.Ж. примыкает волна разрежения, затем следует вторая детонационная волна, распространяющаяся в режиме Ч.Ж., за ней также имеется волна разрежения, в которой скорость падает до нуля.

На фиг. 6 показана зависимость между величиной тепловыделения во второй волне ($q=Q_2/D^2$) и месторасположением этой волны. Эта зависимость была получена с помощью численного решения уравнений (3.2) для значений параметров: $D/v_0=1,667$, $c_p T_w/v_0^2=0,78$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Гостехиздат, 1953. 788 с.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 4-е, перераб. и доп. М.: Гостехиздат, 1957. 375 с.
3. Зельдович Я. Б. О распределении давления и скорости в продуктах детонационного взрыва, в частности при сферическом распространении детонационной волны.— ЖЭТФ, 1942, т. 12, вып. 9, с. 389.
4. Taylor G. The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives.— Proc. Roy. Soc. ser. A., 1950, v. 200, № 1061, p. 235.
5. Veysiere B., Bourianne R., Manson N. Caracteristiques de la detonation dans les melanges ethylene (oxygene) azote contenant une suspension de particules d'aluminium. Univ. de Poitiers, 1979.
6. Левин В. А., Черный Г. Г. Асимптотические законы поведения детонационных волн.— ПММ, 1967, т. 31, вып. 3, с. 393.
7. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Изд. 3-е. М.: Наука, 1969. 824 с.
8. Skinner J. H. Jr. Friction and heat-transfer effects on the nonsteady flow behind a detonation.— AIAA Journal, 1967, v. 5, № 11, p. 2069.

Москва

Поступила в редакцию
23.VII.1980