

27. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Модель стационарной гетерогенной детонации в газокapельной среде // ФГВ.— 1984.— 20, № 4.
28. White D. R. Density induction times in very lean mixtures of D₂, H₂, C₂H₂, and C₂H₄ with O₂ // 11th Symp. (Int.) on Combustion.— Pittsburgh, Pa, 1967.
29. Glass G. P., Kistiakowsky G. B., Michael J. V. et al. Mechanism of the acetylene — oxygen reaction in shock waves // The Journal of Chemical Physics.— 1965.— 42, N 2.
30. Бэтчелор Г. К. Волны сжатия в суспензии газовых пузырьков в жидкости // Механика: Периодический сб. пер. иностр. статей.— М.: Мир, 1968.— № 3.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 29/XII 1991

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

БЕЗУДАРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ВАКУУМЕ С ЧАСТИЦАМИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Сформулирована задача и исследованы особенности безударного инициирования детонации в вакууме с частицами унитарного топлива. Обсуждается динамика формирования зоны реакции нестационарной детонационной волны с дисперсной структурой. Получен выход на режим стационарной детонации Чепмена — Жуге. Рассчитаны критические энергии инициирования плоской ДВ при изменении длин секции инициирования и объемных плотностей подводимых энергий, которые могут быть использованы при проведении экспериментальных исследований.

В работах [1—3] показано, что структура детонационных волн (ДВ) в газовзвесьях унитарного топлива качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД): детонационный комплекс — ударная волна (УВ), зона релаксации и зона энергoвыделения. В [3] сделан вывод о том, что в газовзвесьях ДВ с полностью размазанной (дисперсной) структурой в режиме Чепмена — Жуге не существует. Однако в [4] найден пример стационарной ДВ с дисперсной структурой в газовзвесьях — это детонация частиц унитарного топлива в вакууме. Показано, что ДВ не соответствует модели ЗНД (в детонационном комплексе отсутствует УВ), а зона ДВ состоит из контактного разрыва со скачком температуры газа и непрерывным давлением, релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоны горения.

В данной работе численно решена задача о безударном инициировании плоской ДВ в вакууме с частицами унитарного топлива. Получена динамика выхода нестационарной ДВ с дисперсной структурой на режим детонации Чепмена — Жуге [4]. Найдены критические энергии инициирования детонации.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерное нестационарное движение монодисперсных частиц унитарного топлива (далее — топливо) в газе при горении частиц. Сделаем следующие допущения: 1) химическая реакция горения частиц начинается при разогреве их до температуры воспламенения (T_{ign}) и протекает при этой температуре [1]; 2) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемы; 3) в исходном состоянии частицы взвешены в вакууме, т. е. начальные давление и плотность газовой фазы равны нулю ($p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$).

Уравнения механики двухфазной реагирующей среды [5], описывающие динамику процесса, имеют следующий вид: законы сохранения массы, импульса и энергии газа

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} = j, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_1^0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2)}{\partial x} + (1 - \alpha_2) \frac{\partial p}{\partial x} &= -f + ju_2, \\ \frac{\partial[\rho_1(e_1 + u_1^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_1 u_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{p}{\rho_1^0} \right) \right] &= j \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) - q - u_2 f, \end{aligned} \quad (1)$$

уравнения массы, импульса, энергии и сохранения числа частиц

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} &= -j, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n u_2}{\partial x} = 0, \\ \rho_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} &= f, \\ \rho_2 \left(\frac{\partial e_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial e_2}{\partial x} \right) &= q, \end{aligned} \quad (2)$$

$$f = \frac{n\pi d^2}{4} \rho_1^0 C_D \frac{|u_1 - u_2| (u_1 - u_2)}{2}, \quad C_D = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,42,$$

$$q = n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} \text{Nu} \left[c_1 (T_1 - T_2) + \text{Pr}^{1/3} \frac{(u_1 - u_2)^2}{2} \right], \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$j = n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} \text{Nu} \ln \left[1 + \frac{c_1 (T_1 - T_{ign})}{l_2} \right], \quad \text{Re} = \frac{\rho_1^0 d |u_1 - u_2|}{\mu_1}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu_1 c_1}{\lambda_1}.$$

Здесь ρ_i , ρ_i^0 , α_i , u_i , e_i , T_i , c_i ($i = 1, 2$) — средняя и истинная плотность, объемная концентрация, скорость, удельная энергия, температура и удельная теплоемкость i -й фазы; p — давление; n — число частиц в единице объема; f , q , j — интенсивности силового, теплового и массового взаимодействия между фазами; d — диаметр частиц; μ_1 , λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа. Выражение для j соответствует модели газификации [6]. Согласно допущению 1, $j = 0$ при $T_2 < T_{ign}$ и $q = 0$ при $T_2 \geq T_{ign}$. Дополним систему (1), (2) уравнениями состояния фаз

$$\begin{aligned} p &= \rho_1^0 R T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \\ e_1 &= (c_1 - R) T_1, \quad e_2 = c_2 T_2 + q_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где R — газовая постоянная; q_2 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы частиц. Введем следующие безразмерные функции:

$$R_i = \rho_i / \rho_{20}, \quad U_i = u_i / \sqrt{q_2}, \quad E_i = e_i / q_2, \quad \Theta_i = T_i / T_{ign}, \quad C_i = c_i T_{ign} / q_2 \quad (i = 1, 2),$$

$$P = \frac{p}{\rho_{20} q_2}, \quad J = \frac{j x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_2}}, \quad F = \frac{f x_0}{\rho_{20} q_2}, \quad Q = \frac{q x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_2}}$$

и координаты $\tau = t \sqrt{q_2} / x_0$, $\xi = x / x_0$, где x_0 — характерный размер задачи.

Пусть пространство заполнено взвесью частиц топлива в вакууме. В момент времени $\tau = 0$ в полупространстве $\xi < \xi_0$ мгновенно сгорают частицы топлива и образуются газообразные продукты с высоким давлением и температурой. Начальные условия:

$$\begin{aligned} \tau = 0: \quad R_1 &= 0, \quad P = 0, \quad U_1 = U_2 = 0, \quad R_2 = 1, \quad \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_0 \quad (\xi_0 < \xi < \infty); \\ R_1 &= 1, \quad P = (\gamma - 1)(1 + C_2 \Theta_0), \quad U_1 = 0 \quad (-\infty < \xi < \xi_0). \end{aligned} \quad (4)$$

При $\tau > 0$ начинается неустановившееся истечение газа в вакуум с частицами. Известно [7], что без частиц задача автомодельна и скорость фронта истекающих газов постоянна.

Результаты расчетов

Зададим параметры фаз с термодинамическими свойствами [8]: $\rho_2^0 = 1550 \text{ км/м}^3$, $q_2 = 1,993 \text{ МДж/кг}$, $T_{ign} = 473 \text{ К}$, $l_2 = 0,4 \text{ МДж/кг}$, $c_1 =$

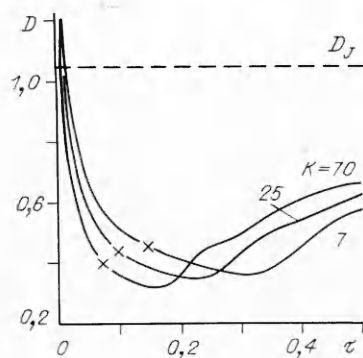


Рис. 1. Зависимость скорости фронта истекающих газов D от времени τ .
 $\times$ — момент зажигания частиц.

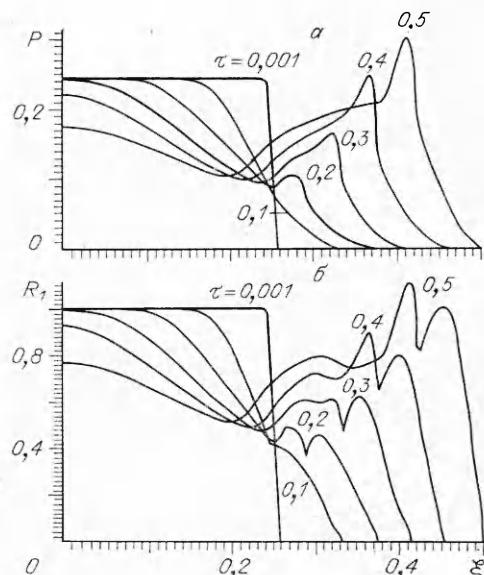


Рис. 2. Профили давления P (а) и плотности R_1 (б).

$= 1675 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $c_2 = 1465 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $\gamma = 1,2435$, $\mu_{10} = 1,73 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $\lambda_{10} = 3,607 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{К})$. Учтем зависимость коэффициентов вязкости и теплопроводности газа от температуры: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/300)^{0.7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/300)^{0.7}$, в исходном состоянии $p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$, $T_0 = 0$. При решении системы (1), (2) в качестве граничного условия на фронте истекающих со скоростью $\mathcal{D}$ газов задаем скачок температуры, который определяется (см. [4]) в виде

$$T_{1f} = T_0 + (3 \text{Pr} - \text{Pr}^{1/3}) \mathcal{D}^2 / 2c_1.$$

В общем случае, при фиксированных термодинамических свойствах фаз, решение нестационарной задачи зависит от двух параметров: начальной массовой концентрации частиц $\rho_{20} = \alpha_{20} \rho_2^0$ и их диаметра d_0 . Из анализа безразмерных уравнений (1), (2) следует, что при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но при конечной массовой концентрации частиц ρ_{20} , выбирая в качестве линейного размера величину $x_0 = d_0^2 \rho_2^0 \sqrt{q_2} / 18 \mu_{10}$, решение нестационарной задачи с начальными данными (4) с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит от одной постоянной $K = \rho_{20} d_0 \sqrt{q_2} / 18 \mu_{10}$. Поэтому в безразмерных переменных один вариант расчета динамики процесса с заданным параметром K дает множество решений с различными ρ_{20} и d_0 , удовлетворяющими условию $\rho_{20} d_0 = \text{const}$.

В результате распада разрыва при $\xi = \xi_0$ в полупространство $\xi < \xi_0$ распространяется волна разрежения по газу, причем его движение при $\xi < \xi_0$ автомодельно [7]. В сечении $\xi = \xi_0$ устанавливается критический режим истечения с параметрами

$$U_1 = C_1 = C_{\text{кр}} = 2 \sqrt{\gamma(\gamma-1)/(\gamma+1)}, \quad R_{\text{кр}} = (2/(\gamma+1))^{2/\gamma-1}, \quad P_{\text{кр}} = (\gamma-1) R_{\text{кр}}^\gamma.$$

В полупространство $\xi > \xi_0$ осуществляется сверхзвуковое неавтомодельное истечение газа во взвесь частиц топлива. Типичные зависимости скорости фронта истекающих газов $D = \mathcal{D} / \sqrt{q_2}$ от времени τ приведены на рис. 1. На начальной стадии истечения скорость фронта монотонно убывает, причем увеличение параметра K , соответствующее росту интенсивностей силового и теплового взаимодействий фаз, приводит к более быстрому ее спаду. Затем скорость проходит через минимум ($D \approx 0,3 D_J$) и начинает расти, приближаясь к скорости стационарной детонации Чепмена — Жуге D_J (штриховая линия). Минимум скорости истечения газа достигается на расстояниях 1—2 длин зоны реакции стационарной ДВ [4], отсчитываемых от плоскости ξ_0 . Причина немоногого пове-

Рис. 3. Динамика выхода нестационарной ДВ дисперсной структуры на режим стационарной детонации ($K = 7$).

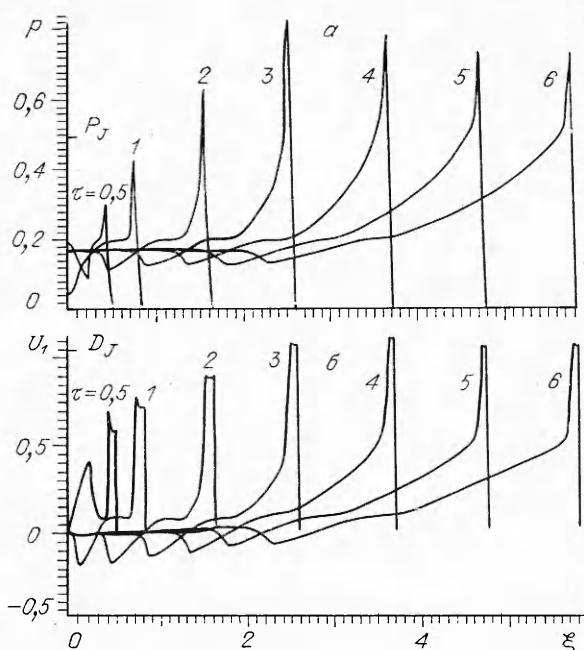
дения скорости фронта — воспламенение и последующее горение частиц топлива.

На рис. 2 представлена динамика профилей давления P и плотности R_1 газа на ранней стадии истечения во взвесь ($K = 7$, $\xi_0 = 0,25$). До момента зажигания частиц на границе двухфазной среды ($\tau_* = 0,15$) профили давления и плотности газа монотонны. После воспламенения в смеси формируется очаг горения частиц, из которого происходит

вдув газообразных продуктов сгорания в газ. Из-за энергосвободы и вдува массы в зоне горения повышаются температура, давление и плотность, образуется волна сжатия, движущаяся вверх и вниз по потоку. Видно, что при $\tau > \tau_*$ формируется двугорбый профиль плотности газа, причем точке провала между горбами соответствует координата воспламенения частиц. Отметим особенность нестационарного потока, которая наблюдается при истечении газа в вакуум с частицами топлива после их зажигания. За время $\tau < \tau_*$ во взвесь частиц втекает некоторая масса газа. После воспламенения из-за вдува газообразных продуктов в очаг горения эта масса газа отсекается от газа, расположенного слева от границы двухфазной смеси, т. е. при $\tau > \tau_*$ в газовой взвеси образуется проникающая для частиц газовая пробка, состоящая из одних и тех же молекул газа, которая выталкивается продуктами сгорания в вакуум-взвесь, формируя в двухфазной среде релаксационную волну сжатия.

Профили давления P и массовой скорости U_1 газовой фазы, иллюстрирующие дальнейшую ($\tau > 0,5$) динамику формирования нестационарной ДВ с непрерывной структурой, приведены на рис. 3. При $\tau > 0,7$ в области решения появляется плоскость $U_1 + C_1 = D$ (ее координаты для ряда времен τ показаны горизонтальными штрихами на профилях давления), через которую не могут пройти звуковые возмущения из области инициирования. Поэтому динамика скорости и структура зоны реакции нестационарной ДВ с этого момента времени определяется только межфазными процессами, протекающими в области решения между фронтом волны и плоскостью $U_1 + C_1 = D$.

В отличие от профилей давления, максимальные значения в которых достигаются в зоне горения частиц, падение массовой скорости наблюдается сразу за плоскостью воспламенения. Так как при детонации в вакууме массовая скорость газа на переднем фронте волны равна текущей скорости движения ДВ, то из рис. 3, б можно видеть, что со временем скорость нестационарной ДВ монотонно растет, проскакивает значение скорости детонации D_J (волна становится пересжатой), достигает максимума $D_{\max} = 1,09D_J$ при $\tau = 3,51$ и затем убывает, приближаясь сверху к скорости стационарной детонации Чепмена — Жуке. Заметим, что длительность «полочки» массовой скорости U_1 соответствует длине зоны прогрева частиц топлива в релаксационной волне сжатия до температуры воспламенения T_{ign} . Профили параметров за



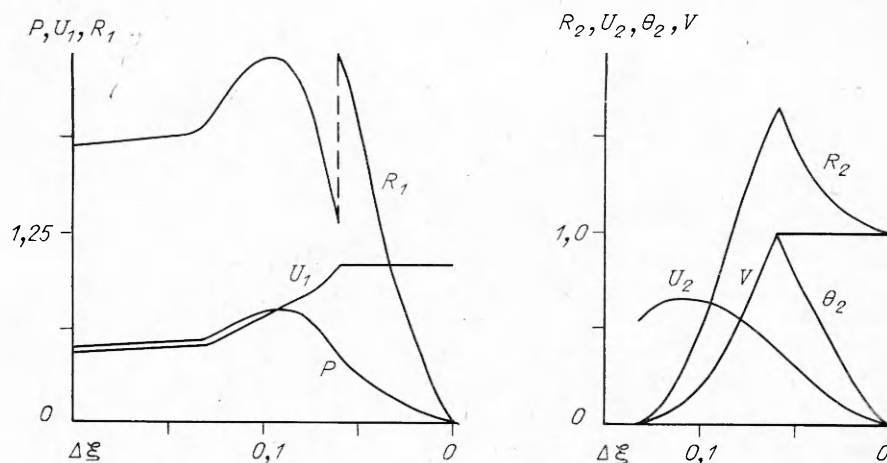


Рис. 4. Распределение параметров двухфазной среды в зоне реакции нестационарной ДВ.

плоскостью Чепмена — Жуге стремятся к автомодельному решению для ДВ.

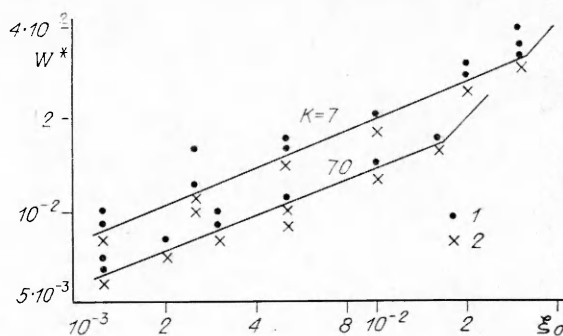
На рис. 4 для варианта с $K=7$ изображены профили безразмерных давления P , массовой скорости U_1 и плотности R_1 газа, средней плотности R_2 , массовой скорости U_2 , температуры θ_2 и степени выгорания $V=(d/d_0)^3$ частиц в зоне реакции ДВ в зависимости от расстояния $\Delta\xi=\xi_f-\xi$, отсчитываемого от фронта волны ξ_f , в момент времени $\tau=6$, когда она прошла расстояние от плоскости инициирования ξ_0 , равное 43 длинам зон стационарной ДВ [4], и ее скорость отличается от D_f менее чем на 1 %. Видно, что в зоне тепловой и скоростной релаксации до зажигания частиц ($0 < \Delta\xi < 0,06$) сформировался газовый поршень, состоящий из одних и тех же молекул газа и движущийся со скоростью волны, в котором давление и плотность газовой фазы непрерывно растут от первоначально нулевых значений. В точке воспламенения ($\Delta\xi=0,06$) существует контактный разрыв по параметрам газа, причем сразу за ним температура продуктов максимальна в зоне реакции ДВ. Сравнение параметров двухфазного потока в зоне реакции нестационарной ДВ при $\tau=6$ с соответствующими параметрами в зоне реакции стационарной ДВ [4] позволяет утверждать с указанной выше точностью о выходе синицированной в вакууме нестационарной ДВ на стационарный режим.

Критические энергии инициирования

Как показано выше, численное решение задачи Коши об истечении газа из полупространства $-\infty < \xi < \xi_0$ в вакуум-взвесь с начальными условиями (4) дает динамику выхода нестационарной волны сжатия на режим самоподдерживающейся детонации Чепмена — Жуге с дисперсной структурой. Представляет интерес определение критических энергий безударного инициирования ДВ в вакууме с частицами топлива, т. е. решение краевой задачи с конечной областью инициирования.

Пусть полупространство $\xi > 0$, ограниченное слева непроницаемой стенкой ($\xi=0$), заполнено взвесью монодисперсных частиц топлива в вакууме. В момент времени $\tau=0$ в плоский слой шириной ξ_0 ($0 < \xi < \xi_0$) подводится энергия с плотностью энергии на единицу массы взвеси Q_0 , и мгновенно сгорают частицы топлива. В результате образуется конечная область высокого давления (инициирующий слой), при расширении которой в зависимости от значений ξ_0 и Q_0 запускается нестационарная ДВ либо происходит ее срыв и затухание. Начальные и

Рис. 5. Зависимости критической энергии W^* от длины секции инициирования ξ_0 .
1 — выход на детонационный режим; 2 — отказ.



граничные условия задачи имеют вид

$$\tau = 0: R_1 = 0, P = 0, U_1 = U_2 = 0, R_2 = 1, \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_0 \quad (\xi_0 < \xi < \infty); \quad (5)$$

$$R_1 = 1, P = (\gamma - 1)(1 + C_2\Theta_0 + q_0), U_1 = 0 \quad (0 < \xi < \xi_0);$$

при $\xi = 0 \quad U_1(\tau, 0) = 0 \quad (\tau > 0)$.

Здесь $q_0 = Q_0/q_2$. Возбуждение плоской ДВ в вакуум-взвеси зависит от интенсивности и длительности инициирующего импульса. В задаче инициирования с данными (5) интенсивность импульса пропорциональна подводимой энергии q_0 , а длительность — ширине инициирующего слоя ξ_0 . Полная безразмерная энергия, заключенная в секции инициирования,

$$W = \xi_0(1 + C_2\Theta_0 + q_0). \quad (6)$$

Из (6) следует, что при фиксированном значении K критическая энергия инициирования W^* зависит от ξ_0 и q_0 . Для ее определения проведена серия расчетов инициирования детонации с $K=7$ и 70 , в которых варьировались q_0 и ξ_0 . Предварительные расчеты показали, что при длинах секции инициирования $\xi_0 > \Delta\xi_*(K)$ внешний подвод энергии не нужен ($q_0=0$), поскольку химической энергии q_2 , выделяющейся при сжигании частиц топлива в постоянном объеме, достаточно для инициирования ДВ в вакуум-взвеси ($\Delta\xi_*(K)$ — длина зоны скоростной и тепловой релаксации до зажигания частиц в стационарной ДВ [4]). Результаты расчетов критической энергии W^* , в которых ξ_0 варьировалось в диапазоне $10^{-3} < \xi_0 < \Delta\xi_*(K)$, представлены на рис. 5. Видно, что с уменьшением длины секции инициирования критическая энергия монотонно убывает (плотность подводимой энергии q_0 растет). В диапазоне $10^{-3} < \xi_0 < A(K)$ изменение W^* можно аппроксимировать степенной зависимостью

$$W^* = A(K)[\xi_0/A(K)]^{2/5},$$

где $A(7) = 3,2 \cdot 10^{-2}$, $A(25) = 2 \cdot 10^{-2}$, $A(70) = 1,65 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, по модели двухфазной, двухскоростной и двухтемпературной среды численно решена задача о неустановившемся истечении газа в вакуум с монодисперсными частицами унитарного топлива. Показано, что для разреженных вакуум-взвесей безразмерное решение нестационарной задачи истечения зависит только от одного безразмерного параметра K . Получена и проанализирована динамика процесса безударного инициирования плоской детонационной волны с дисперсной структурой и выход ее на режим стационарной детонации. Рассчитаны длины переходных процессов и величины критических энергий инициирования, которые могут представлять определенный интерес для оценки масштабов установок и инициирующих импульсов при проведении экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахагов И. Ш. // Детонация.— Черноголовка, 1980.
2. Ахагов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 5.— С. 47.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
4. Ждан С. А. Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // ФГВ.— 1991.— 27, № 6.
5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
6. Гостинцев Ю. А. О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // ФГВ.— 1971.— 7, № 3.
7. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики.— М.: Наука, 1981.
8. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля // ЖФХ.— 1940.— 14, вып. 8.— С. 1009.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 3/1 1992
