УДК 662.215.12

Г. Т. Володин

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

При использовании одного из известных уравнений состояния продуктов детонации в пренебрежении несущественным изменением удельной теплоемкости в исследуемом интервале температур найдено в квадратурах решение задачи о детонации конденсированных ВВ. В качестве примера рассмотрена задача о детонации нитроглицерина. Отмечены особенности полученных распределений плотности, давления, температуры, скоростей частиц для всех возможных видов симметрии одномерных движений.

Решение задачи о детонации конденсированных ВВ связано с двумя, по-видимому, определяющими проблемами: необходимостью располагать надежным уравнением состояния продуктов детонации (ПД) и учитывать структуру фронта детонационной волны (ДВ). Обстоятельный критический анализ уравнений состояния ПД конденсированных ВВ дан в [1], анализу структуры фронта ДВ посвящены работы [2—4].

В предлагаемом исследовании уравнение состояния ПД используется в форме, предложенной в [5] и исследованной в [6]. Структура фронта ДВ принимается по классической модели Зельдовича — Неймана — Деринга [2]. На основе анализа зависимости $c_V(T)$, приведенной в [6], предполагается, что в исследуемом диапазоне температуры ПД удельная теплоемкость при постоянном объеме изменяется с температурой мало: считается, что $c_V(T) = c_{V_0} = \mathrm{const}$. По методу [7] найдены распределения плотности, скоростей частиц, давления, температуры за фронтом ДВ.

Систему уравнений, описывающих движение ПД за фронтом УВ, запишем в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (u\rho)}{\partial r} + (\nu - 1)\frac{\rho u}{r} = 0,$$
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{\rho - \rho_3}{\rho_2 - \rho_3} = \left(\frac{r}{r_2}\right)^{\delta}, \tag{1}$$

где $\rho = \rho(r, t)$, $p = p(r, t)$, $u = u(r, t)$ — искомые плотность, давление, скорости частиц в точке с эйлеровой координатой r в момент времени t; r_2 — координата фронта; ρ_2 и ρ_3 — соответственно плотность на фронте (при $r = r_2$) и в центре симметрии; ν — показатель одномерности потока ($\nu = 1, 2, 3$ — соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрий); δ — искомый показатель степени.

В системе (1) первое и второе уравнения представляют собой законы сохранения массы и количества движения, а третье — формулировку гипотезы о степенно́м законе распределения плотности в возмущенной области [7].

Для состояния ПД возьмем [6]

$$p = G\varphi(\rho)T, \tag{2}$$

где $G = R_*/m$, $\varphi(\rho) = \rho(1 + b\rho + 0{,}625b^2\rho^2 + 0{,}287b^3\rho^3 + 0{,}193b^4\rho^4)$; R_* — универсальная газовая постоянная; m — молярная масса; b — константа.

Граничные условия для системы уравнений (1): в центре симметрии

$$u(0, t) = 0, \tag{3}$$

на фронте УВ

$$p(r_2, t) = p_2, \quad \rho(r_2, t) = \rho_2, \quad u(r_2, t) = u_2. \tag{4}$$

© 1991 Володин Г. Т.

При этом p, ρ и u на фронте связаны между собой и скоростью фронта D условиями динамической совместности

$$u_2 = (1-\rho_1/\rho_2)D, \quad p_2 - p_1 = \rho_1 u_2 D,$$
$$E_2 - E_1 = (p_1 + p_2)(1/\rho_1 - 1/\rho_2)/2 + Q_1, \tag{5}$$

ρ_1, p_1, E_1 — плотность, давление, удельная внутреняя энергия исходного ВВ в невозмущенном состоянии; Q_1 — удельная энергия взрывчатого превращения. Начальное условие для рассматриваемой задачи

$$r_2(0) = 0. \tag{6}$$

Запишем интегральные законы сохранения массы и энергии для всей возмущенной области:

$$\int_0^{r_2} \rho r^{\nu-1} dr = \frac{\rho_1}{\nu} r_2^\nu, \tag{7}$$

$$\int_0^{r_2} \left(\frac{u^2}{2} + E\right) \rho r^{\nu-1} dr = \frac{Э_0}{\sigma_\nu} + \frac{\rho_0 r_2^\nu}{\nu}(E_1 + Q_1), \tag{8}$$

где

$$\sigma_\nu = 2\pi(\nu-1) + (\nu-2)(\nu-3).$$

Поставленную задачу преобразуем к безразмерному виду, для этого введем безразмерные переменные

$$x = r/r_2, \quad y = \rho/\rho_2, \quad z = u/u_2, \quad h = p/p_2,$$
$$e = E/E_2, \quad f = (\rho - \rho_3)/(\rho_2 - \rho_3), \quad \lambda = \rho_3/(\rho_2 - \rho_3), \tag{9}$$
$$q = a_1/D, \quad \alpha = 1 - \rho_1/\rho_2, \quad \tau = T/T_2, \quad R = r_2/r_1,$$

где a_1 — скорость звука в исходном ВВ; r_1 — радиус (характерный размер) заряда ВВ.

В общем случае взрыва величины f, z, h есть функции двух аргументов x и q. В режиме нормальной детонации $q = \text{const}$, следовательно, переменные f, z, h — функции одного аргумента x. Введение безразмерных величин переводит систему в частных производных (1) в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая после соответствующих преобразований примет вид:

$$\frac{dz}{dx} + \left(\frac{\nu-1}{x} + \frac{1}{f+\lambda}\frac{df}{dx}\right) z - \frac{x}{\alpha(f+\lambda)}\frac{df}{dx} = 0,$$
$$\frac{dh}{dx} - \frac{(f+\lambda)(x-\alpha z)}{(1-\alpha)(\lambda+1)\left[1 + p_1/(\rho_1 \alpha D^2)\right]}\frac{dz}{dx} = 0, \tag{10}$$
$$f - x^\delta = 0.$$

Граничные условия (3) и (4) для (10):

$$z(0) = 0, \quad f(1) = 1, \quad h(1) = 1, \quad z(1) = 1. \tag{11}$$

Преобразуем теперь условия динамической совместности (5). Учитывая, что удельная внутренняя энергия E определяется по формуле [8]

$$E = \int_T c_V(T)\, dT - \int_\rho \left[\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_\rho T - p\right] \frac{d\rho}{\rho^2}$$

и полагая $c_V(T) = c_{V_0} = \text{const}$ в исследуемом интервале температур, а также учитывая уравнение состояния (2) и зависимость внутренней энергии $E(T)$ ПД от температуры [5], получим

$$E = E_0[b_1(T/T_0) + b_2], \tag{12}$$

где E_0, T_0 — заданные размерные константы; b_1 и b_2 — безразмерные константы, соответствующие кривой $E=E(T)$. Из условия Чепмена — Жуге

$$D=u_2+a_2 \tag{13}$$

($a=(kp/\rho)^{1/2}$, k — показатель политропы) и (5) получим систему алгебраических уравнений относительно k_2 и α

$$\alpha=\frac{1-k_2p_1/(\rho_1D^2)}{k_2+1},$$

$$\frac{E_0}{Q_1}\left[\frac{(p_1+\alpha\rho_1D^2)\,b_1}{T_0G\varphi(\rho_1/(1-\alpha))}+b_1\right]-\frac{(2p_1+\alpha\rho_1D^2)\,\alpha}{2\rho_1Q_1}-\frac{E_1}{Q_1}-1=0. \tag{14}$$

Условия динамической совместности (5) примут вид

$$u_2=\alpha D,\quad \rho_2=\rho_1/(1-\alpha),\quad p_2-p_1=\alpha\rho_1D^2. \tag{15}$$

Система (14), (15) определяет параметры на фронте ДВ, а температура на фронте находится по уравнению состояния (2).

Найдем теперь решение системы (10), удовлетворяющее граничным условиям (11). Подставляя $f=x^\delta$ в первое уравнение системы (10), получим дифференциальное уравнение относительно функции $z(x)$

$$\frac{dz}{dx}+\left(\frac{\nu-1}{x}+\frac{\delta x^{\delta-1}}{x^\delta+\lambda}\right)z-\frac{\delta x^\delta}{\alpha(x^\delta+\lambda)}=0.$$

Его решение, удовлетворяющее условию $z(0)=0$, имеет вид

$$z=\frac{(\lambda+1)\,x^{\delta+1}}{x^\delta+\lambda}. \tag{16}$$

Используя найденное выражение для z, преобразуем второе уравнение системы (10)

$$\frac{dh}{dx}-\frac{x^\delta}{(1-\alpha)}\left\{[1-\alpha(\lambda+1)]\,x+\frac{\lambda x}{x^\delta+\lambda}[\alpha(\lambda+1)+1]-\frac{\lambda(\lambda+1)\,\alpha\delta x^{\delta+1}}{(x^\delta+\lambda)^2}\right\}.$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию $h(1)=1$, получим в виде

$$h(x)=1-\frac{1}{1-\alpha}\left[\frac{\delta+1}{\delta+2}\left(1-x^{\delta+2}\right)\right]-\int\limits_x^1\left\{[\delta+\alpha(1+\lambda)(\delta+1)]\frac{x^{2\delta+1}}{x^\delta+\lambda}-\right.$$

$$\left.-\alpha\delta(1+\lambda)\frac{x^{3\delta+1}}{(x^\delta+\lambda)^2}\right\}dx. \tag{17}$$

Из (9) найдем функцию

$$y=(x^\delta+\lambda)/(1+\lambda). \tag{18}$$

Выражение для δ получим из интегрального закона сохранения массы (7), который предварительно преобразуем к безразмерной форме:

$$\delta=\frac{\alpha\nu(\lambda+1)}{1-\alpha(\lambda+1)}. \tag{19}$$

Из (9) и (15) найдем

$$\lambda=\frac{(1-\alpha)\,\sigma}{1-(1-\alpha)\,\sigma},\quad \sigma=\rho_3/\rho_1. \tag{20}$$

Используя уравнение состояния (2), найдем распределение безразмерной температуры

$$\tau=\frac{h\varphi(\rho_1/(1-\alpha))}{\varphi(\rho_1y/(1-\alpha))}. \tag{21}$$

ν	k_2	α	σ	λ	δ	u_2, км/с	p_2, ГПа	$\rho_2 \cdot 10^{-3}$, кг/м^3	T_2, кК
1	3,5887	0,2179	0,8886	2,2782	2,5014	1,652	20,03	2,046	4,852
2	3,5887	0,2179	0,8740	2,1600	4,4237	1,652	20,03	2,046	4,852
3	3,5887	0,2179	0,8680	2,1136	6,3327	1,652	20,03	2,046	4,852

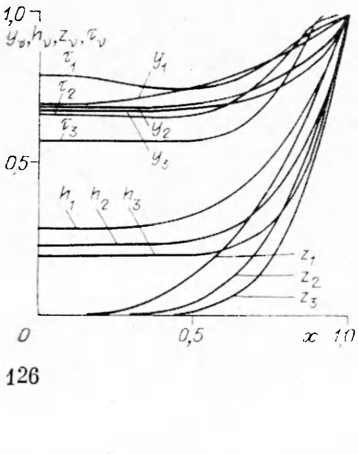
Итак, решение системы (10), удовлетворяющее граничным условиям (11) и определяющее распределение плотности, скоростей частиц, давления, температуры в возмущенной области, находится соответственно по формулам (18), (16), (17), (21). Входящие в них параметры δ и λ — функции величины σ, которая определяется через характеристики ВВ с помощью интегрального закона сохранения энергии (8), представленного в безразмерных переменных:

$$\frac{\alpha^2 D^2}{2Q_1(1-\alpha)}\int_0^1 yz^2x^{\nu-1}dx-\frac{1}{\nu}\left(1+\frac{E_1}{Q_1}\right)+\frac{E_0}{Q_1(1-\alpha)}\int_0^1\left[\frac{b_1(p_1+\alpha\rho_1D^2)h}{GT_0\varphi(\rho_1y/(1-\alpha))}+b_2\right]\times$$
$$\times yx^{\nu-1}dx-\frac{Э_0}{\sigma_\nu\rho_1Q_1R^\nu r_1^\nu}=0. \qquad (22)$$

В таблице в качестве примера приведены результаты вычислений, выполненных на ЕС-1033 для нитроглицерина при следующих исходных данных: $\rho_1=0{,}160\cdot10^4$ кг/м^3, $p_1=0{,}1\cdot10^6$ Па, $E_1=0{,}228\cdot10^6$ Дж/кг, $D=0{,}758\cdot10^4$ м/с, $r_1=0{,}1$ м, $Q_1=0{,}62\cdot10^7$ Дж/кг, $Э_0=0{,}824\cdot10^4$ Дж, $b_1=1{,}45$, $b_2=-0{,}9$, $T_0=0{,}1\cdot10^4$ К, $G=0{,}266\cdot10^3$ Дж/(кг · К), $R_*=0{,}8314\cdot10^4$ Дж/(кмоль · К), $b=0{,}834\cdot10^{-3}$ м^3/кг, $E_0=0{,}127\cdot10^7$ Дж/кг, $R=1$.

На рисунке представлены графики распределений безразмерных плотностей $y_\nu(x)$, давлений $h_\nu(x)$, скоростей частиц $z_\nu(x)$, температур $\tau_\nu(x)$ по безразмерной координате x за фронтом ДВ, полученных по формулам (18), (17), (16), (21) при указанных в таблице значениях параметров детонации и принятых исходных данных.

Из этих графиков следует, что плотность, давление и температура ПД для цилиндрической и сферической симметрий в области $0\leqslant x\leqslant x_{*\nu}$ ($x_{*\nu}\approx0{,}5$) постоянны. Для плоской симметрии ($\nu=1$) область постоянных значений в распределениях плотности и температуры существенно меньше соответствующих случаям $\nu=2$ и 3, а распределение давления при $\nu=1$ имеет область постоянных величин, незначительно отличающуюся от соответствующей области в распределениях $h_\nu(x)$ при $\nu=2$ и 3. Скорости частиц в центральной области пренебрежимо малы до $x=0{,}26$, 0,38 и 0,49 соответственно для плоской, цилиндрической и сферической волны. На указанных расстояниях их значения <1 % от скоростей частиц на фронте волны, так что эти области условно можно считать покоящимися. На остальных участках скорости растут с расстоянием и тем быстрее, чем больше ν.



Распределения давлений внутри возмущенной области для всех видов симметрии детонационных волн качественно подобны: во всех случаях наблюдается значительный участок практически постоянного давления, который затем переходит сначала в плавное, а потом в быстрое нарастание. Разрежение в центре симметрии тем больше, чем выше ν, поэтому и площадки постоянного давления для цилиндрической волны ниже, чем для плоской, а для сферической ниже, чем цилиндрической. По этой же причине и пространственная протяженность этих площадок тем больше, чем выше значение ν.

Полученные результаты согласуются с соответствующими распределениями, приведенными в [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зубарев В. Н., Евстигнеев А. А.** Уравнения состояния продуктов взрыва конденсированных ВВ // ФГВ.— 1984.— **20**, № 6.
2. **Зельдович Я. Б., Компанеец А. С.** Теория детонации.— М.: ГИТТЛ, 1955.
3. **Бахрах С. М., Евстигнеев А. А., Зубарев В. Н. и др.** Влияние конечной скорости разложения ВВ на определение детонационных параметров // ФГВ.— 1981.— **17**, № 6.
4. **Дорохин В. В., Зубарев В. Н., Орекин Ю. К. и др.** Исследование движения продуктов взрыва за фронтом детонационной волны // ФГВ.— 1985.— **21**, № 4.
5. **Юхансон К., Персон П.** Детонация взрывчатых веществ.— М.: Мир, 1973.
6. **Мельникова Н. С., Саламахин Т. М.** О расчете точечного взрыва в различных газах // ПМТФ.— 1964.— № 4.
7. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
8. **Физика** взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
9. **Taylor J.** Detonation in condensed explosives.— Oxford, 1952.

г. Тула *Поступила в редакцию 11/VII 1989, после доработки — 19/III 1990*

УДК 621.787.044

В. А. Симонов

О КРИТЕРИИ СХВАТЫВАНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Экспериментально обоснован критерий схватывания, как необходимое условие сварки при высокоскоростных косых соударениях пластин. Критерий выражается зависимостью минимального значения скорости точки контакта от микротвердости и плотности свариваемых металлов.

Гидродинамическая модель явлений, сопровождающих высокоскоростные косые соударения поверхностей металлических тел (кумуляция, волнообразование, сварка), не содержит связанных с прочностью металлов ограничений на значения основных кинематических параметров, поскольку считается, что в окрестности точки контакта прочностные силы на два порядка меньше инерционных [1]. Вместе с тем в [2—4] наличие пластических деформаций в зоне соединения отмечается как обязательное условие сварки взрывом. Очевидно, что возникновение пластических деформаций на контактирующих поверхностях не может не зависеть от прочностных свойств свариваемых металлов и должно быть связано с фиксированными значениями параметров соударения.

Наиболее типичное проявление пластической деформации при сварке взрывом — волнообразование. Как установлено в [5], для каждой пары металлов переход от прямолинейной границы соединения к волнообразной осуществляется при постоянном значении скорости точки контакта $v''_к$, которое определяет соответствующее давление $p''_к$, связанное либо с микротвердостью металлов H_v [6], либо с их теоретической прочностью [2] (критерии волнообразования). На плоскости ($v_к$, γ) (где γ — угол соударения) этот переход выражается прямой $v''_к = \text{const}$, вдоль которой критическое давление $\rho v''^2_к/2$ остается постоянным. Тогда безволновые режимы соударения должны ограничиваться слева еще одной границей, расположенной между прямой $v''_к = \text{const}$ и осью ординат — начало процесса сварки.

Как известно из теории сварки давлением [7], взаимодействие свариваемых поверхностей начинается с образования физического контакта при смятии микронеровностей. Процесс возникновения локальных оча-

© 1991 Симонов В. А.