

3. Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. // Высокоскоростные ударные явления.— М.: Мир, 1972.
4. Паршуков А. В. ФТТ, 1985, 4, 1228.
5. Boehler B., Ramakrishnan J. J. Geophys. Res., 1980, 85, 18, 6996.
6. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела.— М.: Мир, 1966.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных, гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
8. Рабинович В. А., Хавин З. Я. Краткий химический справочник.— Л.: Химия, 1977.
9. Наумов Г. В., Рыженко Б. Н., Ходаковский И. Л. Справочник термодинамических величин.— М.: Геология, 1971.
10. Славинский М. П. Физико-химические свойства.— М.: Наука, 1960.
11. McQueen R., Marsh S. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7, 1253.
12. Кормер С. В., Урли В. Д. Докл. АН СССР, 1960, 131, 3, 542.
13. Францевич И. И., Воронов Ф. Ф. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов.— М.: Наука, 1982.
14. Жданов В. А., Жуков А. В. ПМТФ, 1978, 5, 139.
15. Ишуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. ФГВ, 1986, 22, 5, 96.
16. Taylor J. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9, 2727.
17. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3, 790.
18. Gschneider K. Solid State Phys., 1964, 16, 275.

*Поступила в редакцию 11/1 1988,
после доработки — 13/XII 1988*

УДК 622 : 215

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПЛОТНЫХ ВВ

*В. Ф. Куропатенко
(Челябинск)*

Поведение продуктов детонации (ПД) плотных взрывчатых веществ (ВВ) в ряде случаев удовлетворительно описывается уравнением состояния [1—3]

$$p = f(\rho)T + \varphi(\rho), \quad (1)$$

которое учитывает взаимодействие молекул в широком диапазоне изменения температуры T и плотности ρ . В ряде случаев функции $f(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ выбираются в наиболее простой форме. Так, для описания свойств ПД в окрестности точки Жуге в [2] предлагается простая зависимость давления p от плотности

$$p = A\rho^n. \quad (2)$$

В [1] рассматривается уравнение состояния

$$p = B\rho T + A\rho^n \quad (3)$$

с тремя константами. Уравнения состояния (2), (3) имеют ограниченную область применимости. Если численные значения A , n , B подобрать так, чтобы погрешность была наименьшей в окрестности точки Жуге, то при удалении от нее вдоль изоэнтроп она заметно возрастает. При другом наборе констант лучше описываются метательные свойства ВВ и хуже параметры нормальной детонационной волны (ДВ). С целью повышения точности описания поведения ПД в окрестности точки Жуге при изотропическом расширении и при небольших сжатиях был создан ряд уравнений состояния [4—6] типа (1) с различными функциями $f(\rho)$ и $\varphi(\rho)$, содержащими около 10 констант. Повышение их точности достигается путем заметного усложнения. Для указанных уравнений состояния ПД характерно то, что численные значения большей части входящих в них параметров определяются индивидуально для каждого ВВ.

Рассмотрим один из способов нахождения функций $\gamma(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ для (1)

$$p = (\gamma(\rho) - 1)\rho E + \varphi(\rho). \quad (4)$$

Физический эксперимент позволяет определить зависимость скорости D нормальной детонационной волны, массовой скорости u за фронтом волны и калорийности ВВ Q от начальной плотности ρ_0 ВВ перед фронтом детонационной волны. Эти зависимости будем использовать для установления вида функций $\gamma(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ и определения численных значений входящих в них параметров.

Законы сохранения на сильном разрыве с мгновенным выделением внутренней энергии Q имеют вид

$$\begin{aligned} \rho(D-u) - \rho_0(D-u_0), \quad p - p_0 &= \rho_0(D-u_0)(u-u_0), \\ E - E_0 &= 0,5(u-u_0)^2 + p_0(u-u_0)/\rho_0(D-u_0) + Q, \end{aligned} \quad (5)$$

$$D = u + c, \quad c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S.$$

Система (4), (5) при заданном уравнении состояния (4) определяет линию точек Жуге, на которой все термодинамические величины и скорости зависят от ρ_0 . Введем понятие кристаллической или максимально возможной в нормальных условиях плотности ВВ $\rho_{0к}$ и скорости нормальной детонационной волны D_k в ВВ с этой плотностью. Используем $\rho_{0к}$ и D_k для перехода к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \Delta &= \rho_0/\rho_{0к}, \quad \delta = \rho/\rho_{0к}, \quad W = D/D_k, \\ M &= u/D_k, \quad Z = c/D_k, \quad \Pi = p/\rho_{0к}D_k^2, \\ \Phi &= \varphi/\rho_{0к}D_k^2, \quad J = E/D_k^2, \quad K = Q/D_k^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Для простоты будем считать, что в (5) $u_0 = 0$, $p_0 = 0$, $E_0 = 0$. После перехода к безразмерным величинам (6) уравнения (5) примут вид

$$\begin{aligned} \delta &= W\Delta/(W-M), \quad \Pi = WM\Delta, \\ J &= 0,5M^2 + K, \quad W = M + Z, \quad Z = \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \delta}\right)_S. \end{aligned} \quad (7)$$

Запишем (4) в безразмерных переменных

$$\Pi = (\gamma - 1)\delta J + \Phi. \quad (8)$$

Система шести уравнений (7), (8) содержит девять функций от Δ : Π , δ , J , W , M , K , Z , γ , Φ . Система становится определенной, если любые три из девяти указанных функций от Δ заданы, т. е. определены без использования (7), (8).

Введем показатель адиабатичности N :

$$N = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right)_S. \quad (9)$$

Переходя к безразмерным величинам и воспользовавшись уравнениями (5) и (7), получим

$$N = Z^2\delta/\Pi. \quad (10)$$

Исключим в (7) и (10) Z и M ,

$$\begin{aligned} \delta &= \Delta(N+1)/N, \quad \Pi = W^2\Delta/(N+1), \\ J &= \frac{W^2}{2(N+1)^2} + K, \quad \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \delta}\right)_S = \left(\frac{WN}{N+1}\right)^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Найдем выражение для производной $(\partial \Pi / \partial \delta)_S$. Для этого воспользуемся термодинамическим уравнением

$$\left(\frac{\partial \Pi}{\partial \delta}\right)_S = \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \delta}\right)_J + \left(\frac{\partial \Pi}{\partial J}\right) \left(\frac{\partial J}{\partial \delta}\right)_S. \quad (12)$$

Из основного уравнения термодинамики следует, что вдоль изоэнтропы

$$\left(\frac{\partial J}{\partial \delta}\right)_S = \frac{\Pi}{\delta^2}. \quad (13)$$

Подставим в (12) выражения производных

$$\left(\frac{\partial \Pi}{\partial \delta}\right)_J = \frac{d\Phi}{d\delta} + (\gamma - 1)J + \delta J \frac{d\gamma}{d\delta}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial \Pi}{\partial J}\right)_\delta = (\gamma - 1)\delta \quad (15)$$

и исключим $(\partial J/\partial \delta)_S$ с помощью (13),

$$\frac{d\Phi}{d\delta} + (\gamma - 1)J + \delta J \frac{d\gamma}{d\delta} + \frac{(\gamma - 1)\Pi}{\delta} - \left(\frac{WN}{N+1}\right)^2 = 0. \quad (16)$$

С помощью (8) исключим в (16) J . В результате получим

$$\frac{d\Phi}{d\delta} - \frac{\Phi}{\delta} + \frac{(\gamma - N)\Pi}{\delta} + \frac{(\Pi - \Phi)}{\gamma - 1} \frac{d\gamma}{d\delta} = 0. \quad (17)$$

На линии точек Жуге все величины зависят от Δ . Заменяем в (17) дифференцирование по δ дифференцированием по Δ . Для этого продифференцируем предварительно δ по Δ :

$$\frac{d\delta}{d\Delta} = \frac{N+1}{N} - \frac{\Delta}{N^2} \frac{dN}{d\Delta}. \quad (18)$$

Умножив (17) на $d\delta/d\Delta$, получим

$$\frac{d\Phi}{d\Delta} + \left(\frac{(\gamma - N)\Pi}{\delta} - \frac{\Phi}{\delta}\right) \left(\frac{N+1}{N} - \frac{\Delta}{N^2} \frac{dN}{d\Delta}\right) + \frac{\Pi - \Phi}{\gamma - 1} \frac{d\gamma}{d\Delta} = 0. \quad (19)$$

С помощью (8) и (11) выразим Φ через Π , δ , N и K :

$$\Phi = \Pi - \frac{(\gamma - 1)\Delta(W^2 + 2K(N+1)^2)}{2N(N+1)}. \quad (20)$$

С помощью (18) исключим Φ в (19). Для того чтобы исключить и $d\Phi/d\Delta$, поступим следующим образом. Подставим выражение для Π из (11) в (20) и продифференцируем полученное уравнение по Δ :

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{d\Delta} = & \frac{W^2}{N+1} - \frac{(\gamma - 1)(W^2 + 2K(N+1)^2)}{2N(N+1)} + \frac{W\Delta(2N - \gamma + 1)}{N(N+1)} \frac{dW}{d\Delta} - \\ & - \frac{(\gamma - 1)(N+1)\Delta}{N} \frac{dK}{d\Delta} + \left(\frac{W^2\Delta(\gamma - 1 - N)}{N(N+1)^2} - \frac{(\gamma - 1)K\Delta(2N+1)}{N^2} \right) \frac{dN}{d\Delta} - \\ & - \frac{\Delta(W^2 + 2K(N+1)^2)}{2N(N+1)} \frac{d\gamma}{d\Delta}. \end{aligned} \quad (21)$$

Подставив (20), (21) в (19), получим уравнение линии Жуге

$$W\Delta(2N - \gamma + 1) \frac{dW}{d\Delta} - (\gamma - 1)(N+1)^2 \Delta \frac{dK}{d\Delta} + NW^2(\gamma - N) = 0, \quad (22)$$

содержащее три функции от Δ ($W(\Delta)$, $K(\Delta)$, $N(\Delta)$), которые могут быть измерены экспериментально. После определения указанных функций выражение (22) позволяет найти зависимость

$$\gamma = 1 + \frac{2\Delta NW \frac{dW}{d\Delta} - NW^2(N-1)}{W\Delta \frac{dW}{d\Delta} + (N+1)^2 \Delta \frac{dK}{d\Delta} - NW^2}. \quad (23)$$

Из (23) следует, что между W , N и K имеются некоторые связи. Поскольку $\gamma \geq 1$, то числитель и знаменатель в (23) должны обращаться в нуль одновременно. Для многих ВВ экспериментальные данные $W(\Delta)$

с удовлетворительной точностью описываются зависимостью

$$W = \Delta^\alpha, \quad (24)$$

где $\alpha \approx 0,7$. Подставив (24) в (23) и введя обозначение $\omega = \Delta^{1-2\alpha} dK/d\Delta$, получим

$$\gamma = 1 + \frac{N(N-1-2\alpha)}{N-\alpha-\omega(N+1)^2}. \quad (25)$$

Введем еще ряд дополнительных ограничений на характер функций $N(\Delta)$ и $\omega(\Delta)$. Потребуем, чтобы $N \rightarrow \gamma \rightarrow \gamma_0 = \text{const}$ при $\Delta \rightarrow 0$. Для малых ρ рассмотрим уравнение состояния (4) при $\gamma = \gamma_0$. Представим p и E в виде тепловой и холодной компонент

$$p = p_\tau(\rho, T) + p_x(\rho), \quad E = E_\tau(\rho, T) + E_x(\rho). \quad (26)$$

Считаем, что

$$p_\tau = (\gamma_0 - 1)\rho E_\tau, \quad E_\tau = c_V T, \quad c_V = \text{const}. \quad (27)$$

Используя (26) и (27), (4)

$$pV = (\gamma_0 - 1)c_V T + f(V), \quad (28)$$

где

$$f(V) = V\varphi(V) + (\gamma_0 - 1)E_x(V); \quad V = 1/\rho.$$

Будем считать, что ПД представляют собой смесь газов, находящихся в условиях механического и теплового равновесия и подчиняющихся уравнениям состояния:

$$pV_i = (\gamma_{0i} - 1)c_{Vi}T + f_i(V_i). \quad (29)$$

Используя аддитивность V и E в смеси

$$V = \sum_i \kappa_i V_i, \quad E = \sum_i \kappa_i E_i \quad (30)$$

(κ_i — массовая концентрация i -го компонента), запишем (27) — (29) в виде

$$(\gamma_0 - 1)c_V T + f(V) = \sum_i [(\gamma_{0i} - 1)c_{Vi}\kappa_i T + \kappa_i f_i(V_i)], \quad (31)$$

$$c_V T + E_x(V) = \sum_i [\kappa_i c_{Vi} T + \kappa_i E_{xi}(V_i)]. \quad (32)$$

При $T = 0$ из (31), (32) следует связь между холодными составляющими уравнения состояния смеси и компонентов

$$f(V) = \sum_i \kappa_i f_i(V_i), \quad E_x(V) = \sum_i \kappa_i E_{xi}(V_i). \quad (33)$$

Из (30) — (33) следует, что при любом значении T должно быть

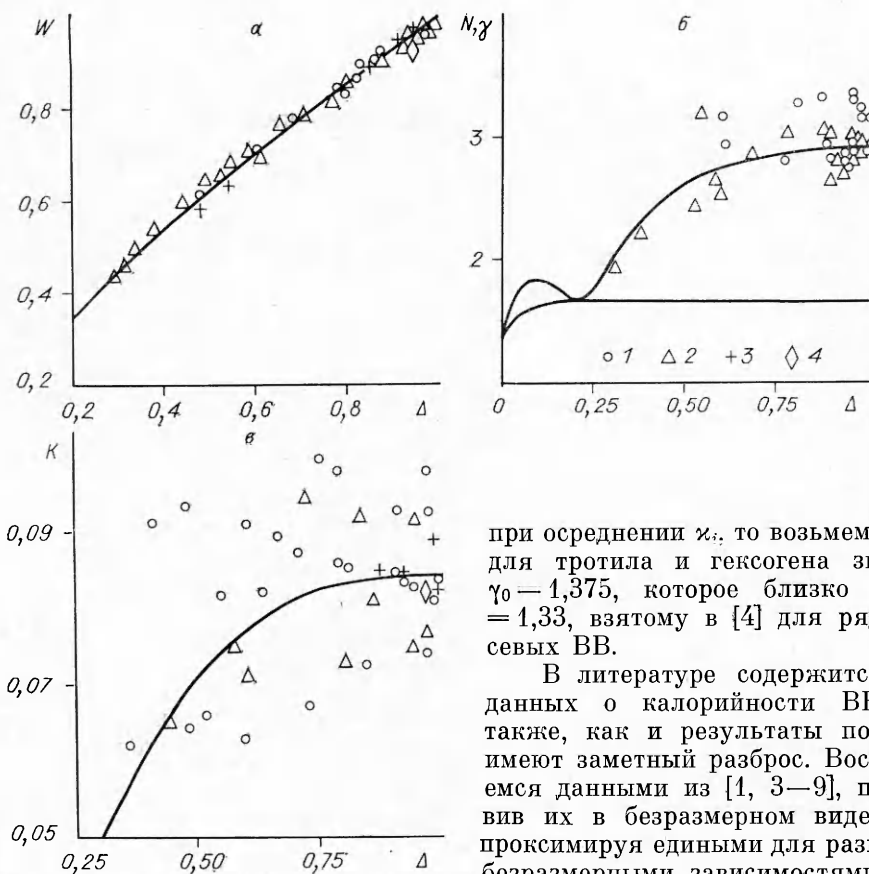
$$(\gamma_0 - 1)c_V = \sum_i (\gamma_{0i} - 1)\kappa_i c_{Vi}, \quad (34)$$

$$c_V = \sum_i \kappa_i c_{Vi}. \quad (35)$$

Таким образом, для определения γ_0 смеси нужно знать κ_i , γ_i и c_{Vi} каждого компонента. Такие данные для ряда ВВ приведены в [1, 7, 8]. Согласно различным теориям, массовые концентрации компонентов ПД различаются. Поэтому мы ограничились рассмотрением усредненных концентраций. При таком подходе

$$\gamma_0 = 1 + \left(\frac{\sum_i (\gamma_{0i} - 1)\kappa_i c_{Vi}}{\sum_i \kappa_i c_{Vi}} \right). \quad (36)$$

Для тротила $\gamma_0 = 1,373$, что близко к значению $\gamma_0 = 1,378$ для гексогена. Поскольку эта разница лежит в пределах погрешностей, допущенных



при осреднении ω , то возьмем единое для тротила и гексогена значение $\gamma_0 = 1,375$, которое близко к $\gamma_0 = 1,33$, взятому в [4] для ряда смесевых ВВ.

В литературе содержится мало данных о калорийности ВВ. Они также, как и результаты по $N(\Delta)$, имеют заметный разброс. Воспользуемся данными из [1, 3—9], представив их в безразмерном виде и аппроксимируя едиными для разных ВВ безразмерными зависимостями от Δ . Из (22) и (24) следует, что при $\rho \rightarrow 0$, $\Delta \rightarrow 0$ и $N \rightarrow \gamma \rightarrow \gamma_0$ должно быть

$$\omega \rightarrow \omega_0 = \frac{\alpha}{\gamma_0^2 - 1}. \quad (37)$$

Далее из условия конечности γ , т. е. из условия одновременного обращения в нуль числителя и знаменателя в (25), следует, что должно быть

$$\omega = \omega_* = \frac{1}{4(1 + \alpha)} \quad \text{при} \quad N = 1 + 2\alpha. \quad (38)$$

Кроме того, потребуем, чтобы ω удовлетворяла еще двум условиям при $\Delta = 1$:

$$\int_0^1 \Delta^{2\alpha-1} \omega d\Delta = K_K, \quad \omega = 0, \quad (39)$$

где K_K — значение безразмерной калорийности ВВ при $\Delta = 1$. Условия (39) напрашиваются после анализа экспериментальных данных по калорийности ВВ. Условия (37) — (39) и уравнения (22) существенно ограничивают класс функций, с помощью которых можно аппроксимировать экспериментальные данные о $K(\Delta)$ и $N(\Delta)$.

Процедуру численного решения уравнения (22) с соблюдением перечисленных выше ограничений на $\omega(\Delta)$ и $\gamma(\Delta)$ и с одновременной оптимизацией аппроксимации экспериментальных данных о поведении $N(\Delta)$ и $K(\Delta)$ опускаем ввиду ее громоздкости. Полученные табличные зависимости аппроксимируем, в свою очередь, функциями

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_\infty & \text{при } x > 1, \\ \gamma_0 + (\gamma_\infty - \gamma_0)x(3 - 3x + x^2) & \text{при } x \leq 1, \end{cases} \quad (40)$$

ВВ	$\rho_{0к}$, г/см	D_k , км/с	ВВ	$\rho_{0к}$, г/см	D_k , км/с
Тротил	1,663	7,15	ТЭН	1,770	8,35
Тетрил	1,730	7,74	Гексоген	1,820	8,80

$$\varphi = \begin{cases} \rho_{0к} D_k^2 A (x-1)^m & \text{при } x > 1, \\ 0 & \text{при } x \leq 1, \end{cases} \quad (41)$$

где $x = \delta/\delta_*$; $A = 0,0139$; $\gamma_0 = 1,375$; $\gamma_\infty = 1,667$; $\delta_* = 0,35$; $m = 2,284$.

Для окончательного построения уравнения состояния ПД конкретного плотного ВВ нужно определить параметры $\rho_{0к}$ и D_k (для некоторых ВВ они приведены в таблице). Для смесевых ВВ значения $\rho_{0к}$ и D_k выражаются через $\rho_{0кi}$ и D_{ki} с помощью простых уравнений

$$\rho_{0к} = 1 / \left(\sum_i \alpha_i / \rho_{0кi} \right), \quad D_k^3 = \sum_i \alpha_i D_{ki}^3.$$

На рисунке приведено сравнение функций $W(\Delta)$ (а), $N(\Delta)$ (б) и $K(\Delta)$ (в) (линии) с экспериментальными данными из [1, 3—9]; 1 — тротил, 2 — гексоген, 3 — тэн, 4 — тетрил.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва.— М.: Физматгиз, 1959.
2. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1945, 46, 399.
3. Юхансон К., Персон П. Детонация ВВ.— М.: Мир, 1973.
4. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С. ПМТФ, 1969, 4.
5. Зубарев В. Н. ПМТФ, 1965, 2.
6. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. ФГВ, 1965, 1, 4, 85.
7. Дремин А. П., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
8. Светлов Б. Я., Яременко Н. Б. Теория и свойства промышленных взрывчатых веществ.— М.: Недра, 1973.
9. Миллер Р. Приближенное уравнение состояния продуктов детонации // Детонация и двухфазное течение.— М.: Мир, 1966.

Поступила в редакцию 5/IV 1988

УДК 519.63 : 539.3

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СФЕРИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ С ПАТРУБКОМ ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ ВНУТРЕННЕМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

С. М. Бахрах, А. В. Певницкий, Г. П. Симонов, В. П. Соловьев
(Москва)

Ранние исследования взрыва ВВ в замкнутой упругой сферической камере проводились в предположении, что корпус камеры сферически-симметричный, а центр сферического заряда ВВ совпадает с геометрическим центром системы [1]. Теоретические рассуждения позволяют предсказать, что корпус камеры будет совершать колебания с частотой, не зависящей от внешнего импульса и определяемой свойствами материала и размерами камеры (основная частота колебания камеры). Проведенные эксперименты и расчеты позволили найти величину деформаций на первом-втором периоде колебаний корпуса камеры при различных массах заряда ВВ и заполняющей камеру среде.

Реально корпус камеры, представляющий собой тонкую прочную оболочку, имеет технологические отклонения от сферичности. Наиболее