

ряду с низкотемпературными реакциями [15] может быть причиной увеличенной ширины прогретой зоны при горении нитроглицериновых порохов [13, 16] по сравнению с зоной Михельсона.

Авторы благодарны А. Г. Мержанову за помощь и ценные советы и В. С. Бабкину за полезные замечания.

Поступила в редакцию
17/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. И. Максимов, Ю. М. Максимов, В. Ф. Чуков. ФГВ, 1971, 7, 2, 197.
2. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966, стр. 110, 288, 300.
3. A. G. Whittaker, C. Varham. J. Phys. Chem., 1964, 68, 1, 196.
4. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1938, 12, 93.
5. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, вып. 11—12, 498.
6. В. В. Александров, В. Г. Морозов, С. С. Хлевной. ПМТФ, 1969, 5, 149.
7. В. В. Александров. Канд. дисс. ИХКГ СО АН СССР, Новосибирск, 1970.
8. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1965, 3, 43.
9. Э. В. Конев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1966, 2, 3, 67.
10. D. Gross, A. V. Amster. 8-th Symp. (Intern.) on Comb., 1962, 728.
11. Е. Ю. Орлова. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960, стр. 298.
12. А. С. Штейнберг, Б. М. Слуцкер, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 464.
13. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3, 67.
14. Ф. И. Дубовицкий, Ю. И. Рубцов и др. ИАН, ОХН, 1960, 6, 1126.
15. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4, 547.
16. А. А. Зенин, О. И. Нефедова. ФГВ, 1967, 3, 1, 45.

УДК 662.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ ПЕРЕСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ ЖИДКИХ ВВ

*А. Н. Афанасенков, И. М. Воскобойников,
В. Г. Тарасов, В. Н. Шевелев
(Москва)*

При построении уравнения состояния плотных газов при высоких давлениях и температурах часто используются данные о параметрах детонации взрывчатых веществ. Обычно определяют зависимость давление — удельный объем ($p(v)$) продуктов взрыва (ПВ), получаемую при детонации одного ВВ различной начальной плотности, и несколько реже — энтропию ПВ взрывчатых веществ некоторой начальной плотности. Вследствие сложности выражений для давления, внутренней энергии и других термодинамических параметров этих данных оказывается недостаточно для нахождения неизвестных функций и коэффициентов в уравнении состояния.

Дополнительная информация о состоянии ПВ может быть получена при измерении температур детонации, но до сих пор такого измерения при различных давлениях и плотностях ПВ одного и того же ВВ не проводилось.

В настоящей работе эти измерения выполнены для режимов пересжатой детонации в нитрометане (НМ) и тетранитрометане (ТНМ). В контакте с торцевой поверхностью заряда мощного ВВ помещалось жидкое ВВ. Массовая скорость ПВ за фронтом детонационной волны мощного ВВ превосходит таковую в жидком ВВ при нормальном режиме детонации. Вследствие этого по жидкому ВВ на некоторое расстояние распространяется пересжатая детонация, скорость и давление которой зависят от параметров детонации мощного ВВ.

Скорости пересжатой детонации D измерялись оптическим методом, давление p и массовая скорость u определялись графическим способом на $p-u$ -диаграмме. Яркость свечения детонационного фронта пересжатой детонации регистрировалась элек-

тронно-оптическим методом [1] на двух длинах волн — 430 и 750 мкм. Яркостные температуры находились из сравнения яркостей изучаемого процесса и детонационного фронта НМ в нормальном режиме, температура которого была принята равной 3700°K (среднее из значений 3600 [2], 3700 [1] и 3800°K [3, 4]). Результаты измерений представлены в таблице. Значения T являются средними из 10—15 опытов, максимальное отклонение от среднего значения составляет $\pm 150^\circ\text{K}$ в синей области и $\pm 200^\circ\text{K}$ в красной. Значение температуры нормальной детонации ТНМ хорошо согласуется с литературными данными: 2800 [4] и 3000°K [5]. Величины скоростей получены экстраполяцией зависимости скорости детонации — толщина слоя жидкого ВВ к нулевой толщине слоя. Точность определения скорости ± 150 м/с.

ВВ	D , км/с	p , кбар	v , см ³ /г	Яркостная температура (°K) в областях	
				синей	красной
НМ ($\rho_c = 1,14$ г/см ³)	7,00	245	0,493	4250	4500
	7,10	262	0,474	4350	4600
ТНМ ($\rho_0 = 1,64$ г/см ³)	6,40*	168	0,457	2750	2850
	7,00	300	0,381	3400	3600

* — нормальная детонация.

Для определения состояния ПВ было применено уравнение состояния молекулярного кристалла

$$p = p_x(v) + c_{v_1} \frac{\Gamma}{v} \cdot T,$$

$$E = \int_{+\infty}^v p_x(v) dv + \int_0^T c_v dT,$$

где c_{v_1} — теплоемкость межмолекулярного взаимодействия ПВ; c_v — полная теплоемкость ПВ; Γ — коэффициент Грюназеяна; $p_x(v)$ — изотерма ПВ при 0°K.

В расчете параметров пересжатой детонации c_{v_1} и c_v предполагались постоянными, величины их рассчитывались как для газообразного состояния ПВ, так и для квазикристаллического. Оказалось, что в обоих случаях отношение c_{v_1}/c_v примерно равно 0,7 и одинаково для обоих ВВ. Для расчета $p_x(v)$ была использована экспериментально определенная энтропия ПВ.

Сравнение результатов расчета и эксперимента позволило установить, что наилучшее согласие между ними достигается при значении коэффициента Грюназеяна, равном 0,7÷0,9; при этом расчет мало чувствителен к выбору зависимости Γ от v . Величина тепловой части давления ПВ нитрометана в нормальном детонационном режиме составляет 0,6, а в пересжатом — 0,45 от полного давления, для ТНМ соответственно 0,65 и 0,25. Тепловая часть внутренней энергии составляет 0,75 при нормальной и 0,65 при пересжатой детонации от всей энергии в случае НМ, 0,55 и 0,50 — в случае ТНМ. Различие между давлением пересжатой детонации и давлением на изэнтропе. ПВ нормальной детонации не превышает 3% в изученном интервале давлений как при постоянном v , так и при постоянном v .

Для примера на рисунке показана рассчитанная зависимость $p(T)$ продуктов взрыва НМ при $c_v = 0,45$ кал/г·град (газообразное состояние, кривая 1) и $c_v = 0,69$ кал/г·град (квазикристаллическое состояние, кривая 2) в предположении $\Gamma/v = \text{const}$ и экспериментальные данные (○ — $\lambda = 430$ мкм, ● — $\lambda = 750$ мкм).

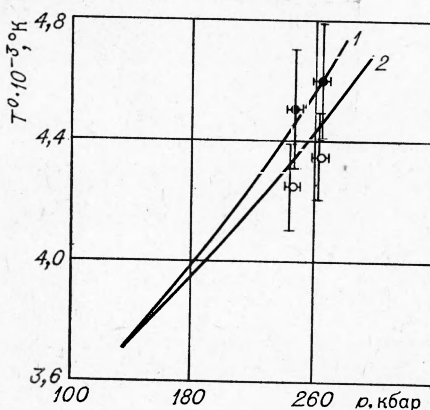


Рис. 1.

Поступила в редакцию
14/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Воскобойников, А. Я. Апин. Докл. АН СССР, 1960, 130, 4.
2. В. С. Трофимов, А. В. Троян. ФГВ, 1969, 5, 2.
3. F. C. Gibson, M. Bowser a. o. J. Appl. Phys., 1958, 29, 4.
4. В. Н. Кологривов, А. А. Анчуров. Усп. научн. фотографии, 1964, 9, 236.
5. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников и др. ПМТФ, 1961, 5.

УДК 532.593+662.215.1

СЕРИЯ ВОЛН СЖАТИЯ ЗА ДЕТОНАЦИОННЫМ ФРОНТОМ

А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян
(Новосибирск)

При проведении экспериментов по изучению параметров детонационной волны в трубе диаметром 80 мм для смесей: 1) $2\text{H}_2+\text{O}_2$; 2) $\text{C}_2\text{H}_2+2,5\text{O}_2$ и 3) $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ag}$ при начальных давлениях 1,5, 0,3 и 1,5 атм соответственно и выше было обнаружено, что за фронтом детонационной волны существует серия волн сжатия, фиксируемое количество которых увеличивается при повышении начального давления смеси. Серия подобных волн имеет место и в трубе диаметром 21 мм.

На рис. 1 приведена развертка процесса детонации, полученная с помощью тепловской установки, на которой четко видна серия таких волн (1 — детонационный фронт, 2 — волны сжатия — «серия волн», 3 — возмущения, отходящие от кромки препятствия). Аналогичная картина наблюдается и на снимках самосвечения.

Вторые детонационные фронты в детонационных процессах наблюдались в экспериментах [1, 2]. Авторы этих работ считают, что появление таких фронтов связано с нестационарным переходом от пересжатой волны к волне Чепмена-Жуге, который происходит не при «постепенном замедлении волны, а с отделением волн сжатия, движущихся вслед за детонационными волнами, но с меньшими скоростями» ([2], стр. 126).

Эдвардс [3] наблюдал в трубе диаметром 16 мм серию фронтов за детонационной волной, однако эта серия волн своим появлением обязана высокочастотным колебаниям (шлейфам), которые имеют место при многоголовом спине.

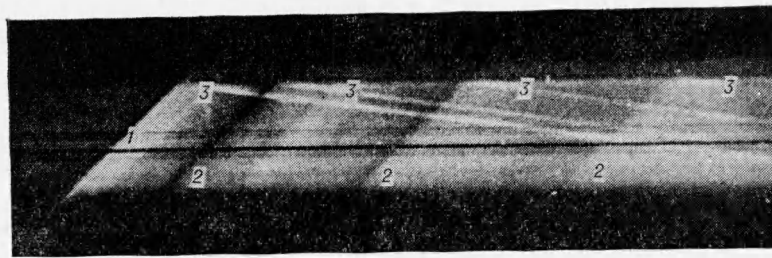


Рис. 1.

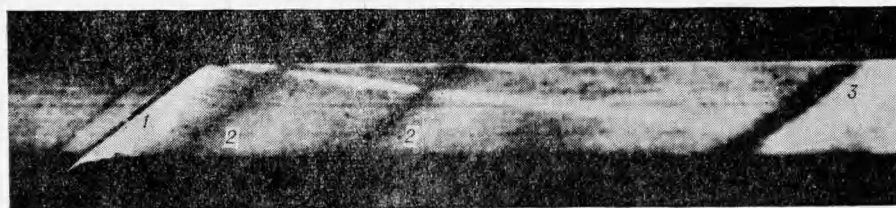


Рис. 2.