

ДЕТОНАЦИОННЫЕ И УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ ПРОДУКТОВ ГЕКСОГЕНА

Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов
(Москва)

Знание детонационных и ударных адиабат продуктов реакции важно для решения теоретических и практических задач, связанных с применением взрывчатых веществ. Детонационные адиабаты могут быть использованы при анализе возможных режимов детонации, а ударные адиабаты продуктов реакции необходимы для установления количественной зависимости между параметрами детонации данного ВВ и параметрами ударных волн, созданных на границе раздела в различных средах.

В настоящей работе рассчитаны детонационные и ударные адиабаты продуктов детонации (ПД) гексогена зарядов различной плотности (ρ_1). В расчетах использовалось найденное ранее [1] уравнение состояния ПД гексогена. Задача сводится к совместному решению уравнения детонационной

$$E - E_1 = \frac{1}{2} p (v_1 - v) + Q (v_1) \quad (1)$$

или ударной

$$E - E_* = \frac{1}{2} (p + p_*) (v_* - v) \quad (2)$$

адиабат и уравнения состояния

$$\begin{aligned} p &= p_0 + \frac{1}{v} \gamma (E - E_0 - \Delta), \\ p_0 &= 15,4 \rho^3 - 12,6 \rho^2 \text{ тыс. атм}, \\ E_0 &= 0,77 \rho^2 - 1,26 \rho \text{ кдж/г}, \\ \Delta &= \frac{0,14 T \theta}{(\exp \theta - 1)} \left[1 - \frac{\theta \exp \theta}{\exp \theta - 1} \right] \text{ кал/моль}, \\ \gamma &= \frac{R \varphi}{c_v^* + 0,3 R (\varphi - 1)}; \\ \theta &= \frac{3200}{T}, \quad T = 10^3 \cdot T^*, \\ \varphi &= 1 + \frac{2,7 \tau^4 + 15 \tau^4}{1 + 2,6 \tau^4}, \quad \tau = 0,72 \rho (T^*)^{-0,3}, \\ T^* &= 0,3 \frac{p - p_0}{\rho \varphi}, \\ c_v^* &= \frac{1,76 R \theta^2 \exp \theta}{(\exp \theta - 1)^2} + 2,624 R. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь v_1 , E_1 и v_* , E_* — удельные объем и внутренняя энергия для исходного состояния ВВ и для состояния в точках Чепмена — Жуге соответственно; p_* — давление в точках Чепмена — Жуге; p , v , ρ , E и T — давление, удельный объем, плотность, удельная внутренняя энергия и температура ПД соответственно; $Q(v_1)$ — теплота взрыва; p_0 и E_0 — зависящие только от плотности («упругие») составляющие давления и

энергии; γ — коэффициент Грюнайзена ПД; $\Delta \equiv \int_0^T (c_v/\mu) dT - c_v T/\mu$;

$\varphi = \varphi(\rho, T)$ — функция, входящая в выражение для тепловой составляющей давления

$$p = p_0 + \varphi(\rho, T) \frac{\rho R T}{\mu}, \quad (4)$$

для идеального газа $p=0$ и $\varphi=1$; c_v^* — теплоемкость идеальной газовой смеси; μ — молекулярный вес ПД. Теплота взрыва считается известной функцией плотности заряжения $Q = 1204 + 172 \rho_1$ кал/моль [2]. Предполагается, как и при построении уравнения состояния, что состав ПД при изменении ρ постоянен. При заданных значениях v_1 и E_1 или v_* , E_* , p_* система уравнений (1)–(3) и (2), (3) дает возможность, задаваясь произвольными значениями ρ , находить соответствующие значения p , E и T .

В табл. 1 приведены результаты расчета указанных параметров для различных значений ρ_1 , а также значения массовой скорости U . Для каждой плотности большей, чем ρ_* , приведены параметры на детонационной (g) и ударной (y) адиабатах. Кроме того, в строках с индексом (c) приведены значения p и U , рассчитанные по степенной зависимости

$$p = A \rho^n, \quad (5)$$

где A и n — константы.

Диапазоны изменения плотностей и других параметров соответствуют всем возможным случаям отражения детонационных волн от плотных сред с различной сжимаемостью вплоть до абсолютно несжимаемой среды.

На рис. 1 показаны в качестве примера детонационные адибаты, которые характеризуются сильным нарастанием давления при уменьшении объема. Для $\rho_1 = 1,0$ г/см³ увеличению скорости фронта на 10% на нижней ветви соответствует уменьшение давления приблизительно в два раза. Такая чувствительность давления к изменению скорости фронта может быть использована при экспериментальном исследовании возможности осуществления недосжатых режимов детонации (отметим, что скорости фронта, большие нормальной, наблюдались в некоторых случаях детонации конденсированных ВВ малой плотности [3]).

На рис. 2 показаны ударные адибаты в $p-U$ -координатах. Цифрами на кривых указаны плотности заряжения. Для различных ρ_1 кривые подобны и их можно описать интерполяционной формулой вида

$$p = kU + 4U^2 + U^3. \quad (6)$$

Коэффициент k является функцией ρ_1 . В диапазоне $\rho_1 = (1,2-1,8)$ г/см³ $k = 117 \rho_1 - 71$ и $k = 96 \rho_1 - 45$ при $\rho_1 = (0,7-1,2)$ г/см³.

Зависимость давления в точках Чепмена — Жуге от плотности заряжения, по экспериментальным данным [1], выражается интерполяционной формулой

$$p = 22 \rho_1 + \frac{85 \rho_1^3 + 5 \rho_1^2}{1 + 0,2 \rho_1^2}. \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) дают возможность, не производя никаких измерений, рассчитывать кинетические параметры ударной волны

Таблица 1

$\rho_1, \text{г/см}^3$	$\rho, \text{г/см}^3$	Параметры	$p, \text{тыс. атм}$	$U, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$E, \frac{\text{кдж}}{\text{г}}$	$T \cdot 10^3, \text{°К}$
1,8	3,2	g	782,3	4,36	15,78	5,8
		y	737,2	4,21	14,38	5,2
		c	836,7	4,46		
	3,0	g	629,7	3,74	13,31	5,0
		y c	611,9 678,5	3,68 3,86	12,72	4,7
2,8	g	507,1	3,11	11,34	4,4	
	y c	503,3 562,5	3,15 3,30	11,23	4,3	
2,6	g	409,2	2,64	9,81	4,0	
	y c	409,0 437,6	2,63 2,73	9,86	4,0	
2,39	—	—	343,2*	2,17*	8,4*	3,9*
1,8	—	—	164,5	∞	6,32	3,6
1,6	3,0	g	742,2	4,65	17,0	6,9
		y	667,5	4,40	14,54	5,6
		c	729,5	4,64	—	—
	2,8	g	582,9	3,95	14,0	5,8
		y c	548,1 582,3	3,82 4,0	12,79 —	5,2 —
2,7	g	515,8	3,65	12,73	5,3	
	y c	495,7 529,6	3,55 3,75	12,0 —	4,95 —	
2,5	g	407,8	3,03	10,76	4,8	
	y c	402,0 420,8	3,0 3,15	10,54 —	4,6 —	
2,12*	—	—	264,3*	2,03*	8,21*	4,1*
2,0	—	—	224,6	5,30	7,58	4,0
1,6	—	—	125,3	∞	6,18	3,8
1,4	2,6	g	545,5	4,23	14,98	6,8
		y	496,6	4,0	13,10	5,8
		c	543,0	4,13	—	—
2,4	g	419,6	3,53	12,25	5,8	
	y c	398,5 426,3	3,43 3,54	11,4 —	5,3 —	
2,2	g	335,7	2,95	10,4	5,5	
	y c	318,0 328,6	2,88 2,93	9,98 —	5,0 —	

Продолжение табл. 1

$\rho_1, \text{г/см}^3$	$\rho, \text{г/см}^3$	Параметры	$p, \text{тыс. атм}$	$U, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$E, \frac{\text{кдж}}{\text{г}}$	$T \cdot 10^3, \text{°К}$
1,4	2,0	∂	251,2	2,32	8,73	4,8
		y	249,3	2,36	8,65	4,73
c		248,4	2,21	—	—	
	1,89*	—	203,6*	1,91*	7,85*	4,2*
	1,4	—	92,1	∞	6,04	4,0
1,2	2,4	∂	533,6	4,71	17,0	8,9
		y	440,7	4,20	13,13	6,4
		c	417,6	4,10	—	—
	2,2	∂	392,1	3,85	13,3	7,2
		y	318,7	3,59	11,34	6,0
		c	336,4	3,53	—	—
	2,0	∂	292,4	3,12	10,74	6,5
		y	271,8	2,98	9,76	5,5
		c	257,5	2,91	—	—
	1,8	∂	208,6	2,43	8,79	5,8
y		186,8	2,28	7,52	4,5	
c		190,7	2,20	—	—	
	1,623*	—	144,5*	1,78*	7,4*	4,5*
	1,20	—	63,8	∞	5,89	4,0
1,0	1,9	∂	322,1	3,95	13,38	9,4
		y	266,8	3,47	10,47	6,7
		c	223,9	3,23	—	—
	1,8	∂	251,1	3,35	11,32	7,5
		y	241,1	3,1	9,55	6,0
		c	192,5	2,91	—	—
	1,6	∂	166,8	2,42	8,86	5,4
		y	149,5	2,6	8,13	5,1
c		143,0	2,32	—	—	
	1,39*	—	100,0*	1,68*	6,95*	4,6*
	1,20	—	66,2	3,32	6,30	4,2
	1,0	—	42,7	∞	5,75	4,3
0,8	1,6	∂	208,4	3,61	12,1	9,1
		y	176,9	3,22	9,82	6,8
		c	142,6	2,95	—	—
	1,5	∂	163,0	3,1	10,35	7,8
		y	154,8	2,85	8,98	6,5
		c	122,8	2,65	—	—
	1,4	∂	122,5	2,56	8,88	6,3
		y	115,7	2,45	8,24	5,7
		c	104,3	2,35	—	—
		1,14*	—	64,0*	1,54*	6,78*
	0,8	—	24,8	∞	5,6	4,1

* Эти величины соответствуют точкам Чепмена—Жуге.

в различных средах, созданной детонацией зарядов гексогена любой плотности, если ударные адиабаты сред известны. Такие расчеты наиболее просто выполняются графически на $p-U$ -диаграмме. На рис. 2 приведены ударные адиабаты меди, алюминия и парафина (П), заимствованные из работ [4—6]. Пересечение кривых торможения или расширения, проведенных через точку Чепмена — Жуге, с ударными адиабатами указанных материалов дают значения U и p в них (табл. 2).

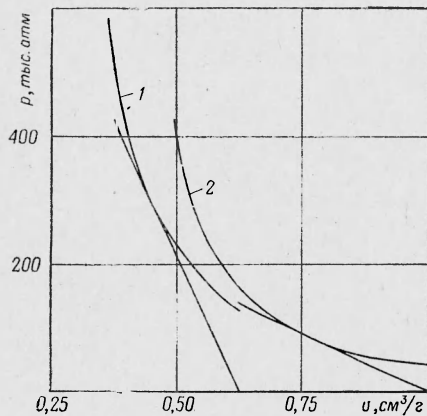


Рис. 1. Детонационные адиабаты гексогена и прямые Михельсона. 1 — $\rho_1 = 1,6 \text{ г/см}^3$; 2 — $\rho_1 = 1,0 \text{ г/см}^3$.

Наиболее надежными результатами, видимо, будут такие, которые получат на достаточно толстых пластинах, когда повышенные давления химпика полностью затухают, и на зарядах довольно большого диаметра и длины. Последнее связано с тем, что в этом случае спад массовой скорости в волне расширения за точкой Чепмена — Жуге детонационной волны и ее аналога в металле будет мал и существенное отличие толщины пластины, на которой производятся измерения, от той толщины, которая соответствует положению точки Чепмена — Жуге, не повлияет заметно на результат.

Отмеченным требованиям в полной мере удовлетворяют данные работы [7] (толщина пластины $l = 2,5 \text{ мм}$, увеличение или уменьшение l на $\sim 2,5 \text{ мм}$ не влияет на результат). Массовая скорость в меди получена на толщине пластины 5 мм , что, видимо, также близко к

Экспериментальные значения массовой скорости в указанных средах от зарядов гексогена некоторых плотностей следующие: $U_{Al} = 1,84 \text{ км/сек}$ при $\rho_1 = 1,767 \text{ г/см}^3$, $U_{Cu} = 1,0 \text{ км/сек}$ при $\rho_1 = 1,72 \text{ г/см}^3$ [8], U_P равно 3,16 и 1,9 км/сек при ρ_1 равном 1,7 и 1,0 г/см³ соответственно. В металлах эти значения массовых скоростей получены методом откола [7], в парафине — электромагнитным методом [9] по точке излома профиля $U=U(t)$ на границе раздела ВВ — парафин. Следует отметить, что при экспериментальном определении массовых скоростей в металлах методом откола возможно существенное искажение результата за счет влияния химпика и отраженной ударной волны.

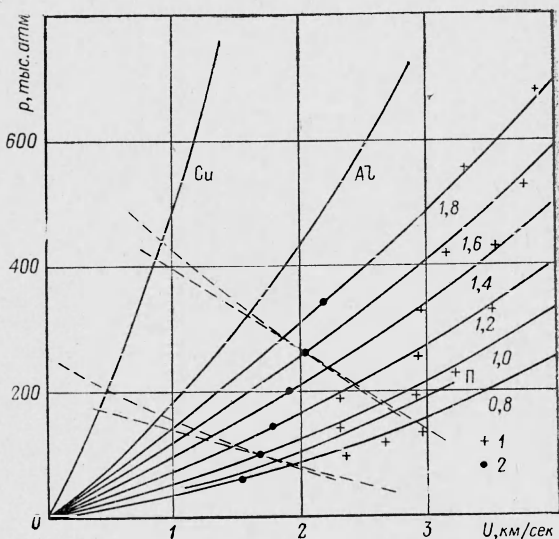


Рис. 2. Ударные адиабаты детонации гексогена и некоторых твердых веществ в $p-U$ -координатах.

1 — расчет по формуле $p = A \rho^n$; 2 — точки Чепмена — Жуге.

Таблица 2

$\rho_1, \text{г/см}^3$	$U_{Al}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$p_{Al}, \text{тыс. атм}$	$U_{Cu}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$p_{Cu}, \text{тыс. атм}$	$U_{п}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$p_{п}, \text{тыс. атм}$
1,75	1,85	393,0	1,08	528,0	3,00*	190,0*
1,60	1,62	324,0	0,92	440,0	2,76	170,0
1,40	1,38	272,0	0,79	355,0	2,47	142,0
1,20	1,14	208,0	0,62	266,0	2,12	114,0
1,0	0,90	160,0	0,48	200,0	1,82	92,0
0,8	0,68	116,0	0,34	140,0	1,47	68,0

* $\rho_1 = 1,7$.

состоянию Чепмена — Жуге. Сопоставление приведенных выше расчетных и экспериментальных значений массовых скоростей показывает, что они совпадают в пределах точности, которая достигнута в эксперименте (3—5%). Пользуясь найденными ударными адиабатами ПД гексогена, с такой же точностью можно рассчитывать кинематические параметры ударных волн и в других средах.

Представляет интерес оценить точность часто применяемых упрощенных расчетов параметров ударных волн в $p-U$ -координатах с использованием вместо ударных адиабат ПД прямых $\rho_1 D$ (D — скорость детонации). Очевидно, что погрешность таких расчетов зависит от отношения между плотностью и сжимаемостью продуктов детонации и среды. На рис. 2 штрихами показаны зеркальные отображения ударных адиабат ПД и прямых $\rho_1 D$ для зарядов гексогена $\rho_1 = 1,6 \text{ г/см}^3$ и $\rho_1 = 1,0 \text{ г/см}^3$, проведенных через соответствующие точки Чепмена — Жуге. В парафине, как видно из рисунка, они дают практически одинаковые значения U и p . В Al при использовании прямых $\rho_1 D$ получают заниженные значения p на $\sim 3\%$ от зарядов $\rho_1 = 1,6 \text{ г/см}^3$ и на $\sim 8\%$ при $\rho_1 = 1,0 \text{ г/см}^3$. На меди эти расхождения еще больше и составляют приблизительно 7 и 12% при ρ_1 , равном 1,6 и 1,0 г/см^3 соответственно. Эти сравнения говорят о том, что использование вместо ударных адиабат ПД прямых $\rho_1 D$ для расчета параметров ударных волн в различных средах может привести к существенным ошибкам.

Проанализируем теперь другой метод приближенного построения ударных адиабат ПД, в котором используется степенная зависимость между давлением и плотностью (формула (5)). Константы A и n , входящие в (5), определяются по параметрам в точке Чепмена — Жуге. Как видно из табл. 1, при больших значениях p (150—300 тыс. атм) и p и U на линиях (5) отличаются от значений, рассчитанных по уравнениям (2) и (3), для одинаковых ρ . Однако в координатах $p-U$ в диапазоне давлений, в котором производился расчет, кривые (5) и ударные адиабаты ПД совпадают с точностью $\sim 3\%$. Это обстоятельство очень важно, так как отмеченный выше графический метод расчета кинематических параметров среды обычно производится в $p-U$ -координатах. При меньших давлениях ($50 < p_* < 100$ тыс. атм) различие в ходе соответствующих кривых становится более заметным и в $p-U$ -координатах. Это наглядно видно из рис. 2. При p_* , равном приблизительно 100 тыс. атм и ниже, n уже заметно падает [1]. Если на линии (5) считать параметр n зависящим от плотности и чисто формальным путем подставлять в (5) переменные значения $n(\rho)$, определенные экспериментально по точкам Чепмена — Жуге, то рассматриваемые кривые практически совпадают и в этом случае.

Таким образом, в диапазоне давлений, где $n = \text{const}$ или зависимость $n = n(\rho)$ известна, политропа (5) может быть успешно использована для расчета параметров отраженных ударных волн с достаточной точностью.

Ударные адиабаты, рассчитанные двумя методами в переменных $p - U$, совпадают несмотря на то, что уравнение состояния (3) имеет мало общего со степенной зависимостью p от ρ . Даже при высоких давлениях тепловая часть давления не меньше упругой, для которой, собственно, и принимается степенная зависимость p от ρ . Однако, как отмечалось в [10], произведение $T\varphi(\rho, T)$ в выражении для тепловой части давления $p_T \sim \rho T\varphi(\rho, T)$ на линиях постоянной энтропии также оказывается почти степенной функцией ρ , а изменение энтропии в отраженных волнах при рассматриваемых амплитудах мало.

Предполагая, что аналогичная картина будет наблюдаться и для других ВВ, можно рассчитывать их ударные адиабаты на основе данных о зависимости p , ρ и n в точках Чепмена — Жуге от ρ . Для троти-

Таблица 3

$\rho_1, \text{ г/см}^3$	$U, \text{ км/сек}$			
	медь		алюминий	
	расчет	эксперимент [8]	расчет	эксперимент [12]
1,59	0,70	0,71	1,22	1,2
1,45	0,58	0,60	1,05	—
1,35	0,50	0,50	0,93	—

ла при давлениях, отвечающих плотности заряжения 1,3—1,6 г/см^3 , и при более высоких давлениях показатель политропы можно считать постоянным и равным 3,3 [9]. Зависимость скорости детонации от ρ_1 в этом диапазоне плотностей имеет вид: $D = 1872 + 3187 \rho_1 \text{ м/сек}$ [11]. Этих данных достаточно для определения параметров детонации и построения ударных адиабат по зависимости типа (5). В координатах

$p - U$ ударные адиабаты ПД зарядов тротила $\rho_1 = 1,3 : 1,6 \text{ г/см}^3$ имеют вид:

$$p = kU + 4U^2 + 1,2U^3 \text{ тыс. атм,}$$

$$k = 110,7 \rho_1 - 74.$$

Графическое решение с использованием этих адиабат дает значения массовой скорости в алюминии и меди, представленные в табл. 3. Рассчитанные и экспериментальные значения U совпадают с точностью 3,5%.

На рис. 3 приведены зависимости температуры от давления на ударных адиабатах при различных плотностях заряжения. Форма

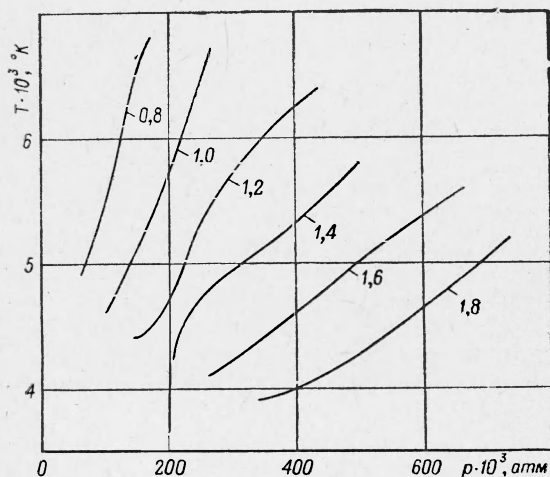


Рис. 3. Зависимость температуры от давления на ударных адиабатах продуктов (цифрами на кривых показаны плотности заряжения).

кривых зависит от ρ_1 . Сильное изменение температуры на ударной адиабате при сравнительно небольших p (50 — 150 тыс. атм, $\rho_1 = 0,8—1,2 \text{ г/см}^3$) объясняется тем, что при этих давлениях температура выше, чем при более высоких давлениях, и коэффициент Грюнайзена переменный.

Качественно такая же картина разогрева, по-видимому, будет наблюдаться и для самого ВВ, сжатого во фронте детонационной волны, так как использованные уравнения состояния пригодны и для описания твердого тела. Это следует учитывать при определении параметров и особенно времени химической реакции в детонационной волне методом откола. Отраженные от металлической преграды ударные волны будут повышать давление и температуру как самого ВВ, так и продуктов в зоне реакции, что может значительно ускорить разложение ВВ и нарушить структуру детонационной волны [12].

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
2. А. Я. Апин, Ю. А. Лебедев. Докл. АН СССР, 1957, 114, 4, 819.
3. К. К. Андреев, Л. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
4. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1253.
5. А. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин. Докл. АН СССР, 1958, 121, 1.
6. А. И. Дремин, И. А. Карпукхин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
7. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 17, 3.
8. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4.
9. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
10. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
11. M. I. Ugras, E. James a. o. Phys. of Fluids, 1961, 4, 2.
12. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 3.

УДК 532.593

ПЕРЕХОДНАЯ ЗОНА ПРОВОДИМОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТРИНИТРОТОЛУОЛА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев,
Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий

(Москва)

Известно [1, 2], что детонационная волна (ДВ) в твердых и жидких ВВ служит источником электрических сигналов в цепи, одним из элементов которой является образец детонирующего ВВ (рис. 1, а). Хайес [1] указывает на ряд возможных механизмов этого явления: диффузию, термоэлектрический эффект, контактную разность потенциалов, поляризацию ВВ. Если учесть, что омическое сопротивление перед фронтом ДВ не менее 10^{10} ом , а эффективное сопротивление переменной емкости, образованной фронтом ДВ и измерительным электродом,