

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов
(Москва)

Экспериментальное измерение параметров детонации необходимо при решении таких важных вопросов теории детонации, как построение уравнения состояния продуктов взрыва и характер химического превращения взрывчатого вещества в детонационной волне.

Основная масса имеющихся экспериментальных данных касается зависимости скорости детонации (D) от начальной плотности ВВ (ρ_0) и диаметра заряда (d) при сравнительно небольших значениях d_{\max} , что зачастую связано с ограниченными возможностями лабораторных исследований.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального определения скорости детонации, массовой скорости (u_1) и давления (p_1) в плоскости Чепмена—Жуге и ширины зоны химической реакции (a) в тринитротолуоле (ТНТ) различной начальной плотности в широком интервале изменения диаметра заряда: от d , близких к критическому значению, до $d=600$ мм. Для определения этих параметров на зарядах, диаметр которых не превосходил 100 мм, использовался электромагнитный метод [1—3]. Параметры детонации зарядов больших диаметров получены посредством метода откола [4]. В большинстве опытов, особенно при d , близких к $d_{кр}$, измерение u , a и D производилось одновременно в каждом опыте.

Длина зарядов, как правило, была не менее 2,5—3, а вблизи $d_{кр}$, — 6—7 диаметров. Для выяснения возможной зависимости параметров детонационной волны от величины отношения длины заряда (h) к его диаметру, были проведены измерения при h/d , достигавшем 9,75.

При изготовлении зарядов малой плотности использовалась тонкая картонная оболочка. Иницирование детонации осуществлялось в большинстве случаев взрывной линзой, генерирующей волну с плоским фронтом. Заряды с $d > 100$ мм иницировались одновременно во многих точках, что также обеспечивало плоский фронт волны. В работе исследовался ТНТ: измельченный, с размером частиц $\sim 0,1$ мм, «чешуированный», с размером агрегатного зерна $\sim 0,5$ мм, смесь «чешуированного» (84%) и измельченного (16%) и прессованный.

В табл. 1 приведены значения D , u_1 , p_1 , времени химической реакции (τ), a и показателя политропы продуктов взрыва (n), полученные посредством электромагнитного метода. Значения τ и u_1 определялись по излому профиля $u = u(t)$, как было описано в работах [3, 5].

Таблица 1

d , мм	D , км/сек	u_1 , км/сек	P , тыс. атм	τ , мксек	a , мм	n
----------	--------------	----------------	----------------	----------------	----------	-----

Измельченный ТНТ ($\rho_0=1,0$ г/см³)

40	5,00	1,32	66,0	0,47	1,58	2,79
60	5,06	1,53	76,6	0,46	1,45	2,31
80	5,08	1,50	76,6	0,40	1,28	2,39
100	5,10	1,54	78,5	0,42	1,33	2,31
120	5,13	—	—	—	—	—

«Чешуированный» ТНТ ($\rho_0=1,0$ г/см³)

40	4,50	1,27	57,2	0,57	1,66	2,54
60	4,80	1,40	67,2	0,56	1,71	2,43
80	5,00	1,44	72,0	0,52	1,66	2,47
100	5,08	1,50	76,3	0,51	1,63	2,39

Смесь «чешуированного» и измельченного ТНТ ($\rho_0=0,95$ г/см³)

22,5	4,10	1,00	38,9	0,90	2,52	3,10
25	4,43	1,10	46,3	0,86	2,58	3,02
27,5	4,53	1,18	50,8	0,76	2,28	2,84
30	4,84	1,20	55,2	0,70	2,29	3,03
40	4,91	1,27	57,3	0,61	1,98	2,86
50	4,93	1,30	61,4	0,55	1,78	2,79
60	5,00	1,31	62,2	0,58	1,91	2,81

ТНТ ($\rho_0=1,59$ г/см³)

40	6,91	1,61	177,0	~0,1	~0,7	3,3
60	6,91	1,62	177,0	~0,1	~0,7	3,27
100	6,93	1,63	179,0	~0,1	~0,7	3,26

«Чешуированный» ТНТ ($\rho_0=0,8$ г/см³)

100	3,80	1,37	41,7	0,68	1,42	1,78
-----	------	------	------	------	------	------

В табл. 3 приведены результаты определения параметров детонационной волны посредством метода откола в «чешуированном» ТНТ ($\rho_0=0,8$ г/см³), а также значения $l=b$, при которых зависимость $\omega=\omega(l)$ имеет излом; ωb и $\bar{\omega}$ — скорость при $l=b$ и средняя скорость в пике.

Параметры падающей детонационной волны были рассчитаны в акустическом приближении [3, 6]. На рис. 1 показана зависимость скорости движения свободной поверхности Al пластин (ω) от их толщины (l).

Для расчета параметров ударной волны в Al была использована ударная адиабата:

$$D = (5,25 + 1,39 u) \text{ км/сек}, \quad (1)$$

зайствованная в работе [7].

При рассмотрении экспериментальных результатов прежде всего обращает на себя

внимание значительное несоответствие в значениях τ и a , полученных в «чешуированном» ТНТ ($\rho_0=0,8$ г/см³) с помощью различных методов: при $d=100$ мм давлению $p_1=41,7$ тыс. атм отвечает $\tau=0,68$ мксек (табл. 1), тогда как при $d=200$ мм давлению $p_1=51,9$ тыс. атм отвечает $\tau=0,23$ мксек (табл. 3). Такое значительное уменьшение τ невозможно объяснить увеличением давления p_1 при переходе от $d=100$ мм к

Значения p_1 , a и n рассчитаны по следующим формулам:

$$p_1 = \rho_0 u_1 D, \quad a = \tau (D - \bar{u}).$$

$$n = \frac{D}{u_1} - 1,$$

где \bar{u} — средняя массовая скорость в зоне реакции, принималась обычно равной (1,25—1,3) u_1 , так как максимальная величина скорости на ударном фронте волны (u_{10}) в большинстве случаев не превосходит (1,5—1,6) u_1 .

Результаты измерения параметров детонации ТНТ ($\rho_0=1,59$ г/см³) в зарядах $d=60$ мм различной длины представлены в табл. 2.

На основании данных табл. 2 можно сделать вывод о том, что, начиная с $h/d=2,25$ параметры детонации не меняются в пределах точности эксперимента. Это оправдывает использование в большинстве экспериментов зарядов с $h/d=2,5-3$.

В табл. 3 приведены ре-

Таблица 2

h/d	D , км/сек	u_1 , км/сек	P , тыс. атм	τ , мксек	a , мм	n
2,25	6,91	1,62	177,0	~0,1	~0,7	3,27
5,75	6,90	1,63	178,0	~0,1	~0,7	3,25
9,75	6,92	1,62	178,0	~0,1	~0,7	3,27

$d=200$ мм. Так, результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что изменение p_1 на 10 тыс. атм нигде не приводит к заметному изменению τ . Этот же результат следует и из сравнения данных табл. 3 между собой. Такое занижение значений τ (почти втрое), получаемых посредством метода откола, по-видимому, является следствием влияния отраженной ударной волны. В рассматриваемом случае динамическая жест-

Таблица 3

d , мм	D , км/сек	v , мм	ω , км/сек	$\bar{\omega}$, км/сек	u_1 , км/сек	p , тыс атм.	a , мм	τ , мксек	n
200	4,10	9,5	1,06	1,36	1,58	51,9	0,53	0,23	1,59
600	4,35	10,0	1,20	1,56	1,72	59,8	0,56	0,25	1,53

кость металла значительно превосходит динамическую жесткость ВВ, поэтому на границе раздела ВВ — металл образуется отраженная ударная волна, приводящая к заметному увеличению давления в зоне реакции падающей детонационной волны, что, вероятно, должно приводить к уменьшению τ .

На рис. 2 показана зависимость τ от среднего давления в зоне, построенная по данным электромагнитного метода для ТНТ различной начальной плотности, которая показывает, что с увеличением давления время реакции сокращается. Поэтому можно считать, что излом зависимости $\omega = \omega(l)$ вызывается возмущением, возникающим как раз в момент окончания реакции в слое ВВ, прилегающем к границе раздела, в новых условиях, определяемых амплитудой отраженной ударной волны.

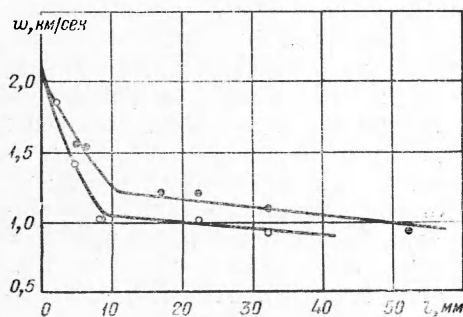


Рис. 1.

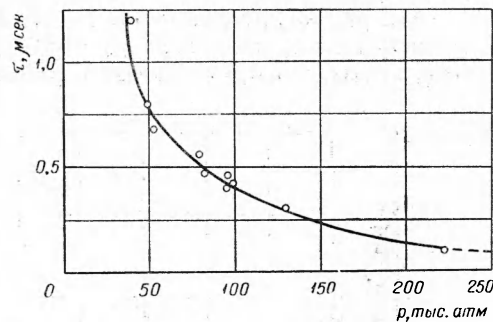


Рис. 2.

Измеренные параметры ударной волны в Al позволяют найти среднее давление в зоне реакции. Для зарядов $d=600$ мм получаем $p = 130$ тыс. атм. На рис. 2 этому давлению соответствует $\tau = 0,26$ мксек. Совпадение этого значения с приведенным в табл. 3 подтверждает правильность высказанного выше предположения и указывает на необходимость учета влияния отраженной ударной волны на достоверность результатов, получаемых посредством метода откола.

Следует заметить, что на результаты измерения параметров посредством метода откола будет влиять как соотношение динамических жесткостей ВВ и материала пластины, от которого зависит повышение давления в отраженной ударной волне, так и характер зависимости $\tau = \tau(p)$. Если предположить, что во всех ВВ эта зависимость имеет аналогичный характер и так же, как в ТНТ, при переходе к достаточно большим p заметно ослабевает, то даже при использовании Al -пластин, отраженная

ударная волна не будет оказывать существенного влияния на τ в ВВ большой начальной плотности. Метод откола должен давать в этих случаях значения параметров детонационной волны, близкие к действительным и совпадающие с результатами, полученными посредством электромагнитного метода.

В работах [3, 5] было показано, что такое совпадение действительно имеет место, но при условии отождествления плоскости Чепмена — Жуге не с состоянием в металле, отвечающим первому излому зависимости $\omega = \omega(l)$ (при $l = 1$ мм), как это было принято в ранних работах [4, 8], а с состоянием, отвечающим второму излому (при $l = 4-5$ мм), наличие которого не было отмечено в работах [4, 6] из-за недостаточной толщины использованных пластин.

Там же [3, 5] указывалось, что первый излом зависимости $\omega = \omega(l)$ может быть просто следствием самого явления откола. Для того, чтобы исключить возможное искажение $\omega = \omega(l)$ вследствие сильной зависимости толщины откольной пластины от профиля давления в детонационной волне, достаточно использовать в опытах металлические пластины, составленные из двух частей. Толщина одной из них должна быть заведомо меньше толщины откалываемой пластины и оставаться постоянной во всех опытах. Составленная из двух пластин сборка монтируется к заряду таким образом, чтобы к ВВ была обращена пластина, толщина которой изменяется при выявлении всего профиля зависимости $\omega = \omega(l)$. В этом случае, независимо от общей толщины, каждый раз вследствие искусственного откола будет двигаться пластина заранее заданной толщины, причем ω будет точно воспроизводить профиль давления в ударной волне, так как, если летящая пластина достаточно тонка, усреднения ω по толщине практически не будет.

На рис. 3 представлены две различные зависимости $\omega = \omega(l)$, полученные на зарядах ТНТ $\rho_0 = 1,59$ г/см³, $d = 40$ мм. Точками нанесены результаты, заимствованные в работе [9], полученные с использованием сплошных Al-пластин различной толщины. Кружками нанесены результаты, полученные авторами в условиях, когда в каждом опыте измерялась скорость полета Al-пластины толщиной $\delta l = 0,3$ мм. Явного излома при $l \approx 1$ мм, как это имело место раньше, не обнаружено. Единственный излом отмечен лишь при $l \approx 5$ мм. В табл. 4 приведены рассчитанные для этого случая параметры детонационной волны. Там же для сравнения приведены данные, полученные посредством электромагнитного метода.

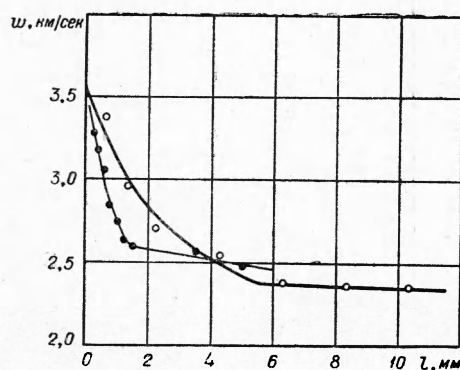


Рис. 3.

Данные табл. 4 указывают на полную тождественность параметров, определенных с помощью разных методов. Следует заметить только, что точно измерять электромагнитным методом времена реакции ВВ большой плотности не удастся, так как в этом случае завал переднего фронта осциллограммы профиля массовой скорости в детонационной волне сравним с τ .

Анализ осциллограмм зависимости $u = u(t)$ в тех случаях, когда τ намного (на порядок и больше) превосходит завал переднего фронта,

показывает, что на зависимости $u=u(t)$ в детонационной волне имеется лишь один излом.

На рис. 4 показаны осциллограммы профиля $u=u(t)$ в ТНТ $\rho_0=0,7 \text{ г/см}^3$, $d=40 \text{ мм}$ (а) и в аммиачной селитре $\rho_0=0,9 \text{ г/см}^3$, $d=75 \text{ мм}$ (б). Интервал времени между метками равен 2 мксек (а) и 10 мксек (б). Завал переднего фронта не превосходит 0,1 мксек, а интервал времени от переднего фронта до точки излома равен 1,2 мксек (а) и 3 мксек (б), причем положение этой точки определено с ошибкой, не превышающей 10%.

Таблица 4

Метод измерения	D , км/сек	u_1 , км/сек	p_1 , тыс. атм.	n	a , мм	τ , мксек
Откол . . .	6,91	1,61	178,0	3,3	0,97	0,20
Электромагнит . . .	6,91	1,60	176,0	3,3	-0,7	~0,1

Отношение массовой скорости на фронте детонационной волны (u_{10}), полученной путем экстраполяции зависимости $u=u(t)$ к $t=0$, к значению массовой скорости в точке излома (u_1) в большинстве экспериментов составляет 1,5—1,6. Если считать, что это соотношение выполнено во всех случаях детонации конденсированных ВВ, то для ТНТ $\rho_0=1,59 \text{ г/см}^3$ u_{10} должна иметь значение $\sim 2,40\text{—}2,58 \text{ км/сек}$. Расчет по экспериментальным результатам откольного метода (см. рис. 3) дает $u_{10}=2,52 \text{ км/сек}$. Такое совпадение результатов показывает, что за время $\sim 0,1 \text{ мксек}$ за фронтом волны, где профиль зависимости $u=u(t)$ не удается проследить с помощью электромагнитного

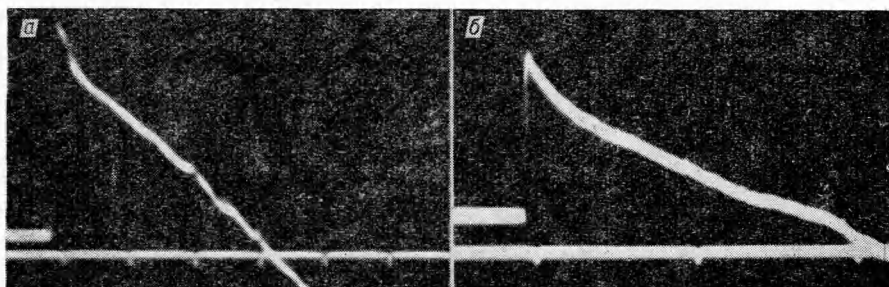


Рис. 4.

метода; в прессованном ТНТ и других высокоплотных ВВ он, по-видимому, также не претерпевает никаких изломов. Таким образом, профиль массовой скорости в детонационной волне конденсированных ВВ, как при малых, так и при больших начальных плотностях имеет четко выраженный пик, предсказанный гидродинамической теорией [10]. Его естественно принять за зону химической реакции, а положение и параметры в плоскости Чепмена—Жуге отождествить с единственным изломом зависимости $u=u(t)$ или $w=w(l)$.

Однако для строгого определения положения плоскости Чепмена—Жуге необходимо найти ту точку за фронтом детонационной волны, где выполнено условие Жуге

$$D = u + c, \quad (2)$$

где c — местная скорость звука в продуктах взрыва.

Проведенное определение скорости звука за фронтом детонационной волны в аммиачной селитре, где a достаточно велика, показывает, что в пике $u+c > D$, а за точкой излома $u+c < D$. Вблизи точки излома $u = u(t)$, величина $u+c \approx D$. Это указывает на то, что отмечаемая точка излома действительно соответствует плоскости Чепмена — Жуге.

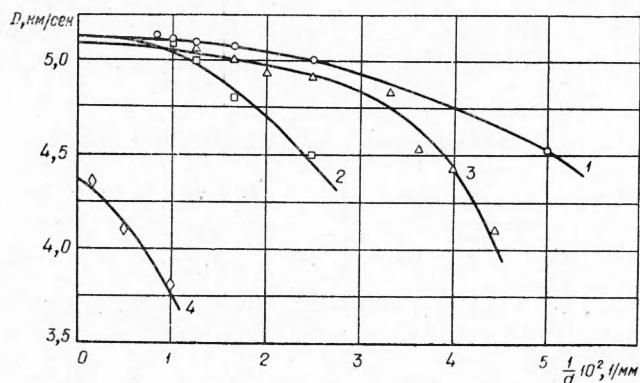


Рис. 5.

На рис. 5 представлена зависимость скорости детонации от $1/d$. Кривые 1, 2, 3, 4 относятся к измельченному ТНТ $\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$, «чешуированному» ТНТ $\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$, смеси «чешуированного» и измельченного ТНТ $\rho_0 = 0,95 \text{ г/см}^3$ и «чешуированному» ТНТ $\rho_0 = 0,8 \text{ г/см}^3$ соответственно.

Характер кривых обнаруживает сильную зависимость D от диаметра заряда при его значениях, близких к d_{1p} (8, 17 и 20 мм [11] в случаях 1, 2 и 3 соответственно). С увеличением диаметра эта зависи-

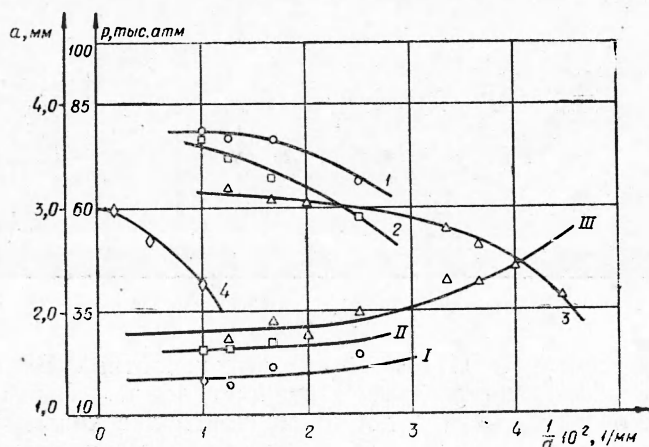


Рис. 6.

мость заметно ослабевает и, начиная с некоторого d , практически, не меняется в пределах точности эксперимента ($\sim 1\%$). Это значение D , с оговоренной точностью может быть принято за величину идеальной скорости детонации ($D_{ил}$), отвечающей заряду бесконечно большого диаметра.

Диаметр заряда, при котором достигается $D_{ил}$, существенно зависит от ρ_0 . Так, для ТНТ $\rho_0 = 1,59 \text{ г/см}^3$ (на рис. 5 не показано). Это происходит при $d \approx 15 \text{ мм}$, что соответствует $\sim 5 d_{кр}$ [11]. В случае ТНТ

$\rho_0 = 0,8 \text{ г/см}^3$ D растет вплоть до $d = \infty$, так, что практически никакое экспериментальное значение D не может быть отождествлено с $D_{ид}$ с достаточной точностью. Это обстоятельство особенно важно отметить, так как возможность ряда упрощающих предположений при построении уравнения состояния продуктов взрыва ВВ малой плотности делает их предметом особенно частых теоретических рассмотрений, справедливость которых в конечном счете оценивается степенью совпадения рассчитанных и измеренных значений D .

На рис. 6 показана зависимость давления в плоскости Чепмена — Жуге (кривые 1, 2, 3 и 4) и ширины зоны химической реакции (кривые I, II и III) от $1/d$. Нумерация кривых отвечает тем же случаям, что и на рис. 5. p_1 изменяется аналогично тому, как изменяется D при изменении диаметра заряда. В случаях 1 и 2 получаем полную тождественность параметров и состояния продуктов взрыва в плоскости Чепмена — Жуге в режиме идеальной детонации, несмотря на их заметное различие при конечных значениях d .

Рассмотрение зависимости $a = a(1/d)$ приводит к выводу о том, что даже в случае $d = \infty$ ширина зоны реакции и, следовательно, τ имеет конечное значение. Кривые I и II, несмотря на отмеченное выше очевидное совпадение параметров, сохраняют различие даже при $d = \infty$ связанное, по-видимому, с тем, что выделение одной и той же энергии происходит за разное время в ВВ различной дисперсности, причем τ увеличивается с увеличением размера частиц ВВ.

Поступила в редакцию
15/1 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, Э. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 6 (12), 1543.
2. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 6.
3. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретенников. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, 1963.
4. R. E. Duff, E. Honston. J. Chem. Phys., 1955, 23, 7, 1268.
5. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
6. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 127, 6, 1245.
7. Л. В. Альтшулер, А. А. Бакапова, Р. Ф. Трунин. Докл. АН СССР, 1958, 121, 1, 67.
8. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 17, 3.
9. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Ж. физ. хим., 1960, 34, 11, 2561—2570.
10. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
11. Л. Н. Стесик, Л. П. Акимова. Ж. физ. хим., 1959, 33, 8.