

О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ПОРИСТЫХ ВВ

E. H. Александров,
B. A. Веретенников, A. N. Дремин, K. K. Шведов
(Москва)

В настоящей работе исследовано влияние физической структуры взрывчатого вещества в заряде на параметры детонационной волны, продолжительность химической реакции (τ) и величину критического диаметра (d_{kp}). Эксперименты в основном были проведены с зарядами насыпной плотности, состоящими либо из сферических частиц баллиститного пороха НБ (60% пироксилина и 40% нитроглицерина) с удельным весом $\rho_{ud} = 1,63 \text{ г}/\text{см}^3$, либо из монокристаллов гексогена с $\rho_{ud} = 1,81 \text{ г}/\text{см}^3$. Меняющимся элементом структуры ВВ в этих опытах был поперечный размер отдельных частиц (δ). Вещество просеивалось через аналитические сита с целью достижения возможно большего приближения к монодисперсному составу. Плотность заряжания $\rho_0 = 1,0 \text{ г}/\text{см}^3$ выдерживалась с точностью не ниже 5% во всем интервале изменения δ . Заряды имели цилиндрическую форму и длину не менее трех диаметров, поэтому все измеренные параметры можно с уверенностью отнести к самоподдерживающимся стационарным режимам детонации, не зависящим от способа инициирования [1, 2]. Загружалось ВВ в бумажную оболочку, не влиявшую на параметры детонационной волны.

В описанных выше зарядах исследовалось влияние инертного наполнителя на параметры детонации и величину τ . Исследованы также особенности распространения детонации в зарядах, составленных из элементов специально выбранной конфигурации. Эти опыты подробно будут описаны ниже.

В эксперименте определялись скорость фронта детонации (D) и профиль массовой скорости $u=u(t)$. D измерялась фотохронографически посредством прибора СФР-2, а также электромагнитным методом [3, 4] на конечных базах одновременно с регистрацией профиля массовой скорости. Эксперимент в идеальном и неидеальном режиме детонации выявляет качественно подобные профили $u=u(t)$, для которых характерно наличие двух зон, разделенных точкой излома. Но если в идеальном режиме эта точка излома отвечает моменту окончания химической реакции и определяет положение точки Чепмена — Жуге, в неидеальном режиме явление заметно усложняется.

В последнем случае излом профиля $u=u(t)$ отвечает либо моменту окончания реакции в данных условиях, либо моменту сильного изменения ее скорости, а совпадение точки Чепмена — Жуге с изломом уже не очевидно. Строгое ее положение как точки, где $u+\tilde{c}=D$, можно было бы определить прямым измерением скорости звука (\tilde{c}) за фронтом детонационной волны или точным совместным решением уравне-

ний газодинамики и химической кинетики. Эксперименты по определению \tilde{c} , хотя и с невысокой точностью, позволяют считать, что и в неидеальных режимах детонации, $u + \tilde{c} \approx D$, вблизи точки излома профиля $u = u(t)$. Поэтому в дальнейшем как в идеальных, так и неидеальных режимах детонации время химической реакции (τ) и параметры Чепмена — Жуге (массовая скорость u_1 и давление p_1) определялись по точке излома профиля $u = u(t)$, в предположении, что точка Чепмена — Жуге везде совпадает с точкой излома. Давление определялось из закона сохранения

$$p_1 = p_0 D u_1.$$

Ширина зоны химической реакции рассчитана по формуле

$$a = \tau (D - \bar{u}).$$

Средняя скорость вещества в зоне

$$\bar{u} = \frac{u_{10} + u_1}{2},$$

где u_{10} — массовая скорость на фронте волны. В рассматриваемых случаях для идеальных и близких к ним режимов соблюдается отмечавшееся ранее [2, 3, 5] соотношение $u_{10} = 1,5 \div 1,6 u_1$. Для НБ с $\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$ это соотношение изменяется при переходе к пределу:

$$u_{10 \text{ кр}} \approx 2,2 u_{1 \text{ кр}}.$$

Показатель политропы продуктов взрыва определен как

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

Все экспериментальные результаты собраны в табл. 1 и 2.

Зависимость D и u_1 от диаметра заряда для НБ и гексогена показана на рис. 1 и 2. Параметры детонационной волны при уменьшении диаметра заряда падают, а время и ширина зоны химической реакции (a) увеличиваются. Этот результат качественно согласуется с принципом Ю. Б. Харитона [6], однако, как показывает эксперимент, а все еще значительно меньше $d_{\text{кр}}/2$, и изменению $d_{\text{кр}}$ под влиянием меняющейся структуры ВВ не отвечает изменение $\tau_{\text{кр}}$, определяемое соотношением

$$d_{\text{кр}} \approx 2 \tilde{c} \tau.$$

В случае НБ изменение размера частиц ВВ в довольно широком диапазоне позволило выявить интересную деталь, состоящую в том, что изменение δ влияет не только на величину $d_{\text{кр}}$, но и на критические параметры детонации, которые тем ниже, чем больше δ .

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что наименьшее значение показателя политропы ПВ отвечает идеальному режиму, т. е. максимальным для данной плотности заряжания давлениям. Уменьшение диаметра заряда и соответственно давления в точке Чепмена — Жуге влечет за собой увеличение n , достигающего наибольшего для каждого размера частиц значения в критическом режиме детонации, причем большее $n_{\text{кр}}$ отвечает более высокому давлению $p_{1 \text{ кр}}$. Как отмечалось

Таблица 1

ВВ	$\delta, \text{мм}$	$\rho_o, \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	$d, \text{мм}$	$D, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$u_D, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$P_D, \text{тыс. атм}$	$\tau, \text{мксек}$	$a, \text{мм}$	n
НБ	0,26	1,0	25	Детонация затухает 4,66 1,00 46,6 1,30 3,98 3,66					
	0,26	1,0	28	5,02 1,28 64,3 1,21 3,72 2,92					
	0,26	1,0	40	5,30 1,60 84,8 1,04 3,22 2,31					
	0,26	1,0	60						
	0,43	1,0	30	Детонация затухает 4,31 1,00 43,1 1,41 3,82 3,31					
	0,43	1,0	33	4,56 1,16 53,0 1,32 3,64 2,93					
	0,43	1,0	40	5,10 1,42 72,4 1,10 3,42 2,59					
	0,43	1,0	60	5,44 1,65 89,7 1,03 3,39 2,29					
	0,43	1,0	80						
	0,43	1,0	100	5,45 1,70 92,6 1,04 3,38 2,20					
НБ/H ₂ O (76/24)	2,0	1,0	45	— — — — — —					
	2,0	1,0	50	3,52 0,98 34,5 1,70 3,27 2,60					
	2,0	1,0	60	4,31 1,28 55,2 1,31 3,17 2,36					
	2,0	1,0	80	4,72 1,45 68,5 1,16 3,12 2,26					
	0,43	1,31	60	Детонация затухает 6,03 1,18 93,5 1,18 5,32 4,10					
	0,43	1,31	80	6,03 1,18 93,5 1,18 5,32 4,10					
	0,43	1,31	100						
	0,43	1,0	60	5,40 1,60 86,5 1,00 3,32 2,38					
	0,43	1,0	40	6,00 1,65 99,0 0,68 2,62 2,64					
	0,45	1,0	40	6,05 1,60 97,0 0,69 2,74 2,78					
Гексоген монокристаллический	1,80	1,0	18	5,03 0,88 44,3 0,82 3,18 4,72					
	1,80	1,0	22	5,14 1,16 59,8 0,80 2,90 3,42					
	1,80	1,0	30	5,80 1,45 84,3 0,75 2,90 3,00					
	1,80	1,0	40	6,00 1,58 95,0 0,67 2,50 2,80					
	1,80	1,0	60	6,45 1,50 131,0 0,72 3,24 3,30					
Гексоген микропористый	1,35	1,0	30	6,08 1,45 88,5 0,45 1,82 3,20					
	1,30	1,0							

* Воздух откачен из заряда до давления $p_0 \leq 1 \text{ м.м рт. ст.}$

Таблица 2

Конфигурация	$\rho_0, \frac{г}{см^3}$	$d, \text{мм}$	$D, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$D_h, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$D_l, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$u_{10}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
НБ стержни, $d_{01}=2 \text{ мм}$	1,30	60				
То же, с парафином	1,45	60	7,60	—	—	—
НБ стержни, $d_{02}=5 \text{ мм}$	1,30	60				
То же, с парафином	1,45	60	7,60	—	—	—
НВ слои, $h_1=3 \text{ мм}$	1,30	60	5,70	5,60	6,40	2,10
То же, с парафином	1,45	60	7,20	7,30	—	2,50
НБ слои, $h_2=5 \text{ мм}$	1,30	60	5,70	5,60	6,40	2,10
То же, с парафином	1,45	60	7,20	7,30	—	2,50
НБ сплошной	1,63	10	6,90	—	—	2,40
»	1,63	40	7,60	—	—	2,90
НБ, $\delta=2 \text{ мм}$	1,30	60	6,30	—	—	—

в работе [5], в идеальном режиме детонации величина n уменьшается с понижением давления (при уменьшении плотности заряжания).

Поведение показателя политропы при изменении давления зависит от уравнения состояния ПВ. Подробными данными о ходе зависимости $n=n(p)$ для пороха НБ в широком интервале изменения давления мы не располагаем. При уменьшении p_1 от 230 до 90 тыс. атм в идеальном режиме детонации n изменяется от 3,0 до 2,2 (см. табл. 1). Этот результат дает возможность предположить, что при меньших давлениях, которые могли бы быть достигнуты понижением плотности заряжания, величина показателя политропы упадет еще ниже. Увеличение n при понижении p_1 в неидеальных режимах детонации является, по-видимому, следствием влияния теплопотерь. Возможно, это

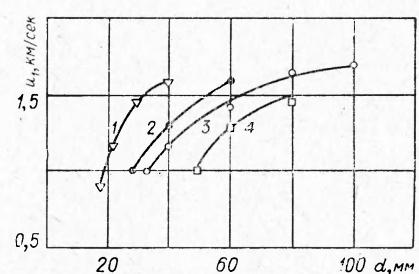
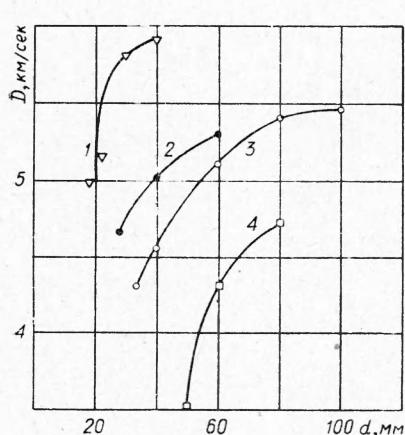


Рис. 2. Зависимость массовой скорости в точке Чепмена—Жуге от диаметра заряда. (Обозначения точек см. на рис. 1).

Рис. 1. Зависимость скорости детонации от диаметра заряда.

1 — гексоген монокристаллический, $\delta=1,8 \text{ м.м.}$ НБ; 2 — $\delta=0,26 \text{ м.м.}$; 3 — $\delta=0,43 \text{ м.м.}$; 4 — $\delta=2 \text{ м.м.}$

влияние приводит к изменению состава ПВ в сравнении с идеальным режимом при тех же параметрах. Может также оказаться, что часть ВВ в зоне реакции совсем не разлагается. В таком случае в интересующий нас момент времени — точка излома профиля $u=u(t)$ — имеем дело с веществом, представляющим собой смесь газообразных ПВ и неразложившейся конденсированной фазы. Тогда

$$n = f n_{\text{ПВ}} + (1 - f) n_{\text{ВВ}},$$

где f и $n_{\text{пп}}$ — глубина превращения ВВ и показатель политропы газообразных продуктов взрыва; $n_{\text{вв}}$ — показатель политропы твердой фазы. Наличие уравнения состояния каждой фазы позволило бы оценивать глубину превращения в неидеальном режиме детонации.

Предметом дальнейшего обсуждения будет связь времени реакции с исходным размером частиц ВВ в зарядах малой плотности.

В настоящее время для описания механизма превращения негомогенных конденсированных ВВ широко используется модель взрывного горения, в основе которой лежит гипотеза об определяющей распространение детонации роли струй горячих ПВ, проникающих в полости между частицами ВВ. Считается, что эти ПВ и нагретый при сжатии пор газ поджигают частицы ВВ с поверхности, которые затем горят со скоростью, отвечающей температуре и давлению в зоне реакции [7]. Несколько иные представления развиты в работе [8], где источником, способным инициировать реакцию разложения, считается также разогрев в точках контакта отдельных частиц при упаковке в ударной волне. Согласно модели взрывного горения в одинаковых условиях (равенство температур и давлений), время реакции определяется исходным размером частиц. Экспериментальным же подтверждением ее справедливости принято считать известный факт влияния исходного размера частиц или концентрации примесей в однородных ВВ на величину $d_{\text{кр}}$ [9, 10].

Гораздо более достоверным критерием могли бы, на наш взгляд, явиться результаты прямого определения времени реакции во всех режимах детонации ВВ различной структуры.

На рис. 3 показаны зависимости $\tau = \tau(p_1)$ для НБ и гексогена, полученные при изменении диаметра заряда вплоть до критического. Все экспериментальные результаты описываются одной кривой (для каждого ВВ), несмотря на большое различие в исходных размерах частиц $\frac{\delta_{\text{max}}}{\delta_{\text{min}}} \approx 10$.

Поскольку ход этой зависимости не претерпевает существенных изменений во всем исследованном интервале давлений, можно считать, что и механизм разложения ВВ не меняется при переходе от одного режима детонации к другому.

Этот результат противоречит модели взрывного горения, где, как отмечалось выше, исходный размер частиц играет роль важного кинетического параметра. Гомогенный тепловой взрыв также не объясняет такой связи τ с p , так как изменение амплитуды ударного сжатия примерно втрое, наблюдаемое в эксперименте должно было бы изменить τ в силу сильной экспоненциальной зависимости $\tau = \tau(T)$ на несколько порядков, тогда как оно меняется лишь в 1,7 раза. Такой результат можно было бы объяснить и в рамках модели взрывного горения, предположив, что частицы ВВ во фронте волны дробятся до мельчайших размеров, которые при одинаковой амплитуде не зависят от исходного δ . В таком случае отличие структуры сжатого ударной волной ВВ от исходной может быть столь существенным, что связывать продолжительность реакции с исходным размером частиц было бы неверно.

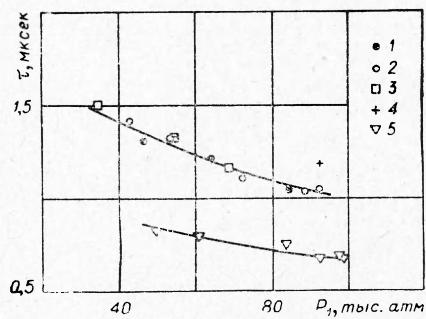


Рис. 3. Зависимость времени реакции от давления в точке Чепмена—Жуге.
НБ: 1 — $\delta=0.26$ мм; 2 — $\delta=0.43$ мм; 3 — $\delta=2$ мм; 4 — $\delta=0.43$ мм (смесь с водой);
5 — гексоген монокристаллический, $\delta=1.8$ мм.

Кроме того, дробление в результате ударного воздействия на вещество, специфика которого состоит в крайне высоких скоростях нагружения, может сопровождаться целым рядом эффектов, которые нельзя заранее исключить при построении модели детонации пористых ВВ.

По-видимому, разложение пористых ВВ в детонационной волне носит негомогенный характер и протекает под влиянием целого ряда факторов. Роль каждого из них может в определенных условиях либо возрастать, либо уменьшаться. В такой ситуации не имеет смысла отыскивать единственный механизм превращения ВВ, а следует попытаться выявить факторы, определяющие этот процесс в различных случаях. Наиболее целесообразным представляется путь изучения особенностей детонации таких зарядов, где влияние отдельных факторов либо исключено, либо заведомо усилено.

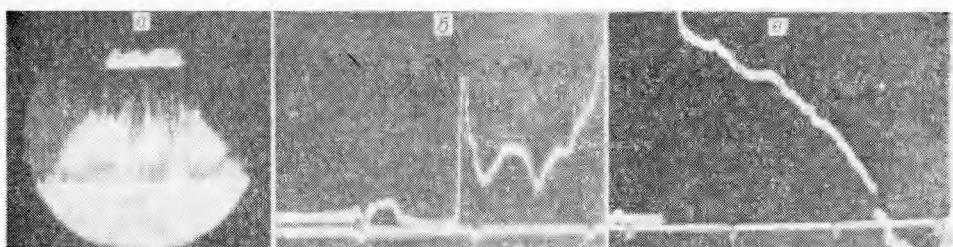


Рис. 4. Детонация зарядов НБ, составленных из отдельных стержней:
а — фотография детонирующего заряда; б — профиль массовых скоростей (электромагнитный датчик установлен в 50 мм от границы инициирования); в — профиль массовых скоростей при детонации заряда с заполненными парафином каналами (между метками 2 мкsec).

С этой целью была исследована детонация в зарядах пороха НБ двух моделей, различающихся конфигурацией и расположением отдельных составляющих заряды элементов (табл. 2).

Цилиндрические заряды первой модели имели диаметр 60 мм и были составлены из стержней пороха НБ с $\rho_{уд} = 1,63 \text{ г/см}^3$, расположенных вдоль оси заряда. Плотная упаковка обеспечивает плотность заряжания $\rho_0 = 1,30 \text{ г/см}^3$; ВВ оказывается пронизанным аксиальными каналами. Диаметры стержней $d_{01} = 2 \text{ мм}$ и $d_{02} = 5 \text{ мм}$ значительно меньше d_{kp} пороха НБ ($d_{kp} \approx 8 - 10 \text{ мм}$ [10]).

При инициировании взрывной линзой, отделенной от заряда пластины плексигласа толщиной 2 мм (пластина препятствует проникновению ПВ инициатора в каналы), у границы раздела возникает взрыв. Скоростное фотографирование показывает, что вдоль оси заряда распространяется процесс с интенсивным свечением. Его фронт намного опережает фронт другого процесса, сопровождающегося разлетом вещества в стороны (рис. 4, а). Электромагнитный датчик также регистрирует два массовых потока, заметно разделенных во времени (рис. 4, б). Трактовка этой картины не вызывает затруднений. Очевидно, что интенсивное свечение на фотографии и первый сигнал на осциллографме отвечают истечению по каналам продуктов взрыва; разлет же вещества в стороны и второй более интенсивный сигнал от электромагнитного датчика отвечают процессу, который и является собственно детонацией.

В зарядах такой конфигурации детонация не распространяется устойчиво, причем уменьшение поперечного размера элементов приводит к более быстрому прекращению детонации (180—200 мм при $d_{02} = 5 \text{ мм}$ и 90—100 мм при $d_{01} = 2 \text{ мм}$ от границы инициирования).

Если каналы заполнить парафином, заряды детонируют устойчиво со скоростью 7,60 км/сек, не зависящей от величины d_0 . Наполнитель в этом случае препятствует опережающему фронту детонации истечению ПВ, профиль $u=u(t)$ принимает обычный вид (рис. 4, в), а величина D указывает, что, по-видимому, процессы в каждом элементе заряда становятся тождественными процессам при детонации сплошных зарядов НБ с $\rho_0=1,63 \text{ г}/\text{см}^3$ большого диаметра, для которых $D=7,60 \text{ км}/\text{сек}$.

Детонация распространяется устойчиво и в зарядах $d=60 \text{ мм}$, $\rho_0=1,30 \text{ г}/\text{см}^3$, составленных из отдельных частиц НБ с $\delta=2 \text{ мм}$. Эти результаты показывают, что не только благоприятные условия кондуктивного теплообмена потока ПВ с непрореагировавшим ВВ (аксиальные каналы обеспечивают оптимальную газопроницаемость вещества при данных ρ_0 и размере отдельных элементов d_0) являются решающим фактором, определяющим возможность стационарного распространения детонационной волны.

При торможении опережающего фронта детонации потока продуктов взрыва на преграде в последней возникает ударная волна большой амплитуды. Так, если коаксиальный канал с диаметром 10 мм в заряде НБ с $d=40 \text{ мм}$ перекрыть слоем парафина, амплитуда ударной волны в парафине составит 132 тыс. атм при длине канала 50 мм и 81 тыс. атм — при длине канала 100 мм (давления получены с помощью адиабаты парафина [11] по измеренным электромагнитным методом значениям массовой скорости). Таких давлений может оказаться достаточно для инициирования детонации, если преградой потоку окажется ВВ.

В работе [12] показано, что при определенных условиях в зарядах с коаксиальным каналом, который периодически перекрыт слоями ВВ, можно получить среднюю скорость детонации, значительно превышающую D для сплошного заряда данного ВВ.

Можно предполагать, что при небольшой глубине проникновения струй ПВ в детонирующем ВВ насыпной плотности с хаотически расположеннымными частицами, при их торможении разовьются давления, практически не отличающиеся от средних давлений во фронте детонации. Это подтверждают результаты экспериментов с модельными зарядами второго типа.

Такие заряды состояли из отдельных пластин того же пороха НБ диаметром 60 мм, располагаемых нормально оси заряда. Пластины были разделены промежутками с тем, чтобы обеспечить плотность заряжания $\rho_0=1,30 \text{ г}/\text{см}^3$, как и в описанном выше случае. При толщине пластин $h_1=3 \text{ мм}$ и $h_2=5 \text{ мм}$ зазоры менялись от $l_1=0,8 \text{ мм}$ до $l_2=1,3 \text{ мм}$ соответственно. В табл. 2 приведены средняя скорость детонации (фотохронограмма не позволяет измерить отдельно скорость процессов в зазоре и слое ВВ) и массовая скорость вещества во фронте волны в каждом слое. Параметры Чепмена — Жуге не определены из-за сложной структуры профиля $u=u(t)$. Кроме того, была измерена скорость детонации в отдельном слое ВВ (D_h). Величина $D_h=5,60 \text{ км}/\text{сек}$ значительно ниже скорости детонации НБ с $\rho_0=1,63 \text{ г}/\text{см}^3$ ($D=7,6 \text{ км}/\text{сек}$); ниже и значение массовой скорости во фронте волны ($u_{10}=2,10 \text{ км}/\text{сек}$ и в пределах точности эксперимента не меняется на толщине слоя).

Таким образом, по каждому слою ВВ в этом случае распространяется процесс, существенно отличный от идеального режима детонации в НБ с $\rho_0=1,63 \text{ г}/\text{см}^3$. Кроме того, скорость $D=5,7 \text{ км}/\text{сек}$ оказывается значительно ниже скорости детонации заряда НБ с $\rho_0=1,3 \text{ г}/\text{см}^3$, составленного из отдельных частиц с $\delta=2 \text{ мм}$ (см. табл. 2).

Измеренные значения D и \bar{D}_h дают возможность рассчитать скорость передачи детонации от слоя к слою при данной геометрии заряда ($D_t = 6,4 \text{ км/сек}$). Легко показать, что амплитуда ударной волны в каждом слое при $p_{10} = 190 \text{ тыс. atm}$ (см. табл. 2) является результатом торможения на поверхности ВВ потока, в котором плотность намного выше, чем за фронтом ударной волны в воздухе, распространяющейся с той же скоростью. В зарядах такой конфигурации, кроме ударного воздействия, не исключается возможность нагрева поверхности слоя ВВ излучением и поджигание за счет кондуктивного теплообмена с горячими ПВ. Однако профиль $u=u(t)$ показывает, что интенсивное разложение ВВ идет лишь вслед за скачком давления без видимой задержки.

Если промежутки между слоями ВВ заполнить парафином, возрастают средняя скорость детонации и массовая скорость u_{10} в слое НБ ($D=7,2 \text{ км/сек}$ и $u_{10}=2,7 \text{ км/сек}$). Средняя скорость волны на толщине слоя ($D_h=7,3 \text{ км/сек}$) также выше, чем в зарядах с незаполненными промежутками. Это является свидетельством интенсификации процесса разложения ВВ. Передача детонации от слоя к слою в этом случае осуществляется за счет лишь ударного воздействия; контакт ПВ с поверхностью нереагирующего ВВ совершенно исключен. Этот результат показывает, что и в зарядах с воздушными зазорами между слоями ВВ процесс распространения детонации определяется ударным сжатием вещества во фронте волны.

Заполнение водой полостей между частицами НБ в заряде насыпной плотности ($\delta=0,43 \text{ mm}$) приводит к изменению динамических параметров и времени химической реакции (см. табл. 1). Но вместе с тем следует отметить, что τ увеличивается незначительно в сравнении с теми же давлениями при детонации ненаполненных водой зарядов (см. рис. 3). Если бы процесс разложения ВВ в зоне реакции определялся поджиганием частиц с поверхности продуктами детонации, следовало ожидать большего различия в τ , чем отмечено в эксперименте. Откачка воздуха, заполняющего полости в насыпном заряде НБ, до давления $p_0 \leq 1 \text{ mm rt. st.}$ не влияет ни на параметры детонации, ни на время химической реакции (см. табл. 1). Такой результат исключает существенную роль поджигания частиц ВВ с поверхности нагретым при сжатии газом в процессе разложения ВВ в зоне реакции детонационной волны.

Все приведенные выше данные позволяют сделать вывод о том, что при детонации пористых зарядов НБ и гексогена (и, по-видимому, других ВВ подобной структуры) ведущая роль в распространении химического превращения принадлежит ударной волне. Роль потока ПВ в незаполненные веществом полости в основном сводится к ударному воздействию на частицы ВВ, за счет чего и инициируется реакция.

Профиль давлений показывает, что во фронте происходит упаковка вещества до наибольшей плотности, причем времена упаковки существенно меньше времени реакции. В процессе упаковки возможна появление очагов разогрева в точках первоначального контакта и при соударении отдельных частиц ВВ.

Очевидно, что при сжатии пористого твердого вещества давление во фронте ударной волны распределено неравномерно.

Если в газах и жидкостях негладкость фронта детонационной волны является следствием реакционно-кинетических свойств ВВ [13—15], то в неоднородных твердых ВВ это связано с их исходной структурой.

При ударном сжатии инертного неоднородного вещества структура фронта волны определяется как различием в динамических

свойствах отдельных компонентов, так и размером элементов, составляющих образец.

Детонация пористых ВВ отличается от этого случая наличием ПВ, которые могут проникать в полости между еще непрореагировавшими частицами ВВ. Такое истечение ПВ может происходить со скоростями, значительно превосходящими среднюю скорость детонационной волны. Это приводит к размыванию ударного фронта в направлении распространения волны. Размер такой неоднородности (высота Δx) определяется соотношением скоростей детонации (D) и истечения ПВ (w), а также размером частиц ВВ (δ).

Когда размер полости соизмерим с δ и по частице ударная волна распространяется со скоростью D вдоль оси заряда, максимальное значение Δx будет определено разницей положений фронта этой волны и фронта потока ПВ в момент времени

$$t \simeq \frac{\delta}{w},$$

по истечении которого поток ПВ тормозится. Тогда

$$\Delta x \simeq \delta(1 - D/w).$$

Минимальная величина отношения $\frac{D}{w} \simeq 0,5$ достигается при расширении ПВ в вакуум [16], и это дает $\Delta x_{\max} \simeq 0,5 \delta$. В реальных условиях при детонации пористых ВВ степень расширения ПВ в полости меньше и Δx также будет меньше.

Заполнение полостей веществом более плотным, нежели газ, уменьшает величину Δx , которая будет определяться в этом случае соотношением динамических сжимаемостей ВВ и наполнителя.

Поскольку в заполняющих полости ПВ давление несколько ниже, чем в нагруженных ударной волной частицах ВВ, то по последним идут волны разрежения. В то же время в несжатое вещество поток ПВ посыпает ударную волну, амплитуда которой максимальна при лобовом торможении.

Размер неоднородности ударного фронта в плоскости, нормальной направлению распространения детонации (ширину), определяет глубина проникновения волны разгрузки в сжатое вещество за то же характерное время $t = \delta/w$ (момент достижения максимальной высоты):

$$\Delta y \simeq \delta/w \sqrt{\tilde{c}^2 - (D - u_{10})^2}.$$

Принимая, как и выше, $w = 2D$, $\tilde{c} = D$, для $D = 5,45 \text{ км/сек}$ и $u_{10} = 2,70 \text{ км/сек}$ (см. табл. 1), получим $\Delta y_{\min} \simeq 0,4 \delta$. Такая структура фронта способствует образованию поперечных ударных волн, в местах столкновения которых разогрев может быть значительно выше, чем при однократном сжатии. Неодномерный поток во фронте создает и очаги за счет пластического разогрева. Пластический разогрев твердого вещества лимитируется температурой плавления. В обычных условиях пластический разогрев не может обеспечить тех высоких скоростей разложения, которые наблюдаются при детонации, однако с повышением давления температура плавления значительно возрастает [17]. Кроме того, пластический разогрев может превысить температуру плавления при крайне быстром нагружении, когда релаксационные процессы отстают от выделения энергии. Негомогенный разогрев ВВ во фрон-

те детонационной волны создает благоприятные условия для возникновения и развития взрыва в отдельных горячих очагах.

Возможность развития теплового взрыва в горячих точках при нормальных условиях рассматривалась в ряде работ [18—20]. При учете только теплопроводности и без учета теплового эффекта реакции температура в центре сферической горячей точки радиуса r не падает в течение времени

$$t_m \approx 0,04 \frac{r^2 C \rho}{\lambda},$$

где ρ — плотность вещества; C и λ — теплоемкость и теплопроводность [18].

Можно считать для оценок, что размер горячих очагов не превосходит размеров неоднородности ударного фронта, т. е. $2r \leq 0,5 \delta$.

Для пороха НБ в нормальных условиях $C \approx 0,3 \text{ кал}/\text{г} \cdot \text{град}$ и $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ кал} \cdot \text{град} / \text{см} \cdot \text{сек}$ [21, 22]. В случае, когда $\delta \approx 0,05 \text{ см}$, $t_m \approx 0,01 \text{ сек}$. Время же реакции в детонации $\tau = 10^{-6} \text{ сек}$, поэтому, чтобы потери тепла в окружающую среду существенным образом повлияли на развитие реакции в очаге, коэффициент температуропроводности $(\chi = \frac{\lambda}{C \rho})$ в сжатом ударной волной веществе должен возрасти на 4—5 порядков, что маловероятно. Поскольку вещество во фронте волны нагружено неравномерно, основным фактором, лимитирующим время жизни горячего очага, следует считать проникновение волн разрежения из области меньшего сжатия. В таком случае

$$t_m \approx \frac{r}{\tilde{c}},$$

где \tilde{c} — скорость звука в сжатом веществе.

Если $\tilde{c} \approx 5,10^5 \text{ см}/\text{сек}$, при том же $\delta \approx 0,05 \text{ см}$ получим $t_m \approx 10^{-8} \text{ сек}$; эта величина уже близка к определенному экспериментально времени реакции. Но пульсации давления во фронте, по-видимому, не слишком велики в сравнении с p_{10} , и факт проникновения внутрь горячего очага волны разрежения не следует рассматривать как строгое критическое условие, означающее невозможность последующего развития взрыва в очаге, так как вследствие необратимости ударного разогрева волна разрежения не выравнивает полностью поле температур. Развитие взрыва в очагах при ударном инициировании детонации рассматривалось в работах [23, 24].

В очагах с размерами больше критических развитие реакции проходит в отсутствие теплопотерь. Подъем температуры описывается выражением

$$T = T_i + \frac{R T_i^2}{E} \ln \frac{t^*}{(t^* - 1)}$$

при $0 < t < t^*$;

$$t^* = \frac{CRT_i^2}{QZE} \exp E/R T_i,$$

где T_i — начальная температура очага; E — энергия активации; Q — тепловой эффект реакции и Z — предэкспоненциальный множитель.

Полагая для пороха НБ $Q \approx 1000 \text{ кал/г}, Z = 10^{12,6} \text{ сек}^{-1}$ [25], $E = 48000 \text{ кал/моль}$ [18] и учитывая, что нормальное значение теплопроводности $C \approx 0,3 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ в интервале температур 1000—2000° К возрастет примерно в 2,5 раза [26], оценим величину предвзрывного разогрева

$$T - T_i \approx \frac{RT_i^2}{E}.$$

При $T_i = 1000^\circ \text{К}$ $T - T_i \approx 40^\circ \text{К}$, а при $T_i = 2000^\circ \text{К}$ $T - T_i \approx 170^\circ \text{К}$. Различия в величине предвзрывного разогрева невелики. Существенно большими оказываются различия в задержках взрыва в тех же условиях.

Для $T_i = 1000^\circ \text{К}$ $t^* \approx 10^{-5} \text{ сек}$, а для $T_i = 2000^\circ \text{К}$ $t^* \approx 10^{-9} \text{ сек}$. Исходя из этих оценок можно предположить, что в случае негомогенного разогрева ВВ суммарное время разложения и сам ход выделения энергии будут определяться набором очагов разогрева (их качеством и количеством). Такая концепция позволит удовлетворительно объяснить экспериментальную зависимость $\tau = \tau(p_1)$ и изменение давления во времени в самой зоне реакции.

Воспользуемся полученным в работе [8] соотношением

$$p/p_1 \approx 1 + 0,6 \sqrt{1-f},$$

выражающим связь изменения давления в зоне реакции (p) с глубиной превращения (f). Коэффициент 0,6 введен на основании экспериментально обнаруживаемой для широкого круга ВВ закономерности $p_{10}/p_1 = 1,5 \div 1,6$ в идеальном режиме детонации.

Пусть доля прореагированного вещества меняется во времени по закону

$$f = 1 - (1 - t/\tau)^\alpha,$$

где τ — время реакции. Кривые $f=f(t/\tau)$ и $p/p_1=\varphi(t/\tau)$ при различных α показаны на рис. 5 и 6. Регистрируемому в эксперименте профилю лучше всего отвечает расчет с $\alpha=3$. Этот случай и будет рассматри-

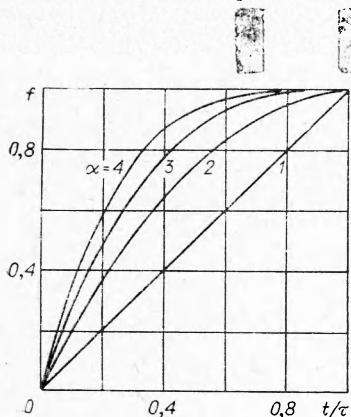


Рис. 5. Зависимость глубины превращения ВВ в зоне реакции от времени.

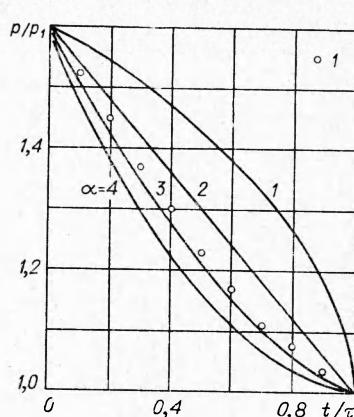


Рис. 6. Зависимость давления в зоне реакции от времени.
1 — профиль давлений в зоне реакции в идеальном режиме, для НБ, $p_0 = 1,0 \text{ г/см}^2$.

ваться ниже. Такой профиль может отвечать не только некоторому непрерывному процессу разложения, но также описывать и негомогенный процесс взрыва в отдельных очагах, в случае, когда их много, а различие в начальных температурах T_i невелико.

Предположим, что воздействие ударной волны на ВВ приводит к образованию таких очагов, что взрыв в них происходит через $t_1^* = 0,2$, $t_2^* = 0,4$, $t_3^* = 0,6$, $t_4^* = 0,8$ и $t_5^* = 1,0$ мксек. Процесс выделения энергии в этом случае примет скачкообразный характер, когда каждому t_i^* отвечает разложение определенной доли f_i , заключенного в зоне реакции ВВ. f_i определяем по кривой $f=f(t/\tau)$: $f_1=0,49$, $f_2=0,78$, $f_3=0,94$, $f_4=0,99$, $f_5=1,0$.

При выбранных выше значениях C , Q , Z и E T_i должны изменяться от $T_1 \approx 1270^\circ\text{K}$ до $T_5 \approx 1160^\circ\text{K}$. И для того, чтобы разложение ВВ прошло таким путем, удельное приращение тепловой энергии во фронте волны должно быть

$$\Delta Q = \sum_{i=1} C \Delta T_i \Delta f_i \approx 700 \text{ кал/г},$$

где

$$\Delta T_i = T_i - T_0 \quad (T_0 = 300^\circ\text{K}), \quad \Delta f_i = f_i - f_{i-1}.$$

Эта величина не превосходит приращения внутренней энергии на ударном фронте ($\Delta e \approx 880 \text{ кал/г}$). Хотя не все Δe теплового происхождения, тем не менее можно предположить, что энергии ударного сжатия окажется вполне достаточно для обеспечения необходимого разогрева ВВ.

Совместный анализ зависимостей $f=f(t/\tau)$ и $p/p_1=\varphi(t/\tau)$ показывает, что при $t/\tau=0,6$, когда $f=0,94$, p/p_1 отличается от 1 еще на 0,16. Такая величина выходит за пределы ошибки измерения, и поэтому результат экспериментального определения профиля давлений в зоне реакции чувствителен к разложению весьма малой доли ВВ, влияющей заметным образом на суммарное время реакции.

Негомогенный характер разложения ВВ, по-видимому, и приводит к менее сильной зависимости времени реакции от амплитуды ударного сжатия, чем это должно было бы иметь место при нормальном гомогенном тепловом взрыве.

Исходный размер частиц одинакового качества при равных давлениях в зоне реакции не влияет на величину τ . Об изменении качества горячих очагов в ВВ с различными δ можно было бы судить по изменению профиля $u=u(t)$ в зоне реакции. Пока эксперимент не выявляет такие детали, но независимость полного времени реакции от δ в одинаковых условиях можно объяснить качественным подобием «слабых» очагов, лимитирующих скорость разложения ВВ. Различие в структуре отдельных частиц (например, монокристаллический и микропористый гексоген), приводит, по-видимому, к существенно разным результатам воздействия на вещество ударной волны одной и той же амплитуды, что и проявляется в заметном различии соответствующих этим случаям τ : 0,70 мксек для монокристаллического и 0,45 мксек для микропористого гексогена, $\rho_0=1,0 \text{ г/см}^3$ (см. табл. 1).

Как отмечалось выше, откачка воздуха (видимо, как и заполнение полостей между частицами НБ другими газами) не влияет на параметры детонационной волны и время химической реакции. Это можно объяснить тем, что сжатие и разогрев заполняющего полости газа при упаковке вещества не влияют на структуру ударного фронта детона-

ционной волны, механизм образования горячих очагов и условия их взрыва.

Заполнение полостей между частицами плотным инертным (невзрывчатым) веществом прежде всего заметно меняет сжимаемость среды и структуру фронта детонационной волны, а это влияет на условия образования горячих очагов и процесс химического превращения. Влияние наполнителя может привести как к уменьшению, так и к увеличению времени реакции в зависимости от его физических (а возможно, и химических) свойств. Изменением структуры фронта, вероятно, и объясняется увеличение времени реакции в водонаполненных зарядах НБ. Вода как химически активный компонент [28], по-видимому, не влияет на определяемую в эксперименте величину τ .

Эксперимент показывает, что качественно изменение критического диаметра связано с временем реакции, т. е. все факторы, увеличивающие τ , увеличивают и d_{kp} . Однако увеличение d_{kp} при увеличении размера частиц ВВ в пористых зарядах не сопряжено с пропорциональным ростом τ . Это заставляет предположить, что связь между τ и d_{kp} , определяемая соотношением Ю. Б. Харитона [6], в действительности не выполняется [4]. Вполне возможно, что связь эта намного сильнее, так что незначительные различия в τ при одинаковых параметрах в зарядах с разным размером частиц ВВ, не выходящие за пределы точности эксперимента, приводят к заметному различию в d_{kp} .

Все выводы о возможном механизме превращения негомогенного конденсированного ВВ в детонационной волне сделаны на основе детального исследования детонации гранулированного пороха НБ и гексогена. По-видимому, такой механизм имеет место и при детонации других пористых ВВ. Но в некоторых случаях возможно распространение фронта реакции и в форме горения. Однако картина качественно не изменится; только вместо «слабых» очагов с наибольшими задержками взрыва, факторами, лимитирующими скорость выделения энергии, явятся скорость горения и расстояние между очагами инициирования реакции во фронте волны.

Авторы благодарят С. Ф. Кузнецова и Е. Н. Лукьянова за помощь в проведении эксперимента.

*Поступила в редакцию
22/VI 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Cook. J. Appl. Phys., 1956, **27**, 3.
2. B. A. Веретеников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 3.
3. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретеников. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
4. К. К. Шведов, А. Н. Дремин. Сб. «Взрывное дело», № 60/17, «Недра», 1966.
5. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
6. Ю. Б. Харитон. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». Изд-во АН СССР, 1947.
7. А. Я. Апин. Докл. АН СССР, 1945, **50**, 285.
8. H. Euring, R. E. Powell, G. H. Duffey, R. B. Parlin. Chem. Rev., 1949, 45.
9. А. Я. Апин, В. К. Боболев. ЖФХ, 1946, **20**, II, 1367.
10. А. Я. Апин, Л. Н. Стесик. ПМТФ, 1965, 2.
11. А. Н. Дремин, Н. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3.
12. D. W. Woodhead, H. Titman. Explosivstoffe, 1965, 5—6.
13. К. И. Шелкин, Л. К. Трошин. Газодинамика горения. Изд-во АН СССР, 1963.
14. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, В. С. Трофимов. ПМТФ, 1963, 2.
15. A. N. Dremin, O. K. Rozanov and V. S. Trofimov. Comb. and Flame, 1963, **7**, 2.

16. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
 17. П. В. Бриджмен. Новейшие работы в области высоких давлений. ИЛ, 1948.
 18. J. Zinn. J. Chem. Phys., 1962, **36**, 7.
 19. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, **148**, 2.
 20. A. G. Merzhanov. Comb. and Flame, 1966, **10**, 4.
 21. Ф. П. Бoudin, A. D. Ioffe. Быстрые реакции в твердых веществах. ИЛ, 1962.
 22. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
 23. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1963, **6**, 375.
 24. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1965, **8**, 1811.
 25. А. И. Сербинов. Докл. АН СССР, 1959, **129**, 3.
 26. Цянь Сюэ-сень. Физическая механика. «Мир», 1965.
 27. Ю. А. Лебедев, Г. Г. Липанин и др. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
-