

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ НА СТРУКТУРУ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГЕТЕРОГЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ

А. В. Уткин, С. А. Колесников, С. В. Першин

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, utkin@icp.ac.ru

С использованием интерферометра VISAR исследованы зоны реакции в стационарных детонационных волнах в гексогене, октогене, TNETB и ZOX при различной начальной плотности. Определена критическая начальная плотность, при которой происходит качественное изменение структуры зоны реакции: ниже критической плотности регистрируется химпик, тогда как при ее превышении химпик исчезает и наблюдается рост давления. Показано, что критическая плотность при заданной дисперсности взрывчатых веществ зависит от способа прессования заряда и равна 1,73; 1,84; 1,56 и 1,71 г/см³ для гексогена, октогена, TNETB и ZOX соответственно. Сделан вывод о том, что необычная структура детонационной волны обусловлена реакцией взрывчатого вещества непосредственно во фронте ударной волны.

Ключевые слова: взрывчатые вещества (ВВ), плотность ВВ, структура детонационных волн.

Согласно классической теории [1] детонационное превращение взрывчатых веществ (ВВ) осуществляется под действием ударной волны, возбуждающей экзотермическую химическую реакцию. Поэтому стационарная детонационная волна состоит из ударного скачка и следующей за ним зоны химического превращения, в которой давление падает и вещество расширяется, т. е. формируется химпик. Заканчивается зона реакции плоскостью Чепмена — Жуге, где скорость потока вещества относительно фронта волны равна местной скорости звука. Внутри зоны имеет место дозвуковое течение, что обеспечивает поступление энергии на фронт ударной волны. Такой характер течения позволяет строго обосновать правило отбора скорости стационарной детонации. Многочисленные экспериментальные исследования подтвердили справедливость этой модели для гетерогенных ВВ. Авторы [2] показали, однако, что в агатированных гексогене и октогене вместо химпика регистрируется рост давления в зоне реакции. Косвенные подтверждения существования аналогичной структуры в высокоплотных гексогене и тэне приведены и в работах [3–6], авторы которых отмечают, что им не удалось зарегистрировать химпик. Предположение о возможности распространения стационарной

детонационной волны без химпика не соответствует классическим представлениям. Более того, неясно, реализуется ли в этом случае режим Чепмена — Жуге и как осуществляется правило отбора скорости детонации. Для ответа на эти ключевые вопросы теории необходимо, во-первых, выяснить является ли наблюдаемый режим уникальным свойством гексогена и октогена или же отражает общие закономерности, характерные для мощных ВВ, и во-вторых, определить, при какой начальной плотности и каким образом происходит изменение структуры волны. Для решения этой задачи в данной работе проведено экспериментальное исследование влияния начальной плотности на стационарную зону детонационных волн в прессованных гексогене (C₃H₆N₆O₆, RDX), октогене (C₄H₈N₈O₈, HMX), бис-(тринитроэтил)-этилендинитродиамина (C₆H₈N₁₀O₁₆, ZOX) и 2',2',2'-тринитроэтил-4,4,4-тринитробутирате (C₆H₆N₆O₁₄, TNETB).

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментов показана на вставке на рис. 1. Детонация в исследуемом ВВ инициировалась ударной волной с амплитудой более 4 ГПа, создаваемой плосковолновым генератором. Диаметр зарядов составлял 30 мм, длина изменялась от 40 до 80 мм, что обеспечивало выход детонации на стационарный

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-03-32308а).

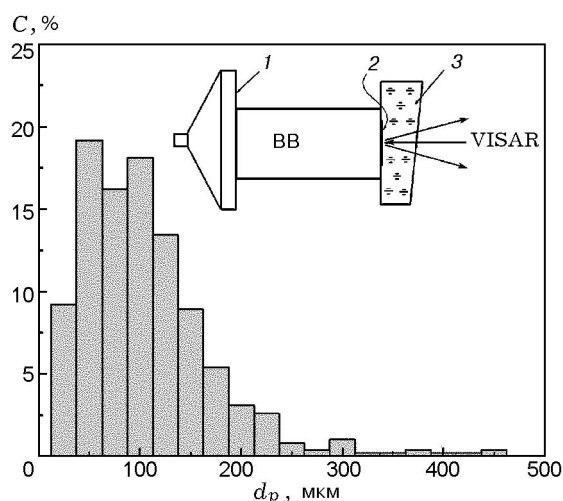


Рис. 1. Распределение частиц по размерам в исходном порошке гексогена:

на вставке показана схема эксперимента: 1 — плосковолновой генератор; 2 — алюминиевая фольга; 3 — водяное окно

режим. Волновые профили регистрировались лазерным интерферометром VISAR, имеющим временное разрешение ≈ 3 нс и точность измерения скорости ± 5 м/с. Зондирующее излучение отражалось от алюминиевой фольги толщиной $100 \div 400$ мкм, расположенной между торцом заряда и водяным окном. В экспериментах измерялась скорость движения поверхности фольги, граничащей с водой. Этот параметр отражает все детали структуры зоны реакции в детонационной волне.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Гексоген и октоген

Гексоген и октоген структурно близки, имеют одинаковый кислородный баланс (-20%) и сходные продукты реакции. Можно ожидать, что они будут проявлять общие кинетические закономерности при изменении начальной плотности.

Образцы гексогена различной начальной плотности были приготовлены из порошка со средним размером частиц $d_p \approx 80$ мкм. Распределение частиц по размерам приведено на рис. 1. Для получения начальной плотности $\rho_0 = 1,50 \div 1,74$ г/см³ в прессуемый порошок добавлялся ацетон в количестве менее 1 % по массе (состав RDX₁). Более высокая плотность (до 1,776 г/см³) достигалась увеличением ко-

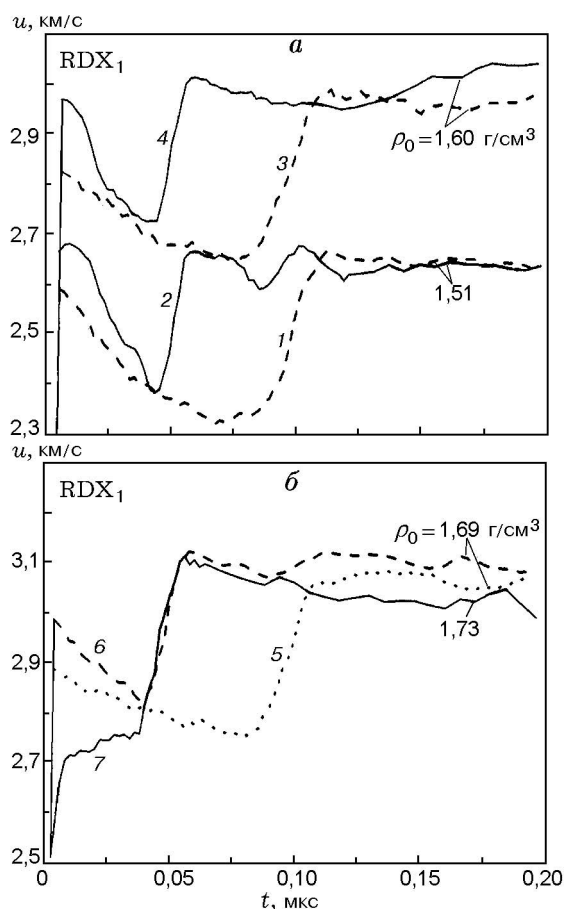


Рис. 2. Зависимость скорости движения алюминиевых фольг на границе ВВ — водяное окно от времени в опытах с RDX₁:

номера кривых соответствуют номерам опытов в табл. 1

личества ацетона до 10 % и выдержкой образцов под давлением (агатированный гексоген RDX₂).

Результаты экспериментов для RDX₁ приведены на рис. 2. В табл. 1 для каждого опыта указаны начальная плотность заряда ρ_0 , толщина алюминиевой фольги h_{Al} , отношение диаметра заряда ВВ к его длине d_{ch}/l и отмечен факт регистрации химпика или роста скорости в зоне реакции с указанием характерного времени. Точность определения последней величины не превышает ± 5 нс. При $\rho_0 < 1,72$ г/см³ регистрируется типичная для гетерогенных ВВ картина (см. рис. 2,а): после ударного скачка наблюдается спад скорости на границе фольга — вода, длительность и амплитуда которого определяются параметрами химпика в гексогене. Последующий подъем ско-

Таблица 1

Параметры экспериментальной сборки в опытах с гексогеном

№ п/п	ρ_0 , г/см ³	h_{A1} , мкм	d_{ch}/l , мм/мм	Примечания
1	1,51	400	30/45	Химпик, 70 нс (RDX ₁)
2	1,51	200	30/45	Химпик (RDX ₁)
3	1,60	400	30/45	Химпик, 70 нс (RDX ₁)
4	1,60	200	30/50	Химпик (RDX ₁)
5	1,69	400	30/40	Химпик, 70 нс (RDX ₁)
6	1,69	200	30/40	Химпик (RDX ₁)
7	1,73	200	30/52	Подъем, 30 нс (RDX ₁)
8	1,72	200	30/40	Химпик, > 40 нс (RDX ₂)
9	1,75	200	30/40	Химпик, 30 нс (RDX ₂)
10	1,776	200	30/40	Химпик, 30 нс (RDX ₂)
11	1,68	200	30/45	Химпик, > 40 нс (RDX ₁)
12	1,68	200	30/45	Химпик, > 40 нс (RDX ₁)
13	1,74	200	30/40	Подъем (RDX ₁)
14	1,74	200	30/40	Подъем (RDX ₁)

рости обусловлен циркуляцией волн сжатия и разрежения в фольге. Видно, что по мере распространения по фольге пик скорости затухает и увеличение толщины фольги от 200 до 400 мкм приводит к уменьшению его амплитуды примерно на $100 \div 200$ м/с. Поэтому для точного определения амплитуды химпика необходимо проведение экспериментов с более тонкими фольгами и последующая экстраполяция к нулевой толщине. Но это не являлось целью работы, поскольку интерес представляет эволюция качественной структуры химпика с увеличением начальной плотности, информация о которой не теряется при использовании относительно толстых фольг.

При $\rho_0 = 1,51$ и $1,60$ г/см³ (рис. 2,а) на спаде скорости отмечается излом при $t \approx 30$ нс, тогда как полная длительность пика около 70 нс. Можно поэтому говорить о существовании двух стадий разложения гексогена в детонационной волне. Ранее подобный режим наблюдался для тротила [7]. Первую, быструю стадию авторы [7] объясняли образованием газообразных продуктов реакции, а вторую, с характерным временем ≈ 200 мкс — формированием конденсированной фазы углерода. Возможно, аналогичный характер химической реакции в гексогене приводит к возникновению

изломов на профилях скорости.

С увеличением начальной плотности длительность пика скорости изменяется незначительно, а его амплитуда заметно падает, примерно от 400 м/с при $\rho_0 = 1,51$ г/см³ до 200 м/с при $\rho_0 = 1,69$ г/см³. При $\rho_0 > 1,72$ г/см³ химпик исчезает и ситуация меняется принципиально: после ударного скачка вместо спада наблюдается монотонное увеличение скорости. Соответствующий профиль скорости для $\rho_0 = 1,73$ г/см³ приведен на рис. 2,б. Необходимо отметить, что массовая скорость в конечном состоянии продуктов взрыва (при наличии химпика это точка Чепмена — Жузе) возрастает с увеличением начальной плотности, за исключением окрестности критической плотности, где наблюдается аномальный характер изменения скорости. Для $\rho_0 = 1,73$ г/см³ она такая же, как и для $\rho_0 = 1,69$ г/см³ (см. рис. 2,б), тогда как согласно проведенным экспериментам изменение плотности на $0,04$ г/см³ должно привести к увеличению скорости более чем на 50 м/с. Это можно объяснить переходом к недосжато-му режиму детонации в момент исчезновения химпика.

Результаты экспериментов для агатированного гексогена RDX₂ показаны на рис. 3, и, как видно, они принципиально отличаются

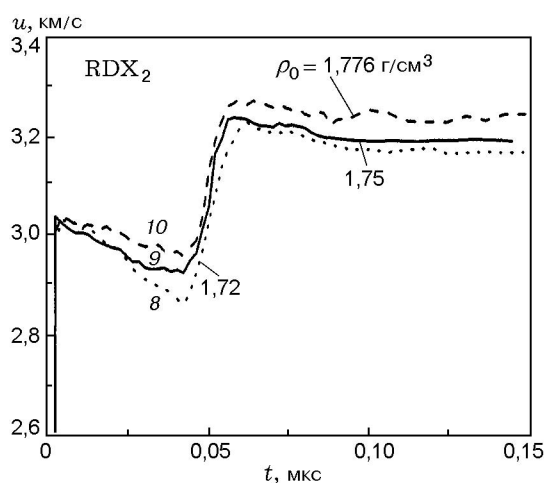


Рис. 3. Скорость движения алюминиевых фольг на границе ВВ — водяное окно в опытах с агатированным гексогеном RDX₂: номера кривых соответствуют номерам опытов в табл. 1

ся от того, что можно было бы ожидать, экстраполируя данные, полученные для RDX₁, на диапазон высоких плотностей. Во всем измеренном интервале начальных плотностей отчетливо регистрируется химпик. Его амплитуда при увеличении ρ_0 от 1,72 до 1,776 г/см³ падает примерно в два раза, и по аналогии с RDX₁ можно ожидать существование критической начальной плотности, при которой химпик в RDX₂ исчезает в окрестности $\rho_0 = 1,78$ г/см³. Этот вывод согласуется с данными авторов [2]. Отметим также, что конечная скорость при $\rho_0 = 1,72$ г/см³ (см. рис. 3) примерно на 100 м/с выше, чем в RDX₁ при $\rho_0 = 1,73$ г/см³ (см. рис. 2, б), когда исчезает химпик, что вновь подтверждает возможность существования недосжатой детонации в окрестности критической плотности.

Полученные результаты позволяют утверждать, что характер изменения параметров в зоне реакции стационарной детонационной волны существенно зависит от внутренней структуры исследуемых образцов, которая, в свою очередь, определяется не только исходной дисперсностью порошка гексогена, но и способом его прессования. Известно [8], что при прессовании частицы ВВ разрушаются и, как следствие, меняется характер их распределения по размерам. Исследование октогена [8] показало, что при этом не только изменяется относительное распределение час-

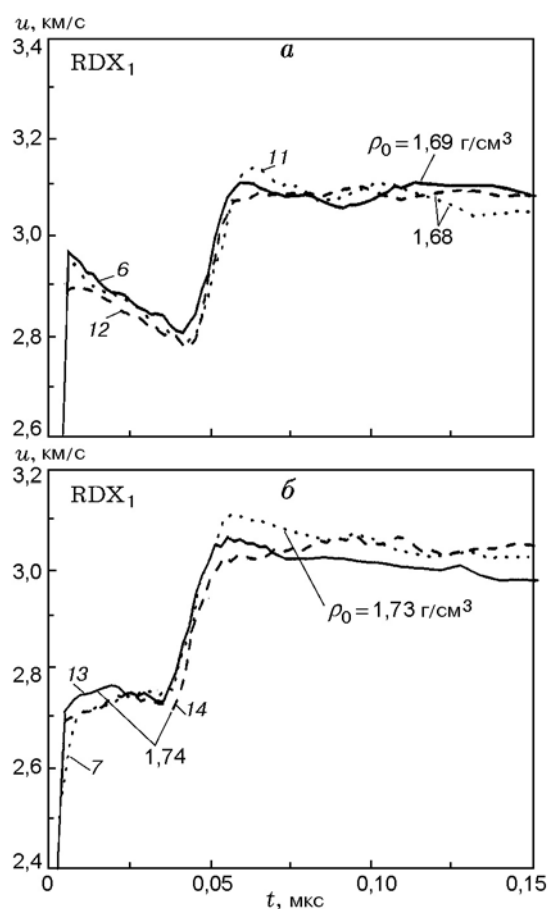


Рис. 4. Воспроизводимость экспериментальных данных в опытах с RDX₁ при начальной плотности ниже (а) и выше (б) критической: номера кривых соответствуют номерам опытов в табл. 1

тиц по размерам, но и резко уменьшается их средний размер. Условия прессования влияют, естественно, на характер разрушения частиц. Прессование с малым количеством ацетона создает большое количество потенциальных очагов реакции, что приводит к увеличению скоростей разложения ВВ и реакции значительной его части во фронте ударной волны. Вследствие этого при $\rho_0 > 1,72$ г/см³ формируется детонационная волна без химпика. Прессование с большим количеством ацетона позволяет получить ту же плотность при меньшей поврежденности частиц гексогена, что снижает скорость реакции и приводит к формированию химпика.

При исследовании гетерогенных сред всегда встает вопрос о повторяемости экспериментальных данных. В прессованных ВВ харак-

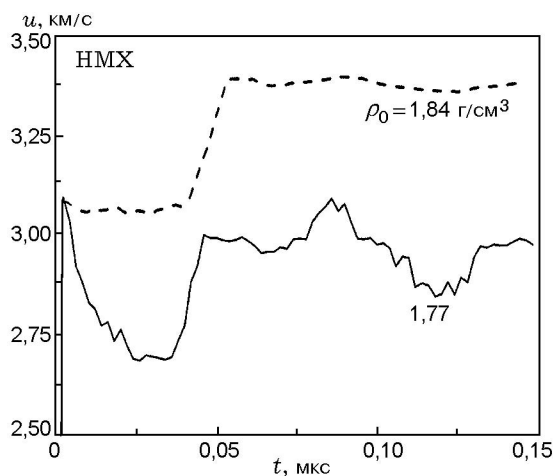


Рис. 5. Зависимость скорости движения алюминиевых фольг ($h_{Al} = 200$ мкм) от времени в опытах с HMX

терный размер пор находится в диапазоне от нескольких до десятков микрометров. Поэтому можно было ожидать, что воспроизводимость опытов будет невысокой. Однако, как видно из рис. 4, на котором приведены результаты экспериментов при плотности как ниже, так и выше критической, это не так. Профили скорости хорошо воспроизводятся не только качественно, но и количественно. Вероятно, это обусловлено несколькими причинами. Во-первых, при прохождении ударной волны по фольге, толщина которой на порядок превышает характерный размер пор, происходит частичное осреднение неоднородной структуры фронта. Во-вторых, при регистрации скорости движения фольги информация снимается с площади диаметром ≈ 100 мкм, что также приводит к осреднению. В результате регистрируемые профили скорости надежно воспроизводятся от опыта к опыту.

Аналогичные исследования проведены для октогена. Образцы прессовались из порошка, содержащего 2,5 % частиц размером более 400 мкм, 83 % — размером $160 \div 400$ мкм, 14 % — размером $63 \div 160$ мкм и 0,5 % частиц имели размер менее 63 мкм. Октоген прессуется лучше, чем гексоген, и количество ацетона, добавляемого в порошок при прессовании, не превышало 0,5 % по массе. Результаты экспериментов приведены на рис. 5. При $\rho_0 = 1,77$ г/см³ фиксируется химпик, длительность которого составляет ≈ 30 нс. При увеличении плотности до 1,84 г/см³ химпик исчеза-

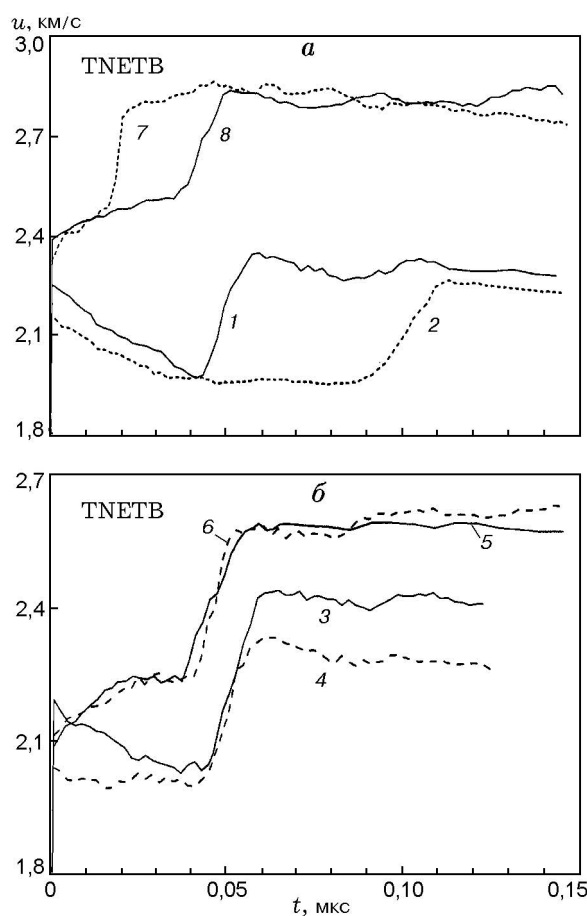


Рис. 6. Скорость движения алюминиевых фольг на границе ВВ — водяное окно в опытах с TNETB:

номера кривых соответствуют номерам опытов в табл. 2

ет, и после ударного скачка массовая скорость остается постоянной. Эту плотность, вероятно, и следует считать критической. Полученный результат хорошо согласуется с данными авторов [2], которые вместо химпика регистрировали рост давления в зоне реакции при начальной плотности зарядов октогена 1,87 г/см³.

TNETB и ZOХ

TNETB и ZOХ значительно отличаются от гексогена и октогена по содержанию кислорода, а следовательно, и по составу продуктов реакции. Первое из них — ВВ со слабоотрицательным (-4,15 %) кислородным балансом и плотностью монокристалла 1,839 г/см³ [9, 10]. Чувствительность TNETB к механическим воздействиям находится на уровне гексогена, а по теплоте взрывчатого превращения пре-

восходит его. Известные данные о зависимости скорости детонации D от начальной плотности [9, 10] могут быть аппроксимированы линейным соотношением $D = 3,87 + 3,92(\rho_0 - 0,6)$ [км/с], где плотность измеряется в г/см³. Заряды TNETВ прессуются достаточно хорошо без добавления каких-либо растворителей.

Результаты экспериментов представлены в табл. 2 и на рис. 6. При $\rho_0 = 1,48$ г/см³ (опыт 1) после ударного скачка наблюдается спад скорости примерно на 300 м/с, обусловленный наличием химпика в ВВ, длительность которого около 50 нс. Увеличение ρ_0 до 1,51 г/см³ (опыт 3) приводит к уменьшению длительности пика на ≈ 10 нс и падению его амплитуды до 200 м/с. Однако уже при $\rho_0 = 1,56$ г/см³ профиль скорости (линия 4) претерпевает качественные изменения: химпик исчезает и за скачком возникает область постоянных параметров. При дальнейшем увеличении начальной плотности ВВ сразу же за скачком регистрируется рост скорости примерно на 100 м/с за время ≈ 30 нс. Причем наблюдается хорошая воспроизводимость структуры зоны реакции как при неизменной геометрии зарядов (опыты 7, 8), так и при увеличении длины заряда в два раза (опыты 5, 6). Последнее обстоятельство является доказательством стационарного режима детонации во всех проведенных опытах. Как и в опытах с гексогеном, в TNETВ наблюдается аномальный характер изменения массовой скорости в окрестности критической плотности $\rho_0 = 1,56$ г/см³ (см. рис. 6, б): при $\rho_0 = 1,56$ г/см³ она примерно на 50 м/с ниже, чем при $\rho_0 = 1,51$ г/см³. Это можно объяснить переходом к недосжатому режиму детонации в момент исчезновения химпика.

Последним из исследованных ВВ является ZOX — мощное ВВ, полностью сбалансированное по кислороду (нулевой кислородный баланс), с плотностью монокристалла 1,87 г/см³. Зависимость скорости детонации от плотности может быть представлена в виде [10, 11] $D = 4,10 + 3,92(\rho_0 - 0,6)$ [км/с]. Аналогично TNETВ заряды ZOX прессовались без растворителей.

Результаты экспериментов приведены на рис. 7. В ZOX исчезновение химпика наблюдается при $\rho_0 = 1,71$ г/см³: после ударного скачка скорость остается практически постоянной, тогда как при меньшей плотности надежно регистрируется спад скорости, обусловленный

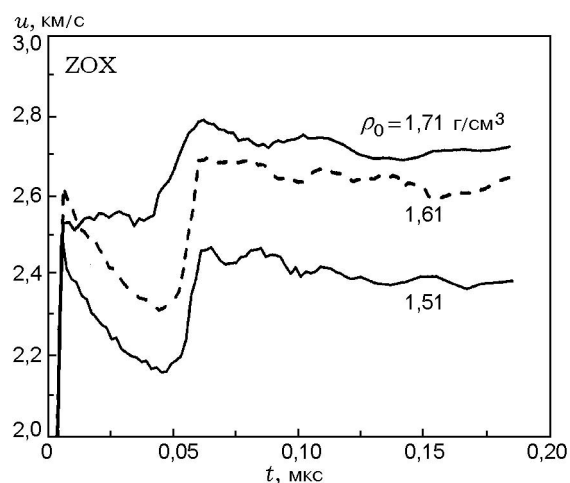


Рис. 7. Зависимость скорости движения алюминиевых фольг ($h_{Al} = 200$ мкм) от времени в опытах с ZOX

наличием химпика в ВВ. При $\rho_0 = 1,51$ г/см³ амплитуда пика равна ≈ 300 м/с, а длительность ≈ 50 нс. Увеличение начальной плотности до 1,61 г/см³ уменьшает амплитуду и длительность пика скорости примерно на 20 %.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты позволяют утверждать, что стационарная детонационная волна, в которой вместо химпика наблюдается монотонный рост параметров, формируется в ряде мощных ВВ, когда начальная плотность заряда превышает некоторое критическое значение. Это можно объяснить ростом начальной скорости разложения ВВ при увеличении плотности, если предположить, что физико-химические превращения протекают непосредственно в волне сжатия. Экспериментально обнаруженное влияние структуры заряда гексогена на критическую плотность согласуется с этим предположением. Кроме того, поскольку конечное состояние достигается в результате роста давления, оно может лежать на слабой ветви детонационной адиабаты и не быть, вообще говоря, точкой Чепмена — Жуге. Такая стационарная детонационная волна без химпика, параметры которой соответствуют недосжатому режиму, не описывается классической моделью. Тем не менее существуют подходы, в которых подчеркивается необходимость учета того обстоятельства, что непосредственно во фронте ударной волны

Таблица 2
 Параметры экспериментальной сборки в опытах с ТНЕТВ

№ п/п	ρ_0 , г/см ³	h_{A1} , мкм	d_{ch}/l , мм/мм	Примечания
1	1,48	200	30/42	Химпик, 50 нс
2	1,48	400	30/42	Химпик, 50 нс
3	1,51	200	30/42	Химпик, 40 нс
4	1,56	200	30/42	Полка
5	1,61	200	30/40	Подъем, 30 нс
6	1,61	200	30/80	Подъем, 30 нс
7	1,71	100	30/38	Подъем, > 30 нс
8	1,71	200	30/38	Подъем, 30 нс

может реагировать значительная доля ВВ и в наблюдаемых экспериментально химпиках происходит лишь «догорание» [12–14]. Влияние ширины фронта ударной волны на структуру зоны реакции анализируется в [13]. При этом основное внимание уделено тому факту, что непосредственно после ударного скачка реализуется состояние, соответствующее неравновесной ударной адиабате ВВ. Далее происходит релаксация к равновесной ударной адиабате и химическая реакция. Оба процесса в общем случае протекают параллельно, и в зависимости от соотношения их скоростей, может реализоваться как обычный детонационный режим с химпиком, так и детонационный режим без него. В работе [14] для целого ряда случаев было предсказано, что зона поступательной релаксации во фронте ударной волны может играть определяющую роль в физико-химических превращениях, которые, в основном, либо протекают в этой зоне, либо определяют характер протекания реакций за ударной волной.

Впервые структура детонационной волны в общем случае, когда временные масштабы химических процессов, определяемые скоростью химических реакций, и временные масштабы механических процессов, определяемые коэффициентами переноса (вязкости, теплопроводности, диффузии), имеют один и тот же порядок, была рассмотрена в [15, 16]. Результаты этих исследований обобщены в работах [17–19] и качественно показаны на рис. 8 в плоскости «давление — удельный объем». Модели Зельдовича [1] соответствует случай, когда состояние среды изменяется скачком от началь-

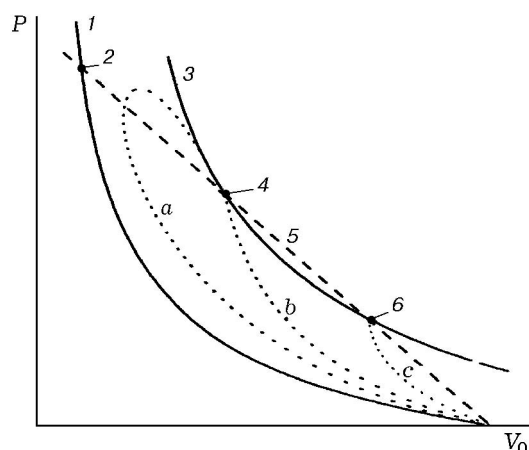


Рис. 8. Фазовые траектории изменения состояния вещества при различной начальной скорости реакции ВВ с учетом ширины фронта ударной волны, определяемой процессами переноса

ного до точки 2 на ударной адиабате ВВ (линия 1), а затем — непрерывно вдоль прямой Михельсона 5 от точки 2 до точки 4. В приведенном на рис. 8 случае конечное состояние 4 лежит на сильной ветви детонационной адиабаты 3, т. е. осуществляется пересжатая детонация. Учет конечной ширины фронта ударной волны и реакции ВВ непосредственно во фронте дает непрерывное изменение состояния среды вдоль траектории *a*, которая не совпадает ни с ударной адиабатой, ни с лучом Михельсона. Реализующийся при этом стационарный детонационный режим качественно не отличается от классического. Уменьшается лишь амплитуда химпика, и часть ВВ оказывает-

ся прореагировавшей во фронте волны сжатия. С увеличением скорости реакции амплитуда химпика падает и при некотором критическом значении амплитуды происходит качественное изменение структуры детонационного фронта: конечное состояние 4 достигается в результате монотонного роста давления (траектория *b*). При очень быстрых химических реакциях реализуется структура течения, при которой конечное состояние лежит на слабой ветви детонационной адиабаты (точка *b*), т. е. реализуется недосжатый детонационный режим. Фазовая траектория представлена на рис. 8 кривой *c*. Необходимо отметить, что если конечное состояние лежит на сильной ветви детонационной адиабаты, то правило отбора скорости детонации остается классическим, вне зависимости от наличия или отсутствия химпика: самоподдерживающаяся детонация является детонацией Чепмена — Жуге. Если же конечное состояние лежит на слабой ветви детонационной адиабаты, то скорость детонации будет определяться кинетикой химической реакции и структурой волны сжатия, а не только термодинамикой и газодинамикой, как это имеет место в классической теории детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. М.: Изд-во АН СССР, 1946.
2. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 1. С. 95–99.
3. Воскобойников И. М., Гогоуля М. Ф. Свечение ударного фронта в жидкости вблизи границы с детонирующим зарядом // Хим. физика. 1984. Т. 3, № 7. С. 1036–1041.
4. Tarver C. M., Breithaupt R. D., Kury J. W. Detonation waves in pentaerythritol tetranitrate // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, N 11. P. 7193–7202.
5. Lubyatinsky S. N., Loboiko V. G. Density effect on detonation reaction zone length in solid explosives // Shock Compression of Condensed Matter — 1997. Woodbury; New York: AIP Press, 1998. P. 743–746.
6. Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н. Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 45–64.
7. Kury J. W., Breithaupt R. D., Tarver C. M. Detonation waves in trinitrotoluene // Shock Waves. 1999. V. 9, N 4. P. 227–237.
8. Burnside N. J., Son S. F., Asay B. W., Skidmore C. B. Particle characterization of pressed granular HMX // Shock Compression of Condensed Matter — 1997. Woodbury; New York: AIP Press, 1998. P. 571–574.
9. Price D. Dependence of damage effects upon detonation parameters of organic high explosives // Chem. Rev. 1959. V. 59, N 5. P. 801–825.
10. Энергетические конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь / Под ред. Б. П. Жукова. М.: Янус-К, 1999.
11. Haishan D. Properties of bis(2,2,2-trinitroethyl-N-nitro) ethylenediamine and formulations thereof // X Symposium (Intern.) on Detonation / S. C. Schmidt et al. (Eds). AIP Conf. Proc.; V. 429. New York, 1989. P. 995–1000.
12. Трофимов В. С. О возможности ускорения реакции и диффузии в ударном фронте детонации // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка: ОИХФ РАН, 1978. С. 11–15.
13. Дремин А. Н. Открытия в исследовании детонации молекулярных конденсированных взрывчатых веществ в XX веке // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 31–44.
14. Зельдович Я. Б., Генич А. П., Манелис Г. Б. Особенности поступательной релаксации во фронте ударной волны в газовых смесях // Докл. АН СССР. 1979. Т. 248, № 2. С. 349–351.
15. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F. Theory of detonations. I. Irreversible unimolecular reaction // J. Chem. Phys. 1958. V. 28, N 6. P. 1130–1147.
16. Linder B., Curtiss C. F., Hirschfelder J. O. Theory of detonations. II. Reversible unimolecular reaction // Ibid. P. 1147–1151.
17. Вильямс Ф. М. Теория горения. М.: Наука, 1971.
18. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
19. Фикетт У. Введение в теорию детонации. М.: Мир, 1989.

Поступила в редакцию 19/IX 2001 г.,
в окончательном варианте — 6/III 2002 г.