

НЕКЛАССИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПРЕССОВАННОМ TNETB

С. А. Колесников, А. В. Уткин

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

С использованием интерферометра VISAR исследованы зоны реакции и зависимость скорости стационарных детонационных волн от начальной плотности прессованного TNETB. Показано, что существует интервал начальных плотностей TNETB $1.56 \div 1.77 \text{ г/см}^3$, в котором возможно распространение стационарной детонационной волны без предсказываемой классической теорией области повышенных давлений в зоне реакции (химпика). На зависимости скорости детонации от начальной плотности обнаружены особенности, свидетельствующие о возможной реализации в этом интервале начальных плотностей стационарного недосжатого режима. На основе известных теоретических представлений об очаговом механизме разложения гетерогенных взрывчатых веществ показано, что возможность существования стационарной детонационной волны без химпика, в том числе и стационарного недосжатого детонационного режима, а также влияние внутренней структуры заряда на реализующийся детонационный режим объясняются разложением взрывчатых веществ во фронте ударной волны.

Ключевые слова: детонация, прессованные ВВ, лазерная интерферометрия, TNETB.

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 так называемый химпик. Многочисленные экспериментальные исследования подтвердили применимость этой модели для описания детонации гетерогенных ВВ. В то же время в последние годы для некоторых мощных прессованных ВВ (гексоген, октоген, TNETB, ZOX) обнаружены [2–5] явления, не укладывающиеся в рамки классических представлений. Так, например, в работе [2] показано, что в прессованном TNETB (вещество «О») при пористости ниже 15 % (что соответствует начальной плотности заряда $\rho_0 = 1.56 \text{ г/см}^3$) вместо классического волнового профиля с химпиком регистрируется монотонный рост параметров в зоне реакции, причем наблюдаются признаки того, что данный режим может быть стационарным недосжатым детонационным режимом. Это ставит целый ряд вопросов, связанных с границами применимости классической модели детонации для описания детонации гетерогенных ВВ. В частности, не ясно, реализу-

ется ли в этом случае режим Чепмена — Жу́ге, каким образом осуществляется правило отбора скорости детонации, обязательно ли наличие области повышенных давлений в зоне реакции и т. д. Без ответов на эти ключевые вопросы теории невозможно корректно прогнозировать (в том числе и с использованием современных вычислительных методов) такие значимые с точки зрения эксплуатации и безопасности свойства ВВ, как пределы инициирования и распространения детонации, чувствительность к внешним воздействиям и другие аспекты воздействия ударных волн на ВВ. В связи с этим представляется актуальным исследование границ применимости классической модели детонации, а также поиск подходов к описанию процессов детонации за пределами этих границ. С этой целью в данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование структуры зоны реакции стационарных детонационных волн, в частности закономерностей возникновения стационарных режимов без химпика, в прессованном TNETB в широком диапазоне начальных плотностей зарядов.

TNETB (2',2',2'-тринитроэтил-4,4,4-тринитробутират, $\text{C}_6\text{H}_6\text{N}_6\text{O}_{14}$; плотность монокристалла $\rho_{\text{МК}} = 1.84 \text{ г/см}^3$) — мощное ВВ, сходное по своим детонационным характеристикам с гексогеном. Исследовались образцы, полученные путем прессования на гидравли-

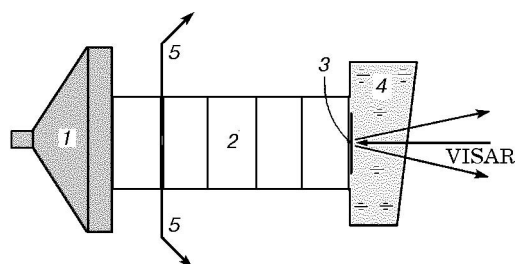


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки:
1 — плосковолновый генератор, 2 — заряд, 3 —
алюминиевая фольга, 4 — водяное окно, 5 — мед-
ный ионизационный датчик

ческом прессе (без добавления растворителей) исходных порошков TNETB со средним размером частиц $\delta \approx 80$ мкм до плотностей $1.45 \div 1.79$ г/см³.

Схема экспериментальной сборки представлена на рис. 1. Детонация инициировалась ударной волной с амплитудой более 4 ГПа, создаваемой плосковолновым генератором. Диаметр заряда 30 мм, заряд компоновался из нескольких таблеток (в разных опытах от 3 до 7) прессованного порошка ВВ. Суммарная длина заряда в разных опытах составляла $40 \div 75$ мм, что во много раз превышает расстояние выхода детонации на стационарный режим, т. е. можно с уверенностью говорить о стационарности наблюдавшихся режимов детонации. Регистрация волновых профилей осуществлялась лазерным доплеровским интерферометром VISAR с временным разрешением $\approx 2 \div 3$ нс и точностью измерения скорости ± 5 м/с. Зондирующее излучение отражалось от алюминиевой фольги толщиной 200 мкм, расположенной между торцом заряда и водяным окном. Экспериментальные данные представляют собой скорость движения поверхности фольги, граничащей с материалом окна.

Следует отметить, что импульс сжатия, создаваемый в фольге детонационной волной, затухает по мере прохождения по ней, поэтому данная методика не позволяет непосредственно определять количественные характеристики химпика, что, казалось бы, может поставить под вопрос ее применимость для определения действительной структуры зоны реакции в исследуемом ВВ. Однако, как показало численное моделирование, проведенное по методике [6] с использованием простейшей эмпирической макрокинетики [7], структура волны при данных толщинах фольг качественно не

меняется и отличия носят только количественный характер. Так, расчет затухания в алюминиевой фольге толщиной 200 мкм гипотетического пика скорости длительностью 20 нс и амплитудой 700 м/с в TNETB плотностью $\rho_0 = 1.61$ г/см³ показал, что амплитуда такого пика уменьшается примерно в два раза, а его длительность меняется незначительно. Аналогичный расчет показал, что для полного затухания в фольге толщиной 200 мкм длительность пика скорости должна составлять всего ≈ 4 нс, при этом в любом случае, даже если предположить полное его затухание, профиль на выходе из фольги должен иметь вид плато, а не плавного монотонного подъема, как это наблюдалось в ряде экспериментальных профилей, полученных по той же методике в работах [2–5]. Таким образом, одним лишь затуханием химпика в фольге объяснить его отсутствие и тем более монотонный рост скорости за фронтом ударной волны невозможно. Это означает, что получаемые по данной методике экспериментальные данные качественно отражают все детали структуры зоны реакции в исследуемом ВВ.

Одновременно с регистрацией волновых профилей проводилось измерение скорости детонационной волны. Для этого внутри зарядов на расстоянии примерно 10 мм от плосковолнового генератора помещался медный ионизационный датчик, задающий первую метку времени; вторая метка времени регистрировалась интерферометром в момент выхода ударной волны на поверхность раздела фольга — материал окна. Погрешность измерения скорости детонации в данной постановке не превышала ± 0.25 %.

Волновые профили, полученные в экспериментах с образцами, основные характеристики которых приведены в табл. 1 (начальная плотность ВВ ρ_0 , пористость заряда P_0 , его длина l), представлены на рис. 2. При низкой плотности регистрируется типичная для гетерогенных ВВ картина (профиль 1 на рис. 2, а): после ударного скачка наблюдается спад скорости на границе фольга — вода, длительность и амплитуда которого определяются параметрами химпика в TNETB. Последующий подъем скорости здесь и на всех приведенных далее профилях обусловлен циркуляцией волн сжатия и разрежения в фольге и не имеет отношения к действительной структуре волны. При превышении некоторой критической начальной плотно-

Таблица 1
 Параметры экспериментальныхборок
 и результаты экспериментов

ρ_0 , г/см ³	P_0 , %	l , мм	Структура зоны реакции
1.45	21.2	56	Химпик
1.58	14.1	56	Подъем с «горбом»
1.70	7.6	62	Подъем
1.74	5.4	58	«Горб»
1.78	3.5	58	Химпик
1.79	2.7	58	—//—

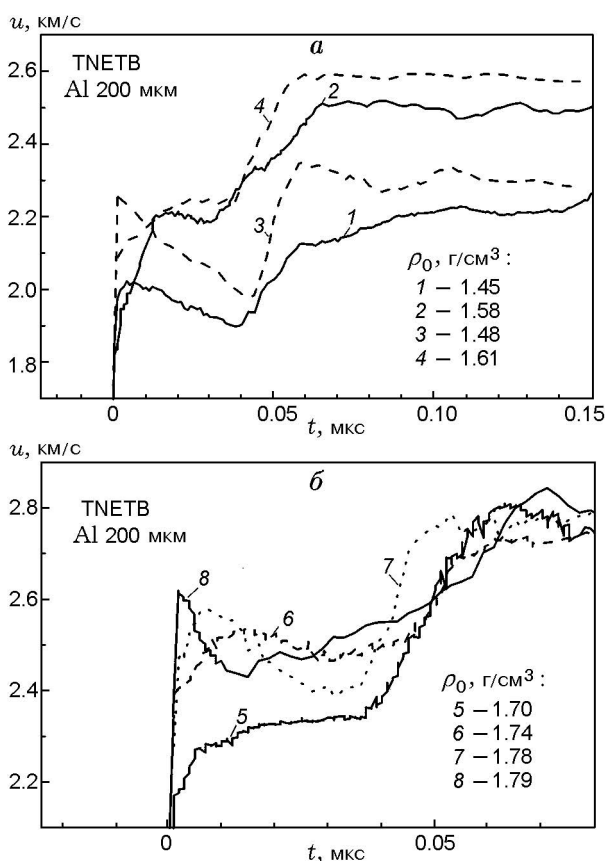


Рис. 2. Скорость движения алюминиевых фольг на границе ВВ — водяное окно в опытах с TNETB:

a — $\rho_0 = 1.45 \div 1.61$ г/см³, b — $\rho_0 = 1.70 \div 1.79$ г/см³

сти (≈ 1.56 г/см³) в зоне реакции вместо химпика регистрируется относительно долгий монотонный рост массовой скорости с последующим ее небольшим спадом, т. е. формируется своеобразный «горб» (профиль 2 на рис. 2, a). При дальнейшем увеличении начальной плотности за ударным скачком в зоне реакции вместо спада наблюдается монотонный рост скорости, т. е. химпик отсутствует (профиль 5 на рис. 2, b). Эти результаты хорошо согласуются с данными [2], свидетельством чему могут служить взятые из этой работы профили 3, 4 на рис. 2, a : на профиле 3 регистрируется химпик, а на профиле 4 его нет.

Отсутствие химпика в зоне реакции наблюдается везде вплоть до $\rho_0 \approx 1.78$ г/см³. При приближении к этой плотности вместо профилей с монотонным нарастанием скорости регистрируются аналогичные полученным в окрестности значений $\rho_0 \approx 1.56$ г/см³ профили с «горбом», причем время нарастания уменьшается с ростом начальной плотности (профили 6 и 7 на рис. 2, b). При еще большей плотности ($\rho_0 \approx 1.79$ г/см³, профиль 8) в зоне реакции наблюдается резкий скачок скорости с последующим ее плавным спадом, т. е. здесь окончательно завершается обратный переход к классическому режиму с химпиком. Таким образом, исчезновение химпика в зоне реакции в TNETB наблюдается в относительно широком диапазоне начальных плотностей $\rho_0 \approx 1.56 \div 1.77$ г/см³, а не при превышении некоторой единственной критической плотности, как это утверждалось ранее в работе [2]. Также обнаружено, что в окрестности значений ρ_0 , соответствующих как нижней, так и верхней критической плотности, ограничивающей этот интервал, наблюдаются своеобразные переходные режимы от течения с химпиком к течению с монотонным ростом параметров за ударным фронтом.

Существуют косвенные свидетельства [2] того, что в определенных условиях режим с отсутствием химпика в зоне реакции может быть стационарным недосжатым режимом. В соответствии с выводами из основных уравнений гидродинамики, описывающих процессы детонации, при недосжатой детонации массовая скорость продуктов взрыва должна быть меньше, чем при нормальной детонации (что и наблюдалось в работе [2]), а скорость детонации — выше. Поэтому если в одном интервале начальных плотностей в ВВ будет на-

Таблица 2
Зависимость $D(\rho_0)$

ρ_0 , г/см ³	P_0 , %	D , км/с
1.45	21.2	7.09
1.50	18.5	7.24
1.54	16.3	7.39
1.55	15.8	7.40
1.56	15.2	7.45
1.58	14.1	7.55
1.60	13.0	7.70
1.61	12.2	7.74
1.65	10.3	7.87
1.67	9.0	7.96
1.70	7.6	8.05
1.74	5.4	8.21
1.76	4.3	8.29
1.77	3.8	8.31
1.78	3.5	8.26
1.79	2.7	8.27

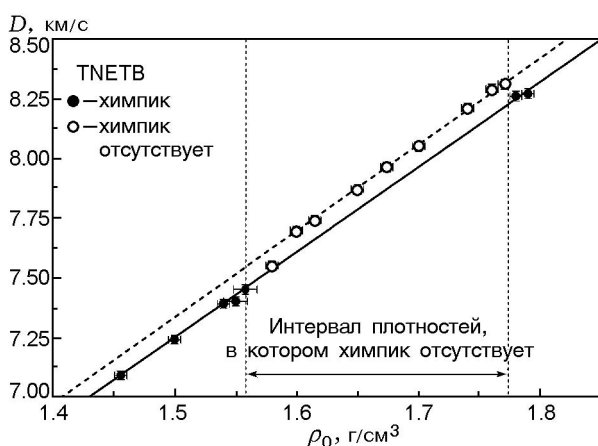


Рис. 3. Зависимость скорости детонации от начальной плотности TNETB

блюдаться нормальный детонационный режим с химпиком, а в другом — недосжатый режим, то на границе этих интервалов на зависимости детонационных параметров от начальной плотности должен наблюдаться скачок. С це-

лью проверки гипотезы о возможности реализации недосжатой детонации при исчезновении химпика нами было проведено измерение зависимости скорости детонации D от начальной плотности TNETB. Результаты этих измерений (см. табл. 2 и рис. 3) располагаются на двух линиях: одна из них соответствует детонации с химпиком, а другая, лежащая выше примерно на 100 м/с (что существенно выше погрешности измерения скорости, составляющей не более 20 м/с), — детонации без химпика. Наличие скачков скорости при переходе с одной зависимости на другую может свидетельствовать о том, что зафиксированный в интервале $\rho_0 = 1.61 \div 1.77$ г/см³ детонационный режим с монотонным ростом параметров в зоне реакции действительно является стационарным недосжатым детонационным режимом.

Для обоснования обнаруженных фактов, не находящихся убедительного объяснения с позиции классической модели детонации, необходимы иные физические подходы. Один из таких подходов, предложенный в работе [8], объясняет отсутствие химпика в зоне реакции пересечением ударной и детонационной адиабат ВВ. В рамках этого подхода, однако, представляется довольно затруднительным объяснить возможность существования стационарной недосжатой детонации, а также монотонный рост параметров в зоне реакции при отсутствии химпика. В работе [9] автор обращает внимание на то, что непосредственно за фронтом ударной волны вещество находится в термодинамически неравновесном состоянии и в ходе релаксации постепенно переходит с неравновесной на равновесную ударную адиабату. Одновременно с этим процессом идет разложение ВВ. Эта одновременность может привести к исчезновению химпика в зоне реакции, а также к стационарной недосжатой детонации. Однако такой подход в полной мере применим только к описанию гомогенных ВВ, ширина фронта ударной волны в которых определяется релаксационными процессами. Изучаемые же нами вещества существенно гетерогенны. Ширина ударного скачка определяется в них характерным размером неоднородностей образца, а не процессами релаксации, вследствие чего ее отношение к ширине зоны реакции существенно больше по сравнению с гомогенными ВВ. Следовательно, не очевидно, что в случае гетерогенных ВВ можно пренебречь протеканием реакции во фронте ударной волны.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Известно, что разложение гетерогенных ВВ происходит главным образом по механизму «горячих точек» (ГТ) — эффективных очагов химической реакции, образующихся за счет локализации энергии ударной волны в неоднородностях заряда ВВ. Существующие представления о способах образования ГТ позволяют все многообразие источников локальной генерации тепловой энергии разделить, как это было сделано в работе [10], по принципу преобразования механической энергии в тепловую на три взаимосвязанные группы: диссипативные (связанные с неупругими деформациями вещества), кумулирующие и трансляционные (основанные на процессах переноса). Соответствующий анализ [10] показывает, что наиболее эффективным механизмом образования ГТ для твердых ВВ с порами микронного размера при давлениях, превышающих $1.5 \div 2$ ГПа, является вязкопластическое течение при схлопывании пор.

В рамках этого механизма сделаем ряд качественных оценок. Как показано в [11] с использованием закона распределения пор по размеру [12], выражения для концентрации N_{cr} и удельного объема V_{cr} эффективных пор (таких, которые при прохождении ударной волны порождают ГТ) имеют следующий вид:

$$N_{cr} = \frac{1}{8\pi} \frac{\Pi_0}{r_{\max}^3} (\Psi + 4)(\Psi + 3)(\Psi + 3) F_{cr}^{\Psi+1},$$

$$F_{cr} = 1 - \frac{r_{cr}}{r_{\max}};$$

$$V_{cr} = N_{cr} \frac{4\pi}{3} r_{\max}^3 \times \left(1 - 3 \frac{\Psi + 1}{\Psi + 2} F_{cr} + 3 \frac{\Psi + 1}{\Psi + 3} F_{cr}^2 - \frac{\Psi + 1}{\Psi + 4} F_{cr}^3 \right). \quad (2)$$

Здесь Ψ — константа, $\Psi \approx 10$; $\Pi_0 = 1 - \rho_0/\rho_{\text{мнк}}$ — пористость образца; r_{\max} — максимальный начальный размер поры; r_{cr} — минимальный радиус эффективной поры, определяемый выражением [11]

$$r_{cr} = \sqrt{\frac{4\mu\alpha}{p_f - p_{\sigma 0}}}, \quad (3)$$

где μ — вязкость матричного ВВ, α — его температуропроводность, p_f — давление на ударном фронте, $p_{\sigma 0}$ — «прочность поры», т. е. давление, при котором начинается неупругое ее сжатие.

В образцах, прессованных до разной плотности в разных условиях из порошков различной дисперсности, вследствие различия распределения пор по размерам, а также неодинаковой поврежденности частиц при прессовании, количество потенциальных очагов реакции может существенно различаться, что означает наличие сильной зависимости $V_{cr}(\rho_0)$. Используя приближенное выражение для давления во фронте ударной волны $p_f = B\rho_0^3$ (B — размерный коэффициент) и простейшую аппроксимацию для максимального размера поры $r_{\max} = B_r \Pi_0^{1/3}$, где B_r — коэффициент, зависящий от природы ВВ и характеристик заряда, получим следующее приближенное выражение для входящей в формулы (1) и (2) функции $F_{cr}(\rho_0)$:

$$F_{cr}(\rho_0) \approx 1 - \frac{\sqrt{4\mu\alpha}}{BB_r} \frac{\rho_{\text{мнк}}^{1/3}}{\rho_0^{3/2} (\rho_{\text{мнк}} - \rho_0)^{1/3}}. \quad (4)$$

Подставляя выражения (1) и (4) в формулу (2) для V_{cr} , получим искомую зависимость $V_{cr}(\rho_0)$. Следует отметить, что вблизи значений $\rho_0 = 0$ и $\rho_0 = \rho_{\text{мнк}}$ ряд указанных выше приближений не может быть использован, поэтому в этой области функция $F_{cr}(\rho_0)$ нефизична. Тем не менее в областях, достаточно удаленных от граничных плотностей, она вполне удовлетворительно качественно описывает реальную физическую картину.

Ширина фронта ударной волны в гетерогенных ВВ, как уже было сказано выше, определяется характерным размером неоднородностей, т. е. сопоставима со средним размером пор. Это означает, что схлопывание пор с образованием ГТ и разложением в них ВВ начинается уже во фронте ударной волны. Тогда объемную долю ВВ, прореагировавшего непосредственно во фронте (V_{cr}^f), можно приближенно оценить как долю ВВ, которая затекает в эффективные поры за время прохождения через них ударной волны $t_f = 2\langle r \rangle / D$ ($\langle r \rangle$ — средний размер пор, D — скорость детонации) и которую, в свою очередь, можно оценить как $V_{cr} t_f / t_r$, где t_r — характерное время схлопывания поры, определяемое механизмами сдерживания затекания ВВ [11]:

$$t_r = \frac{4\mu}{p_f - p_{\sigma 0}}. \quad (5)$$

Использование формулы (5), выражения

$p_f = B\rho_0^3$ и известной эмпирической зависимости для скорости детонации $D = a + b\rho_0$ дает следующее выражение для зависимости объемной доли ВВ, прореагировавшего во фронте ударной волны, от начальной плотности образца:

$$V_{cr}^f(\rho_0) = \frac{2\langle r \rangle(p_f - p_{\sigma 0})}{4\mu_e D} V_{cr}(\rho_0) \approx \frac{\langle r \rangle B \rho_0^3}{2\mu_e(a + b\rho_0)} V_{cr}(\rho_0). \quad (6)$$

Качественный вид этой зависимости, рассчитанной по имеющимся данным для гексогена, представлен на рис. 4. Анализ формул (1), (2), (4) и (6) показывает, что конкретный вид этой функции, положение точки максимума и значение функции в этой точке сильно зависят от нескольких параметров внутренней структуры образца, главным образом от вида функции распределения пор по размерам. При одних значениях этих параметров (т. е. для прессованного порошка ВВ одного сорта) максимум может быть пренебрежимо малым, для других же значений (т. е. для других образцов того же ВВ) функция V_{cr}^f в интервале окрестности точки максимума может достигать заметной величины. Так, в некоторых оценках для гексогена она составляла $\approx 10\%$ от общего объема реагирующего ВВ, т. е. величину, которой нельзя пренебрегать, как это делается в классической теории детонации; при этом следует заметить, что за пределами окрестности точки максимума значение V_{cr}^f по-прежнему остается пренебрежимо малым. Для разных распределений

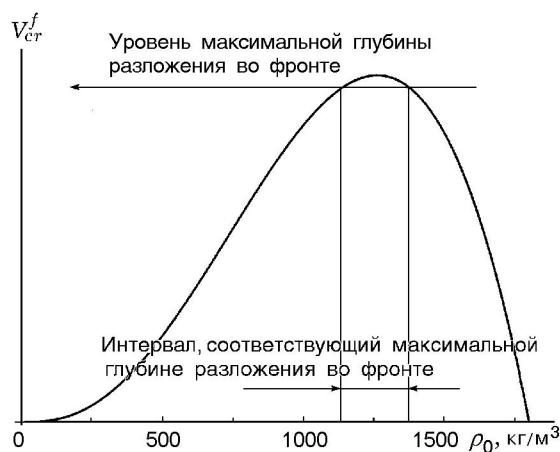


Рис. 4. Зависимость $V_{cr}^f(\rho_0)$, рассчитанная по данным для гексогена

пор по размерам может отличаться не только значение максимума, но и его положение, т. е. для одного и того же ВВ в образцах различной внутренней структуры интервал максимального разложения ВВ во фронте ударной волны может сдвигаться по оси начальной плотности. Как показано ниже, с теми из этих интервалов, в которых функция V_{cr}^f достигает значительных величин, мы связываем наблюдавшиеся в эксперименте интервалы начальной плотности, в которых регистрируется исчезновение химика в зоне реакции. Этим и объясняется сильное влияние внутренней структуры заряда на структуру зоны реакции.

Рассмотрим теперь существующие математические модели детонации, учитывающие конечную ширину фронта ударной волны [13–16] (рис. 5). Этот учет принципиально меняет вид фазовой траектории по сравнению с классической теорией: она носит непрерывный характер. При малой начальной скорости реакции (а значит, и малой доле ВВ, реагирующего

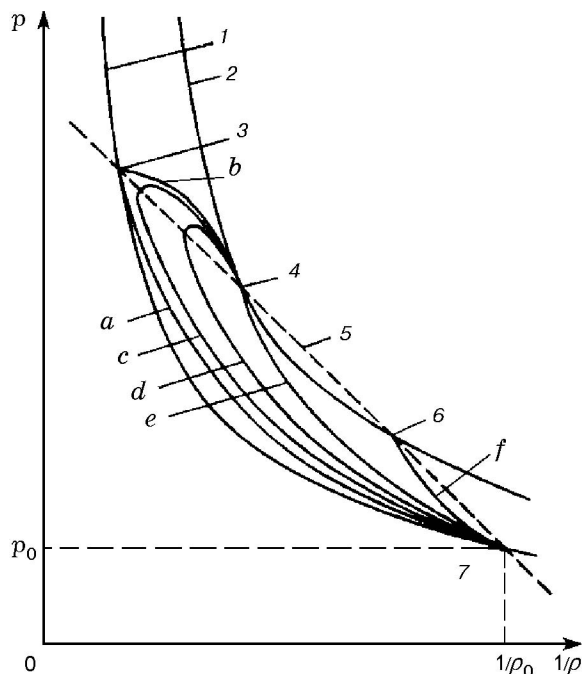


Рис. 5. Структура детонационной волны в переменных «давление — объем»:

1 — ударная адиабата, 2 — детонационная адиабата, 3 — химик, 4 — конечное состояние в случае пересжатой детонации, 5 — прямая Михайлова, 6 — конечное состояние в случае недосжатой детонации, 7 — начальное состояние; $a-f$ — фазовые траектории

во фронте ударной волны), впрочем, реализуется стационарный детонационный режим, качественно не отличающийся от классического (траектория $a-b$). Такая картина наблюдалась нами во всех тех опытах, в которых регистрировался химпик в зоне реакции.

С увеличением доли ВВ, разлагающегося в ударном скачке (т. е. по мере приближения к точке максимума функции $V_{cr}^f(\rho_0)$), фазовые траектории становятся более пологими, а амплитуда химпика падает (траектории c и d). Соответствующие режимы с «горбообразными» профилями наблюдались нами в экспериментах с TNETВ вблизи значений $\rho_0 = 1.58$ и 1.78 г/см³. При достижении и превышении некоторого критического значения доли ВВ, реагирующего во фронте (т. е. вблизи точки максимума функции $V_{cr}^f(\rho_0)$), структура детонационного фронта качественно изменяется: конечное состояние на детонационной адиабате достигается в результате монотонного роста давления (траектория e). Наконец, при определенных условиях возможна также реализация принципиально невозможного в классической модели стационарного недосжатого режима детонации (траектория f), признаки которого наблюдались нами в TNETВ в интервале $\rho_0 \approx 1.61 \div 1.77$ г/см³. По всей видимости, это происходит в тех случаях, когда в силу специфической внутренней структуры заряда доля ВВ, реагирующего во фронте ударной волны, достигает наибольших возможных значений.

Показано, таким образом, что существование интервала начальных плотностей TNETВ, в котором возможно распространение стационарной детонационной волны без химпика (в том числе стационарной недосжатой детонационной волны), обусловлено гетерогенностью структуры исследуемых образцов, вследствие которой разложение в них носит очаговый характер и частично происходит во фронте волны сжатия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. Уткин А. В., Першин С. В., Форттов В. Е. Изменение структуры детонационной волны в 2',2',2'-тринитроэтил-4,4,4-тринитробутирате с ростом начальной плотности // Докл. АН. 2000. Т. 374, № 4. С. 486–488.
3. Уткин А. В., Колесников С. А., Форттов В. Е. Структура стационарной детонационной волны в прессованном гексогене // Докл. АН. 2001. Т. 381, № 6. С. 760–762.
4. Уткин А. В., Колесников С. А., Першин С. В. Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных взрывчатых веществах // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, №5. С. 111–118.
5. Kolesnikov S. A., Utkin A. V., Ananin A. V., et al. Reaction zone of steady-state detonation waves in dinitrodiazapentane and RDX // Shock Compression of Condensed Matter-2003. Melville, New York, 2004. P. 851–854.
6. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Форттов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
7. Уткин А. В., Канель Г. И., Форттов В. Е. Эмпирическая макрокинетика разложения флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 5. С. 115–122.
8. Кузьмицкий И. В. О зависимости пространственно-временной структуры зоны химической реакции от начальной плотности взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 4. С. 106–111.
9. 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.
10. Кобылкин И. Ф., Селиванов В. В., Соловьев В. С., Сысоев Н. Н. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Физматлит, 2004.
11. Физика взрыва: В 2 т. / Под ред. Л. П. Орленко. 3-е изд., перераб. М.: Физматлит, 2002.
12. Demol G., Goutelle J. C., Mazel P. CHARME: A reactive model for pressed explosives using pore and grain size distributions as parameters // Shock Compression of Condensed Matter-1997. New York: Woodbury, 1998. P. 353–356.
13. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F. Theory of detonations. I. Irreversible unimolecular reaction // J. Chem. Phys. 1958. V. 28, N 6. P. 1130–1147.
14. Вильямс Ф. М. Теория горения. М.: Наука, 1971.
15. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
16. Фикетт У. Введение в теорию детонации. М.: Мир, 1989.

Поступила в редакцию 21/VII 2006 г.