

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В СМЕСИ НИТРОМЕТАНА С АЦЕТОНОМ

С. Н. Буравова

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,
142432 Черноголовка, Московская область
E-mail: svburavova@yandex.ru

Показано, что передний фронт неоднородной детонационной волны представляет собой ударную волну, по которой перемещаются волновые структуры типа тройных ударных конфигураций. Экспериментально установлено, что в таких неоднородностях реакция происходит в косых ударных волнах. Очаги реакции на фронте волны имеют кольцевую форму. В смеси нитрометана с ацетоном 75 : 25 до 70 % поверхности фронта занято реакцией в очагах на фронте волны. Выполнены измерения профиля массовой скорости, свидетельствующие о том, что в зоне разгрузки за плоскостью Жуге происходит догорание. Проведен расчет тепловыделения в реагирующей смеси в условиях уменьшения массовой скорости, показывающий возможность воспламенения в индукционной зоне вещества, не прореагировавшего в неоднородностях. Выдвинуто предположение, что адиабатические вспышки являются механизмом, генерирующим неоднородности на фронте детонационной волны.

Ключевые слова: детонация, нитрометан, неоднородная структура фронта, ударная волна, реакционные очаги, химическое превращение, тройная ударная конфигурация, воспламенение, инициирование.

Введение. Структура фронта детонационной волны в газах исследована в работах [1, 2]. Существование газовой пульсирующей детонации обусловлено наличием изломов на фронте ударной волны, обеспечивающих поджигание газа. Общепринято, что неоднородность, перемещающаяся вдоль фронта ударной волны, является тройной ударной конфигурацией. Однако вопрос о том, где происходит воспламенение вступающего в реакцию газа: в косой ударной волне [1] или в поперечной [2], остается спорным.

В жидких взрывчатых веществах (ВВ) также обнаружен негладкий фронт детонационной волны [3]. Нитрометан и его смеси с ацетоном — первые конденсированные ВВ, в которых обнаружена неоднородная структура детонационной волны [3]. Фотосъемка процесса распространения волны показывает, что детонационный фронт пересекается сеткой поперечных возмущений. Среднее расстояние между светлой и темной полосами, движущимися в одном направлении, принято считать размером неоднородности, который зависит от диаметра заряда и содержания разбавителя. Для рассматриваемой в данной работе смеси нитрометан (75 %) — ацетон (25 %) размер неоднородности варьируется от 1,3 мм при диаметре заряда 80 мм до 2,5 мм при диаметре заряда 25 мм. Очевидно, что шероховатость переднего фронта в жидкости свидетельствует о наличии тройных ударных

конфигураций. Однако не изучены механизм образования таких неоднородностей и соответствие светлых полос на торцевых фоторазвертках элементам тройной конфигурации в жидких ВВ.

1. Тройная ударная конфигурация. Вопрос о том, что представляет собой неоднородность, сводится к анализу неоднородной картины свечения фронта детонации. С этой целью исследовалось искусственно созданное поперечное возмущение, распространение которого по сжатому веществу приводит к образованию тройной ударной конфигурации [4]. Детонация в смеси нитрометана с ацетоном, в которой происходит реакция, инициировалась через металлическую пластину со ступенькой. Наличие ступеньки (или металлической полоски) создает поперечное возмущение в виде тройной ударной конфигурации, перемещающейся по фронту инициирующей ударной волны. На рис. 1 показан процесс распространения искусственной неоднородности (высота ступеньки 0,8 мм). Освещение дна аргоновым источником света позволяет точно определять момент выхода ударной волны из преграды. Реакция за возмущением проявляется в виде тонкой светлой наклонной линии 1. При давлении входящей ударной волны, равном $P = 8,2$ ГПа, на дне сосуда с задержкой в 3,2 мкс возникает детонационная волна 2, характеризующаяся слабым свечением. Фронт этой волны в сжатом материале со скоростью 9,3 мм/мкс ($P \approx 21$ ГПа) догоняет инициирующую ударную волну, создавая пересжатую детонацию со степенью пересжатия 11 %. Скорость стационарной детонации составляет 5,75 мм/мкс. На рис. 1 яркая полоса 3 определяет положение фронта ударной волны в тот момент, когда фронт детонационной волны догоняет инициирующую ударную волну. Пересечение траектории тройной конфигурации 1 и яркой полосы 3 свидетельствует о том, что реакция в искусственной неоднородности локализуется непосредственно на фронте ударной волны, т. е. за косой волной. В условиях данного эксперимента реакция за поперечной волной отсутствовала. Фотосъемка процесса под углом 45° показывает, что дополнительного слабого свечения, характерного для реакции в слое сжатого вещества, вплоть до высоты ступеньки 1,2 мм не наблюдается. Следует отметить особенности конфигураций с реакцией за поперечной волной: во-первых, обязательно наличие реакции за косой волной; во-вторых, при перемещении такой конфигурации к краю заряда, т. е. в область пониженного давления, реакция исчезает, прежде всего, за поперечной волной, в то время как реакция

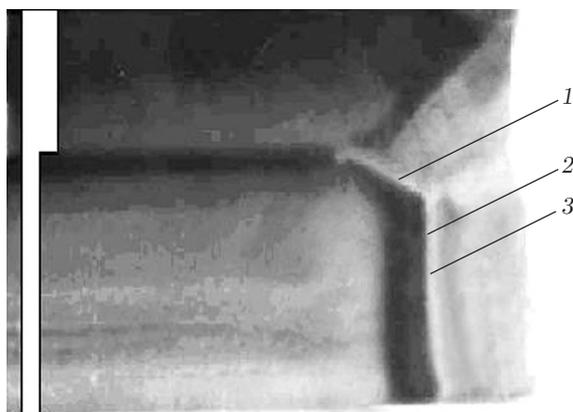


Рис. 1. Распространение искусственной тройной конфигурации волн в смеси нитрометана с ацетоном:

1 — траектория тройной ударной конфигурации, на которой происходит реакция; 2 — детонационная волна, характеризующаяся слабым свечением ($P = 8,2$ ГПа); 3 — положение фронта ударной волны в тот момент времени, когда ее догоняет фронт детонационной волны

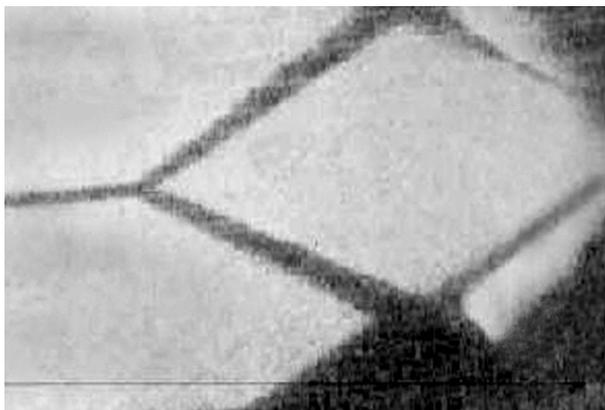


Рис. 2. Распространение стационарной детонации, на пути которой размещена преграда в виде проволоки

за косой волной продолжается. Таким образом, тонкие светлые полосы на рис. 1 представляют собой следы реакции за косой волной, поскольку реакция за поперечной волной характеризуется слабым свечением.

Поведение поперечных возмущений на фронте стационарно распространяющейся детонации иное. Преграда в виде проволоки (толщиной 1 мм) приводит к исчезновению уже существующих неоднородностей на фронте. На рис. 2 показано поведение искусственной тройной конфигурации на фронте детонационной волны. Видно, что след от поперечного возмущения обнаруживается в виде темных полос, в которых отсутствует реакция. Если поперечное возмущение на ударном фронте (см. рис. 1) приводит к инициированию реакции, то искусственная тройная конфигурация на фронте детонационной волны приводит к прекращению реакции в существующих неоднородностях. Реакция разложения во взрывчатых веществах сопровождается увеличением объема. Даже при слабом воздействии, препятствующем такому увеличению, реакция прекращается. В случае если навстречу детонационной волне распространяется ударная волна с давлением значительно более низким, чем порог инициирования, распространение детонации прекращается, несмотря на то что температура перед фронтом увеличивается. Реакция в неоднородностях на фронте детонационной волны не прекращается и дальнейшего распространения детонации не происходит при воздействии слабых ударных волн, которые движутся перпендикулярно волнам детонации. Это необходимо учитывать при рассмотрении структуры фронта детонационной волны.

2. Фронт детонационной волны. Фотосъемка неоднородного фронта детонации через щель сверхскоростного фоторегистра (СФР) не дает представления о форме очага реакции на фронте детонационной волны. Необходим мгновенный снимок всего фронта, который позволил бы определить не только форму неоднородностей на фронте, но и соотношение светлых (где происходит реакция) и темных (где реакция отсутствует) участков. Существующая методика покадровой съемки не позволяет различить неоднородности. Для того чтобы зафиксировать неоднородность, регистрирующая аппаратура должна иметь коэффициент уменьшения не выше 2,5, при покадровой съемке даже с использованием длиннофокусного телеобъектива этот коэффициент больше семи. Заметим, что свечение собственно фронта детонации удается регистрировать на высокочувствительную пленку, которая характеризуется низкой разрешающей способностью. Для получения мгновенного снимка фронта детонационной волны была разработана специальная методика, с помощью которой проводилась съемка свечения воздушного зазора над торцом заряда, а не самого фронта детонации. Фотосъемка осуществлялась на неподвижную пленку при открытом затворе (коэффициент уменьшения 1,7).

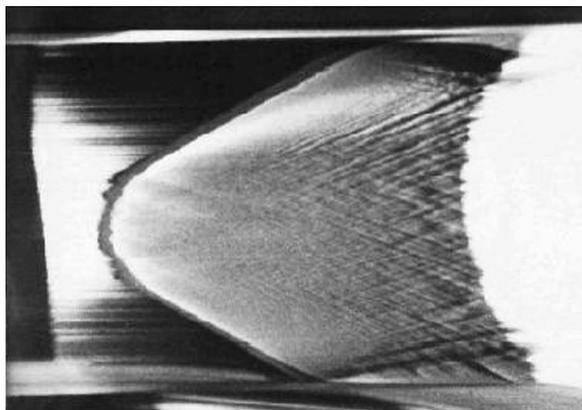


Рис. 3. Выход детонационной волны в воздух

Существует мнение, что яркое свечение при разлете продуктов в воздухе обусловлено ионизацией газа в ударной волне [5]. В работе [6] высказано противоположное мнение: интенсивное свечение газа вблизи свободной поверхности детонирующего заряда обусловлено химической реакцией в мощных ВВ и не связано с тепловой ионизацией газа в ударной волне, что подтверждается проведенными экспериментами. На рис. 3 показан выход продуктов детонации смеси нитрометана с ацетоном в воздух. Видно, что по мере затухания детонации после инициирования появляются неоднородности, размер которых увеличивается со временем. В момент выхода детонации на свободную поверхность яркое свечение (“елочка” или “рыбья кость”) наблюдается на участках, прилегающих к поверхности заряда, к которым подходят светлые полосы, соответствующие очагам реакции. Фотосъемка через очень узкую щель, когда свечение детонации не фиксируется, обнаруживает струйный характер разлета продуктов детонации в воздухе. Заметим, что свечение за ударной волной в воздухе, создаваемой металлической пластиной при скорости полета 6 мм/мкс, значительно слабее свечения продуктов взрыва, разлетающихся со скоростью 5 мм/мкс. После прохождения через тонкий слой масла или через тонкую (толщиной 1 мм) пластину плексигласа свечение продуктов детонации нитрометана исчезает и не появляется в течение всего времени регистрации. Яркое свечение в воздухе продуктов детонации нитрометана наблюдалось только при беспрепятственном выходе продуктов взрыва в воздух. Поскольку тонкий слой масла и плексиглас не могли существенно уменьшить скорость разлета продуктов детонации, можно утверждать, что торцевая картина свечения при разлете продуктов взрыва в воздух аналогична картине свечения неоднородного фронта детонационной волны. Поэтому для регистрации свечения воздушного зазора можно использовать пленку с высоким разрешением.

Схема фотографирования свечения воздушного зазора на неподвижную пленку при открытом затворе приведена на рис. 4. Реакционная смесь заливалась в металлическую емкость высотой 150 мм с внутренним диаметром 54 мм. Заряд ВВ помещался в водяной кожух, служащий для отсечки продуктов детонации активного заряда. Для того чтобы свечение распространяющейся детонации не налагалось на неподвижную пленку (Микрат-300), в жидкие ВВ добавлялась фотокраска. Стекло (толщиной 20 мм) над торцом заряда для устранения свечения продуктов в зазоре выполняло функции затвора и определяло время экспозиции порядка 4 мкс. Ширина воздушного зазора между стеклом и поверхностью исследуемой смеси подбиралась экспериментально и составила 0,5 мм. Фотография воздушного зазора фактически является мгновенным снимком фронта детонационной волны.

На рис. 5 показан фронт детонационной волны в смеси нитрометана с ацетоном. Видно, что очаги реакции на фронте в основном имеют форму кольца. В отличие от “горячих”

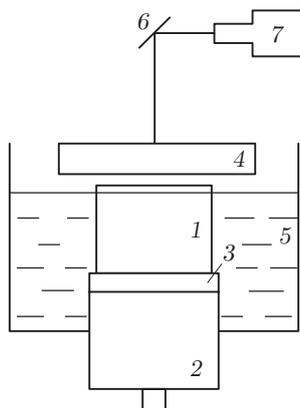


Рис. 4

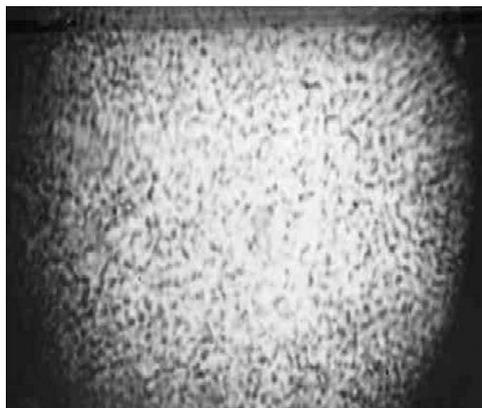


Рис. 5

Рис. 4. Схема получения фотографии свечения воздушного зазора на неподвижную пленку при открытом затворе:

1 — исследуемый заряд ВВ; 2 — активный заряд; 3 — преграда из инертного материала; 4 — оптическое стекло; 5 — сосуд с водой; 6 — зеркало; 7 — фотоаппарат с открытым затвором

Рис. 5. Фронт детонационной волны в смеси нитрометана с ацетоном

точек, возникающих в прессованных конденсированных ВВ, точки на фронте детонации жидкой реакционной смеси — “холодные”. Средний размер неоднородности для заряда диаметром 54 мм равен 1,6–1,7 мм. Приблизительно 70 % поверхности испытывает детонационное превращение в реакционных очагах, оставшиеся 30 % поверхности представляют собой “холодные”, непрореагировавшие участки фронта. Кольцевая форма очагов реакции свидетельствует о том, что возмущения, поступающие на передний фронт, не участвуют в реакции. В противном случае форма очагов представляла бы собой “горячие” точки. На рис. 5 видно, что количество единичных очагов в форме “горячих” точек незначительно и они нехарактерны для процесса. Распространение кольцевой неоднородности сопровождается увеличением ее радиуса и затуханием. Следовательно, существует механизм, генерирующий новые неоднородности на фронте.

3. Измерение профиля массовой скорости с помощью электромагнитного метода. Для измерения использовалась смесь со средним размером неоднородности 1,5 мм. П-образный датчик, в качестве которого использовалась тонкая алюминиевая фольга, помещался в жидкость. Исследования взаимодействия фронта детонации смеси нитрометана с ацетоном с тонкой преградой показали, что неоднородности могут проходить через тонкую фольгу без существенного нарушения размера и скорости волны, при этом свечение неоднородностей, прошедших через фольгу толщиной 0,035 мм, становится несколько слабее. Использование датчиков большей толщины нецелесообразно, так как это приводит к исчезновению неоднородностей. За такими датчиками регистрируется инициирование детонации в сжатом веществе (предсвечение). При толщине фольги более 0,26 мм реакция на датчике не возникает, по крайней мере, в течение 1,05 мкс — времени, необходимого для обтекания датчика детонационной волной.

На рис. 6 приведен профиль массовой скорости, полученный на тонком датчике. Видно, что профиль имеет три характерные области, отчетливо выражен пик скорости, постепенно переходящий в волну разгрузки. Массовая скорость на фронте детонационной волны равна 2,04 мм/мкс, что соответствует давлению в ударной волне $P = 12,3$ ГПа. Резкое уменьшение скорости на профиле характеризует время протекания реакции за косыми волнами в тройных конфигурациях. Точка перегиба на профиле, отождествляемая с точкой

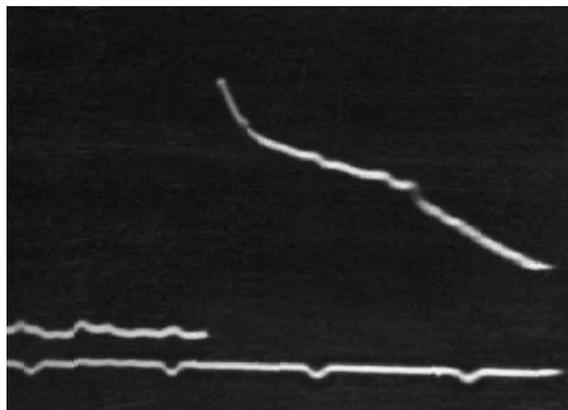


Рис. 6. Профиль массовой скорости детонационной волны в смеси нитрометана с ацетоном, полученный электромагнитным методом при толщине датчика 0,035 мм

Жуге, появляется спустя 0,4 мкс, скорость в точке перегиба равна 1,51 мм/мкс, давление $P = 9,1$ ГПа. Следует отметить плавность перехода от зоны реакции к области разлета продуктов детонации. Анализ волновых профилей скорости [7] на границе жидкие ВВ — алюминиевая фольга — водяное окно, полученных с помощью лазерного интерферометра VISAR с наносекундным разрешением, показывает, что во всех изученных жидких ВВ отсутствует период индукции, реакция возникает непосредственно за ударным фронтом. Трудности, возникающие при определении параметров Жуге на измеренных профилях, обусловлены плавностью перехода от стационарной зоны реакции к волне разгрузки.

На профиле массовой скорости в зоне разгрузки за точкой перегиба (см. рис. 6) имеется две области с различными наклонами. Участок с относительно небольшим наклоном может свидетельствовать о процессе догорания реагирующей смеси в зоне разгрузки в течение приблизительно 1,5 мкс. Аналогичные профили массовой скорости с двумя участками наклона за плоскостью Жуге зарегистрированы для смесей нитрометана с метанолом [8]. Плавность перехода от зоны реакции к волне разгрузки свидетельствует о том, что догорание вещества, не прореагировавшего в очагах на переднем фронте, начинается в зоне реакции. Процесс догорания за плоскостью Жуге не может передавать возмущение на передний ударный фронт и, следовательно, приводит к образованию неоднородностей.

В работе [3] предполагается, что генерация неоднородностей на фронте может быть вызвана тепловым взрывом. Однако результаты, полученные в [7] (наличие максимальной скорости реакции за ударным скачком, отсутствие периода индукции), по мнению авторов данной работы, не могут быть объяснены в рамках модели теплового взрыва. Тот факт, что кольцевые очаги реакции на ударном фронте возникают под действием не вступающих в реакцию возмущений, позволяет предположить, что реакция в форме индукционного воспламенения в сжатом материале затруднена. Однако вопрос о возможности адиабатической вспышки вещества, которое не прореагировало во фронте волны, остается открытым.

4. Тепловой взрыв. Исследование взрыва за ударной волной со спадающим профилем давления сводится к совместному решению уравнений гидродинамики и кинетики. Задача существенно упрощается, если сделать следующие предположения: 1) тепловыделение описывается экспоненциальной зависимостью, т. е. в первые моменты времени реакция идет медленно, и лишь по прошествии “периода индукции” τ^* тепловыделение происходит практически мгновенно; 2) за время задержки успевает разложиться небольшая часть вещества. Сделанные предположения позволяют пренебречь влиянием реакции на течение за фронтом ударной волны на всем интервале времени от 0 до τ^* . В реальных

условиях профиль массовой скорости близок к треугольному: $u = u_0(1 - t/\delta)$, где δ — длительность, характеризующая время, за которое давление уменьшается до нуля. Для смеси нитрометана с ацетоном уменьшение массовой скорости во фронте детонационной волны происходит за время, равное $\delta = 1,54$ мкс. Представляет интерес оценить возможность теплового взрыва в индукционной зоне при быстром изменении параметров.

Согласно работе [9] температура в волне разгрузки зависит от коэффициента Грюнайзена γ и показателя n в политропной зависимости давления от плотности:

$$T = T_0(V_0/V)^\gamma = T_0(c/c_0)^{2\gamma/(n-1)},$$

где T_0 , V_0 , c_0 — температура, удельный объем и скорость звука за фронтом ударной волны; $n = 4b - 1$ — коэффициент, связанный с адиабатой вещества; b — коэффициент при массовой скорости u в линейной зависимости скорости распространения ударной волны: $D = a + bu$. Коэффициент Грюнайзена также можно определить через величину b . Согласно работе [10] для металлов $\gamma_0 = 2b - 1$, если используется известная формула Дагдейла — Макдональда для связи коэффициента с производными нулевой изотермы, и $\gamma_0 = 2(b - 1/3)$, если используется формула Ландау — Слетера. Скорость звука в ударно-сжатом веществе в акустическом приближении равна $c = a + (n - 1)u/2$. Коэффициент $n = 4,88$ определен по экспериментально измеренным значениям скоростей звука с использованием связи параметра n с плотностью: $c_2/c_1 = (\rho_2/\rho_1)^{(n-1)/2}$. С использованием метода боковой разгрузки [9] получены следующие значения: при $P = 5$ ГПа скорость звука в смеси $c_0 = 4,61$ мм/мкс, при $P = 7,2$ ГПа $c_0 = 5,02$ мм/мкс. В расчетах использовался термодинамический коэффициент Грюнайзена $\gamma = \alpha c^2/c_v = 2,07$ (c — скорость звука; α — коэффициент объемного расширения; c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме в нормальных условиях).

Течение в волне разгрузки можно определить, если известна температура ударно-сжатого вещества во фронте волны T_0 . Оценить температуру во фронте волны позволяет уравнение состояния Ми — Грюнайзена в приближении Дебая [11]. Согласно законам статистической механики выражения для давления P и удельной внутренней энергии E можно разделить на две части: $P = P_x(V) + P_T(V, T) = P_x(V) + \gamma E_T/V$,

$$E = E_x + E_T = \int_{V_0}^V P_x(V) dV + \int_0^{T_0} c_V dT, \text{ где упругие составляющие } P_x, E_x \text{ характеризуют}$$

взаимодействие молекул и зависят только от удельного объема.

При заданном параметре Грюнайзена γ давление холодного сжатия и, следовательно, потенциальная энергия определяются по экспериментальной адиабате Гюгонио: $E_H - E_0 = P_H(V - V_0)/2$. Для классического предельного случая высоких температур $T_0 = (E_H - E_x)\mu/(3R)$ (μ — молекулярная масса; R — газовая постоянная). В табл. 1 приведены расчетные значения температуры во фронте ударной волны, которые можно аппроксимировать линейной зависимостью $T_0 = 420^\circ + 7,62P_0$.

За ударной волной со спадающим профилем давления в смеси, участвующей в реакции, одновременно протекают два процесса: разогрев вещества за счет экзотермической реакции разложения и уменьшение температуры в волне разгрузки, которые описываются формулой

$$T = \int_{t_0}^t \frac{QZ}{c_v \rho} e^{-E/(RT)} dt + T_0 \left(1 - \frac{(n-1)u_0/(2a)}{1 + (n-1)u_0/(2a)} \frac{t}{\delta} \right)^{2\gamma/(n-1)}. \quad (1)$$

Здесь QZ — предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E — энергия активации; ρ , c_v — плотность и теплоемкость смеси. В расчете рассматривается реакция нулевого порядка. Замена истинной кинетической закономерности разложения вещества за ударной

Таблица 1

Расчетные значения температуры во фронте ударной волны, периода индукции адиабатического взрыва и критической длительности волны при различном давлении

P , ГПа	T_0 , К	τ_0 , мкс	δ^* , мкс
7,28	975	12,7000	194,00
8,07	1034	3,5600	54,10
8,89	1096	1,0400	15,10
9,75	1162	0,3130	4,26
10,65	1232	0,1130	1,55
11,60	1305	0,0435	0,57
12,57	1372	0,0180	0,23

волной реакцией нулевого порядка не оказывает влияния на время задержки, поскольку за такие периоды времени разлагается незначительное количество вещества. В безразмерной форме, принятой в теории нестационарного теплового взрыва [12], изменение температуры характеризуется безразмерным разогревом вещества $\theta = E(T - T_0)/(RT_0^2)$ и периодом индукции τ_0 . Медленно меняющаяся функция времени $\tau = QZE \exp(-E/(RT_0))/(c_v \rho RT_0^2)$ при постоянных величинах ρ , c_v равна периоду индукции адиабатического теплового взрыва: $\tau = \tau_0$. Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\theta = \frac{E}{RT_0} \left[\left(1 - A \frac{t}{\delta}\right)^{2\gamma/(n-1)} - 1 \right] + \frac{\delta}{\tau_0} \int_0^t \frac{e^\theta}{\tau} d\frac{t}{\delta}, \quad A = \frac{(n-1)u_0/(2\delta)}{1 + (n-1)u_0/(2\delta)} \quad (2)$$

при начальных условиях $t = 0$, $\theta = 0$. В силу экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры незначительное изменение температуры приводит к существенному изменению скорости реакции, поэтому тепловой взрыв происходит при температурах, близких к начальной температуре: $T - T_0 \ll 1$. Уравнение (2) можно решить приближенно для случая, когда период индукции составляет малую часть времени действия волны. Разложим безразмерную температуру θ в ряд Тейлора в окрестности $\theta = 0$ по степеням t/δ . Первая производная равна $\theta'(0) = \delta/\tau_0 - 2\gamma EA/[(n-1)RT_0] = \delta/\tau_0 - \gamma u_0/c_0$, вторая производная равна $\theta''(0) = [2\gamma/(n-1)][2\gamma/(n-1) - 1][EA^2/(RT_0)]$ (членом $1 - (n-1)RT_0/(\gamma E)$ можно пренебречь).

Выражение для тепловыделения в химической реакции в условиях треугольного профиля массовой скорости принимает вид

$$\theta = \left(\frac{\delta}{\tau_0} - \gamma \frac{u_0}{c_0} \frac{E}{RT_0}\right) \frac{t}{\delta} + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\tau_0} \left(\frac{\delta}{\tau_0} - \gamma \frac{u_0}{c_0} \frac{E}{RT_0}\right) \left(\frac{t}{\delta}\right)^2.$$

Необходимым условием взрывного протекания реакции является ее самоускорение ($\theta > 0$), увеличение температуры в результате реакции должно превышать уменьшение температуры в волне разгрузки. Вблизи критического значения длительности волны $\delta^* \approx \gamma u_0 E \tau_0 / (c_0 RT_0)$ самоускорение реакции незначительное, и реакция утрачивает взрывной характер протекания, несмотря на то что может иметь место увеличение температуры в веществе. При длительности, близкой к критической, описание взрыва требует точного решения. Однако приближенное решение применимо, если период индукции много меньше длительности волны.

Выражение, описывающее изменение температуры за ударной волной со спадающим профилем давления, можно представить в виде

$$\theta = \left(1 - \gamma \frac{u_0}{c_0} \frac{E}{RT_0} \frac{\tau_0}{\delta}\right) \frac{t}{\tau_0} + \frac{1}{2} \left(1 - \gamma \frac{u_0}{c_0} \frac{E}{RT_0} \frac{\tau_0}{\delta}\right) \left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2.$$

Таблица 2

Значения периода индукции детонации в ударно-сжатой смеси, экспериментально полученные в работе [3], при различном давлении

P , ГПа	τ^* , мкс
8,00	∞
8,70	3,50
9,10	1,30
9,55	0,60
10,30	0,09

Таблица 3

Расчетные значения периода индукции теплового взрыва при $\delta = 1,54$ мкс и различном давлении

P , ГПа	τ^*/τ_0
7,28	∞
8,07	∞
8,89	∞
9,75	∞
10,65	3,800
11,60	1,350
12,57	1,055

Под периодом индукции τ^* в классической теории теплового взрыва понимается время достижения предвзрывного разогрева, за которое значение θ изменяется от 0 до θ^* . При этом предполагается, что при $\theta > \theta^*$ время протекания процесса мало по сравнению с периодом индукции:

$$\frac{\tau^*}{\tau_0} = \sqrt{\frac{2\theta^*}{1 - \gamma(u_0/c_0)(E/(RT_0))(\tau_0/\delta)}} + 1 - 1. \quad (3)$$

В случае приближенного решения величина θ^* определяется из следующего условия: в предельном случае прямоугольного профиля волны ($\delta = \infty$) время задержки равно периоду индукции адиабатического взрыва τ_0 , откуда следует, что $\theta^* = 1,5$.

Заметим, что данные о кинетических константах для высоких давлений и температур при ударном воздействии отсутствуют, а справочные значения получены для низких температур. Поэтому константы скоростей реакции подбирались путем согласования расчетных зависимостей периода индукции ($\delta = 15$ мкс) от давления (см. уравнение (3)) с зависимостями, полученными экспериментально. В табл. 2 приведены значения $\tau^*(P)$, полученные в экспериментах [3]. Для смеси нитрометана с ацетоном в качестве исходных данных использовались значения $\gamma E/(RT_0) \approx 45$, $Q = 0,812Q_{\text{нм}}$, $Z = 3,32 \cdot 10^{17}$.

При давлении, превышающем порог инициирования, температура во фронте ударной волны больше 1000 °С. При критической длительности ударной волны $\delta = 1,55$ мкс ($P = 10,65$ ГПа), близкой к условиям во фронте детонации, расчетная задержка составляет $3,8\tau_0$, что больше времени реакции до точки перегиба массовой скорости на профиле, равного $0,4$ мкс.

В табл. 3 приведены расчетные значения периода индукции теплового взрыва при длительности волны $\delta = 1,54$ мкс и различных значениях давления. Видно, что при давлении во фронте ударной волны $P > 11,6$ ГПа создаются условия для развития теплового взрыва. При этом расчетный период задержки составляет малую часть длительности волны, что обеспечивает достоверность приближенного решения. Давление на ударном фронте детонационной волны, по которому перемещаются неоднородности, для смеси нитрометана с ацетоном равно $12,3$ ГПа (при измерении электромагнитным методом), следовательно, воспламенение в индукционной зоне возможно.

Заключение. Причины неустойчивости фронта детонационной волны, прежде всего механизм создания неоднородностей на ее переднем фронте, до конца не изучены. Результаты расчета тепловыделения реакции в условиях спадающего профиля давления свидетельствуют о возможности возникновения адиабатической вспышки вещества, не прореагировавшего в тройных конфигурациях. Иницирование и распространение реакции в слое сжатого вещества может быть одним из возможных механизмов образования неоднородностей на переднем фронте детонационной волны. Анализ профиля массовой скорости

подтверждает наличие догорания, которое начинается непосредственно в стационарной зоне реакции, что объясняет непрерывность, плавность перехода массовой скорости от стационарной зоны реакции к зоне разгрузки. В экспериментах по моделированию тройных ударных конфигураций в сжатом веществе затухания детонации не наблюдалось. После возникновения детонация в сжатом веществе с большой скоростью догоняет ударный фронт инициирующей волны. В предположении, что инициирование и распространение микродетонации в сжатом веществе имеют место, форма очагов реакции на переднем фронте должна быть точечной. Однако в экспериментах преимущественно форма очагов реакции является кольцевой, а количество “горячих” точек невелико. Форму кольца очаги принимают под действием ударных возмущений. Следовательно, распространению возмущений (детонации в сжатом веществе) препятствуют существующие на переднем фронте неоднородности, занимающие приблизительно 70 % поверхности. Показанное на рис. 2 исчезновение неоднородностей под действием слабых поперечных возмущений косвенно подтверждает сделанное предположение. Тем не менее в случае затухания, ослабления неоднородности вступающее в реакцию возмущение способно достигнуть переднего фронта детонационной волны, поэтому на фронте имеется небольшое число “горячих” точек. Очевидно, адиабатические вспышки являются возможным механизмом, который таким своеобразным способом генерирует неоднородности на фронте детонационной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Щелкин К. И.** Газодинамика горения / К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. М.: Наука, 1963.
2. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
3. **Дремин А. Н.** Детонационные волны в конденсированных средах / А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. М.: Наука, 1970.
4. **Буравова С. Н., Дремин А. Н., Якушев В. С.** Исследование распространения и взаимодействия тройных ударных конфигураций в жидких взрывчатых веществах // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 2. С. 188–196.
5. **Brockburn J. H., Selly L. B.** Detonation light in granular explosives // Trans. Faraday Soc. 1965. V. 61. P. 537–545.
6. **Cook M. A.** The science of high explosives. N. Y.: Reinhold Publ. Corp., 1958.
7. **Mochalova V. M., Utkin A. V., Garanin V. A.** Investigation of detonation waves in tetranitromethane, nitromethane, and their solutions with methanol // J. Energetic Materials. 2010. V. 28, iss. S1. P. 231–240.
8. **Колдунов С. А., Ананьин А. В., Гаранин В. А. и др.** Детонационные характеристики разбавленных жидких взрывчатых веществ: смеси нитрометана с метанолом // Физика горения и взрыва. 2010. Т. 46, № 1. С. 73–79.
9. **Зельдович Я. Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. М.: Наука, 1963.
10. **Рыбаков А. П.** Скорость звука в ударно-сжатых телах. Сплошное вещество // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 1. С. 109–113.
11. **Жарков В. Н.** Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах / В. Н. Жарков, В. А. Калинин. М.: Наука, 1968.
12. **Зельдович Я. Б.** Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 2/VIII 2011 г.,
в окончательном варианте — 17/XI 2011 г.*