

6. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1960, 4, 137.
7. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, 3, 1, 3.
8. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 4, 807.
9. R. L. Jameson, A. Hawkins. 5-th Symposium (International) on Detonation, California, 23—29, 1970.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
11. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1969, 5, 4, 471.
12. С. Г. Андреев, В. С. Соловьев. ФГВ, 1972, 8, 1, 109.
13. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1, 145.
14. И. М. Воскобойников, А. Н. Кирюшкин и др. Докл. I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., ВНИИФТРИ, 1974.

## РАСЧЕТ РАЗВИТИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

*Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский, А. Н. Дремин,  
В. Е. Фортов*

### Введение

В стационарном режиме [1] детонационная волна представляет собой одномерную структуру, состоящую из скачка уплотнения и сопровождающей его зоны реакции, в пределах которой происходит основное выделение химической энергии, необходимой для компенсации вязкой диссипации во фронте ударного разрыва. Приложение к взрывчатому веществу высоких динамических давлений и температур резко уменьшает время экзотермических реакций и размер зоны реакции, который во многих случаях оказывается значительно меньшим характерного размера заряда ВВ. Такие режимы распространения детонации исчерпывающе описываются гидродинамической теорией Зельдовича [1], которая позволяет рассчитать все основные параметры детонации в установившемся режиме и указать качественный характер изменения величин в зоне реакции. Детонационная волна в этом приближении описывается комбинацией автомодельных гидродинамических решений — стационарной ударной волны и волны разрежения, а характеристики детонации определяются равновесными свойствами системы (уравнением состояния, теплотой реакции) и не зависят от конкретной кинетики химических реакций.

Вместе с тем существует много процессов, в которых определяющими являются нестационарные течения, зависящие от конкретной кинетики физико-химических превращений ВВ. Это процессы инициирования детонации ударной волной [2, 3], установление и смена детонационных режимов [4], устойчивость детонационных волн [5], описание структуры химической зоны [6] и многое другое. При учете конечной скорости химических реакций данные задачи становятся неавтомодельными<sup>1</sup> и с достаточной полнотой могут быть исследованы только численными методами [6—8] путем прямого интегрирования системы дифференциальных уравнений гидродинамики совместно с уравнениями химической кинетики.

<sup>1</sup> Ряд автомодельных режимов для специального вида кинетического уравнения, теплоты реакции и граничных условий исследован в [4].

Расчет нестационарных детонационных явлений в конденсированных ВВ дополнительно осложняется отсутствием надежной информации о теплофизических и кинетических константах ВВ в условиях высоких динамических давлений [3]. Ввиду сложности последовательного теоретического расчета уравнения состояния ВВ и их продуктов детонации в конденсированной фазе в настоящее время используются динамические методы [9], основанные на регистрации кинетических параметров распространения ударных волн. В этом случае уравнение состояния определяется в калорическом виде [10], пригодном для расчета адиабатических течений, но не содержащем температуру  $T$ , определяющую скорость физико-химических превращений ВВ.

Особую проблему представляет кинетика химических реакций конденсированной фазы в характерном для детонации диапазоне давлений. Ввиду высоких плотностей среды применение теоретических методов расчета кинетических констант здесь затруднено, а возможности прямого кинетического эксперимента ограничены кратковременностью процесса и разрешающим действием высоких динамических давлений. Поэтому для подавляющего большинства конденсированных ВВ в настоящее время отсутствуют не только надежные кинетические данные, но и не выяснен характер химических реакций в детонационной волне.

Экспериментальное изучение кинетических характеристик детонационных превращений в конденсированных ВВ связано со значительными трудностями [3], вызванными ограниченными возможностями диагностики и малыми характерными временами процессов. Кроме того, в экспериментах удается измерить только газодинамические характеристики течения, дающие косвенную информацию о кинетических процессах в ВВ. Поэтому в настоящее время имеется весьма ограниченное количество данных, относящихся к нестационарным явлениям в конденсированных ВВ (см. [3] и содержащиеся там ссылки). Вместе с тем эксперимент выявил ряд различных в качественном отношении гидродинамических особенностей течения, определяемых характером развития реакций в детонационной волне. Эти опыты составляют основу решения обратной задачи — определения вида и констант кинетического уравнения по измеренным гидродинамическим характеристикам течения.

Настоящая работа посвящена моделированию на ЭВМ нестационарных гидродинамических явлений с целью изучения механизма детонационного превращения в конденсированном ВВ при высоких динамических давлениях. Рассмотрена наиболее простая в теоретическом и экспериментальном отношении задача о возбуждении детонации в гомогенном ВВ плоской стационарной ударной волной, в качестве ВВ выбран тринитротолуол.

### Методика расчета

Движение сжимаемой химически активной среды локально описывается скоростью  $u$ , удельным объемом  $V$  и внутренней энергией  $\epsilon = E - u^2/2$ , которые удовлетворяют уравнениям газовой динамики в дивергентном виде, обеспечивающим выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии

$$\partial V/\partial t - V_0 \cdot \partial u/\partial x = 0, \quad \partial u/\partial t + V_0 \cdot \partial p/\partial x = 0; \quad (1)$$

$$\partial E/\partial t + V_0 \cdot \partial pu/\partial x = QL, \quad p = p(\rho, \epsilon). \quad (2)$$

Здесь  $Q$  — энергосвечение. Скорость выделения химической энергии  $L$  в потоке определяется кинетическим уравнением для концентрации ВВ  $a$

$$\partial a/\partial t = -L(\epsilon, V, a). \quad (3)$$

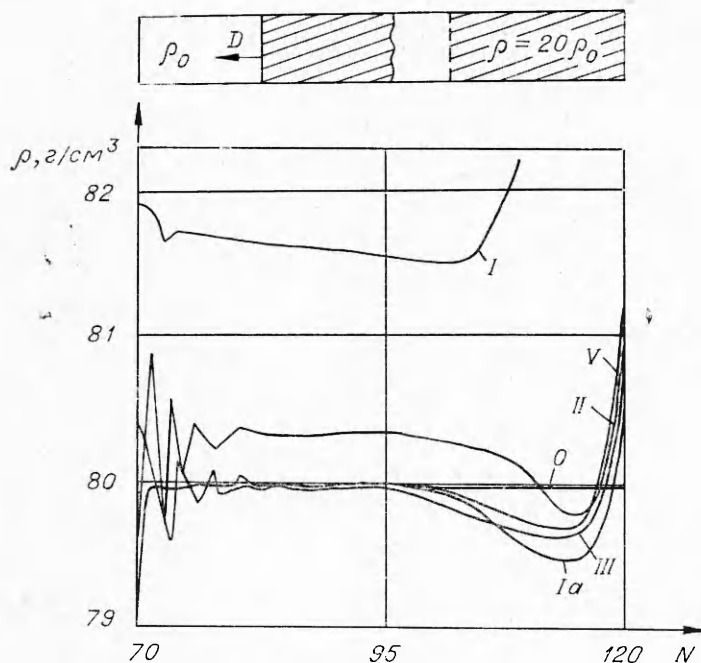


Рис. 1. Сравнение численного решения (O) с автомодельным решением  $\rho=80$  и некоторыми численными схемами из [16].

При численном решении системы (1)–(3) использовался метод расщепления по физическим процессам [11]. На каждом временном шаге сначала проводился расчет гидродинамики без химической реакции ( $L=0$ ). Затем вычислялись изменения концентрации (3) и внутренней энергии (2) за счет химической реакции при «замороженных» гидродинамических параметрах. Такой способ вычислений дает возможность комбинировать различные методы расчета газодинамики и кинетики и значительно облегчает анализ результатов. Поскольку имелось в виду описание явлений на контактном разрыве, решение системы (1)–(3) строилось в лагранжевой системе координат.

Выбор той или иной численной схемы решения гидродинамической системы (1), (2) определяется спецификой рассматриваемой задачи. В нашем случае особое внимание уделялось тщательному расчету ударного разрыва, который стимулирует химическую реакцию в ВВ. Разнообразные методы сквозного счета, основанные на введении аппроксимационной вязкости (см., например, [12]), приводят к нефизическим осцилляциям параметров за фронтом ударной волны (рис. 1), что при наличии экспоненциальных членов в кинетическом уравнении (3) может качественно исказить решение задачи. Подавление этих осцилляций требует введения специальных членов в расчетную схему [6, 7] и дополнительного анализа полученных результатов.

В настоящей работе система уравнений (1), (2) решалась по явной численной схеме Годунова [13] первого порядка точности, обладающей свойством монотонности и дающей детальное описание ударных разрывов. Этот метод основан на частичном использовании автомодельных решений уравнений газовой динамики (комбинации ударных волн и центрированных волн разрежения), не содержит в явном виде диссипативных членов и обеспечивает монотонность газодинамических параметров в области ударного разрыва. Кроме того, общие балансные соотношения на фронте разрыва в данном методе выполняются весьма точно. При конкретных расчетах «полуслойные» значения величин [13] находились в приближении «эффективного показателя адиабаты» [14],

а давление на счетном временном слое определялось по точному уравнению состояния (2).

Интегрирование кинетической системы (3) проводилось по неявной численной схеме [15] первого порядка точности, обладающей свойством балансности и монотонности. При этом, ввиду неотрицательности получаемых концентраций, шаг решения кинетической системы (3) выбирался равным временному шагу интегрирования гидродинамической системы (1), (2) [6].

Поскольку отсутствуют доказательства сходимости, устойчивости и точности разностных схем для большинства нелинейных и, в частности, газодинамических задач, качество выбранной численной схемы и ее машинной реализации оценивалось путем решения тестовой автомобильной задачи, содержащей специфические особенности рассматриваемого явления. В качестве такого теста была выбрана задача о движении ударной волны через границу раздела двух сред разной плотности (см. подробнее [16]). На рис. 1 приведены результаты сравнения точного решения — плотности  $\rho=80$  за фронтом ударной волны после прохождения ею контактного разрыва — с расчетами по выбранной схеме (индекс 0) и некоторых неявных (V), полностью консервативных (II) и консервативных (I, Ia, III) схем из работы [16], содержащих квадратичную искусственную вязкость Неймана. Видно, что использованная здесь схема Годунова [13] решения гидродинамической части системы (1)—(3) при отсутствии осцилляции достаточно точно описывает автомодельное решение задачи.

### Возбуждение детонации ударной волной

Инициирование детонации плоской стационарной ударной волной достаточно изучено в экспериментальном отношении [2, 3]. Именно для этого случая, ввиду его относительной простоты, получены наиболее полные данные о структуре формирующих детонацию гидродинамических потоков и развиты качественные соображения о происходящих в ВВ нестационарных явлениях. Поэтому при проведении вычислений имелось в виду моделирование ситуации, близкой к экспериментально изученной [3, 17].

Рассчитывался переход прямоугольной стационарной волны из полупространства, занятого инертной средой, в полупространство с ВВ. Специфические особенности ВВ (тринитротолуол) задавались соответствующим уравнением состояния, теплотой и константами скорости химической реакции.

Использование динамических методов в физике высоких давлений [3, 9] позволило получить обширные сведения о термодинамических характеристиках ВВ в преддетонационном режиме и после завершения химической реакции. Эти данные были обобщены в форме полуэмпирических уравнений состояния достаточно сложного вида [18], требующих дополнительной упрощенной аппроксимации [8] при гидродинамических расчетах на ЭВМ. Кроме того, для ВВ и его продуктов детонации используются разные по форме уравнения состояния, требующие сшивки в области химической зоны детонационной волны.

В настоящих расчетах использовалось полуэмпирическое уравнение состояния [19], единым образом описывающее свойства тринитротолуола в преддетонационном и детонационном режимах и обеспечивающее правильную асимптотику гидродинамической теории при мгновенном энерговыделении. При решении гидродинамической системы (1)—(3) это уравнение состояния использовалось в виде

$$p(V, \epsilon) = p_x - (V) + \Gamma(V)/V \cdot (\epsilon - \epsilon_x), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} p_x(V) &= \rho_0 c_0^2 (y^n - y^k); \\ \varepsilon_x(V) &= \rho_0 c_0^2 V_0 / (n - k) \cdot [(y^{n-1} - 1)/(n - 1) - (y^{k-1} - 1)/(k - 1)]; \\ \Gamma(V) &= \Delta / \{\exp[(V - V_k)/\delta] + 1\} + \gamma_1. \end{aligned}$$

Здесь  $\Gamma(V)$  — коэффициент Грюнайзена,  $c_0$  — скорость звука,  $p_x(V)$ ,  $\varepsilon_x(V)$  — холодные составляющие давления и внутренней энергии,  $n$ ,  $k$ ,  $\Delta$ ,  $\delta$ ,  $V_k$ ,  $\gamma_1$  — константы из [19]. Вычисления детонационных параметров гидродинамической теории по уравнению состояния (4) не требуют явного введения температуры в схему расчета. Вместе с тем кинетические закономерности принято выражать в функции температуры  $T$ , для которой было принято  $T = \varepsilon_T / C_V$ ;  $C_V = 1,255 \cdot 10^7$  эрг/град [20]. Тепловой эффект реакции термического разложения тринитротолуола был взят в соответствии с [21], равным  $Q_0 = 4,2 \cdot 10^{10}$  эрг/град.

С целью качественного анализа влияние кинетики энерговыделения на гидродинамику течения в детонационной волне применялось простейшее и традиционно используемое [6, 8] выражение для кинетического уравнения (3) в форме Аррениуса:

$$L = \nu \exp(-E^*/\varepsilon_T), \quad (5)$$

где  $E^*$  связано с термической энергией активации  $E_a$  соотношением  $E^* = C_V / R \cdot E_a$ . Здесь  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $C_V$  — теплоемкость при постоянном объеме.

Включение блока химической кинетики (3) — (5) в численную схему решения уравнений (1) — (3) осуществлялось за фронтом вязкого скачка уплотнения, положение которого определялось по максимуму градиента скорости  $|du/dx|$ . Такое разделение зоны реакции и ударного разрыва позволило устранить искажающее влияние энерговыделения на газодинамические свойства численной схемы [13] внутри ударного разрыва.

Задача решалась в области пространства размером 5 см, разделенной на 500 счетных точек, половина из которых принадлежала ВВ, а половина — инертному веществу с тем же, что и ВВ уравнением состояния (4). Размер счетной области выбирался так, чтобы обеспечить соответствие расчетного интервала времени течения в эксперименте до прихода искажающих волн разрежения от элементов конструкции взрывного устройства. Шаг расчета по пространству  $\Delta x = 10^{-2}$  см давал возможность получить детальное описание зоны химической реакции и обеспечивал малую толщину возникающих при детонации ударных волн. Шаг по времени  $\tau$  определялся соображениями детального описания кинетики процесса и в соответствии с критерием устойчивости явных разностных систем Куранта [12]  $\tau < V/V_0 \cdot \Delta x/c$ .

В основной серии расчетов рассматривалось инициирование детонации стационарной ударной волной с давлением порядка давления в химическом пике тринитротолуола  $p = 240$  кбар ( $\rho_0 = 1,62$  г/см<sup>3</sup>). В начальный момент времени инициирующая ударная волна находилась от границы раздела на расстоянии 0,5 см, достаточном для формирования в процессе счета стационарного распределения параметров в зоне ударного разрыва в соответствии с внутренними диссипативными свойствами используемой численной схемы [13].

Режим мгновенного энерговыделения в расчетах обеспечивался заданием кинетических параметров  $\nu = 5 \cdot 10^8$ ;  $E_a = 10^9$  эрг/град;  $Q = 4,2 \cdot 10^{10}$  эрг/град, что соответствует характерному времени химической реакции  $t = aL \sim 4 \cdot 10^{-9}$  с. Профили скорости движения вещества в разные моменты времени представлены на рис. 2. Видно, что в этом случае детонация возникает сразу же при входе ударной волны в ВВ. Выделение энергии в детонационной волне приводит к росту давления

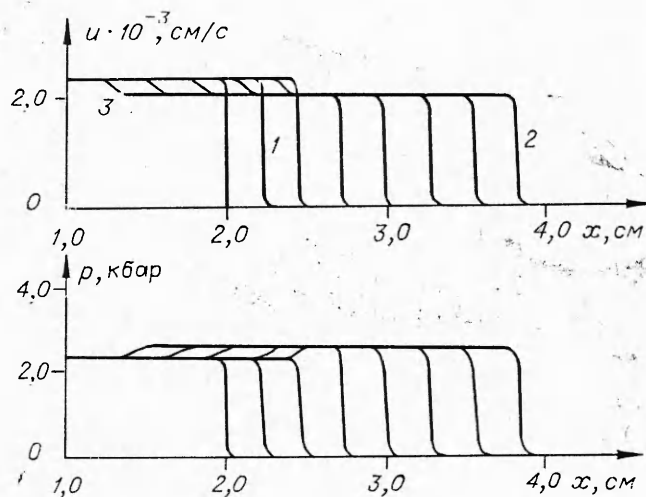


Рис. 2. Возбуждение детонации при «мгновенном» энерговыделении. Участок 0—2,5 см заполнен инертным веществом, 2,5—5,0 см ВВ.

1 — подающая ударная волна; 2 — волна детонации; 3 — волна «отдачи».

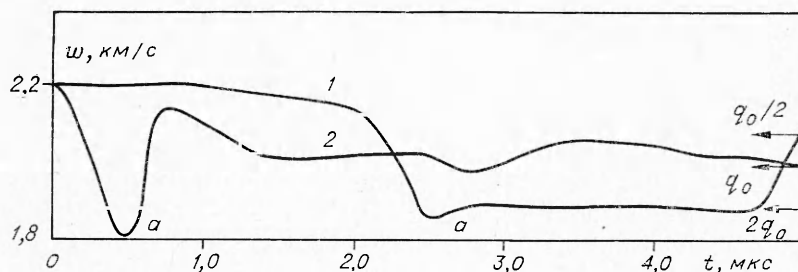


Рис. 3. Скорость контактной границы.

1 — режим нормального теплового взрыва; 2 — режим детонации тротила.

и формированию «волны отдачи» постоянной интенсивности, распространяющейся в инертном материале навстречу набегающему потоку и вызывающему его торможение и повышение давления. Данный режим течения автомодельный, так как не содержит характерного временного процесса, а величина изменения скорости потока определяется энерговыделением в ВВ. На рис. 3 стрелками отмечены величины уменьшения скорости границы раздела для  $Q = Q_c = 4,2 \cdot 10^{10}$  эрг/гред.  $Q = 2Q_0$ ;  $Q = 1/2 \cdot Q_0$ , которые служат асимптотиками  $t \rightarrow \infty$  для процессов с конечной скоростью физико-химических превращений.

Ввиду отсутствия в данной схеме (1) — (3) расчета детонации эффектов теплопроводности, для качественного анализа начальной стадии энерговыделения целесообразно использовать соображения теории адиабатического нестационарного теплового взрыва [22]<sup>2</sup>. Нормальный режим теплового взрыва характеризуется безразмерными параметрами предвзрывного разогрева [23]  $\beta = RT/E^*$ ,  $\gamma = cRT^2/(QE_a)$ . На этой стадии нормального теплового взрыва [23] реализуется эффект самоускорения химической реакции с временем индукции, большим времени вы-

<sup>2</sup> Подчеркнем, что эти сугубо качественные соображения применимы к начальной стадии процесса ввиду различного времени нагрева слоев ударно-сжатого ВВ и сильного изменения гидродинамических и теплофизических условий по мере развития процесса.

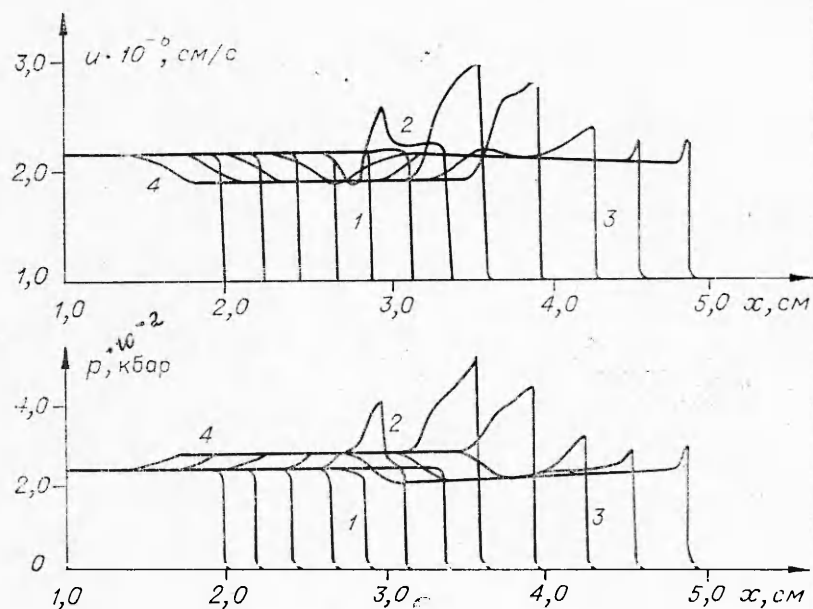


Рис. 4. Развитие детонации на стадии нормального теплового взрыва.

горания ВВ. Для обеспечения нормального режима теплового взрыва в кинетическом уравнении (3) были использованы следующие параметры:  $\nu = 10^{13}$ ;  $E_a = 8,5 \cdot 10^9$  эрг/град;  $Q = 2,1 \cdot 10^{11}$  эрг/град;  $\beta = 6 \cdot 10^{-2}$ ;  $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$ . Расчеты гидродинамических аспектов такой кинетики энерговыделения представлены на рис. 4.

При входе инициирующей ударной волны в ВВ в течение периода индукции она ведет себя как инертная (участок 1 на рис. 4). В соответствии с теорией теплового взрыва по истечении периода индукции на границе раздела развивается самоускоряющаяся химическая реакция, формирующая «сверхскоростную» [3] детонационную волну (рис. 4, 2), которая распространяется по ударно-сжатому в инициирующей волне веществу и имеет поэтому весьма высокие параметры ( $p = 6 \cdot 10^{11}$  дн/см<sup>2</sup>,  $u = 3 \cdot 10^5$  см/с). При этом «сверхскоростная» детонационная волна создает ударную «волну отдачи» (рис. 4, 4) повышенной по сравнению со стационарным случаем (см. рис. 2) интенсивности. Ввиду дозвукового характера течения ударно-сжатой среды «сверхскоростной» детонационный комплекс неустойчив и после догона детонационным фронтом инициирующего фронта осуществляется перестройка течения и выход детонации на режим гидродинамической теории (рис. 4, 3). При этом происходит соответствующая перестройка «волны отдачи» с уменьшением ее амплитуды и, следовательно, величины торможения набегающего потока. Такая перестройка «волны отдачи» объясняет появление участка  $a$  на графике скорости движения контактной поверхности (см. рис. 3). Рассчитанный здесь режим инициирования детонации экспериментально реализован на нитрометане [3], где электромагнитным методом был зарегистрирован «сверхскоростной» детонационный комплекс, аналогичный рис. 4. Подчеркнем, что распространение сверхскоростной детонационной волны происходит с чрезвычайно высокими гидродинамическими параметрами. По-видимому, этот нестационарный эффект может быть использован в динамической физике высоких давлений для генерации мощных ударных волн.

Путем уменьшения энергии активации  $E_a$  была промоделирована «вырожденная» стадия теплового взрыва [22, 23]. Высокая начальная скорость химической реакции приводит к отсутствию ярко выражено-

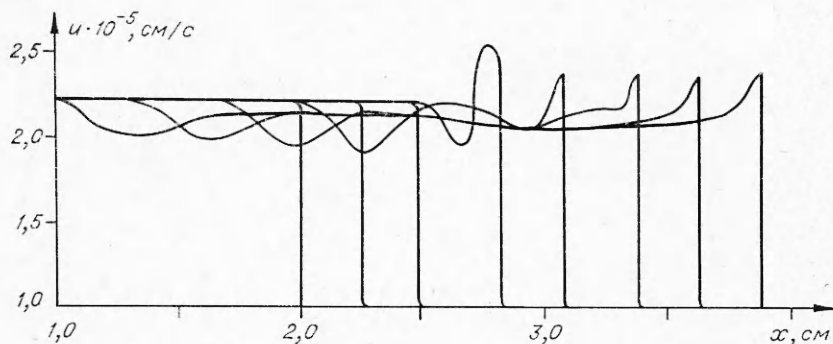


Рис. 5. Развитие детонации в тринитротолуоле.

го эффекта самоускорения реакции и заметного периода индукции ввиду значительного выгорания ВВ на начальных стадиях процесса (рис. 5).

Рассмотренные случаи характеризуют возможные типы течений, возникающих в гомогенных конденсированных ВВ при различных предположениях о происходящих в них кинетических процессах. Естественно, что для количественной оценки кинетических констант ВВ (литой тринитротолуол) необходимо привлечение имеющегося экспериментального материала [3, 17]. Использовались опытные данные двух типов: результаты измерений толщины зоны химической реакции в стационарном режиме детонации [3] и данные об изменении скорости контактной поверхности, полученные электромагнитным способом [17]. На рис. 6 представлена осциллограмма опытов [17] по регистрации скорости границы раздела инертное вещество — литой тринитротолуол. Интенсивность задающей ударной волны составляла  $200 \pm 15$  кбар. Эксперимент отчетливо выявил провал в массовой скорости в процессе установления стационарного режима.

Непротиворечивое описание этих данных было получено при  $\nu = 10^9$ ;  $E_a = 4,25 \cdot 10^9$  эрг/град;  $Q = 4,2 \cdot 10^{10}$  эрг/град;  $\beta = 1,2 \cdot 10^{-1}$ ;  $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$ , что соответствует промежуточному между вырожденным и невырожденным режимом теплового взрыва. Возникновение детонации характеризуется сложной нестационарной картиной течения с образованием пересжатой детонационной волны и «волны отдачи» переменной интенсивности. Выход системы на стационарный режим и соответствующая перестройка течения (см. рис. 6) происходят в основном за время  $\sim 10^{-6}$  с, хотя и при больших временах отмечаются незначительные осцилляции гидродинамических параметров. Провал в профиле массовой скорости  $a$  (см. рис. 3) по времени и величине соответствует экспериментально измеренному и связан с перестройкой «волны отдачи» при распаде «сверхскоростного» детонационного комплекса. Однако в отличие от разработанного выше случая нормального теплового взрыва ситуация здесь осложняется дополнительными нестационарными явлениями. По мере выхода на стационарный режим в голове детонационной волны формируется ярко выраженный химический пик размером  $\sim 1$  мм, который соответствует экспериментально измеренному значению [3].

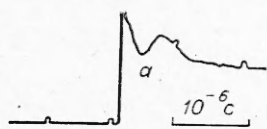


Рис. 6. Осциллограмма скорости движения контактной границы из [17].

Было обнаружено, что соответствие расчета по модели гомогенного теплового инициирования с экспериментом нарушается при интенсивностях инициирующих ударных волн, меньших  $\sim 100$  кбар. По-видимому, в этой области происходит смена кинетического механизма [3] и детонация возбуждается в результате локальных кумуляций энергии



на неоднородностях ВВ. Количественный расчет этих явлений представляется чрезвычайно сложным, так как требует либо весьма подробных вычислений для двумерного (трехмерного) случая, либо приближенного учета неоднородных эффектов кумуляции в одномерной схеме расчета [8].

Таким образом, на основании расчетов можно сделать вывод, что при инициировании детонации ударной волной повышенного динамического давления реализуется тепловой механизм возбуждения химических реакций. Возникающие при этом гидродинамические явления могут быть формально описаны макрокинетическим законом Аррениуса с константами, выбираемыми из эксперимента. Более детальное количественное описание экспериментального материала требует, очевидно, привлечения более развитых кинетических схем. При этом численное моделирование детонационного превращения и сопоставление его с результатами эксперимента позволяет более глубоко и полно изучать как сам механизм превращения, так и его количественные характеристики.

Авторы благодарят С. А. Колдунова и К. К. Шведова за полезные обсуждения.

*Отделение ИХФ АН СССР,  
Черноголовка*

*Поступила в редакцию  
23/II 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 69, 389.
2. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
3. А. Н. Дремин, С. В. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных ВВ. М., «Наука», 1970.
4. Е. О. Бишимов, В. П. Коробейников и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 6; 7.
5. К. И. Щелкин.— В сб.: Механика в СССР за 50 лет. М., «Наука», 1970, с. 343.
6. М. В. Баталов, С. М. Бахрах и др. ПМТФ, 1971, 3, 73.
7. М. Н. Воуег. J. Appl. Phys., 1969, 40, 2, 654.
8. С. Мадев. Phys. Fluids, 1963, 6, 375; 1965, 8, 10, 1811.
9. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 197.
10. В. Е. Фортов. ПМТФ, 1972, 6, 156.
11. Н. Н. Яненко. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, «Наука», 1967.
12. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.
13. С. К. Годунов. Математический сборник, 1959, 47, 271.
14. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн. М., «Наука», 1966.
15. А. И. Вольперт, В. Т. Гонтковская и др. Математические проблемы химии. Новосибирск, 1973.
16. Т. Г. Ивченко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 4, № 2, Новосибирск, изд. ВЦ АН СССР, 1973.
17. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело. М., «Недра», 1967, № 63/30, с. 37.
18. N. C. Nor, E. L. Lee a.o. 5-th Simposium (International) of Detonation A. C. R.— 184 office of Naval Research Department of the have, Arlington, Wirginia.
19. В. Е. Фортов, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 1, 162.
20. А. Ф. Беляев, Н. Матюшенко. Докл. АН СССР, 1941, 30, 679.
21. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. Н. Шехтер. Физика взрыва. М., «Наука», 1974.
22. Л. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопроводность в химической кинетике. М., Наука, 1967.
23. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. А. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968, 180, 639.