

пия напряжений в упругой волне, которая наиболее существенно проявляется в образовании области растягивающих тангенциальных напряжений в волне нагрузки. Полученное распределение напряжений в волне согласуется с картиной разрушений в эксперименте и позволяет в рассмотренном диапазоне изменения свойств среды и условий энергоснабжения прогнозировать масштабы и характер разрушения.

Поступила в редакцию 20/III 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Электроимпульсная технология и электромагнитные процессы в нагруженных твердых телах. Тез. докл. Всес. науч. совещ. Томск, 1982.
2. В. В. Буркин, П. В. Макаров, Б. В. Семкин и др. ЖТФ, 1975, 45, 11.
3. В. В. Буркин, П. В. Макаров, Б. В. Семкин и др.— В кн.: Физика импульсных давлений. Вып. 44 (74). М., 1979.
4. М. П. Тонконогов, Ю. Д. Ильюшенков, П. Е. Шилин и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 18.
5. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
6. М. Бори, М. Гейперт-Мейер. Теория твердого тела. Л.— М.: ОНТИ, 1938.
7. К. А. Наугольных, Н. А. Рой. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
8. Н. Т. Зиновьев, Б. В. Семкин.— В кн.: Техника высоких напряжений и электрическая прочность изоляции. Томск, 1978.
9. П. Ф. Коротков, В. С. Лобанов, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1972, 8, 4.
10. В. В. Буркин, Б. В. Семкин. ВИНТИ, Деп. № 652-80.
11. D. Stofler. Fortschritte der Mineralogie, 1972, 49, 1.
12. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев и др. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. Томск, 1971.
13. И. И. Каляцкий, В. И. Курец, Н. М. Волкова. Электронная обработка материалов, 1978, 1.

#### К ВОПРОСУ О ВОЗНИКНОВЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В НЕРАВНОМЕРНО НАГРЕТОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Б. Е. Гельфанд, А. Н. Поленов, С. М. Фролов, С. А. Цыганов  
(Москва)

Один из аспектов взрывобезопасности газовых смесей — возможность возникновения детонации. В этой связи представляется важным изучение закономерностей возникновения и развития детонации. В [1] рассмотрена физическая система, в которой возможно возникновение детонации без внешнего иницирующего источника и сделан вывод о существовании критических градиентов температуры. Неравномерный нагрев реакционноспособной смеси может иметь место в некоторых реальных технологических системах, использующих процессы горения. Подобной системой можно моделировать процессы в двигателях внутреннего сгорания и в различных химических реакторах. Представляет интерес исследовать такую систему в широком диапазоне физико-химических свойств для выяснения механизма образования детонационного режима и физической сущности обнаруженных в [1] «критических» градиентов температуры.

В настоящей работе на основе анализа численного решения рассмотрены физические закономерности образования детонационного режима в системе с неравномерно нагретой смесью; построена критериальная зависимость характеристик процесса в широком диапазоне определяющих параметров, дана физическая интерпретация «критических» (в смысле [1]) градиентов температуры.

#### Постановка задачи

Рассмотрим процессы, происходящие в замкнутом объеме, заполненном реакционноспособной идеально-газовой смесью. Предположим, что в начальный момент времени давление  $P$  во всем объеме постоянно, су-

существует неоднородное распределение температуры  $T$ , химическая реакция, происходящая в системе, описывается кинетическим уравнением первого порядка с арренпусовской зависимостью константы скорости от температуры.

Система уравнений одномерного нестационарного движения реагирующей смеси в переменных Лагранжа может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + p \frac{\partial u}{\partial x} &= \alpha a \exp \left[ \beta \left( 1 - \frac{1}{\Theta} \right) \right], \\ \gamma \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial a}{\partial \tau} + a \exp \left[ \beta \left( 1 - \frac{1}{\Theta} \right) \right] &= 0, \quad \frac{\partial \xi}{\partial \tau} = u, \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = v. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} p &= P/P_0; \quad \Theta = T/T_0; \quad u = U/\sqrt{\gamma RT_0}; \quad v = VP_0/RT_0; \\ \alpha &= Q/RT_0; \quad \beta = E/RT_0; \quad \tau = tk \exp(-\beta); \\ x &= \frac{kRT_0 \exp(-\beta)}{P_0 \sqrt{\gamma RT_0}} \int_0^x \frac{dX}{V(t, X)}; \quad \xi = kX \sqrt{\gamma RT_0} \exp(-\beta); \end{aligned} \quad (2)$$

$V, U, E, Q, X$  — удельный объем, скорость, энергия активации, удельное энерговыделение и координата соответственно;  $R, \gamma, k$  — газовая постоянная, показатель адиабаты и предэкспоненциальный множитель в константе скорости реакции; индекс нуль относится к параметрам в момент времени  $t=0$ ;  $T_0$  — максимальное значение начальной температуры;  $p, \Theta, v, u, \beta, \alpha, a, x, \xi$  — безразмерные давление, температура, удельный объем, скорость, энергия активации, удельное энерговыделение, относительная концентрация горючего, лагранжева и эйлера координаты соответственно. Начальные и граничные условия для линейного распределения  $T(X) = T_0 - \lambda X$  записываются в виде

$$\begin{aligned} \Theta(0, x) &= e^{-\lambda x}, \quad v(0, x) = \Theta(0, x), \quad \xi(0, x) = \lambda^{-1}(1 - e^{-\lambda x}), \\ p(0, x) &= 1, \quad a(0, x) = 1, \quad u(0, x) = 0, \\ \lambda &= \gamma \sqrt{\gamma RT_0} \exp[-\beta]/kT_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$u(\tau, 0) = 0$  (подробнее см. [1]).

Система (1)–(3) решалась методом сквозного счета с введением искусственной вязкости [1, 3]. Расчетный интервал содержал 300 точек по  $x$ , шаг по времени выбирался из общего условия устойчивости [3]. Будем исследовать зависимости решения системы (1) от начального градиента температуры  $\lambda$ , а также от  $\alpha, \beta, k$  и  $\gamma$ .

### Результаты расчетов

Как показано в [1], начало химической реакции в реакционноспособной неравномерно нагретой смеси приводит к развитию сложного газодинамического течения, характеризующегося большими перепадами параметров. При исследовании детонации интересны случаи, в которых происходят взаимодействия волн давления с зоной реакции. Поэтому не будем здесь рассматривать такие градиенты температуры, при которых происходит тепловой взрыв по всей длине сосуда.

Результаты расчетов показали, что для любых  $\lambda$  существует такое время  $\tau_k$ , что при  $\tau > \tau_k$  фронт реакции начинает отставать от фронта давления и ударная волна (УВ) распространяется с затухающими параметрами. Для фиксированного набора определяющих параметров системы существует градиент температуры  $\lambda_k$ , не зависящий от длины сосуда, при котором к моменту начала затухания волны скорость газа в зоне

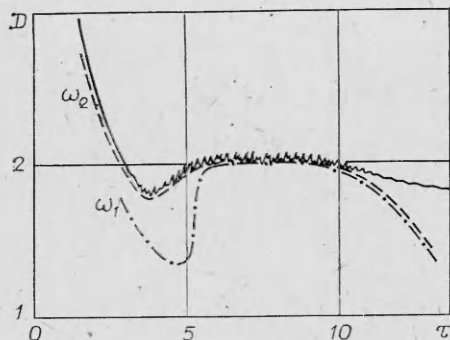


Рис. 1. Характерные зависимости обобщенной волновой скорости и скоростей точек с фиксированными значениями степени выгорания горючего от времени;  $\kappa = 15\,000$  град/м,  $T_0 = 2000$  К.

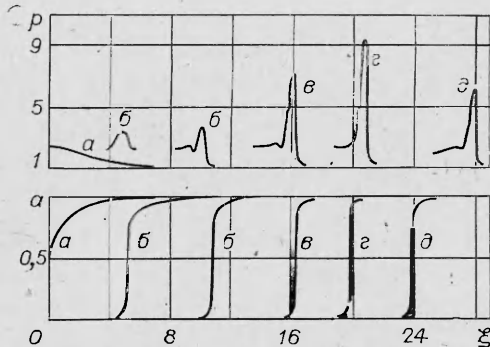


Рис. 2. Характерные распределения давления и концентрации в фиксированные моменты времени (а—д — фазы развития течения).

реакции еще не достигает местной скорости звука, т. е. отсутствует необходимое условие детонации Чепмена — Жуге.

Для градиентов, меньших  $\kappa_k$ , временное развитие течения может быть охарактеризовано следующими фазами:

а) быстрее всего температура и давление нарастают на стенке,  $\xi = 0$ . При этом фронт реакции, замедляясь, распространяется по сосуду;

б) в области реагирующего газа распространяется температурная волна, вызывающая возрастание давления. Точка с максимальным давлением, оторвавшись от стенки, движется с убывающей скоростью вместе с волной. Скорость температурной волны  $D$  определяется кинетическими характеристиками химической реакции и уменьшается в течение рассматриваемого периода от  $\sim 5$  до  $\sim 2$  (скорость волны обезразмерена на скорость звука при максимальной начальной температуре) (рис. 1). Одновременно возрастает амплитуда давления (рис. 2). Это объясняется тем, что при сгорании одинакового относительного количества горючего при разных начальных температурах меньшей  $T_n$  соответствует большее относительное увеличение температуры, а следовательно, и давления. Возрастание амплитуды давления не является следствием взаимодействия системы волн сжатия, непрерывно порождаемых температурной волной. Отметим, что на данном этапе в системе не существует поверхности, скорость движения которой согласовалась бы с параметрами течения до и после нее по соотношениям Ренкина — Гюгонно, т. е. нет оснований предполагать существование здесь ударной волны;

в) скорость температурной волны уменьшилась до значения, при котором волны сжатия из горючей зоны, взаимодействуя друг с другом, догоняют эту волну. В системе формируется УВ, движение которой по зоне реакции приводит к включению SWACER-механизма [2], вызывающего совместное ускорение ударной волны и зоны реакции. Именно на этом этапе в численном счете возникают пульсации параметров, существование которых отмечается в [4] и природа которых исследуется в [5, 6];

г) движение комплекса, состоящего из ударной волны и зоны энерговыделения, стабилизируется. Движение комплекса имеет пульсирующий характер, а осредненные параметры (скорость, давление, температура и т. д.) остаются неизменными. Такой момент времени можно трактовать как время выхода течения на установившийся режим. Подобная картина сохраняется в системе конечное время;

д) фронт реакции начинает отставать от ударной волны, что приводит к их рассогласованию. Пульсации параметров течения ослабевают. При дальнейшем раздельном движении ударного фронта и фронта реакции пульсации параметров исчезают и волна давления затухает.

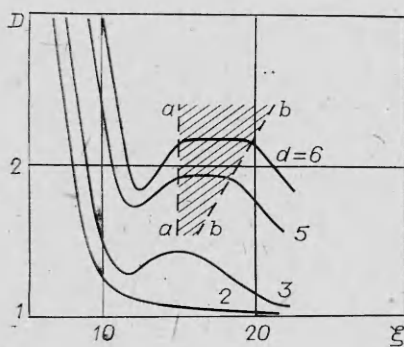


Рис. 3. Зависимость  $\bar{D}(\xi)$  при разных  $\alpha$ ;  $\kappa = 25\,000$  град/м,  $T_0 = 2000$  К.

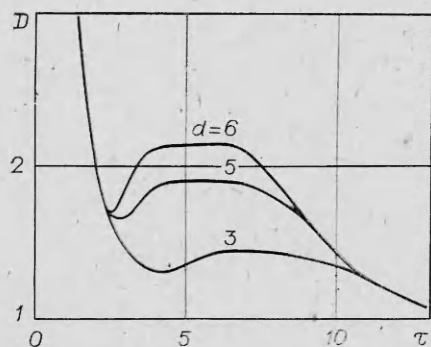


Рис. 4. Зависимость  $D(\tau)$  при разных  $\alpha$ ;  $\kappa = 25\,000$  град/м,  $T_0 = 2000$  К.

Характерное распределение параметров для описанных фаз схематично представлено на рис. 2. Остановимся подробнее на наиболее интересной и практически важной особенности течения, заключающейся в возможности существования в неравномерно нагретой системе квазистационарного детонационного комплекса (КДК). Использование термина «детонационный» основано на том факте, что структура комплекса полностью соответствует структуре детонации в рамках модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Вход на указанный режим в рассматриваемой системе всегда осуществлялся «снизу», т. е. путем взаимного ускорения УВ и фронта реакции. Такой характер эволюции системы отличает ее от систем с инициированием взрывом или поршнем, для которых возможен выход «сверху» на детонационный режим. Несмотря на сходство сплошной кривой на рис. 1 с известными зависимостями  $D(\tau)$  при взрывном инициировании детонации в газовых смесях, в рассматриваемой задаче УВ до образования КДК только ускоряется.

Назовем скорость движения точки с максимальным давлением, соответствующую в начальный период времени скорости движения температурной волны, а затем скорости ударной волны, обобщенной волновой скоростью  $D$ . На рис. 1 представлены зависимости  $D$  и скорости точек с фиксированными значениями степени выгорания горючего ( $\omega_1 = 0,1$ ,  $\omega_2 = 0,5$ ) в зоне реакции. Сопоставление этих кривых позволяет однозначно выделить промежуток времени, в течение которого детонационный комплекс распространяется с постоянной скоростью.

На рис. 3 представлены зависимости скорости  $D$  по длине сосуда от удельного энерговыделения в системе. Заштрихована область существования КДК. Точки выхода на квазистационарный режим лежат на ветви  $a-a'$ , а точки начала заметного изменения скорости, т. е. начала распада комплекса, — на линии  $b-b'$ . Практически вертикальный ( $\xi \approx \text{const}$ ) ход кривой  $a-a'$  означает, что выход на детонационный режим при различных энерговыделениях осуществляется на одинаковом расстоянии от нагретого конца сосуда. Связано это с тем, что во время движения фронта реакции по невозмущенному газу координаты точек с малой степенью выгорания в основном определяются начальным распределением температуры и слабо зависят от удельного энерговыделения химической реакции. Область существования КДК уменьшается с ростом градиента температуры и снижением удельного энерговыделения. При уменьшении  $Q$  в 3 раза по сравнению с характерным энерговыделением для газообразных углеводородных горючих детонационный комплекс не отмечен.

Рассматривая описанные закономерности в координатах обобщенная волновая скорость — время (рис. 4), отметим, что различие в зависимости кривых  $\bar{D}(\tau)$  от  $Q$  имеет место в ограниченном временном интервале. Ход кривых для разных значений  $Q$  при малых (т. е. до образования КДК) и при больших (после распада КДК) временах совпадает. Под-

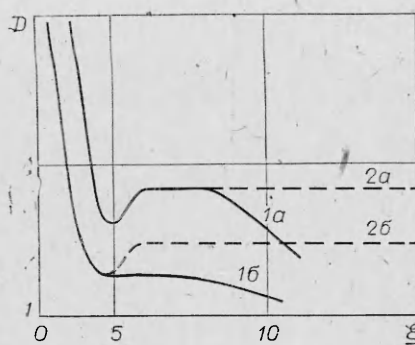


Рис. 5. Влияние кинетической модели на эволюцию системы;  $\beta = 10$  (1a, 1б) и 0 (2a, 2б),  $\alpha = 5$  (1a, 2a) и 3 (1б, 2б),  $\kappa = 50\,000$  град/м,  $T_0 = 2000$  К.

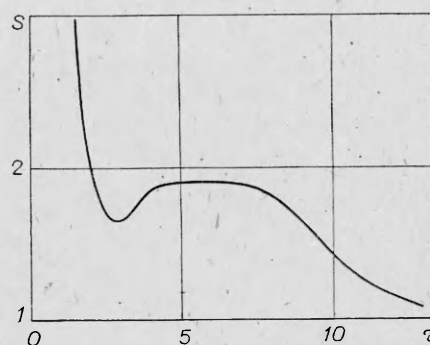


Рис. 6. Универсальная зависимость обобщенной волновой скорости от определяющих параметров;  $T_0 = 2000$  К,  $\kappa_0 = 25\,000$  град/м,  $k_0 = 10^{10}$ ,  $\gamma = 1,2$ .

черкнем, что отмеченный ранее выход на детонационный режим на одинаковом расстоянии от нагретого конца сосуда соответствует при различных  $Q$  разным моментам времени.

Анализ результатов расчета показывает, что и возникновение КДК, и его распад наступают при некоторой одинаковой характерной температуре  $\Theta_x$ . В начале процесса замедление движения фронта реакции при  $\Theta_x$  приводит к тому, что УВ догоняет фронт реакции и осуществляется выход на детонационный режим. Поскольку скорость детонационной волны определяется величиной энерговыделения в зоне реакции (что подтверждается расчетами), то местное число Маха детонационной волны в данной системе обратно пропорционально  $\sqrt{\Theta}$ . Соотношения Ренкина — Гюгонно дают монотонное падение температуры за фронтом головной ударной волны по закону  $\Theta_\phi = \Theta(\xi) = \text{const}$ . Следовательно, в развитии процесса всегда наступит такой момент, когда  $\Theta_\phi$  станет меньше  $\Theta_x$ , при которой химическая реакция замедлится настолько, что УВ оторвется от фронта реакции и КДК распадется. В проведенных расчетах  $\Theta_x = 0,7$  при  $T_0 = 2000$  К. Очевидно, что  $\Theta_x$  определяется значением энергии активации химической реакции  $E$ . Серия расчетов с  $E = 0$  за ударной волной дает выход на стационарный режим (рис. 5), который происходит «снизу». При этом начальные фазы развития процесса тождественны во времени и по координате описанным ранее, а фаза распада д) отсутствует. На рис. 5 представлены сравнительные зависимости для случаев существования КДК и его отсутствия в системе, штриховые линии соответствуют выходу на стационарный режим детонации.

Расчеты проводили с  $T_0 = 2000$  и  $1500$  К, предэкспонентами  $k = 10^9, 10^{10}, 10^{11}$ , показателями адиабаты  $\gamma = 1,2; 1,4$ . При соответствующем масштабном пересчете (см. (2)) полученные зависимости полностью совпадают. Это позволило представить усредненные результаты расчетов

в виде зависимости  $S = f(\tau)$  безразмерных критериев  $S = D \sqrt{\frac{T}{T_0} \frac{(\gamma_0^2 - 1)}{(\gamma^2 - 1)}}$

и  $\tau = \tau_0 \frac{k}{k_0} \frac{\kappa_0}{\kappa} \exp \left[ \frac{E}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$ , где индексом нуль обозначены произволь-

но выбранные масштабные параметры;  $\tau_0 = tk_0 \exp [E/RT_0]$  (рис. 6). Если принять во внимание зависимость  $D(Q)$  (см. рис. 4), то замена  $S$

на  $S' = D \sqrt{\frac{T}{T_0} \frac{Q_0}{Q} \frac{(\gamma_0^2 - 1)}{(\gamma^2 - 1)}}$  совмещает участки кривых в области суще-

ствования КДК. При этом начальные и конечная фазы будут представлены уже разными кривыми.

Таким образом, на основе рассмотренных случаев зависимости кинетики химической реакции от температуры можно сделать вывод о

важной роли принимаемой кинетической модели в закономерностях выхода на режим стационарной детонации. В заключение остановимся на вопросе о «критических» градиентах [1], факт существования которых используется в обзоре [2], посвященном механизмам перехода горения в детонацию в газовых смесях. Полученные в настоящей работе результаты позволяют утверждать, что при «критических» (в смысле [1]) градиентах температуры в системе никакой перестройки течения не возникает, а «критичность» связана только с длиной сосуда. Именно в этом диапазоне градиентов температуры на холодный торец сосуда данной длины воздействует детонационная волна. При больших градиентах температуры существующий в системе КДК распадается до прихода на стенку.

Поступила в редакцию 2/IV 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, В. Б. Либрович и др. ПМТФ, 1970, 2, 76.
2. J. H. S. Lee, I. O. Moen. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 359.
3. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
4. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
5. W. Fickett, W. W. Wood. Phys. Fluids, 1966, 9, 5, 903.
6. I. I. Erpenbeck. Phys. Fluids, 1967, 10, 2, 274.

### ДЕФОРМАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА СМЕСЕЙ МЕТАЛЛ — ОКИСЛИТЕЛЬ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УДАРОМ И ТРЕНИЕМ

*С. М. Муратов, С. П. Бажанов, Е. Х. Гидаспова, Ю. В. Просвирина,  
А. П. Амосов, Л. Я. Кашпоров, С. И. Воронков*

*(Куйбышев)*

Смеси металлов с окислителями широко применяются в металлотермии, самораспространяющемся высокотемпературном синтезе и других областях [1, 2]. Для обеспечения безопасности работ с этими смесями необходимо знать закономерности их инициирования механическими воздействиями (ударом, трением). В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования закономерностей деформирования и возбуждения взрывчатого превращения (горения) некоторых двойных стехиометрических смесей металл — окислитель при ударе на копре К-44-II и трении на копре К-44-III.

Воздействие ударом проводили стандартным роликовым прибором № 2 диаметром 10 мм [3, 4]. В качестве бойка применяли ролики диаметром 4 и 2,5 мм. О чувствительности судили по энергии удара  $E$ , соответствующей нижнему пределу чувствительности [4]. Результаты испытаний двойных стехиометрических смесей циркония и магния с нитратом и пероксидом бария на чувствительность к удару при различных диаметрах бойка  $D$  и начальных толщинах слоя  $h$  приведены на рис. 1. При изменении  $h$  для различных  $D$  величина  $E$  может изменяться очень сильно. При  $h < 0,4 \div 0,6$  мм энергия инициирования уменьшается при увеличении толщины, достигает минимума, а затем возрастает с толщиной слоя.

Такое сильное изменение чувствительности в зависимости от  $h$  и  $D$  может быть связано с особенностями механизма инициирования смесей, в основе которого лежат различные деформационные процессы. Для их исследования проведены тензометрирование и фоторегистрация процесса деформации слоев различной толщины под действием удара. Тензометри-