

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Кауфман, Б. С. Лимонов, С. В. Тараканов.— В кн.: Теплофизика и физическая гидродинамика. Сб. трудов Ин-та теплофизики СО АН СССР. Новосибирск, 1978.
2. Н. И. Белугин, Ю. С. Марков.— В кн.: Вопросы математической физики и теории колебаний. Вып. 2. Иваново, 1973.
3. E. Ohta, K. Tajima, H. Morii. Bul. of ISME, 1976, 19, 130.
4. В. Н. Милютин, А. М. Подвысоцкий, А. А. Шрайбер.— В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 16. Киев — Одесса: Высшая школа, 1977.
5. R. Morse. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 1170.
6. А. П. Аляхимов, А. Н. Папырин, А. Л. Преденн, Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1977, 4.
7. Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев, С. А. Ждан и др. ФГВ, 1982, 18, 1.

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ГОРЮЧЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПРИ ВЗРЫВЕ В ВОЗДУХЕ

А. П. Войтов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин,  
В. Н. Михалкин, В. А. Шаргатов  
(Москва)

Расчет параметров ударной волны, генерируемый взрывом горючей газообразной смеси, необходим для предсказания последствий подобных взрывов при аварийных ситуациях. Параметры ударных волн в воздухе изменяются с расстоянием от центра взрыва и определяются размерами области, занимаемой горючей газообразной смесью и ее составом. Анализ параметров ударных волн, возникающих при распаде произвольного разрыва на границе между продуктами детонации (ПД) и воздухом, проводился в работах [1—4]. Численное решение подобной задачи приведено в [3, 4].

Значительный интерес представляет исследование влияния состава горючей смеси на параметры плоской ударной волны в воздухе, генерируемой взрывом. Постановка задачи традиционна и подробно описана в [4, 3].

Рассматривается пространство справа и слева от плоскости симметрии, до расстояния  $x_0$  заполненное реагирующей газовой смесью, а дальше — воздухом. Детонационная волна инициируется вдоль плоскости симметрии. После выхода детонационной волны на границу раздела в воздухе начинает распространяться ударная волна. Для описания возникающего нестационарного течения используются одномерные уравнения газовой динамики в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial M}, \quad (1)$$

$$v = \frac{\partial x}{\partial M}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial (pu)}{\partial t}, \quad (3)$$

$$E = I + 0,5u^2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u. \quad (5)$$

Здесь  $v$  — удельный объем;  $u$  — массовая скорость;  $p$  — давление;  $I$  — удельная внутренняя энергия;  $t$  — время;  $x$  — пространственная переменная;  $M$  — лагранжева массовая переменная.

Граничные условия:

$$\text{при } x=0 \quad u=0,$$

$$\text{при } x=Dt \text{ и } t < x_0/D \quad u=u_D, \quad p=p_D, \quad v=v_D,$$

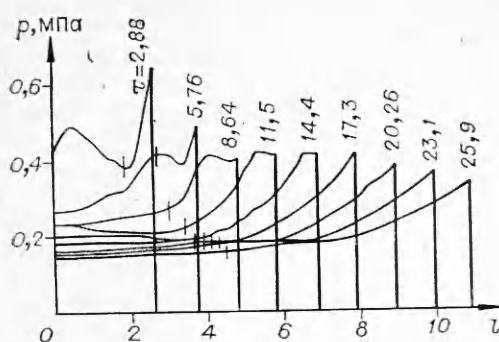


Рис. 1. Зависимость давления от безразмерного расстояния  $l = x/x_0$  для моментов времени  $t = \tau x_0/D$ .

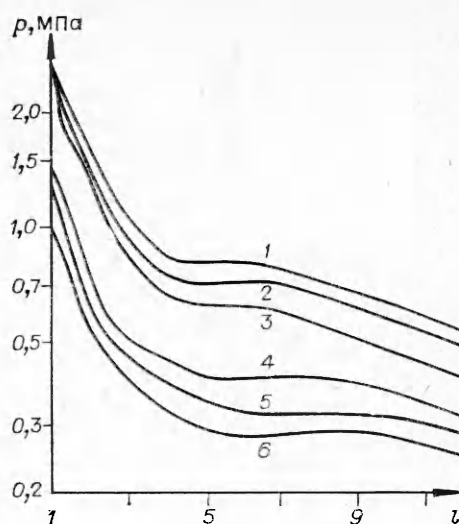


Рис. 2. Зависимость давления на фронте ударной волны в воздухе от безразмерного расстояния  $l = x/x_0$ , пройденного ударной волной.

1 — ацетилено-кислородная смесь,  $\alpha = 1$ ,  $\gamma_{эфф} = 1,028$ ; 2 — ацетилено-кислородная смесь ( $\alpha = 1$ ), расчет по (6), (7); 3 — ацетилено-кислородная смесь,  $\alpha = 1$ ,  $\gamma_{эфф} = 1,303$ ; 4 — пропано-воздушная смесь,  $\alpha = 1,0$ ; 5 — пропано-воздушная смесь,  $\alpha = 2,0$ ; 6 — пропано-воздушная смесь,  $\alpha = 0,5$ .

где  $D$  — скорость детонации;  $u_D$ ,  $p_D$ ,  $v_D$  — параметры продуктов детонации в плоскости Чепмена — Жуге. На контактной поверхности предполагается равенство давлений и массовых скоростей.

Предполагается, что параметры состояния воздуха описываются уравнением идеального газа с показателем адиабаты воздуха  $\gamma = 1,4$ . Параметры продуктов детонации в плоскости Чепмена — Жуге и при изэнтропическом расширении определяются из равновесного термодинамического расчета [5]. Уравнение состояния ПД представляется в виде  $p(\rho, E)$ . Параметры продуктов детонации при изэнтропическом расширении аппроксимируются уравнениями

$$I_s = f_1(v), \quad p_s = f_2(v); \quad \Gamma(v) = \left( \frac{\partial p}{\partial I} \right)_v = f_3(v), \quad c_v = f_4(T), \quad T_s = f_5(v),$$

где  $I_s$ ,  $p_s$ ,  $c_v$  — равновесные значения удельной внутренней энергии, давления и теплоемкости продуктов детонации при данном значении удельного объема;  $T_s$  — равновесная температура.

Так как процесс расширения ПД сопровождается необратимыми превращениями энергии (отраженные ударные волны), изменение давления и температуры описывается в виде

$$p = p_s + \Gamma(v)(I - I_s), \quad (6)$$

$$T = T_s + (I - I_s)/c_v. \quad (7)$$

Здесь  $p$ ,  $T$  — давление и температура при заданных значениях удельного объема и внутренней энергии.

Из уравнений (6), (7) следует, что при равновесном изэнтропическом расширении ПД параметры  $p$  и  $T$  совпадают с их равновесными значениями. Этот метод представления уравнения состояния расширяющихся продуктов детонации в виде  $p(\rho, E)$  отличается от метода [6] дополнительной аппроксимацией выражения для  $c_v(T)$ , существенно изменяющегося для ПД горючих газообразных смесей. Отметим, что в работах [1—4] использовались выражения для внутренней энергии или энтальпии ПД с эффективными показателями  $\gamma_{эфф}$ .

Система уравнений газовой динамики совместно с (6), (7), начальными и граничными условиями решалась численно с помощью разностной консервативной схемы [7]. Выполнены расчеты параметров ударных волн в воздухе, образующихся при взрыве ацетилено-кислородных и

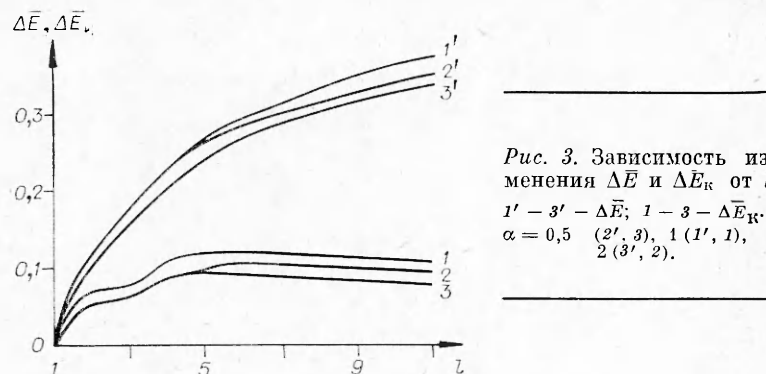


Рис. 3. Зависимость изменения  $\Delta E$  и  $\Delta E_k$  от  $l$ .  
 $1' - 3' - \Delta E$ ;  $1 - 3 - \Delta E_k$ .  
 $\alpha = 0,5$  (2', 3), 1 (1', 1),  
 2 (3', 2).

пропано-воздушных смесей. На рис. 1 представлены профили изменения давления ударной волны в воздухе от безразмерного расстояния  $l = x/x_0$  при взрыве пропано-воздушной смеси стехиометрического состава ( $C_3H_8 + \text{воздух}$ ,  $\alpha = 1$ ), где  $\alpha = \frac{m_r/m_0}{m_{r,ст}/m_{o,ст}}$ ,  $m_r$ ,  $m_0$  — объемные концентрации горючего и окислителя. Индекс «ст» соответствует стехиометрическому составу. Вертикальные штрихи на рис. 1 показывают положение контактной поверхности в различные моменты времени. Поршневое действие продуктов детонации на параметры ударной волны в воздухе заметно проявляется на расстоянии  $5 < l < 7$ . Этот эффект отмечен в [3] и связан с усилением ударного фронта волной сжатия, формирующейся в продуктах детонации.

На рис. 2 приведены зависимости максимального давления на фронте ударной волны от безразмерного расстояния для пропано-воздушных смесей разного состава. Параметры ударных волн в воздухе на одинаковом расстоянии от центра взрыва горючих смесей при  $\alpha = 2$  оказываются выше, чем при  $\alpha = 0,5$ , поэтому взрывы богатых горючих смесей более опасны, чем бедных.

Кривые 1, 3 на рис. 2 иллюстрируют результаты расчетов для ацетилено-кислородных смесей стехиометрического состава, рассчитанных по методикам, приведенным в [3, 4]. Параметры ударных волн в воздухе зависят от значения  $\gamma_{эфф}$ .

Изменение внутренней  $\Delta \bar{E} = \left[ \int_{m_r}^m (I - I_0) dm \right] / Qm_r$  и кинетической  $\Delta \bar{E}_k = \left( \int_{m_r}^m u^2 / 2 \cdot dm \right) / Qm_r$  энергии воздуха, находящегося между фронтом

ударной волны и расширяющимися продуктами детонации, отнесенное к общему количеству тепла, выделяемого при взрыве горючих смесей ( $Qm_r$ ), от положения фронта волны представлено на рис. 3. Здесь  $Q$  — теплота взрыва;  $m_r$  — масса горючей смеси; кривые  $1-3$  — зависимости для кинетической, а  $1'-3'$  — для изменения внутренней энергии воздуха при взрыве пропано-воздушных смесей. Во всей расчетной области изменения параметров воздушной ударной волны наблюдается увеличение общей и внутренней энергии воздуха, вовлеченного в движение. Максимальные значения  $\Delta \bar{E}_k$  достигаются на расстояниях, приблизительно соответствующих неравномерному спаду давления на фронте волны. Общая доля и характер перераспределения между внутренней и кинетической энергией в воздухе слабо зависят от состава горючей смеси.

Поступила в редакцию 18/II 1983

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Гриб. ПММ, 1944, 8, 3, 169.
2. А. А. Гриб. ПММ, 1944, 8, 4, 273.
3. С. А. Ждан, В. И. Феденок. — В кн.: Механика быстропротекающих процессов. Вып. 51. Новосибирск, 1981.
4. Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев, С. А. Ждан и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 109.
5. С. А. Губин, С. М. Когарко и др. Вычислительная программа термодинамического расчета равновесного состава и параметров продуктов детонации горючих газовых смесей и низкоплотных конденсированных ВВ. Отчет МИФИ № 0181.6005447. М., 1981.
6. Ch. L. Mader. Numerical Modeling of Detonations. Berkely — Los Angeles — London: Univ. Calif. Press., 1979.
7. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.

## ПРЕДЕЛЫ И РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМАХ

Г. А. Лямин, А. В. Пинаев

(Новосибирск)

В результате исследования гетерогенной газ — пленка детонации (газ в объеме трубы, пленка жидкого горючего на ее стенках) установлено [1], что в трубах диаметром 6—30 мм при начальном давлении окислителя  $p_0 = 1 \div 40$  атм скорость детонации слабо зависит от  $p_0$  и практически не зависит от состава системы при  $\varphi > 2 \div 3$  ( $\varphi$  — коэффициент переобогащения системы горючим по сравнению со стехиометрическим составом). Обзор литературы по механизмам распространения и моделям детонации, а также результаты по структуре зоны реакции при детонации систем газ — пленка, представлены в работе [2]. В [3] приведены результаты экспериментального исследования пределов детонации в зависимости от концентрации горючего в системе. Исследования газопленочной детонации в трубах диаметром  $d = 22,2; 11,1$  и  $4,75$  мм проведены, сг [4], в литературе отсутствуют сведения о возможности и режимах распространения детонации в каналах меньшего сечения. Не существует также публикаций о нахождении пределов гетерогенной детонации по начальному давлению окислителя при фиксированной толщине пленки горючего на стенках.

В настоящей работе исследуется газопленочная детонация в круглых и квадратных каналах с малым сечением и определены предельные давления  $p_0^*$ , при которых еще возможно распространение детонационной волны для случая достаточно переобогащенных систем ( $\varphi > 3$ ). В качестве окислителя использовался кислород, горючими служили предельные углеводороды декан ( $C_{10}H_{22}$ ) и гексадекан ( $C_{16}H_{34}$ ), вакуумное масло ВМ-4 — смесь углеводородов нафтового ряда.

Каналы квадратного сечения размером  $6 \times 6, 3 \times 3, 1 \times 1$  мм, длиной 600 мм располагались вертикально; снизу, вблизи торца, размещалось прозрачное окно длиной 120 мм. Внутренний диаметр стеклянных трубок  $d = 1,3$  и  $3,3$  мм, длина 600 и 900 мм соответственно. Иницирование детонации во всех каналах осуществлялось подрывом мanganитовой проволоочки от батареи конденсаторов емкостью 2160 мкФ, напряжение на батарее изменялось от 200 до 600 В. Проволочка устанавливалась в камере иницирования объемом около  $3 \text{ см}^3$ , примыкающей непосредственно к началу каналов. Для съемки самосвечения процесса использовался фоторегистратор барабанного типа, направление вращения диска которого было перпендикулярно распространению детонационной волны.

Дополнительно в квадратных каналах проводилась запись давления на осциллографе ОК-33 двумя пьезодатчиками, описанными в [5]. Дат-