

нении глубины загрузки на  $5 \div 10$  см относительно оптимальной (обеспечивающей максимум скорости частиц на выходе из трубы), скорость частиц меньше  $u_{2 \max}$  всего на 10 м/с.

Как видно из рис. 4 температура частиц не достигает температуры плавления  $T_{2п.л}$  (штриховая линия) при любом значении  $L$ . Экспериментальные наблюдения подтвердили отсутствие разрушения этих частиц в процессе ускорения в отличие, например, от частиц ВК-25 [7].

Таким образом, проведенные опыты показали, что метод многоэкспозиционной лазерной фоторегистрации может успешно применяться для решения различных задач, связанных с исследованием динамики частиц в высокоскоростном высокотемпературном потоке газа как в стволе, так и за его срезом; сопоставление экспериментальных и расчетных значений скорости свидетельствует о том, что предложенная математическая модель достаточно хорошо описывает процесс ускорения частиц за детонационной волной.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. М. Тигову, Т. П. Гавриленко и Ю. А. Николаеву за содействие работе, полезные обсуждения и критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан, В. П. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6, 103.
2. С. Б. Хендерсон. РТК, 1976, 14, 6, 5.
3. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: ИЛ, 1962.
4. А. М. Гладилин, Е. Н. Карпиловский, А. Д. Корнев. ФГВ, 1978, 14, 1, 123.
5. А. М. Гладилин, С. С. Бартенев. ФГВ, 1980, 16, 2, 121.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1, 66.
7. В. М. Бойко, Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев и др. ФГВ, 1983, 19, 3.
8. В. М. Бойко, А. А. Карнаухов, В. Ф. Косарев, А. П. Папырин. ПМТФ, 1982, 3, 64.
9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

УДК 534.222.2

### ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ УДАРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ СПЛАВОВ ТРОТИЛ — ГЕКСОГЕН, ТРОТИЛ — ОКТОГЕН

*С. А. Бордзиловский, В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов  
(Новосибирск)*

Ударное инициирование гетерогенных конденсированных ВВ характеризуется возникновением химической реакции в отдельных очагах («горячих» точках). Это явление определяет сложную структуру зоны энерговыведения, представляющую собой смесь сжатого ударной волной непрореагировавшего ВВ и продуктов реакции, веществ с различными физико-механическими свойствами. Математическое моделирование позволяет определять детальную картину газодинамического процесса в зоне реакции и дополняет экспериментальные данные.

Ранее в [1, 2] предложена методика численного моделирования процесса возбуждения детонации в однокомпонентном ВВ. Целью настоящей работы являлось исследование возможности применения этой методики для моделирования переходных процессов в ВВ, состоящих из компонентов с различной чувствительностью к ударному воздействию.

#### Основные положения математической модели.

1. За фронтом УВ исходное ВВ представляется в виде отдельных сферических частиц одинакового радиуса  $R_0$ . Количество частиц в единице массы постоянно и равно  $N_0$ .

2. Переход ВВ в ПД происходит в волне разложения. Скорость распространения фронта волны пропорциональна давлению ( $v = ap$ ,  $a = \text{const}$ ).

3. Компоненты смеси ВВ и ПД с массовыми концентрациями  $(1 - q)$  и  $q$  соответственно находятся в зоне химической реакции при одинаковом давлении, но с разными температурами. Тогда скорость «выгорания» ВВ в зоне реакции описывается зависимостью вида

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_I &= 3(a/R_0) \left( \frac{1-q}{1-\sigma} \right) (\rho/\rho_0)^{1/3} p \exp(-E^*/3E_T) \sigma^{2/3}, 0 < q < q^*, \\ \dot{q}_{II} &= 3(a/R_0) (\rho_1/\rho_0) p \exp(-E^*/E_T) (1-q^*)^{1/3} (1-\sigma)^{2/3}, q^* \leq q \leq 1, \end{aligned} \right\} (1)$$

где  $\rho_0$ ,  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — плотность ВВ и ПД соответственно;  $E^* = \text{const}$ ;  $\sigma = q\rho/\rho_2$ ;  $E_T$  — тепловая составляющая удельной внутренней энергии ВВ. Отметим, что п. 1 основных положений можно заменить предположением о наличии за фронтом УВ частиц кубической или тетраэдрической формы. При этом в уравнении «макрокинетики» (1) как показатель  $2/3$ , выражающий отношение удельной поверхности частицы к ее объему, так и коэффициент  $3(a/R_0)$ , не изменятся.

Известно, что скорость изменения давления в фиксированной точке заряда зависит от импеданса среды [3]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(\rho c)^2 \left[ -p \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial t} \right], (2)$$

где  $V$  — удельный объем. Для двухкомпонентной среды связь между импедансами согласно п. 3 и 4 определяется выражением

$$\frac{1}{(\rho c)^2} = \frac{1-q}{(\rho_1 c_1)^2} + \frac{q}{(\rho_2 c_2)^2}, (3)$$

где  $c$  — скорость звука. Таким образом, в соответствии с (1) — (3) поведение вещества в зоне реакции есть функция «макрокинетики» и параметров уравнений состояния отдельных компонентов.

Уравнения состояния, применяемые в расчетах, выбраны в форме Ми — Грюнайзена. В качестве «холодной» составляющей давления ( $p_x$ ) в ВВ использована изэнтропа в виде уравнения Тэта, проходящая через начальное состояние:

$$p_x = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} \left[ \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^n - 1 \right], (4)$$

где  $n \approx 4b - 1$ ;  $b$  — коэффициент в выражении  $D = a + bu$ . Для ПД использована изэнтропа разгрузки из состояния Чепмена — Жуге стационарной детонации. Коэффициент Грюнайзена для ВВ принимался постоянным, близким к среднему значению в области нормальной детонации. В уравнении состояния ПД коэффициенты определялись в соответствии с [4]. Уточнение выбранных констант в уравнениях состояния, а также подбор двух констант в уравнении «макрокинетики» проводились при сопоставлении расчетных и экспериментальных зависимостей  $p(t)$ . Чтобы уменьшить зависимость расчета от разброса таких параметров, как входное давление инициирующей ударной волны, плотность образцов, сопоставление велось с набором из четырех профилей давления, полученных в одном эксперименте. Первый профиль использовался в расчете в качестве граничного условия.

**Постановка экспериментов.** Образцы исследуемых ВВ из сплавов тротил — гексоген (ТГ 50/50) и тротил — октоген (ТО 34/66) нагружались зарядом ВВ с плосковолновой линзой через аттенюатор, состоящий из преград с различным динамическим импедансом (парафин — медь) [2]. Толщины преград в аттенюаторе выбраны так, что вторая УВ приходила на поверхность раздела аттенюатор — образец не раньше чем через 3,6 мкс после входа основной УВ в образец. Скорость спада давления за фронтом УВ составляла 30% за 3,5 мкс. Размеры сборки и образцов

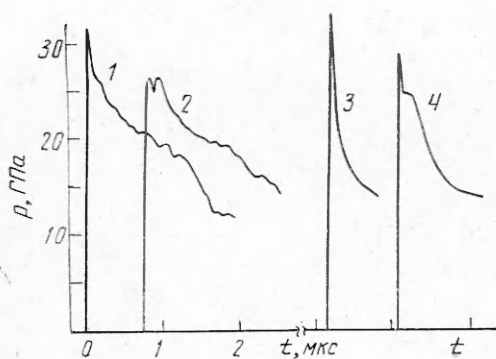


Рис. 1. Диаграмма  $p(t)$  для ТГ 50/50 в режиме, близком к стационарному.

1, 2 — эксперимент, расстояние между датчиками 6 мм; 3, 4 — расчетные кривые.

обеспечивали отсутствие влияния боковых волн разрежения на фронт инициирующей ударной волны до 35 мм. Плотность образцов ТГ  $1,69 \pm 0,01$  г/см<sup>3</sup>, ТО  $1,78 \pm 0,01$  г/см<sup>3</sup>. Конструкция манганиновых датчиков описана в [2]. Датчики изолировались с обеих сторон пленкой из фторопласта и приклеивались эпоксидной смолой. Толщина изоляции увеличивалась от 0,1 мм с каждой стороны на первом датчике до 0,25—0,35 мм на последнем. Для контроля работы системы регистрации проводились измерения давлений в составе ТГ 50/50 в стационарном режиме детонации. Датчики располагались последовательно на расстоянии 55 мм от генератора плоской волны. Полная толщина измерительного пакета (датчик с изолирующими прокладками) в 0,65 мм, как правило, обеспечивала запись детонационного давления, а в ряде экспериментов и части химического пика (рис. 1). Положение каждого из экспериментальных профилей давления для сравнения с расчетом скорректировано на время прохождения инициирующей УВ по измерительным пакетам и соответствует ее движению по ВВ без датчиков. Процесс развития детонации качественно хорошо повторяется. Экспериментальные профили давления вместе с расчетными приведены на рис. 2, а, б.

**Обсуждение результатов.** В обоих рассматриваемых случаях получено удовлетворительное качественное и количественное совпадение расчетных и экспериментальных профилей  $p(t)$ . Как следует из вида уравнения «макрокинетики», чувствительность ВВ, т. е. характер ускорения детонационной волны, определяется значениями параметров  $3(a/R_0)$  и  $E^*$ . Если первый в основном отражает структуру заряда, т. е. параметр, мало отличающийся у большинства литых ВВ, то  $E^*$  для использованных компонентов отличается существенно. Некоторое эффективное значение  $E^*$ , определенное для смеси и позволяющее удовлетворительно описывать ускорение детонационной волны, т. е. параметры на ее фронте, может давать отклонение расчета от эксперимента в последующих фазах течения за фронтом. Основное расхождение между расчетом и экспериментом наблюдается в конце переходной зоны и может быть вызвано следующими причинами.

В обоих рассматриваемых случаях получено удовлетворительное качественное и количественное совпадение расчетных и экспериментальных профилей  $p(t)$ . Как следует из вида уравнения «макрокинетики», чувствительность ВВ, т. е. характер ускорения детонационной волны, определяется значениями параметров  $3(a/R_0)$  и  $E^*$ . Если первый в основном отражает структуру заряда, т. е. параметр, мало отличающийся у большинства литых ВВ, то  $E^*$  для использованных компонентов отличается существенно. Некоторое эффективное значение  $E^*$ , определенное для смеси и позволяющее удовлетворительно описывать ускорение детонационной волны, т. е. параметры на ее фронте, может давать отклонение расчета от эксперимента в последующих фазах течения за фронтом. Основное расхождение между расчетом и экспериментом наблюдается в конце переходной зоны и может быть вызвано следующими причинами.

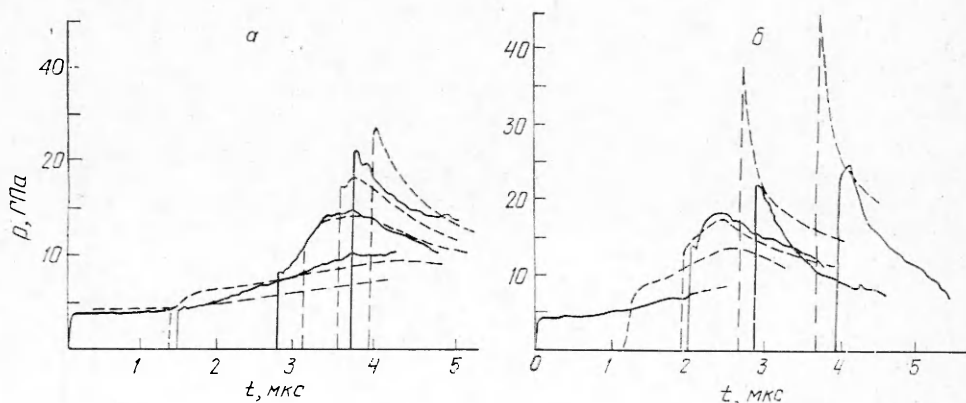


Рис. 2. Диаграммы  $p(t)$  для ТГ 50/50 (а) и ТО 34/66 (б).

--- расчет; — эксперимент; а) положение датчиков  $h=0, 5, 10$  и  $15,1$  мм; б)  $h=0, 8,23, 13,30$  и  $21,52$  мм.

Регистрируемое давление оказывается меньше расчетного из-за того, что измерительный пакет не разрешает часть фронта детонационной волны. Возможно возмущение формирующейся детонационной волны измерительными прослойками.

Последний эффект в расчете можно смоделировать резким уменьшением члена  $\partial q/\partial t$  в уравнении (2), так как инертная среда характеризуется тем, что  $\partial q/\partial t = 0$ . Зависимость  $p(t)$  за фронтом УВ в этом случае приведена на рис. 1 (линии 3 — до и 4 — после кратковременного уменьшения  $\partial q/\partial t$ ). Расчет показывает, что введение «инертной» прокладки даже при совпадении импедансов в зоне реакции приводит к более резкому спаду давления за фронтом УВ с последующим нарушением монотонного характера изменения давления.

В режиме стационарной детонации и в конце преддетонационного участка вблизи фронта детонационной волны наблюдаются колебания давления, отмечавшиеся, например, в [5, 6] (см. рис. 1, 2). Имеющиеся данные не позволяют однозначно ответить на вопрос, вызваны ли они рассогласованием импедансов измерительного пакета и ВВ или же связаны с возмущением детонационной волны, отмеченным выше. Рассмотрение этого явления представляет самостоятельный интерес.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6, 113.
2. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
3. В. С. Трофимов.— В кн.: Детонация. Вып. II. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1981.
4. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
5. K. Burrows, D. K. Chilvers a. o. Sixth Symp. on Detonation. ACR — 221, Arlington, Virginia, 1976.
6. Л. В. Альтшулер, В. В. Балалаев и др.— В кн.: Детонация. Вып. II. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1981.

УДК 662.222

### О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ВОДНЫХ ГЕЛЕЙ

*В. Э. Анников, Б. П. Кондриков, П. Н. Корнеева, С. П. Пузырьев*  
(Москва)

Детонация водонаполненных составов на основе желатинизированных растворов окислителей и горючих [1—3] распространяется по механизму, заключающемуся в том, что при действии ударной волны пузырьки газа, которые вводятся в состав специально или вносятся в него вместе с порошкообразными компонентами, сжимаются, приводя к возникновению горячих точек или очагов разогрева. Горение, возникшее в очагах разогрева, распространяется на весь объем ВВ [4—6]. Зная число очагов и скорость горения, легко рассчитать основные характеристики процесса, скажем, критический диаметр или предельное давление инициирования.

К сожалению, скорость горения в детонационной волне практически неизвестна. Даже весьма грубые оценки ее требуют применения чрезвычайно сложной оптической и электронной аппаратуры [6]. Не вполне ясно также, как рассчитать в обычном порошкообразном прессованном заряде число горячих точек. Наглядно показано [7], что с исходным числом частиц оно не совпадает — частички интенсивно разрушаются при действии ударной волны.

Водосодержащие газонаполненные системы обеспечивают уникальную возможность проверки предположений о механизме детонационного процесса. С помощью добавок порофоров или механического аэрирования,