

4. А. И. Сычев, А. В. Пинаев. ПМТФ, 1986, 1.
5. G. P. Glass, G. B. Kistiakowsky et al. J. Chem. Phys., 1965, 42, 2.
6. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6, 81.
7. И. Poritsky. Proc. First U. S. Nat. Congr. Appl. Mech., 1952.
8. В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Институт теплофизики, 1983.
9. Г. К. Бэтчелор.— В сб. переводов. Механика, 1963, 3, 109.
10. С. С. Кутателадзе, В. Е. Накоряков. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.

*Поступила в редакцию 17/VII 1985*

## О ТЕМПЕРАТУРЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗРЫВЕ В КАМЕРЕ

А. П. Ершов, А. Л. Куперштох  
(Новосибирск)

Существует мнение, что при расширении продуктов детонации (ПД) в замкнутом объеме их температура в общем падает, оставаясь ниже значения за фронтом детонационной волны. Данная работа посвящена численному расчету полей температуры при сферически симметричном взрыве заряда во взрывной камере. Оказалось, что в заметной доле массы ПД достигаются температуры, в несколько раз превышающие температуру Чепмена — Жуге. Этот эффект связан в основном не со сферической кумуляцией, а со сложной структурой течения при расширении ПД и последующей циркуляцией ударных волн (УВ).

В настоящее время опубликовано много расчетов взрыва заряда ВВ в газовой среде, в том числе и внутри взрывной камеры [1]. В основном исследовались нагрузки, действующие на стенку камеры. Термическое состояние продуктов при взрыве в камере не рассматривалось. Распределение температуры в пространстве и времени может влиять на свойства и конечный состав ПД. Возможен также теплообмен между нагретыми ПД и объектами, подвергаемыми воздействию взрыва.

Состояние ПД в условиях сильного расширения до сих пор не вызвало заметного интереса, так как основная часть работы взрыва производится плотными ПД. Однако на температуру внутри камеры могут влиять особенности расширения при относительно низких давлениях. В частности, оказались важными свойства газа, заполняющего взрывную камеру.

**Постановка задачи.** Рассматривается сферический заряд ТГ 50/50, расположенный в центре взрывной камеры. После выхода детонации на поверхность заряда начинается расширение ПД в окружающий газ. Движение газа и ПД описывается уравнениями газовой динамики в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{v_0}{R^2} \frac{\partial x^2 u}{\partial R}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + v_0 \frac{x^2}{R^2} \frac{\partial p}{\partial R} = 0,$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{p} \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u.$$

где  $v$  — удельный объем;  $u$  — скорость;  $x$  и  $R$  — эйлерова и лагранжева координаты;  $p$  — давление;  $\epsilon$  — внутренняя энергия. Задача решалась методом искусственной вязкости по разностной схеме [2]. В центре камеры и на стенке  $u = 0$ . Уравнение состояния ПД в виде  $p = p(v, \epsilon)$  взято из [3]. Газ, заполняющий камеру, считался идеальным с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ . Температура расширившихся ПД вычислялась по полученным значениям  $p$  и  $v$  как для идеального газа в предположении, что средняя молекулярная масса  $\mu = 30$  г/моль.

Варианты расчетов приведены в таблице. Варьировался вид (т. е.  $\mu$  и  $\gamma$ ) и начальное давление газа  $p_0$ . Рассматривались различные отношения  $L$  радиуса камеры к радиусу заряда  $R_0$  и в случае  $\text{CO}_2$  ( $L = 12$ ) два

режима инициирования — мгновенная детонация и точечное. В остальных вариантах — только точечное инициирование.

**Результаты расчетов.** На рис. 1 приведены профили давления в зависимости от эйлеровой координаты для различных моментов времени (вариант 1, точечное инициирование). Условно принято  $R_0 = 1$  см. При увеличении радиуса заряда с сохранением геометрического подобия ( $L = \text{const}$ ) пропорционально повысятся все времена. В момент  $t = 0$  волна детонации вышла на поверхность заряда. Тейлоровский профиль при  $t = 0$  получался отдельным решением автомодельной задачи. Масштаб для этого графика указан слева. Следующие кривые изображают подход ударной волны к стенке камеры и начало ее отражения. Вертикальные риски внизу отмечают положение границы раздела ПД — окружающий газ.

Вариант	Газ	$L$	$\mu$	$\gamma$	$p_0$ , атм
1	CO <sub>2</sub>	12	44	1,25	1
2		16,3			
3		20			
4	Воздух	13,4	29	1,25	0,01
5	Ar	16,3	40	1,67	1
6	N <sub>2</sub>	16,3	28	1,25	1
7					2,5

Отметим важный факт: от этой границы в сторону разлетающихся ПД идет так называемая внутренняя ударная волна. Последняя обнаружена в численных расчетах еще в работе [4] и связана со сферической расходящейся волной. Давление в расширяющихся ПД падает быстрее, чем на границе раздела, и формируется сначала слабая, а затем ярко выраженная УВ, направленная к центру симметрии. Скорость волны относительно вещества меньше скорости течения, и поэтому она сносится потоком.

В момент подхода УВ в газе к стенке камеры во всех вариантах расчетов внутренняя волна успевает сжать основную часть массы ПД (кроме взрыва в вакууме, вариант 4). Таким образом, продукты детонации делятся на сравнительно разреженное внутреннее ядро и более плотную «оболочку», которую успела сжать внутренняя УВ.

На рис. 2 изображены моменты отражения. При  $t = 52$  мкс УВ, отраженная от стенки, дошла до границы раздела более плотных ПД с газом и распалась на две. В момент  $t = 90$  мкс отраженная сходящаяся волна уже догнала внутреннюю, слилась с ней и сжимает малоплотное ядро ПД. Зависимость температуры от координаты приведена также для  $t = 90$  мкс. Во внешнем слое ПД  $T < 2000$  К, тогда как при сжатии разреженного внутреннего ядра достигаются значения  $(6 \div 8) \cdot 10^3$  К. Это происходит из-за того, что сжатие примерно до того же давления во внутренней области происходит однократно, а во внешней — в двух волнах: внутренней и отраженной от стенки камеры.

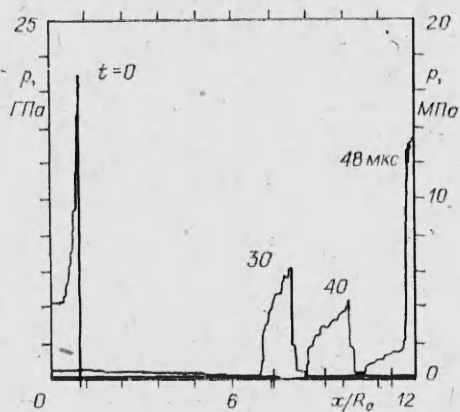


Рис. 1.

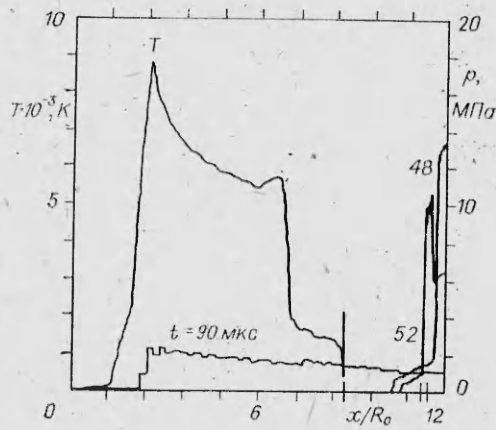


Рис. 2.

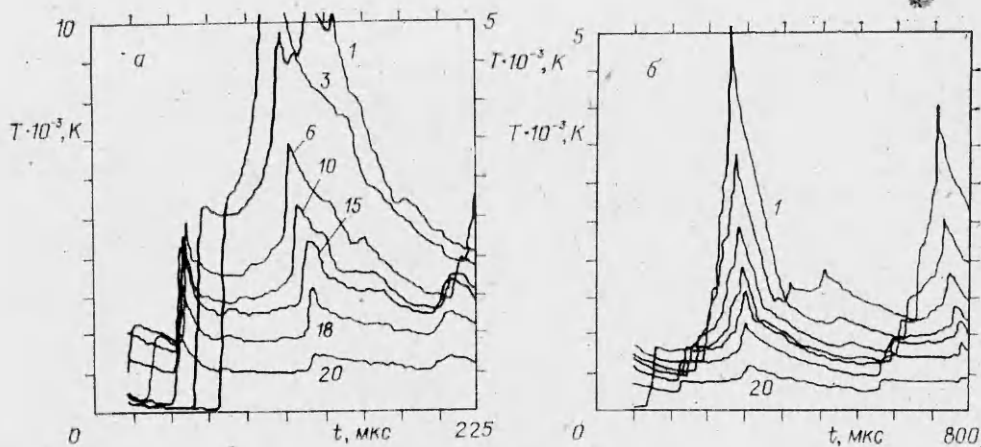


Рис. 3.

Далее волна отражается от центра, доходит до стенки и процессы повторяются с меньшей интенсивностью. Менее существенны отражения от двух внутренних границ: границы раздела ПД — газ и контактной поверхности горячих и относительно холодных ПД. Постепенно газодинамические процессы затухают, и реализуется сильно неоднородное распределение температуры по радиусу: горячее ядро, затем сравнительно холодный слой ПД и опять сильно нагретый окружающий газ. Через более длительное время температуры должны выровняться после перемешивания.

При расчетах запоминалась температура в 20 лагранжевых точках (элементах массы) ПД в зависимости от времени. На рис. 3, а приведены эти температурные истории для нескольких точек в порядке уменьшения максимальной температуры. Массы элементов одинаковы, нумерация начинается изнутри,  $T(t)$  вычисляется в середине каждого элемента. Масштаб для линий 1 и 3 указан слева, для остальных — справа. Максимальные значения достигаются при первом отражении волны от центра. Видно, что в ядре однократное сжатие приводит к более высоким  $T$  (кривые 1 и 3).

Для сравнения на рис. 3, б приведены те же графики для случая большего радиуса камеры ( $L=20$ ) при  $R_0=1$  см (вариант 3). Здесь температуры явно ниже. Ярко выраженное внутреннее ядро отсутствует, хотя величина  $T$  плавно повышается к центру из-за сферической кумуляции. В этом случае внутренняя УВ успевает пройти середину первого элемента массы до прихода отраженной от стенки волны.

Влияние радиуса камеры демонстрирует рис. 4. По горизонтальной оси отложена лагранжева массовая координата в заряде  $m$ , нормированная

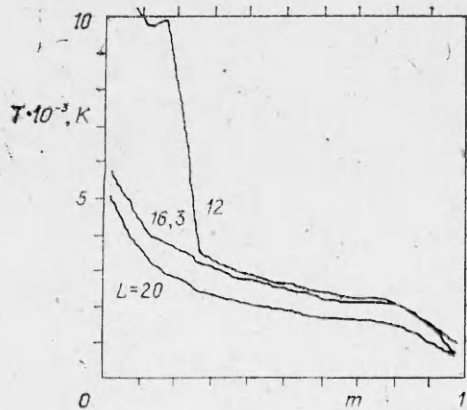


Рис. 4.

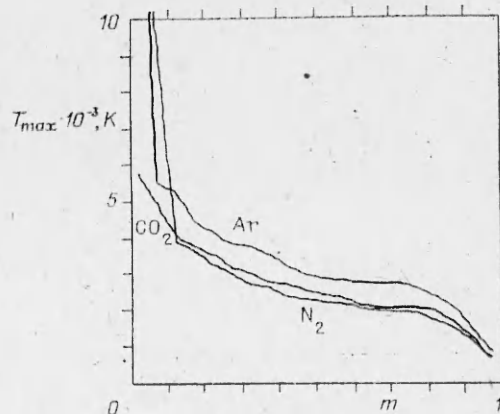


Рис. 5.

на единицу, по вертикальной — максимальная за все время процесса температура в данной точке  $T_{\max}$ . Графики приведены для вариантов 1—3 ( $\text{CO}_2$ ), цифрами указана величина  $L$ . При  $L = 12$  имеется внутреннее ядро, прогретое примерно до  $10^4$  К и содержащее 20—25% массы ПД.

На рис. 5 показано влияние газа, заполняющего камеру (т. е.  $\mu$  и  $\gamma$ ) на  $T_{\max}$  (варианты 2, 5, 6). Для всех кривых  $L = 16,3$ . Хотя в случае углекислого газа в основной массе ПД температура достигается примерно на 150 К больше, чем у азота, у  $\text{CO}_2$  нет внутреннего горячего ядра, которое за счет последующего перемешивания сильно нагреет окружающие слои ПД. Значения  $T$  ПД в атмосфере аргона всегда заметно выше, что объясняется малой сжимаемостью аргона (одноатомный газ) и, следовательно, меньшей передачей энергии взрыва окружающему газу.

Рис. 6 отражает влияние начального давления газа (варианты 6, 7). Везде, кроме центральной области, кривые почти совпадают. Однако при  $p_0 = 2,5$  атм нет горячего ядра, так как из-за большей плотности среды внутренняя УВ идет быстрее. Кроме того, в варианте 7 меньше длительность пиков температуры.

Расчеты с точечным инициированием и с моделью мгновенной детонации дают практически одинаковые результаты. Это связано с тем, что при сравнительно больших радиусах камеры течение зависит в основном от выделившейся энергии, а не от деталей ее распределения в начальный момент.

Отдельно следует остановиться на взрыве в вакууме (вариант 4). При малой плотности газа практически нет сопротивления среды, и при разлете ПД вырабатывается характерный линейный профиль скорости. Скорость максимальна на границе облака ПД и достигает 7—8 км/с. При ударе о стенку именно в граничных областях ПД достигаются максимальные температуры. Укажем еще на одну особенность взрыва в вакууме. Поскольку в этом случае внешней среды, поглощающей энергию, нет, разлет и реверберация волн происходят при постоянной полной энергии ПД. В начальный момент ПД имеют заметную потенциальную упругую энергию. После разлета и остановки течения эта доля энергии перейдет в тепловую и, следовательно, средняя температура ПД будет выше, чем на фронте детонации. По грубым оценкам, она вырастет примерно в 1,5 раза и составит  $(4,5 \div 6) \cdot 10^3$  К. (Для идеального газа после расширения в вакуум  $T_k = T_0$ .)

**Обсуждение результатов.** Можно отметить сложный характер течения, возникающего при взаимодействии волн, отраженных от стенки взрывной камеры и от центра, с границей раздела ПД — газ и с внутренней УВ. В результате пространственное распределение  $T$  даже после затухания волн сильно неоднородно. Зависимость  $T(t)$  в лагранжевых ячейках имеет сложный осциллирующий характер, отражающий попеременное сжатие и расширение газа. В максимумах величина  $T$  достигает нескольких тысяч градусов. Качественно подобных результатов можно ожидать и при отсутствии сферической симметрии.

Принятое уравнение состояния ПД, видимо, неточно для малых плотностей и высоких температур. Учет изменения состава из-за диссоциации должен уменьшить температурные контрасты. Уравнение состояния окружающего газа также нуждается в уточнении. Поэтому полученные данные носят в основном качественный характер.

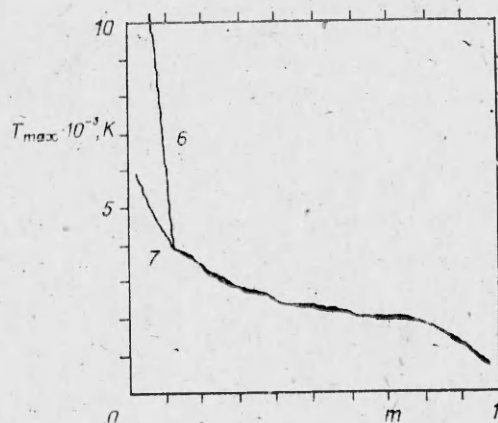


Рис. 6.

Не учитывалась также релей-тейлоровская неустойчивость границы раздела. Это до некоторой степени оправдано тем, что максимальные температуры достигаются при первом отражении волны от центра. Последующие пульсации будут, конечно, смазываться перемешиванием.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 2, 142.
2. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
3. В. Ф. Куропатенко.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, вып. 6. Новосибирск, 1977.
4. H. L. Brode. Phys. Fluids, 1959, 2, 2, 217.

Поступила в редакцию 20/IX 1985

### УСЛОВИЯ СТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ

*В. М. Гендугов*  
(Москва)

Рассматриваются два класса двухфазных гетерогенных систем: смеси и системы с неперемешанными фазами. Гетерогенные смеси состоят из фаз, одна из которых представляет собой капли, пузырьки или твердые частицы, а другая — несущая фаза — окружает их. Формально смесь можно определить как систему, несущая фаза которой занимает многосвязанную область.

Гетерогенные системы с неперемешанными фазами возникают в каналах. Несущая фаза (гомогенная среда) заполняет канал, а вторая фаза покрывает стенки канала. В отличие от смеси, область, занятая несущей фазой, в этом случае односвязанная.

Структура волны детонации гетерогенных систем (ДГС) включает в себя лидирующую ударную волну (УВ) и зону межфазного взаимодействия конечной протяженности. Энергия, выделяемая в зоне, питает лидирующую УВ. Трудности теоретического исследования стационарной ДГС сводятся главным образом к отсутствию обоснованного правила отбора ее скорости.

Цель работы состоит в выводе таких условий для ДГС с квазиодномерной структурой волны. Идейная сторона исследований состоит в следующем. В рамках механики взаимопроникающих континуумов уравнения движения несущей фазы содержат члены, определяющие межфазные взаимодействия. Поэтому уравнения движения несущей фазы допускают преобразования (аналогичные преобразования при гомогенной детонации [1]), из которых следуют искомые условия. Предполагается, что химические реакции (если они имеют место) протекают в узкой области несущей фазы. Эта область заменяется поверхностью пламени и поэтому скорость реакции определяется не кинетикой, а скоростью многофазного массообмена или скоростями межфазного массообмена и диффузионного перемешивания паров топлива и окислителя.

1. Рассмотрим детонацию гетерогенных систем с неперемешанными фазами в канале, заполненном невязкой несущей фазой (газ, жидкость), вторая фаза которой (топливо, конденсированное ВВ) покрывает стенки канала. Пусть для определенности невозмущенная область, занятая в канале несущей фазой, имеет постоянную площадь поперечного сечения  $A_0$ . Структура волны ДГС включает лидирующую УВ и зону межфазного взаимодействия за ней. В системе координат, связанной с фронтом ДГС течение стационарно. Запишем уравнения движения несущей фазы с учетом членов межфазного взаимодействия и изменения площади попереч-