

## ЗОНА РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ

*А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин,  
С. М. Когарко, А. Л. Подгребенков  
(Москва)*

Динамика распространения волн сжатия в двухфазных газо-жидкостных горючих смесях представляет большой интерес для исследователей, который вызван тем, что горение распыленной в газе жидкости широко используется в ряде важных технических объектов (например, различные типы камер сгорания на жидком топливе). Важнейшими среди вопросов, возникающих при изучении распространения волн сжатия в этих смесях, являются следующие:

а) механизм усиления волн сжатия при прохождении через горящую двухфазную систему;

б) условия перехода горения в детонацию.

Изучение детонации двухфазных смесей интересно также тем, что в таких системах в принципе возможно получить детонационные волны, занимающие по своей интенсивности промежуточное положение между детонационными волнами в газах и конденсированных ВВ.

Поскольку скорость тепловыделения в детонационных волнах двухфазных смесей должна в основном определяться скоростью перехода жидкой фазы в газ, слабо зависящей от температуры, то в отличие от газовой детонации в таких системах следует ожидать плавного изменения температуры в зоне реакции без периода индукции и последующего резкого подъема. Размер зоны тепловыделения в этом случае будет слабо зависеть от термодинамических и гидродинамических параметров за волной и от их флуктуаций. В силу указанного обстоятельства гетерогенные детонационные волны, по-видимому, менее склонны к искажению одномерности течения, вызванному неустойчивостью комплекса ударная волна — зона воспламенения.

При изучении процесса перехода горения в детонацию и природы детонационных пределов в двухфазных смесях важно определить протяженности реакции<sup>1</sup>, т. е. расстояние между точкой Жуге и ударным фронтом. По протяженности зоны реакции можно судить о доле энергии, идущей на самоподдержание волны, и о потерях тепла в стенки канала, по которому распространяется детонационная волна.

Из сказанного выше следует, что исследования двухфазных детонирующих смесей кроме решения практических задач могут дать ценную информацию теоретического характера, связанную с вопросами структуры волн, пределов детонации и нестационарных процессов, происходящих при прохождении волн сжатия и ударных волн по горящей двухфазной смеси.

К настоящему времени в работах [1—4] экспериментально показано существование детонационных волн в смесях, состоящих из капельных распылов в газообразном окислителе, и обнаружен факт усиления довольно слабых ударных волн (с числом Маха  $M \approx 1,1$ ) при их прохож-

<sup>1</sup> Под зоной реакции в двухфазной смеси подразумевается зона, в которой протекают химические реакции, идущие с выделением тепла. При этом размер зоны реакции (или зоны тепловыделения) и скорость реакции могут определяться скоростью любого из физических или химических процессов, идущих в газо-жидкостной смеси.

дении через области, заполненные горящими каплями. Теоретически вопрос о возможности детонации в двухфазных распылах с малым содержанием жидкой фазы в объеме анализировался Вильямсом [5], который пришел к выводу, что детонация в таких системах возможна, если:

а) при тепловыделении, контролируемом скоростью испарения, размер капель не превышает 10 мкм (капли столь малого размера имеют очень высокую скорость испарения);

б) для капель большего размера тепловыделение контролируется более быстрым, чем испарение, процессом газификации жидкости, вызываемым дроблением капель в потоке за волной. Авторы работ [1—4], анализируя полученные экспериментальные данные, приходят к выводу о решающем влиянии дробления капель на процесс распространения детонации в двухфазной капельной смеси. Особенно четко и наглядно это показано в работе [4].

Качественно картину усиления волн сжатия и возникновения детонации в горящих двухфазных смесях можно представить в следующем виде. После прохождения волны сжатия по элементу объема смеси из-за инерции жидкости образуется газодинамическая релаксационная зона, в которой происходит обмен количеством движения между газом и каплями. Вследствие того, что капли обтекаются высокоскоростным газовым потоком, они становятся неустойчивыми, их поверхность искажается и с поверхности срываются мельчайшие капельки, которые практически мгновенно испаряются [6]. Процесс перехода массы из жидкости в газовую фазу (массовыделение) резко интенсифицируется и при достаточном количестве другого компонента вблизи дробящейся капли; при достаточно высокой температуре возможно увеличение скорости горения, сопровождаемое локальным повышением давления за исходной волной. Новые волны, вызванные локальным повышением давления, при определенных условиях могут догнать первую волну сжатия и усилить ее. Поскольку дробление капель, а следовательно, и тепловыделение зависят от скорости газа за волной сжатия, то усиление волны будет прогрессирующим. Таким образом, при достаточно длительном прохождении волны по горячей смеси в ней может возникнуть детонационная волна. К сожалению, в настоящее время нет возможности получить полное и точное решение нестационарной задачи о распространении произвольной волны сжатия в горячей двухфазной смеси. Это связано как со слишком малым количеством экспериментальных наблюдений за поведением волн сжатия в двухфазных горящих смесях, так и с отсутствием четких представлений об особенностях поведения двухфазового потока за фронтом ударной волны при наличии массо- и тепловыделения.

Настоящая работа посвящена изучению характера изменения термодинамических и газодинамических параметров смеси в зоне реакции детонационной волны. Цель исследования состояла в оценке размера зоны тепловыделения за волной, являющегося критерием, который определяет возможность стационарного распространения детонации и возникновения ее в условиях объемов конкретной геометрии. Задачей исследования было также получение расчетных кривых тепловыделения в зоне реакции для различных возможных механизмов перехода жидкой фазы в газ с тем, чтобы иметь возможность из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными сделать заключение о том, какой из процессов определяет скорость тепловыделения в реальных детонационных волнах в двухфазных смесях.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим горючую смесь, состоящую из капель жидкого горючего, равномерно распределенного в атмосфере газообразного окислителя. По этой смеси распространяется одномерная плоская детонационная волна со скоростью  $u_0$ . Движение среды будем описывать в координатах, связанных с передним фронтом детонационной волны, положение которого характеризуется значением  $x=0$ ; ось  $x$  направлена от фронта в сторону продуктов сгорания. Состояние смеси перед фронтом волны описывается следующими параметрами:  $p_0$ —давление газа,  $T_0$ —температура,  $\rho_0$ —плотность газовой фазы,  $\sigma_0$ —массовая концентрация жидкого горючего,  $d$ —плотность жидкости,  $r_0$ —радиус капель жидкости,  $u_0$ —скорость газа,  $w_0$ —скорость капле (очевидно,  $u_0=w_0$ ). Значения этих параметров в зоне реакции обозначаются теми же буквами, только без индексов.

Основные допущения, принятые при выводе уравнений и решении уравнений, сводятся к следующему:

1) капли жидкости представляют собой недеформируемые сферы одинакового радиуса, не сливающиеся и не сталкивающиеся друг с другом;

2) расстояния, на которых существенно изменяются параметры течения, велики по сравнению с размерами капель;

3) объем, занимаемый каплями, пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа;

4) вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессах взаимодействия между фазами;

5) структура детонационной волны соответствует идеальной модели плоской волны Зельдовича—Неймана—Деринга, т. е. детонационная волна представляет собой устойчивый стационарный комплекс, состоящий из ударной волны с последующей дефлаграционной зоной, в которой происходит преобразование исходных компонентов в продукты сгорания.

Первые четыре из сделанных предположений обычны для рассмотрения течения двухфазной среды, а последнее типично для большинства работ по изучению детонации.

При анализе процессов массо- и тепловыделения рассматриваются две модели:

1) скорость тепловыделения целиком определяется скоростью процесса испарения жидких капель;

2) скорость тепловыделения определяется скоростью дробления капель.

В первой модели вся масса испарившегося вещества мгновенно сгорает, т. е. предполагается, что смешение компонентов и их реагирование происходит с бесконечно большими скоростями. Вторая модель предполагает, что масса оторвавшихся от основной дробящейся капли микрокапелек мгновенно испаряется и реагирует с окислителем. Другими словами, скорость сгорания и испарения тумана, образующегося в результате срыва жидкости с капель в высокоскоростном потоке, гораздо больше, чем скорость перехода жидкости из капли в туман. Температура газа за ударной волной в рассматриваемом случае около  $2000^\circ\text{K}$ , задержки воспламенения смеси гептан—кислород при таких температурах должны быть меньше  $10^{-6}$  сек, следовательно, предположение о бесконечно большой скорости химической реакции будет хорошо выполняться для волн, размер зоны тепловыделения в которых составляет величину в несколько миллиметров и больше. Хотя данных о скоростях смешения

паров жидкости с окислителем в следе за каплей, находящейся в сверхзвуковом потоке, нет, разумно предположить, что размер зоны смешения не будет превышать нескольких диаметров капель. Следовательно, смешение будет лимитировать скорость сгорания только в том случае, когда зона тепловыделения в волне будет порядка диаметра капли. Подробный анализ условий, при которых выполняются предположения, лежащие в основе обеих моделей, можно найти в работах [7, 8].

Время испарения микрокапель, отрывающихся от основной капли, составляет величину порядка 1 мксек. Действительно, размер их при больших динамических напорах, которые существуют в детонационных волнах, не превышает 1 мкм [9], размер зоны испарения таких капелек при принятых ниже значениях параметров потока не больше 1 мм. Следовательно, условия модели 2 будут выполнены для детонационных волн, в которых зона тепловыделения будет иметь протяженность несколько миллиметров и больше.

С целью упрощения расчетов температура капель считалась постоянной и не рассматривалась их деформация в процессе дробления. В действительности капли в потоке деформируются, учет этой деформации может несколько изменить количественные результаты расчетов, но принципиальных изменений в качественный характер полученных зависимостей он не внесет. Предположение о постоянстве температуры капель означает, что все тепло, поступающее в каплю, идет на ее испарение. Это условие не накладывает серьезных ограничений на применимость полученного ниже решения.

В расчете не учитывалась также зависимость вязкости, коэффициента поверхностного натяжения жидкости и вязкости газа от температуры.

**Основные уравнения.** Уравнения движения двухфазной среды в рассматриваемом случае записываются в следующем виде: неразрывности

$$\rho u + \sigma w = \rho_0 u_0 + \sigma_0 w_0; \quad (1)$$

сохранения количества движения

$$\rho u^2 + \sigma w^2 + p = \rho_0 u_0^2 + \sigma_0 w_0^2 + p_0; \quad (2)$$

сохранения энергии

$$\begin{aligned} \rho u \left[ \frac{\gamma p}{(\gamma - 1) \rho} + \frac{u^2}{2} \right] + \sigma w \left[ c T_0 + Q + \frac{w^2}{2} \right] = \\ = \rho_0 u_0 \left[ \frac{\gamma_0 p_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \right] + \sigma_0 w_0 \left[ c T_0 + Q + \frac{w_0^2}{2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $c$  — теплоемкость жидкости;  $\gamma$  — отношение теплоемкостей  $c_p/c_v$  для газовой фазы;  $Q$  — теплота сгорания топлива.

Величину массовой концентрации жидкости можно представить следующей формулой:

$$\sigma = \frac{4}{3} \pi r^3 n d,$$

где  $n$  — число капель в единице объема. В силу предположения об отсутствии слияния капель и мгновенном сгорании микрокапель тумана, образующегося при дроблении, поток капель жидкости является постоянной величиной, т. е.

$$nw = \text{const}. \quad (4)$$

Уравнение состояния газовой фазы смеси

$$p = \frac{\rho R T}{M}, \quad (5)$$

где  $M$  — средний молекулярный вес газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Помимо законов сохранения для учета обмена массой, количеством движения и энергией между фазами необходимо использовать два дополнительных уравнения: движения капель и убыли их массы. Первое из них представляет собой уравнение ускорения капли под действием силы аэродинамического сопротивления

$$\sigma w \frac{dw}{dx} = \frac{C_x \rho (w - u) |w - u| \pi r^2}{2}, \quad (6)$$

где  $C_x$  — коэффициент сопротивления, который в соответствии с работой [10] может быть выражен как функция числа Рейнольдса

$$C_x = \begin{cases} 27\text{Re}^{-0.84} & \text{при } \text{Re} < 80, \\ 0,27\text{Re}^{0.21} & \text{при } 80 < \text{Re} < 10^4, \\ 2 & \text{при } \text{Re} > 10^4. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь  $\text{Re} = 2 \frac{r(w-u)}{\nu_r}$  ( $\nu_r$  — коэффициент кинематической вязкости газа). Вид второго дополнительного уравнения зависит от выбора процесса, который должен лимитировать скорость перехода массы из жидкой фазы в газовую. В случае, когда убыль массы капли определяется испарением [11]

$$w \frac{dr}{dx} = -k' \frac{\text{Nu}}{16r}, \quad \text{Nu} = \frac{2rh}{\lambda}, \quad (8)$$

где  $k'$  — константа испарения;  $\text{Nu}$  — число Нуссельта,  $h$  — коэффициент теплопередачи;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. При вычислении числа Нуссельта можно воспользоваться соотношением Ранца — Маршала [11]:

$$\text{Nu} = 2 + 0,53\text{Re}^{0.5}.$$

Для описания закона убыли массы дробящейся капли существует несколько выражений. В дальнейшем будут использованы два из них, которые, по нашему мнению, наиболее точно описывают зависимость скорости перехода жидкости в газ от параметров потока и свойств жидкости и газа.

Первое из них предложено Энджелом [12] и имеет вид

$$w \frac{dv}{dx} = -4\pi \left( \frac{\nu_r}{\nu_{ж}} \right)^{1/6} \left( \frac{\rho}{d} \right)^{1/3} \nu_{ж}^{0.5} (w-u)^{0.5} r^{1.5}, \quad (9)$$

где  $v$  — объем капли;  $\nu_{ж}$  — коэффициент кинематической вязкости жидкости.

Второй закон убывания массы капли предложен Примом [8], скорость убыли массы капли в этом случае

$$w \frac{dm}{dx} = \frac{m_0}{\tau_{др}}, \quad (10)$$

где  $m_0$  — начальная масса капли;  $m$  — текущее значение массы,  $\tau_{др}$  — время дробления, равное [8]

$$\tau_{др} = 6,43 \left( \frac{d}{\rho} \right)^{1/3} \left( \frac{\nu_r}{\nu_{ж}} \right)^{1/3} \frac{r \cdot \text{Re}^{0.75}}{(w-u)(2\text{We})^{0.5}}. \quad (11)$$

Здесь  $We = \frac{\rho (w - u)^2 2r}{\psi}$  — число Вебера;  $\psi$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Обозначив все переменные непосредственно за ударным фронтом, ведущим детонацию, индексом «1», перейдем к безразмерным переменным:

$$\bar{w} = \frac{w}{w_0}, \quad \bar{u} = \frac{u}{u_0}, \quad \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad \bar{r} = \frac{r}{r_0}, \quad \bar{n} = \frac{n}{n_0}, \quad \bar{x} = \frac{x}{r_0},$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_1}, \quad \bar{p} = \rho/\rho_1.$$

Уравнение (1) при этом перейдет в

$$\bar{u} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{1}{\rho} \left[ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) \right], \quad (12)$$

уравнение (2) в

$$\rho_1 \bar{\rho} = 1 + \frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_0} \left\{ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}^2) - \frac{\rho_0}{\rho_1 \rho} \left[ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) \right]^2 \right\}. \quad (13)$$

Используя уравнения (12), (13) и уравнение сохранения энергии, выразим безразмерную плотность газовой фазы через скорость капель и степень выгорания  $1 - \bar{\sigma} \bar{w}$ :

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_0 \left[ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) \right] \left[ \frac{\rho_0}{\rho_0 u_0^2} + 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}^2) \right] \frac{\gamma}{\gamma - 1}}{\rho_1 \left\{ \frac{2\gamma_0 \rho_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0 u_0^2} + 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} \left[ \frac{2(cT + Q)}{u_0^2} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) + (1 - \bar{\sigma} \bar{w}^3) \right] \right\}};$$

$$\left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{\left[ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) \right] \left\{ \frac{2\gamma_0 \rho_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0 u_0^2} + 1 + \frac{\rho_0}{\rho_0 u_0^2} + \frac{\sigma_0}{\rho_0} \left[ \frac{2(cT + Q)}{u_0^2} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) + 1 - \bar{\sigma} \bar{w}^3 \right] \right\}}}{\left[ 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}^2) \right]^2 \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1}} \right\}. \quad (14)$$

Это выражение можно несколько упростить, если учесть, что в детонационной зоне

$$\frac{\rho_0}{\rho_0 u_0^2} \ll 1,$$

а в плоскости Чепмена — Жуге подкоренное выражение должно обращаться в нуль. Как и в обычной газовой детонации будем считать, что скорость газа за волной и скорость звука сравниваются в точке, где энергия выделилась полностью, т. е.  $\bar{\sigma} = 0$ . Полученное из этого условия

$$\text{уравнение} \quad \left( 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} \right) \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1} = \frac{2\gamma_0}{(\gamma_0 - 1)} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_0} + 1 + \frac{\sigma_0}{\rho_0} + \frac{\sigma_0}{\rho_0} \cdot \frac{2(cT + Q)}{u_0^2}$$

может быть использовано для исключения  $Q + cT$  из уравнения (14). Здесь  $\gamma_2$  — отношение удельных теплоемкостей в продуктах детонации.

Для простоты в расчетах принималось, что  $\gamma$  меняется линейно с выгоранием горючего:

$$\gamma = \gamma_1 - (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) (\gamma_1 - \gamma_2).$$

Запишем остальные уравнения в безразмерном виде: состояния

$$\bar{p} = \frac{\bar{p} \bar{T}}{M}, \quad (15)$$

где  $\bar{M} = M/M_T \approx 1$ ;  
сохранения общего числа капель

$$\bar{n} \bar{w} = 1 \quad (16)$$

при

$$\bar{\sigma} = \bar{n} \bar{r}^3; \quad (17)$$

движения капель:

$$\bar{w} \frac{d \bar{w}}{d \bar{x}} = - A_1 \frac{(\bar{w} - \bar{u})^{2,21} \bar{p}}{(\bar{\sigma} \bar{w})^{0,26}} \quad (80 < \text{Re} < 10^4), \quad (18)$$

$$\bar{w} \frac{d \bar{w}}{d \bar{x}} = - A_2 \frac{(\bar{w} - \bar{u})^{1,16} \bar{p}}{(\bar{\sigma} \bar{w})^{0,61}} \quad (\text{Re} < 80); \quad (19)$$

изменения массы капли при испарении

$$\bar{w} \frac{d (\bar{\sigma} \bar{w})}{d \bar{x}} = - [B_1 (\bar{\sigma} \bar{w})^{0,33} + B_2 (\bar{w} - \bar{u})^{0,5} (\bar{\sigma} \bar{w})^{0,5}]; \quad (20)$$

убыли массы при дроблении по Энджелу

$$\frac{\bar{w} d (\bar{\sigma} \bar{w})}{d \bar{x}} = - C_1 (\bar{w} - \bar{u})^{0,5} \bar{p}^{0,33} (\bar{\sigma} \bar{w})^{0,5} \quad (21)$$

и по Приму (линейный закон)

$$\bar{w} \frac{d (\bar{\sigma} \bar{w})}{d \bar{x}} = - C_2 \frac{(\bar{w} - \bar{u})^{1,25} \bar{p}^{0,85}}{(\bar{\sigma} \bar{w})^{0,41}}. \quad (22)$$

Постоянные коэффициенты в уравнениях (17)—(22) выражаются в виде:

$$A_1 = \frac{3}{8} \cdot 0,27 \text{Re}_0^{0,21} \frac{\rho_1}{d}; \quad A_2 = \frac{3}{8} \frac{27}{\text{Re}_0^{0,84}} \cdot \frac{\rho_1}{d};$$

$$B_1 = \frac{3}{8} \cdot \frac{k'}{u_0 r_0}; \quad B_2 = \frac{1,59}{16} \frac{k' \text{Re}_0^{0,5}}{u_0 r_0};$$

$$C_1 = 3 \sqrt{2} \left( \frac{\rho_1}{d} \right)^{0,33} \text{Re}_0^{-0,5} \left( \frac{\gamma_{жк}}{\gamma_{г1}} \right)^{0,33};$$

$$C_2 = \frac{\sqrt{2} (\text{We}_0)^{0,5} \text{Re}_0^{-0,75}}{6,43} \left( \frac{\rho_1}{d} \right)^{0,33} \left( \frac{\gamma_{жк}}{\gamma_{г1}} \right)^{0,33};$$

где

$$\text{Re}_0 = \frac{2r_0 u_0}{\nu_{г1}}, \quad \text{We}_0 = \frac{\rho_1 u_0^2 2r_0}{\psi}.$$

Как видно из уравнений, для нахождения всех параметров двухфазной смеси за фронтом волны как функций координаты  $x$  необходимо решить систему двух дифференциальных уравнений, переменными в которых являются  $\sigma$  и  $\omega$ . Остальные параметры смеси выражаются через  $\sigma$  и  $\omega$  с помощью алгебраических выражений.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Любая пара из дифференциальных уравнений (17)—(22), описывающая поведение капель в потоке за волной, не может быть решена аналитически, поскольку все уравнения представляют собой нелинейные дифференциальные уравнения с неразделяющимися переменными. Решение было выполнено численно методом конечных разностей с переменным шагом интегрирования на ЭЦВМ «Мир». Шаг интегрирования автоматически уменьшался при  $(\omega - u) \rightarrow 0$ , так чтобы разность  $(\omega - u)$  всегда оставалась положительной. Двухфазная система, для которой производился расчет, состояла из капель гептана и газообразного кислорода. Скорость детонации в такой смеси при идеальных условиях и стехиометрическом составе составляет 2400 м/сек [3]. Начальная температура капель и кислорода  $T_0 = 300^\circ \text{K}$ , а давление  $p_0 = 1 \text{ атм}$ . Соотношение массовых концентраций гептана и кислорода при стехиометрическом составе смеси  $\frac{\sigma_0}{\rho_0} = 0,284$ . Рассматривались три варианта монодисперсного распыла гептана в кислороде с размером капель жидкости  $r_0$ , равном 10, 100 и 1000 мкм. Принятые при расчете значения теплофизических параметров жидкости и газа представлены в табл. 1.

Таблица 1

Вещество	Параметры							
	$\tau_0$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\psi, \text{ н/м}$	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\mu, \text{ кг/сек}\cdot\text{м}$	$k', \text{ м}^2/\text{сек}$	$\rho_1/\rho_0$
Кислород . . .	1,4	1,3	1,2	—	1,3	$20,7 \cdot 10^{-6}$	—	6,9
Гептан . . . .	—	—	—	$20 \cdot 10^{-3}$	675	$370 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	—

В ходе численного интегрирования непрерывно контролировалось значение числа Рейнольдса с тем, чтобы выражение для коэффициента сопротивления, которое подставляется в уравнение ускорения капли, соответствовало данному Re. При расчете дробления капель контролировалось также число Вебера. Расчет прекращался, когда  $We \leq We_{кр} = 100$ . Выбор значения  $We_{кр} = 100$  обусловлен особенностями реального механизма дробления капель. Как показано многими работами по изучению дробления капель, при  $We \geq 100$  одновременно имеют место срыв поверхностного слоя жидкости из-за его неустойчивости в высокоскоростном потоке и деформации капель. Однако до тех пор, пока деформация капель не достигнет критической стадии, когда капли превращаются в перфорированные диски, массовыделение с дробящейся капли достаточно хорошо описывается приведенными выше уравнениями. В общем случае капли, особенно крупные, не успевают потерять всю свою массу за время деформации (в качестве которого можно выбрать, например, время слияния передней и задней, по отношению к потоку, поверхностей капли [13]). Оставшаяся часть капли в результате сильной деформации распа-



дается на отдельные капельки меньшего размера. К сожалению, для этой стадии дробления выражений, связывающих скорость перехода жидкости в газ, не существует, поэтому вычисления проводились только до тех пор, пока капля уменьшается по массе, оставаясь все время как единое целое. Хотя условие  $We=100$  и не является эквивалентным условию нарушения целостности капли, как показывают многочисленные расчеты, они довольно хорошо соответствуют друг другу.

Величины коэффициентов, вычисленных на основании принятых значений параметров жидкости и газа и используемых в основных уравнениях (17) — (22), представлены в табл. 2.

Таблица 2

$r_0, м$	Коэффициенты					
	$A_1 \cdot 10^3$	$A_2 \cdot 10^7$	$B_1 \cdot 10^7$	$B_2 \cdot 10^4$	$C_1 \cdot 10^4$	$C_2 \cdot 10^8$
$10^{-3}$	2,95	6,61	4,23	1,61	4,32	1,33
$10^{-4}$	1,77	45,7	42,3	5,09	13,7	2,42
$10^{-5}$	1,1	316	423	16,1	43,1	4,23

Основные результаты численного расчета параметров двухфазного потока за фронтом детонационной волны представлены на рис. 1, 2, 3.

Анализ трех рассмотренных случаев приводит к выводу, что зона реакции гетерогенной детонации имеет большую длину по сравнению с длиной зоны реакции, которую бы имела детонационная волна в смеси тех же компонентов, если бы они были оба газообразными. В случае, когда скорость горения определяется испарением жидкого топлива, лишь часть горючего (особенно небольшая у крупных капель) успевает сгореть к моменту выравнивания скоростей газа и капель. Дальше выгорание будет происходить по еще более медленному закону  $r_0^2 - r^2 = k' t$  ( $k'$  — константа испарения,  $t$  — время). Оценка расстояния, на котором должно полностью завершиться испарение капель, дает значение  $x \approx 6 м$ . Из рис. 1 следует, что размер капель сильно влияет на параметры потока за фронтом волны. Если у капель радиусом 10 мкм на расстоянии  $x=3 м$  от фронта сгорает около 45% начальной массы, то у капель радиусом 1000 мкм на таком же расстоянии доля сгоревшей массы едва достигает 1%.

Для случая, когда скорость горения топлива определяется скоростью дробления, основные параметры двухфазного потока приведены в виде графиков на рис. 2 и 3, из сравнения которых следует, что оба принятых закона дробления капель дают близкие результаты.

Сравнение кривых выгорания  $\sigma \bar{\omega} = g(x)$  для моделей дробления и испарения наглядно демонстрирует, насколько интенсифицируется процесс горения за счет дробления капель горючей жидкости. У самых мелких капель процесс выгорания заканчивается раньше, чем происходит выравнивание скоростей газа и капель. Интересная особенность движения капель в потоке, в котором выделяется энергия, видна из сравнения графиков скоростей  $\bar{w}$  и  $\bar{u}$  на рис. 1 и 2 для капель размером 10 мкм. Хотя средний размер капли в зоне реакции при дроблении меньше, чем при испарении, она разгоняется медленнее. Это связано с тем, что в случае модели дробления на данном расстоянии от фронта выделяется больше энергии, чем в случае модели испарения. Следовательно, при данном  $x$  значение  $\bar{u}$  больше, а  $\bar{w} - \bar{u}$  меньше при дроблении, т. е. в этом случае

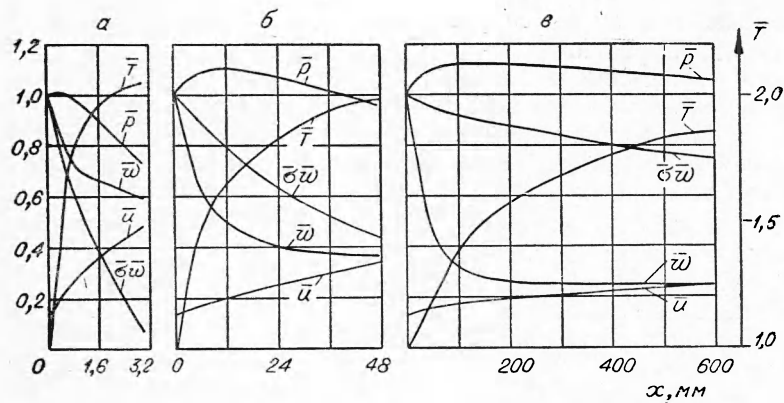


Рис. 1. Изменение параметров двухфазного потока по длине зоны реакции гетерогенной детонации (модель испарения).  
Радиус капель, мкм: а) 10; б) 100; в) 1000.

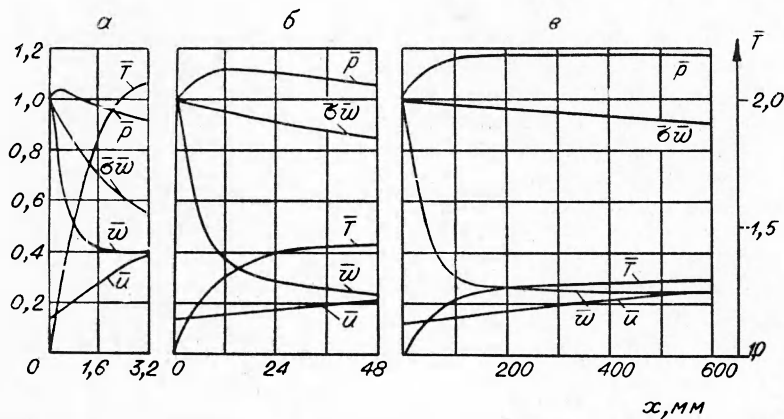


Рис. 2. Изменение параметров двухфазного потока по длине зоны реакции гетерогенной детонации (модель дробления по уравнению (9)).  
Радиус капель, мкм: а) 10; б) 100; в) 1000.

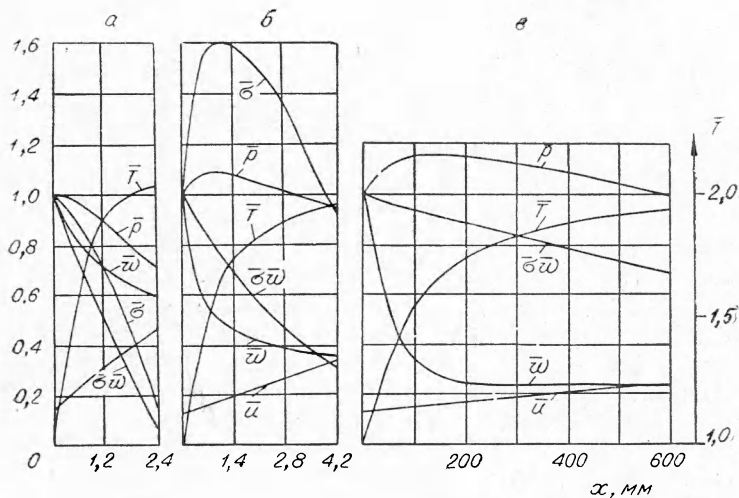


Рис. 3. Изменение параметров двухфазного потока по длине зоны реакции гетерогенной детонации (модель дробления по уравнению (10)).  
Радиус капель, мкм: а) 10; б) 100; в) 1000.

сила аэродинамического сопротивления, действующая на каплю, меньше, чем при испарении.

Размер зоны тепловыделения для модели испарения капель радиусом 100 и 1000 мкм очень велик, можно ожидать, что потери энергии из зоны реакции в стенки трубы при этом будут настолько велики, что стационарное распространение детонации окажется невозможным.

Расчет для капель размером больше 10 мкм заканчивался при степенях выгорания  $1 - \sigma \bar{w} \neq 1$ , однако протяженность зоны тепловыделения в случае модели дробления, по-видимому, не будет во много раз превышать расстояние, на котором оборваны вычисления, так как последующий распад капли и высокая температура газа приведут к значительному ускорению процесса преобразования топлива.

К сожалению, экспериментальных данных по длинам зон реакции в детонационных волнах в распылах нет. Можно только приблизительно оценить их величины по данным работы [4]: для капель  $r_0 = 140$  мкм  $x \approx 40$  мм (оценено по временной развертке процесса детонации), что хорошо согласуется с расчетными данными; для капель  $r_0 = 1,45$  мм  $x \approx 300$  мм (оценка проведена по теневой фотографии волны). Как и для модели испарения длина зоны при дроблении существенно увеличивается при переходе к распылам с каплями большего размера. Сопоставление кривых выгорания для обеих моделей показывает, что скорость сгорания капель по механизму испарения сравнима со скоростью сгорания по механизму дробления только для самых мелких капель  $r_0 = 10$  мкм.

При достаточно медленном изменении степени выгорания (капли 100 и 1000 мкм) давление за волной вначале возрастает, доходит до максимума и затем спадает. При этом конечное давление, т. е. давление в точке Чепмена — Жуге всегда выше, чем в газовой детонации. Возрастание давления в начале зоны реакции связано с подтормаживанием газового потока каплями.

На рис. 3, а, б изображены кривые изменения концентрации жидкой фазы  $\bar{\sigma}$  за детонационным фронтом. Только при высоких скоростях сгорания (рис. 3, а) сразу за фронтом происходит падение  $\bar{\sigma}$ . Увеличение концентрации жидкой фазы за фронтом волны связано с изменением скорости движения капель. Рост  $\bar{\sigma}$  не приводит к обогащению смеси горючей компонентой, напротив, относительная концентрация  $\frac{\bar{\sigma}}{\rho_{O_2}}$ , где  $\rho_{O_2}$  — текущее значение концентрации кислорода, деленная на стехиометрическое значение коэффициента соотношения компонентов  $\alpha_0$ ,

$$\alpha = \frac{\bar{\sigma}}{\left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{1}{\alpha_0^*} \right) \bar{\rho} - \frac{1}{u} (1 - \bar{\sigma} \bar{w}) (1 + \alpha_0)}$$

( $\alpha_0^*$  — начальное значение коэффициента соотношения), за фронтом всегда остается меньше, чем в исходной смеси. Обеднение смеси вызвано уплотнением газообразного окислителя, начальное значение  $\alpha = \alpha_0^*$  восстанавливается практически к моменту выравнивания скоростей газа и капель.

Кинетическая энергия капель в лабораторной системе координат, т. е. энергия, затрачиваемая на разгон капель, составляет для рассмотренных случаев всего 3—5% от тепловыделений за волной, поэтому в уравнении сохранения энергии можно пренебрегать членами, представляющими кинетическую энергию капель.

Хотя выше и говорилось о том, что при  $We < We_{кр}$  капли распа-

даются на более мелкие и что зона тепловыделения, по-видимому, не превышает значительно расстояний остановки расчетов, это не снимает вопрос о возможном недогорании части горючего, так как образующиеся в результате распада мелкие капли покоятся относительно газа и скорость их догорания будет малой. При длинной зоне догорания капля потери энергии в стенки могут привести к тому, что волна разрежения, положение головы которой в настоящих расчетах определяется условием  $\bar{\sigma}=0$ , переместится вверх по потоку в точку, где  $\bar{\sigma}\neq 0$ . Капли, реагирующие за головой волны разрежения, не могут дать вклада в энергию ударной волны, поэтому детонационная волна будет распространяться с меньшей скоростью, чем это следует из термодинамических расчетов (даже если при этом учтены непосредственные потери энергии в стенку).

Таким образом, расчет изменения параметров двухфазной смеси при гетерогенной детонации, выполненный с использованием двух различных механизмов перехода жидкой фазы в газовую, показал:

- 1) дробление капель существенно интенсифицирует сгорание жидкости по сравнению с процессом испарения;
- 2) модель детонации, построенная на предположении, что скорость сгорания двухфазной смеси определяется скоростью дробления, по-видимому, дает правильное значение длины зоны реакции;
- 3) длина зоны реакции при гетерогенной детонации резко сокращается с убыванием среднего размера капель жидкости;
- 4) потери энергии, выделяющейся в зоне реакции, на разгон капель малы;
- 5) полный расчет зоны реакции при гетерогенной детонации распылов с размерами капель  $r_0 \geq 100$  мкм следует проводить с учетом деформации и распада капель.

*Поступила в редакцию  
26/ХІ 1968*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. F. Webber. The effects of gas motion upon heterogeneous combustion. WADC TR, 1959, 59—50.
2. F. B. Cramer. 9-th Symposium (International) on Combustion, N. Y., 1963.
3. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1966, 66—109.
4. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. 12-th Symposium (International) on Combustion, Poitiers, 1968.
5. F. A. Williams. Phys. of fluids. 1961, 4, 2.
6. А. А. Бузуков. ПМТФ, 1963, 2.
7. R. J. Priem, D. Guentert. "Combustion instability limits determined by a nonlinear theory for rocket engine combustion chambers". NASA TND — 1409, 1962.
8. R. J. Priem. Chem. engineer. progr., 1966, 62, 61.
9. Э. Майер. Ракетная техника, 1961, 31, 12.
10. С. Ламбарайс, Л. Комбс. Сб. «Детонация и двухфазное течение». М., «Мир», 1966.
11. W. E. Ranz, W. R. Marshall. Chem. engineer. progr., 1952, 48, 4.
12. O. G. Engel. J. Res. national Bur. Standards, 1958, 60, 3.
13. G. Morrel. 8-th Symposium (International) on Combustion, Baltimore, 1962.