

волн. Прослежен процесс развития детонации от первого случайного инициирования до конечного самоподдерживающегося режима распространения. Обоснована возможность существования трех типов детонации.

Поступила в редакцию
30/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышленная энергетика, 1964, 19, 12.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
3. Рэгланд. РТК, 1970, 7, 3.
4. Regland, C. F. Garcia. Combustion and Flame, 1972, 1.
5. M. Sichel, C. S. Rav, J. Nickolls. A simple theory for the propagation of film detonation, Ann Arbor, Michigan, 1970.
6. Г. П. Черепанов. ПМТФ, 1965, 4.
7. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
8. В. М. Гендугов. ФГВ, 1972, 8, 4.
9. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
10. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
11. Рэгланд, Николлс. РТК, 1969, 7, 5.

УДК 534.222+533.6.011.72

ВЛИЯНИЕ ТВЕРДЫХ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ НА ДЕТОНАЦИЮ ГОРЮЧЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

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

Исследование влияния взвешенных твердых частиц на характеристики детонационных волн в газах представляет интерес для изменения условий протекания детонации (подавление детонации добавлением инертных частиц [1]) и для получения ускоренных потоков взвешенных нагретых частиц для ряда практических применений (например, для нанесения покрытий на твердую поверхность [2, 3]). В отличие от детонационных волн в газах в таких системах энергия и импульс газовой фазы могут передаваться не только к стенке, но и в конденсированную среду. Эти потери могут уменьшить скорость волны, расширить зону реакции и изменить пределы детонации. В настоящей работе предлагается методика расчета скорости детонации горючей газовой смеси при добавлении инертных твердых частиц. Количественно оценивается концентрация взвешенных частиц, необходимая для изменения скорости детонации, ширина зоны реакции, оценивается нагрев и ускорение частиц в пределах зоны реакции.

Поскольку структура фронта волны, скорость ее распространения и предел детонации в основном определяются кинетикой тепловыделения и теплоотвода в зоне до плоскости Чемпена — Жуге, то все расчеты в работе выполнены именно в этой зоне.

Постановка задачи

Рассмотрим горючую газовую смесь, в которой однородно по объему распределены инертные твердые частицы одинакового размера. По смеси движется одномерная плоская детонационная волна со скоростью

u_0 . Течение смеси опишем в координатах, связанных с передним фронтом детонационной волны, положение которого соответствует координате $x=0$. Давление, температура и плотность газа перед детонационным фронтом соответственно равны p_0 , T_0 , ρ_0 ; концентрация $\sigma_0=0,52d^3n_c\rho_s$, где d — диаметр, n_0 — число частиц в единице объема, ρ_s — их плотность. Скорость газа при $x=0$ претерпевает разрыв от u_0 до u , а скорость частиц непрерывна, $w_0=u_0$. Все параметры в зоне реакции обозначены теми же буквами, но без индексов. Задача решается с учетом допущений, обычно принимаемых при рассмотрении двухфазного потока. Два из них — предположение о монодисперсности частиц и малости их объема — не ограничивают общности качественных выводов работы даже для смесей, в которых отношение весовых концентраций конденсированных частиц и газа составляет несколько десятков. В расчетах принята модель Зельдовича — Неймана — Деринга для детонационной волны, которая, хотя и не соответствует реальной трехмерной структуре последней, все же в подавляющем большинстве случаев дает достаточно точные результаты для усредненных по сечению канала параметров волны. Предположения о механизме теплопередачи и об обмене импульсом между фазами, используемые в уравнениях, достаточно обоснованы в литературе, посвященной двухфазным течениям [4, 5].

В газовых детонационных волнах в основной массе газа реакция протекает по механизму цепочно-теплого самовоспламенения [6], т. е. по истечении периода индукции t_b скорость тепловыделения резко возрастает. Фактически все тепло выделяется в узкой зоне, составляющей малую часть от полной зоны реакции. Для рассматриваемых систем нет причин вводить иной механизм тепловыделения. Таким образом,

протяженность зоны реакции $\lambda = \int_0^{t_b} u(t) dt$. Нагрев и ускорение частиц, оказывающие влияние на скорость детонации и на температуру газа, а следовательно, и величину периода индукции, происходят в фазе сжатия между ударным фронтом и фронтом самовоспламенения.

Для упрощения расчетов примем теплопроводность частиц бесконечно большой. Тогда в каждый момент времени температура поверхности частицы будет определять температуру всей частицы. Зависимость вязкости газа от его температуры представим в виде [7]

$$\mu(T)/\mu(T_0) = (T/T_0)^{0,8}.$$

Основные уравнения

Уравнения движения двухфазной среды хорошо известны [5]

$$\rho u + \sigma w = \rho_0 u_0 + \sigma_0 w_0,$$

$$\rho u^2 + \sigma w^2 + p = \rho_0 u_0^2 + \sigma_0 w_0^2 + p_0,$$

$$\begin{aligned} \rho u \left[\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{(\gamma-1)\rho} + Q \right] + \sigma w \left[c\tau + \frac{w^2}{2} - q \right] = \\ = \rho_0 u_0 \left[\frac{u_0^2}{2} + \frac{\gamma_0 p_0}{(\gamma_0-1)\rho_0} + Q \right] + \sigma_0 w_0 \left[c\tau_0 + \frac{w_0^2}{2} - q \right]. \end{aligned}$$

Первое — это уравнение неразрывности, второе — уравнение сохранения количества движения, третье — уравнение сохранения энергии. Здесь c — теплоемкость, τ — температура частиц, γ — отношение теплоемкостей газа, Q — теплота сгорания горючей смеси, q — теплота испарения частиц. Условия сохранения потока частиц $nw = \text{const}$. Состояние газа описывается уравнением

$$p = \rho RTM^{-1},$$

где M — средний молекулярный вес газа; R — универсальная газовая постоянная; T — температура газа. Считая частицы тугоплавкими, опустим из рассмотрения вопрос о влиянии процесса испарения частиц на детонацию газовой смеси. Запишем уравнения движения частицы [7, 8]

$$\frac{d\omega}{dx} = 0,75c_x \frac{\rho(\omega - u)^2}{\omega d}.$$

Коэффициент сопротивления по данным работы [8]

$$c_x = 13 \operatorname{Re}^{-0,5}, \quad 10 < \operatorname{Re} \leq 10^4.$$

Число Рейнольдса $\operatorname{Re} = \rho d(\omega - u) [\mu(T)]^{-1}$, где $\mu(T)$ — динамическая вязкость газа. Уравнение нагрева частиц представим в форме [8]

$$\frac{d\tau}{dx} = B_1 \operatorname{Nu} (T - \tau) \omega^{-1}.$$

Здесь Nu — число Нуссельта, $B_1 = 6\chi (cd^2\rho_s)^{-1}$. Для расчета числа Нуссельта воспользуемся соотношением

$$\operatorname{Nu} = 2 + 0,6 \operatorname{Pr}^{0,33} \operatorname{Re}^{0,5},$$

взятым из работы [8]. Здесь Pr — число Прандтля для газа. Перейдем к безразмерным переменным

$$\bar{\omega} = \omega/\omega_0, \quad \bar{u} = u/u_0, \quad \bar{\sigma} = \sigma/\sigma_0, \quad \bar{n} = n/n_0,$$

$$\bar{x} = x/d, \quad \bar{\tau} = \tau/\tau_0, \quad \bar{p} = p/p_1,$$

$$\bar{T} = T/T_1, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_1, \quad \bar{M} = M/M_1.$$

Здесь p_1, T_1, ρ_1 — давление, температура и плотность газа за ударным фронтом. После алгебраических преобразований получаем выражение для текущего значения плотности газа

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_0 \gamma A B (\gamma - 1)^{-1}}{\rho_1 [K + 1 + \sigma_0 \rho_0 (D + u_0^{-2} E) + 2Q u_0^{-2}]} \times \left\{ 1 + \left[1 - \frac{A [K + 2Q u_0^{-2} + 1 + \sigma_0 \rho_0^{-1} (D + E u_0^{-2})]}{\gamma^2 B^2 (\gamma^2 - 1)^{-1}} \right]^{0,5} \right\}. \quad (1)$$

Здесь

$$A = 1 + \sigma_0 \rho_0^{-1} (1 - \bar{\sigma} \bar{\omega}),$$

$$B = p_0 (\rho_0 u_0^2)^{-1} + 1 + \sigma_0 \rho_0^{-1} (1 - \bar{\sigma} \bar{\omega}^2),$$

$$K = 2\gamma_0 p_0 [(\gamma_0 - 1) \rho_0 u_0^2]^{-1},$$

$$D = (1 - \bar{\sigma} \bar{\omega}^3),$$

$$E = 2[cT_0 (1 - \bar{\sigma} \bar{\omega} \bar{\tau}) - q (1 - \bar{\sigma} \bar{\omega})].$$

Приняв во внимание, что в детонационной волне обычно $\rho_0 (\rho_0 u_0^2)^{-1} \ll 1$, а подкоренное выражение в уравнении (1) обращается в плоскости Чепмена — Жуге в нуль, находим

$$u_0^2 = \frac{2(Q + 0,5E\sigma_0\rho_0^{-1})A}{\gamma^2(\gamma - 1)^{-1}B^2 - [1 + \sigma_0\rho_0^{-1}D]A}. \quad (2)$$

При $\sigma_0 = 0$ получается известное выражение для скорости детонации в газовой смеси. Как видно из последнего соотношения, скорость детонации зависит от концентрации частиц, их скорости и степени разогрева в зоне реакции. Другими словами, для расчета скорости детонации необходимо найти значения $\bar{\sigma}, \bar{\omega}, \bar{\tau}$ в положении $x = \lambda$, где λ — длина зоны

реакции. В безразмерном виде уравнения состояния газа, сохранения общего числа частиц и движения частиц будут соответственно

$$\begin{aligned}\bar{p} &= \bar{\rho} \bar{T} \bar{M}, \\ \bar{n} \bar{w} &= 1, \\ \frac{d\bar{w}}{d\bar{x}} &= -A_1 \frac{(\bar{w} - \bar{u})^{1,5}}{\bar{w}} \bar{\rho}^{0,5} \bar{T}^{0,4}.\end{aligned}$$

Безразмерное уравнение разогрева частиц

$$d\bar{\tau}/d\bar{x} = B_2 \text{Nu} (\bar{T} T_1 T_0^{-1} - \bar{\tau}) \bar{w}^{-1}.$$

Представленные коэффициенты вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned}A_1 &= 9,75 \text{Re}_0^{-0,5} (\rho_1/\rho_s) (\rho_0/\rho_1)^{0,5} (T_1/T_0)^{0,4}, \\ B_2 &= 6\chi/cd\rho_s\omega_0, \\ \text{Re}_0 &= \rho_0 du_0/\mu(T_0),\end{aligned}$$

где χ — коэффициент теплопроводности.

Во все уравнения, определяющие структуру зоны реакции и текущие параметры, входит скорость детонации в смеси газа с частицами, которая зависит от степени ускорения частиц и их разогрева в волне. Поэтому в дальнейших расчетах воспользуемся методом последовательных приближений для нахождения соответствующих значений скорости детонации и величин $\bar{\sigma}$, \bar{w} , $\bar{\tau}$.

В первом приближении рассчитывается разогрев и скорость частиц при скорости детонации, соответствующей газовой среде. Затем по полученному значению скорости и температуре частиц в положении $x \approx \lambda$ найдется исправленное значение скорости детонации. Во втором приближении используется это скорректированное значение скорости и снова находятся величины $\bar{\sigma}$, \bar{w} , $\bar{\tau}$ при $x = \lambda_1$. Здесь длина зоны реакции λ_1 определена по новому значению скорости детонации. Расчет проводится до тех пор, пока значение скорости детонации и величины $\bar{\sigma}$, \bar{w} , $\bar{\tau}$ полностью не удовлетворяют значению (2).

Основные результаты расчета

Решение системы уравнений выполнялось численно на ЭЦВМ «Мир-1». Предполагалось, что двухфазная система состояла из сферических частиц карбида вольфрама WC, взвешенных в пропано-воздушной смеси стехиометрического состава. Скорость детонации в такой смеси без частиц составляет 1850 м/с. Время индукции определялось по соотношению, предложенному в работе [9].

$$t_b = 4,4 \cdot 10^{-14} \exp(4,22 \cdot 10^4/RT) [C_3H_8]^{0,57} [O_2]^{-1,22},$$

где концентрация C_3H_8 и O_2 взята в моль/см³. Температура газа в зоне реакции — величина переменная, поэтому длина зоны реакции находилась как $\lambda = \sum_1^k \Delta x_i$, если

$$\sum_1^k \frac{\Delta x_i}{u_i t_{bi}} \approx \int_0^\lambda \frac{dx}{u_i t_{bi}} = 1.$$

Здесь t_{bi} — период индукции при температуре T_i , характерной для некоторого участка зоны реакции Δx_i , равной длине i -го шага; $u_i = u(\Delta x_i)$ — среднее значение скорости газа за фронтом детонационной волны на участке зоны реакции Δx_i .

Вещество	γ_0	γ	ρ_0 , кг/м ³	μ , кг/(м·с)	C_p , кДж/(кг·К)	ρ_1/ρ_0	χ_s , Вт/(кг·К)
C ₃ H ₈ +воздух	1,38	1,35	1,23	$18,6 \cdot 10^{-6}$	—	5,4	$1,6 \cdot 10^{-2}$
WC	—	—	$15 \cdot 10^3$	—	393	—	—

Начальная температура частиц и газа составляет $\tau_0 = T_0 = 293$ К, а начальное давление $p_0 = 1$ атм. Теплофизические параметры частиц и газа представлены в таблице.

Значения коэффициентов A_1 , B_2 и скорости детонации при концентрации частиц $\sigma_0 = 0,3$ кг/см³ размером d представлены ниже.

d , м	u_0 , м/с	$A_1 \cdot 10^4$	$B_2 \cdot 10^5$
10^{-5}	1680	1,22	0,93
10^{-6}	1470	3,65	10,7

При численном интегрировании контролировалось число Рейнольдса, так как его величиной определяется коэффициент сопротивления s_x . Расчет прекращается, если заданная и расчетная скорости детонации по величинам $\bar{\sigma}$, \bar{w} , $\bar{\tau}$ при $x = \lambda$ отличались не более чем на один процент. На рис. 1, а, б показано изменение плотности, давления, температуры и скорости частиц и газа в зависимости от длины зоны реакции при разных концентрациях и размерах частиц. Рис. 1, а соответствует расчету параметров смеси с частицами размером $d = 10^{-5}$ м, $\sigma_0 = 0,3$ кг/м³, рис. 1, б — $d = 10^{-6}$ м, $\sigma_0 = 0,3$ кг/м³. Из сравнения графиков видно, что при $d = 10^{-6}$ м уже в зоне реакции устанавливается тепловое равновесие между фазами. В смеси с частицами размером 10^{-5} м равновесия между фазами не достигается. Из-за интенсивного обмена энергией и импульсом между фазами увеличивается протяженность зоны реакции с ростом σ_0 и уменьшением размера частиц. При этом уменьшается и скорость детонации в смесях с инертными частицами.

На рис. 2 представлена зависимость скорости детонации смеси от концентрации инертных частиц. Здесь по оси ординат отложен квадрат отношения скорости детонации в смеси с инертными частицами к скорости газовой детонации $(u_0/u_r)^2$. Кривые 1, 2 на рис. 2 получены для частиц с $d = 10^{-5}$, 10^{-6} м соответственно. Из рис. 2 следует, что частицы размером $d > 10^{-5}$ м не успевают ускориться и нагреться в зоне реакции до равновесных значений. Их разогрев и ускорение происходят в продуктах сгорания за плоскостью Чепмена — Жуге. Частицы с $d < 10^{-5}$ м отбирают энергию из зоны реакции и существенно снижают скорость детонации смеси. При этом происходит и увеличение ширины зоны реакции.

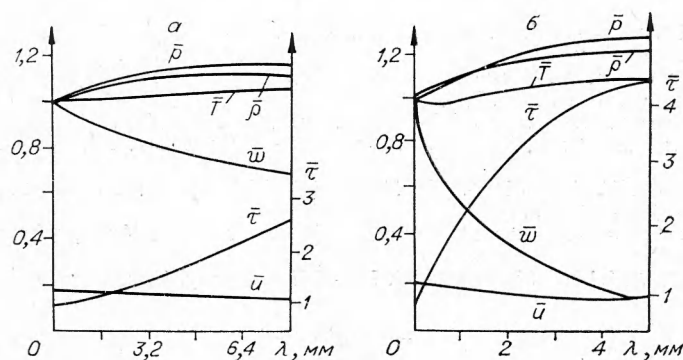


Рис. 1.

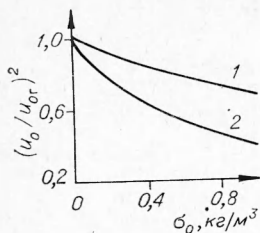


Рис. 2.

Для частиц с $d=10^{-5}$ м при $\sigma_0=0,35$ кг/м³, $\lambda=12$ мм, а $\lambda=40$ мм достигается при $\sigma_0=0,85$ кг/м³.

С увеличением λ возрастают теплотери из зоны реакции. Стационарное распространение детонации прекращается при $\lambda > \lambda_{кр}$. Таким образом, присутствие в распыле значительной концентрации мелких частиц может привести к тому, что стационарная детонация в запыленной горючей смеси окажется невозможной.

Расчеты показали, что в такой быстрореагирующей смеси, как ацетилен — кислород, существенное влияние на скорость детонационной волны и протяженность зоны реакции оказывают частицы с $d=10^{-7}$ м при $\sigma_0 \geq 0,5$ кг/м³. При детонации смесей, в которых задержка воспламенения составляет несколько десятков микросекунд, на пределы существенно будут влиять частицы с $d > 10^{-5}$ м.

Итак, присутствие инертных частиц диаметром 10^{-6} м в горячей газовой смеси приводит к уменьшению скорости детонации и к соответствующему снижению температуры и скорости газа за детонационной волной. Снижение температуры и скорости газа в волне происходит из-за уменьшения ее скорости. Частицы большого размера не достигают в волне температуры и скорости газа. Эти частицы нагреваются и ускоряются в потоке газа за плоскостью Чепмена — Жуге. Поэтому в потоке газа за детонационной волной, скорость которой уменьшилась из-за нагрева и ускорения мелких частиц, крупные частицы приобретают меньшую скорость и нагреваются до менее высокой температуры. Так как качество покрытий существенно зависит от степени нагрева и скорости частиц, то присутствие мелких частиц в распыле, вызывающих уменьшение скорости детонации, может привести к ухудшению качества покрытий при нанесении их детонационной волной.

Поступила в редакцию
7/IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Laffite, K. Boushef. 7-th Intern. Symp. on combust., 1958, p. 504—508.
2. В. И. Шестеренков. Порошковая металлургия, 1968, 1, 37.
3. А. И. Зверев, И. Ю. Мирошниченко. Порошковая металлургия, 1972, 11, 16.
4. Д. Рудингер. РТК, 1965, 7, 3.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 374.
6. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
7. S. Chapman, T. Cowling. The Mathematical Theory of non Uniform Gases Cambridge Univ. Press, 1961, p. 223.
8. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, «Высшая школа», 1972.
9. A. Burcat, A. Lifshitz a. o. ARL 70—0021 February, 1970.