

5. А. В. Кудрявцев.— В сб.: Физика горения. Киев: Наукова думка, 1966.
6. И. В. Болдырев. Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по проблемам создания двигателей с высоким наддувом. Харьков, ЦНИДИ — ХПИ, 1979.
7. И. В. Болдырев, Е. Г. Дятлов. Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по проблемам создания двигателей с высоким наддувом. ЦНИДИ — ХПИ, Харьков, 1979.
8. И. В. Болдырев и др. Способ работы многотопливного дизеля, авт. свид. № 744139; бюл. изобр., 1980, 24.

## АНАЛИЗ ПРЕДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ

Е. Н. Кондрагев, В. Г. Шевчук, Д. И. Полищук

(Одесса)

Экспериментальные значения нижних концентрационных пределов распространения пламени в газовзвесах частиц твердых горючих, полученные в различных работах, обнаруживают существенные расхождения. Причем, как отмечено в [1, 2], в этих работах зачастую отсутствует анализ влияния экспериментальных условий и физико-химических параметров взвеси на получаемые данные. Это не позволяет проводить сопоставление полученных результатов.

В настоящей работе проводится анализ предельных условий распространения пламени в аэрозвесах частиц магния с учетом особенностей, присущих газовзвесям частиц, и их проявлению в различных экспериментальных условиях. На рис. 1 приведены значения нижнего концентрационного предела ( $B_n$ ) распространения пламени в зависимости от размера частиц  $r$ , полученные в вертикальных трубах длиной 3,5 м [3], зондах постоянного давления (объемом 5 л) [3], в бомбе постоянного объема (объемом 4 л) [4]. Наряду с качественным подобием зависимостей  $B_n$  от размера частиц магния следует отметить существенное отличие данных, полученных в условиях свободного оттока продуктов сгорания (трубах) и в условиях объемного распространения пламени (зондах и объемах) в области крупных размеров частиц.

В рамках адиабатического подхода, когда определяющим фактором является передача тепла из зоны горения в предпламенную зону в отсутствие диссипации тепла из системы (например, из рис. 1 видно, что диаметр трубы вовсе не сказывается на значениях  $B_n$  в диапазоне  $r=40-80$  мкм), влияние экспериментальной ситуации может быть объяснено рядом причин. Прежде всего это относится к влиянию структуры зоны горения на прогрев предпламенной зоны. В термодинамическом подходе [5]

$$B_n = \Delta T_v c_p \rho / (Q - \Delta T_v c_s). \quad (1)$$

Здесь  $c$ ,  $c_s$  — удельные теплоемкости газа и частиц;  $\rho$  — плотность газа;  $Q$  — тепловой эффект сгорания металла;  $\Delta T_v = T_v - T_0$ ;  $T_0$  — начальная температура газа и частиц;  $T_v$  — температура воспламенения — параметр, подлежащий определению.

Учет структуры зоны горения приводит к перенормировке теплового эффекта на структурный фактор  $F$  [6], представляющий долю тепла, передаваемого единице массы взвеси в предпламенной зоне при сгорании единицы массы горючего. В общем случае значение его зависит от распределения частиц в пространстве, от формы зоны горения и начальных условий распространения тепловой волны, создаваемой горящими частицами, т. е. в значительной степени определяется условиями эксперимента. Например, при распространении пламени в вертикальных тру-

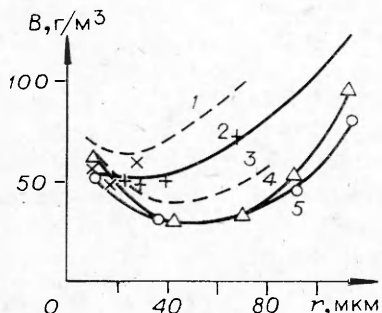


Рис. 1. Зависимость массовой концентрации  $B_n$  от размера частиц.

1 и 3 — теоретические зависимости, рассчитанные по (2) для труб и камер (бомб и зондов); экспериментальные зависимости: 2 — в бомбах, 4, 5 — в трубах диаметром 5,6 и 8,5 см,  $\circ$  — в зондах.

бах, как показывают расчеты, аналогичные работе [6], величина  $F$  близка к единице — нормировочному значению для стационарного распространения. В случае объемного распространения пламени и сферического фронта горения значение  $F$  на 10—20% меньше, что может вызвать соответственное увеличение  $B_n$ . Столь близкие к максимальным значения  $F$  реализуются для быстрогорящих металлов, поскольку ширина развитой зоны горения для них на пределе распространения, как показано в [6], порядка среднего расстояния между частицами. Действительно, для аэрозвесей частиц магния с  $r = 35$  мкм и концентрацией  $B = 50$  мг/л среднее расстояние между частицами  $\rho_0$ , оцениваемое по формуле  $\rho_0 = r(4\pi\rho_s/3B)^{1/3}$ , где  $\rho_s = 1,7$  г/см<sup>3</sup>, равно 0,18 см. Ширина зоны горения при скорости распространения  $v = 35$  см/с также оказывается равной 0,18 см (оценка по формуле  $\rho = 4v/r^2\gamma$ , где константа горения частицы в диффузионном режиме  $\gamma = 105$  с/см<sup>2</sup>).

К указанным причинам нужно отнести также различие в температурах газа  $\Delta T_g$  и частиц  $\Delta T_s$  в момент воспламенения последних, а также влияние динамики движения частиц относительно газа. Учет последнего обстоятельства может приводить к перераспределению газового и твердого компонентов, поступающих во фронт горения, и, в частности, к увеличению эффективной теплоты сгорания. Различия в скоростях частиц и газа в рамках термодинамического подхода приводит к появлению в правой части выражения (1) множителя  $v/(v+v_s)$ , где  $v$  — скорость пламени на пределе распространения;  $v_s$  — скорость частиц относительно газа. Таким образом, в двухтемпературном приближении

$$B_n = \Delta T_g c \rho / (FQ - \Delta I_s c_s) \cdot v / (v + v_s). \quad (2)$$

Различия в скоростях частиц и газа, вызываемое эффектом Стокса оседания частиц, играет существенную роль в трубах и незначительно в случае объемного распространения в бомбах и зондах, поскольку в последнем случае скорость пламени с учетом расширения продуктов сгорания значительно превосходит скорость в случае свободного оттока продуктов ( $v \gg v_s$ ).

Характерная особенность, общая для всех экспериментов, состоит в наличии минимума на концентрационной связи  $B(r)$  (см. рис. 1). Объяснить этот факт можно зависимостью введенных выше параметров воспламенения  $\Delta T_g$  и  $\Delta T_s$  от размера частиц. Поскольку разогрев частиц происходит в растущем по мере приближения фронта горения поле температур, то значения этих параметров, вообще говоря, отличны от аналогичных параметров в режиме самовоспламенения. Покажем, что в данном случае изменяется соотношение между параметрами. Воспользуемся методами, развитыми в теории динамического зажигания [7]. Будем определять темп прогрева газа в предпламенной зоне известной постоянной величиной  $b$ , тогда уравнение прогрева частиц радиусом  $r$  может быть записано в виде

$$\frac{c_s \rho_s r b}{3} \frac{dT_s}{dt} = Q z c_{OK}^v \exp(-E/RT_s) + \alpha (T - T_s), \quad (3)$$

где  $T = T_0 + bt$  при начальном условии  $T_{s0} = T_0$ ;  $c_s$ ,  $\rho_s$  — удельная теплоемкость и плотность частицы;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $z$ ,  $E$  — предэкспонент и энергия активации;  $v$  — порядок реакции;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи.

Динамика разогрева частицы на нижнем концентрационном пределе ( $b = 10^4 \div 10^5$  град/с) может быть представлена стадией инертного разогрева и стадией резкого увеличения температуры частицы. По времени вторая стадия настолько быстра, что температура газа практически не меняется. Проследим зависимость параметров воспламенения от размера частиц, используя приближения инертного разогрева частиц, т. е. будем считать, что первая стадия длится вплоть до достижения температуры частицы, равной температуре частицы  $T_s^*$  в режиме самовоспламенения. Разогревается частица при этом только за счет теплообмена с газом, а значение производной  $dT_s/dT$  в конце первой стадии можно принять равным единице. Тогда подстановка в уравнение (3) значений  $dT_s/dT = 1$  и  $T_s = T_s^*$  приводит к следующему соотношению для температуры газа на пределе воспламенения:

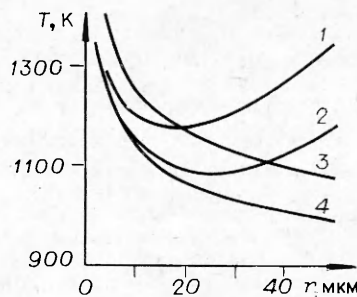
$$T_B = T_B^* + \tau b, \quad (4)$$

где  $\tau = r c_s \rho_s / 3\alpha$  — характерное время тепловой релаксации частицы;  $T_B^*$  — температура самовоспламенения, определяемая выражением  $T_B^* = T_s^* - \Delta T$ ;  $\Delta T$  — так называемый характеристический интервал, равный  $RT_s^{*2}/E$  [8]. В свою очередь  $T_s^*$  связана с параметрами системы соотношением, выражающим условие самовоспламенения  $(Q z c_{OK}^v r E / \lambda R T_s^{*2}) \exp(-E/RT_s^*) = 1$ .

В расчетах использовались следующие значения величин:  $Q = 37627$  кДж/кг,  $v = 0,5$ ,  $z = 0,17 \cdot 10^5$  кг<sup>0,5</sup>/(м<sup>0,5</sup> · с),  $E/R = 15000$  К [9],  $c_s = 1,13$  кДж/(кг · град),  $b = 10^4$  град/с,  $\rho_s = 1,74 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda = 82,1$  (Т/1273)<sup>0,75</sup> Вт/(кг · м), число Нуссельта

Рис. 2. Зависимость параметров воспламенения от размера частиц.

1 —  $T_B$  (расчет по формуле (3));  
 2 —  $T_B$  (расчет по формуле (4));  
 3 —  $T_s^*$ ; 4 —  $T_R^*$ .



$Nu=2$ ,  $\rho=0,278$  (1273/T) кг/м<sup>3</sup>. Значения коэффициентов  $\lambda$  и  $\rho$  полагались постоянными и соответствовали температуре 1273 К.

На рис. 2 приведен график зависимости  $T_B$  от размера частиц, рассчитанный по формуле (4). Там же для сравнения приведены температуры частиц и газа в режиме самовоспламенения, а также результаты численного интегрирования уравнения (3). Характер зависимости объясняется тем, что инертное тепловое запаздывание частиц относительно температуры газа требует большего разогрева газа ( $\sim r^2$ ) по сравнению с температурой самовоспламенения, соответствующей данному размеру частицы.

На рис. 1 приведены рассчитанные по (2) значения  $B_n$  для аэрозвесей частиц магния. Как видно из сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей, учет рассмотренных факторов позволяет получить удовлетворительное согласование наблюдаемых значений  $B_n$  в различных экспериментальных условиях.

Поступила в редакцию  
 27/V 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Ловачев. ФГВ, 1978, 14, 2.
2. В. В. Недин, О. Д. Нейков и др. Взрывоопасность металлических порошков. Киев: Наукова думка, 1971.
3. Е. Н. Кондратьев, В. Г. Шевчук, С. В. Горошин.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Киев — Одесса: Вища школа, 1980.
4. А. Г. Алексеев, Р. А. Барлас и др. Предупреждение внезапных взрывов газодисперсных систем/Под ред. В. В. Недина. Киев: Наукова думка, 1971.
5. G. Jaskell. Z. techn. Phys., 1924, 5, 67.
6. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
7. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. химии, 1960, 35, 4.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров. ФГВ, 1977, 13, 6.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОФЛУКТУАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИЧНОГО ПОРОХА

Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко  
 (Красноярск)

В работе [1] описан термошумовой метод измерения температуры поверхности горения баллистичного пороха, позволяющий измерять температуру к-фазы без влияния газовой фазы. Однако возможности этого метода гораздо шире.

1. Применение термошумового (термофлуктуационного) метода основано на использовании известного выражения Найквиста, связывающего величину активного сопротивления  $R_a$  среды и уровень теплового шума  $e_{ш}^2$  носителей заряда в ней с температурой  $T_{ш}$  среды:  $e_{ш}^2 = 4kR_a T_{ш} \Delta t$ , (1)