

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
2. Л. Г. Болховитинов. Докл. АН СССР, 1959, 125, 3, 570.
3. В. К. Боболев, Л. Г. Болховитинов. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 4, 754.
4. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
5. A. G. Merzhanov. Comb. Flame, 1966, 10, 4, 341.
6. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 625.
7. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1, 3.
8. А. Г. Мержанов, А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян.— В кн.: Теплообмен в химически реагирующих средах. Минск: Наука и техника, 1980.
9. M. B. Zaturka. Comb. Flame, 1974, 23, 3, 313.
10. M. B. Zaturka. Comb. Flame, 1975, 25, 1, 25.
11. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт ОИХФ АН СССР, М., 1970. 5.
12. Ю. М. Григорьев, В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1967, 3, 4, 512.
13. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1, 20.

УДК 536.46

### РЕЗУЛЬТАТЫ КАЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА УРАВНЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ

*В. С. Ермолаев, В. С. Посвянский, А. А. Сулимов, Б. А. Хасаинов  
(Москва)*

Конвективное горение вызывает интерес как одна из основных стадий, определяющих переход горения пористых систем в детонацию. Первые сведения о механизме и структуре волны конвективного горения получены экспериментально [1] и затем подтверждены теоретически [2]. Теоретические модели, описывающие конвективное горение, сложны и обычно анализируются численными методами [2—4].

В данной работе применен аналитический метод, основанный на оценке порядка величины членов основных уравнений и граничных условий. Метод позволил, не решая дифференциальных уравнений, получить аналитические выражения для характеристик и скорости распространения волны воспламенения. Полученные выражения сопоставлены с результатами численного интегрирования.

В целом метод оценки членов уравнений представляет довольно грубое приближение. Его ценность состоит в возможности упростить уравнения, сохранив основные черты рассматриваемого физического явления. В различной мере этот метод уже использовался в гидродинамике и физике горения. Достаточно упомянуть оценку, которую применил Я. Б. Зельдович в теории нестационарного горения пороха, а также оценку членов в уравнениях пограничного слоя, сделанную Прандтлем.

Формальная процедура получения таких оценок изложена в [5]. Сначала выбирают необходимое число известных и неизвестных заранее характерных величин, которые являются типичными значениями соответствующих переменных. С их помощью все зависимые и независимые переменные приводят к безразмерному виду таким образом, чтобы они по возможности изменялись в интервале от 0 до 1. Это позволяет с большой вероятностью считать, что все первые производные и градиенты имеют порядок 1. Затем приводят к безразмерному виду основные уравнения и граничные условия и оставляют в них лишь члены, имеющие наибольший порядок величины. Одновременно из коэффициентов при оставшихся членах находят неизвестные величины, использованные при обезразмеривании.

Возьмем длинную замкнутую прочную оболочку, внутренний канал которой заполнен гранулами унитарного топлива диаметром  $d_0$ . Рассмотрим нестационарную одномерную плоскую волну воспламенения, движущуюся вдоль заряда топлива. Свойства этой волны (вдали от порога, обеспечивающего инициирование реакции по механизмам детонационного типа [1]) моделируются уравнениями теории конвективного горения, которые выводятся на основе механики двухфазных реагирующих сред [4]. Сведения о структуре волны конвективного горения и характере изменения основных параметров волны во времени можно найти в работах [3, 6, 7].

Применив метод оценки членов уравнений к модели рассматриваемого процесса, получим систему алгебраических уравнений, которая аппроксимирует исходную систему дифференциальных уравнений в частных производных и граничных условий. Аппроксимация содержит 16 неизвестных параметров, в число которых входят характерный масштаб времени  $t_*$ , масштаб длины, характеризующий протяженность зоны фильтрации  $h_*$ , пространственные масштабы других структурных зон волны, характерные значения давления  $p$ , температуры  $T$ , пористости  $\Phi$ , скоростей газовой  $u_g$  и твердой  $u_k$  фаз на поверхности воспламенения (ниже — с индексом в), а также характерные значения  $T$  и  $\Phi$  на торце, от которого иницируются процесс (ниже — с индексом т) и скорость распространения пламени  $w$ . Алгебраические соотношения связывают неизвестные параметры с давлением на торце  $p_\tau$ , температурой воспламенения топлива  $T_i$ , свойствами системы и параметрами исходного состояния (ниже — с индексом н). В условиях замкнутого объема давление  $p_\tau$  прогрессивно возрастает с течением времени. Следовательно, неизвестные параметры также будут функциями времени.

Опустим подробности вывода и анализа системы алгебраических уравнений и перейдем к изложению основных результатов исследования.

1. Масштаб времени  $t_*$  определяется через параметры на торце заряда

$$t_* = (\rho_g \Phi / A_s \rho_k u_p)_\tau = \delta_\tau / 4u_\tau. \quad (1)$$

Здесь  $u_p = bp^v$  — скорость послынного горения топлива;  $\rho_g$  и  $\rho_k$  — плотности газа и топлива;  $A_s$  — удельная поверхность горения топлива в единице объема;  $\delta$  — диаметр пор;  $u_\tau = b\rho_k RT_\tau$ ;  $R$  — приведенная газовая постоянная; правая часть формулы получена при условии  $v = 1$ ,  $\rho_g^{-1} \gg v_0$  (коволум).  $T_\tau$  близка к адиабатической температуре пламени, таким образом,  $t_*$  зависит от давления лишь через величину  $\delta_\tau$ .

Масштаб  $t_*$ , характеризующий нестационарность процесса, влияет на параметры волны воспламенения, если по порядку величины выполняется равенство

$$t_* u_{gв} / h_* = 1. \quad (2)$$

Здесь отношение  $h_*/u_{gв}$  имеет смысл времени релаксации течения для зон, расположенных перед поверхностью воспламенения. При условии (1)

$$h_* = \sqrt[3]{\delta_\tau RT_\tau t_*^2} \approx \delta_\tau \sqrt[3]{RT_\tau / 16u_\tau^2}, \quad (3)$$

$$u_{gв} - u_{kв} = \sqrt[3]{\delta_\tau RT_\tau / t_*} \approx \sqrt[3]{4RT_\tau u_\tau}. \quad (4)$$

Эти формулы описывают динамический отклик течения в зонах фильтрации и прогрева на быстрое изменение давления в зоне горения. Правые части формул получены подстановкой  $t_*$  по формуле (1) при условии, что  $\delta_\tau \approx \delta_\tau$ . Видно, что величины  $u_{gв} - u_{kв}$  и  $h_*/\delta_\tau$  почти не зависят от уровня давления (и, следовательно, от времени). При типичных значениях входных параметров, отвечающих модельному топливу [7],  $u_{gв} - u_{kв}$  не превышает 170 м/с, а  $h_* \approx 30\delta_\tau$ .

2. Перепад давления, действующий вдоль заряда и возрастающий с течением времени, вызывает перераспределение массы частиц топлива. Выделены два эффекта: пластическое уплотнение гранул топлива перед фронтом пламени и связанное с ним разрежение гранул топлива в зоне горения. В результате уплотнения  $\delta_b$  уменьшается, что затрудняет проникновение пламени в поры, одновременно из-за разрежения увеличивается  $\delta_t$  и, следовательно, растет  $t_*$ . Кроме того, вследствие движения гранул возникает составляющая  $u_{kb}$ , которую следует прибавить к скорости  $w$  и которая, согласно оценкам, может доходить при повышенных давлениях до 0,3—0,4 от величины  $w$ .

3. Конкретный вид зависимости  $w$  от свойств топлива,  $t_*$  и мгновенного давления  $p_b$  определяется механизмом переноса энергии в волне воспламенения. Традиционно рассматривается механизм «опережающей фильтрации», когда энергия, расходуемая на нагрев и воспламенение гранул топлива, переносится горячими продуктами сгорания, втекающими под действием перепада давлений из зоны горения в зону прогрева. В этом случае  $w < u_{gb}$  и скорость пламени вычисляется по формуле, выведенной в предположении  $T_i = \text{const}$ :

$$\frac{w - u_{kb}}{u_{gb} - u_{kb}} = \left[ 1 + \frac{4\lambda_k \rho_k c_k (T_i - T_H)^2}{\lambda_g \rho_g c_v \text{Nu}_* (T_B - T_i) (T_B - T_H)} \right]^{-1} \quad (5)$$

Ранее аналогичная формула получена в [8] безотносительно к нестационарным эффектам. Здесь  $c_k$ ,  $\lambda_k$ ,  $c_v$ ,  $\lambda_g$  — теплоемкости и коэффициенты теплопроводности топлива и газа;  $\text{Nu}_*$  — характерная величина числа Нуссельта, зависящая от параметров течения на поверхности воспламенения.

Согласно анализу, механизм «опережающей фильтрации» имеет верхний предел по давлению и скорости. Выведен критерий в виде порогового условия на давление

$$p_b > 2(T_i - T_H) \sqrt{\lambda_k \rho_k c_k / \delta_b u_t} \quad (6)$$

При условии (6) в уравнении сохранения энергии газовой фазы в зоне прогрева старшими по порядку величины становятся члены, отвечающие работе сил давления и трения, и одновременно  $w \geq u_{gb}$ . В результате нагрев и воспламенение гранул топлива целиком обеспечивается за счет тепла, которое генерируется в зоне прогрева в газовой фазе вследствие сжатия и трения о стенки пор газов, движущихся под действием перепада давлений. Пороговое давление возрастает при уменьшении  $b$  и  $d_0$ .

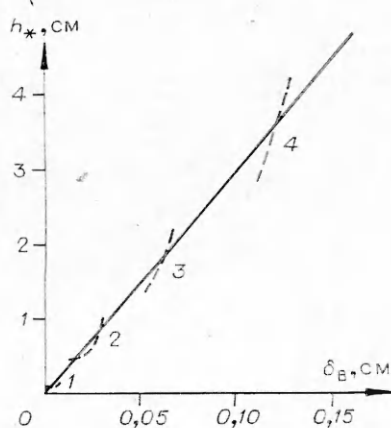


Рис. 1. Корреляция между масштабом длины  $h_*$  и диаметром пор  $\delta_b$ .

— формула (3), — — — численное интегрирование для различных  $d_0$ , см: 1 — 0,02, 2 — 0,1, 3 — 0,2, 4 — 0,4.

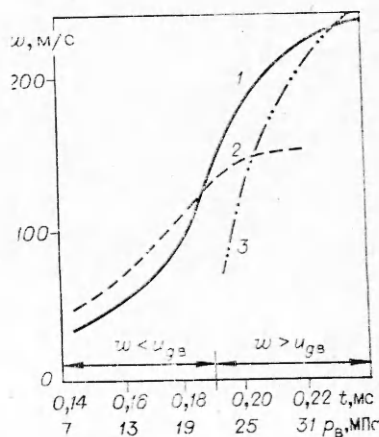


Рис. 2. Пример зависимости  $w(p_b)$  на участке смены механизма конвективного горения.

1 — численный счет; 2 — формула (5); 3 — формула (7).

и составляет, согласно оценке  $\sim 20$  МПа для типичного модельного топлива при  $d_0 = 0,1$  см. При этом пороговое значение  $w$  лежит на уровне 150 м/с. Скорость пламени при давлениях выше порогового находится по формуле

$$w - u_{кр} = \frac{\delta_B \rho_{гв}^2 R T_B (u_{гв} - u_{кр})^4}{16 \lambda_r \rho_h c_h (T_i - T_{II})^2}. \quad (7)$$

Выведенные формулы сопоставлены с результатами численного интегрирования задачи на ЭВМ в широком диапазоне начальных свойств топлива. Два примера, иллюстрирующие хорошее согласие между формулами и расчетом для типичного модельного топлива, приведены на рис. 1 и 2. Смена механизма переноса энергии, контролирующего скорость распространения пламени, наблюдалась в большинстве расчетных вариантов, за исключением случаев малых  $d_0$  и больших  $b$  в согласии с формулой (6). При численном счете о смене механизма можно было судить по изменению знака у разности  $u_{гв} - w$  при повышенных давлениях.

Таким образом, получены новые данные относительно механизма и свойств волны конвективного горения, которые необходимо учитывать при построении полной теории перехода горения пористых систем в детонацию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыве. М.: Наука, 1973.
2. K. K. Kuo, R. Vichnevetsky, M. Summerfield. AIAA J., 1973, 11, 4, 444.
3. S. J. Hoffman, H. Krier. AIAA J., 1981, 19, 12, 1571.
4. P. S. Gough, F. Zwarts. AIAA J., 1979, 17, 1, 19.
5. C. I. Chen. AIAA J., 1978, 16, 3, 259.
6. В. А. Фотеенков, А. И. Коротков и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 137.
7. Б. С. Ермолаев. Канд. дис. ИХФ АН СССР, 1978.
8. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 290.

УДК 620.22 : 614.841 : 661.937

### САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ЗАЖИГАНИЕ МЕТАЛЛОВ В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Б. А. Иванов, И. Л. Книжникова, С. Е. Наркунский  
(Балашиха)

Вопросы самовоспламенения и зажигания конденсированных материалов в окислительной среде рассматривались в [1—3]. Эксперименты с металлами показали, что их самовоспламенение происходит при  $T \approx 1200^\circ\text{C}$  [4]. В этих условиях основными являются потери излучением.

В рамках модели, описанной в работах [3, 5], рассмотрим задачу о самовоспламенении тела, находящегося в контакте с кислородной средой, имеющей температуру  $T_0$ . Исследуется возможность стационарного решения уравнения

$$Q_{кр}/RT [\exp(-E/RT)] = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4). \quad (1)$$

Условие самовоспламенения определяется из выражения

$$\delta_{кр} = \frac{Q_{кр} E \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)}{4R^2 T_0^6 \varepsilon \sigma} = \frac{1}{e}, \quad (2)$$

которое позволяет оценить температуру самовоспламенения металлов, если известны кинетические константы.