

РЕЗУЛЬТАТЫ КАЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА УРАВНЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ

Б. 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 соответственных 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 Φ , скоростей газовой u_g и твердой u_k фаз на поверхности воспламенения (ниже — с индексом в), а также характерные значения T и Φ 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_t , температурой воспламенения топлива T_i , свойствами системы и параметрами исходного состояния (ниже — с индексом н). В условиях замкнутого объема давление p_t 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

$$t_* = (\rho_g \Phi / A_s \rho_k u_p)_t = \delta_t / 4u_t. \quad (1)$$

Здесь $u_p = bp^v$ — скорость послыонного горения топлива; ρ_g и ρ_k — плотности газа и топлива; A_s — удельная поверхность горения топлива в единице объема; δ — диаметр пор; $u_t = b\rho_k RT_t$; R — приведенная газовая постоянная; правая часть формулы получена при условии $v = 1$, $\rho_g^{-1} \gg v_0$ (коволом). T_t близка к адиабатической температуре пламени, таким образом, t_* зависит от давления лишь через величину δ_t .

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)

$$h_* = \sqrt[3]{\delta_B RT_B t_*^2} \approx \delta_B \sqrt[3]{RT_B / 16u_t^2}, \quad (3)$$

$$u_{gв} - u_{кв} = \sqrt[3]{\delta_B RT_B / t_*} \approx \sqrt[3]{4RT_B u_t}. \quad (4)$$

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 $\delta_t \approx \delta_B$. Видно, что величины $u_{gв} - u_{кв}$ и h_*/δ_B почти не зависят от уровня давления (и, следовательно, от времени). При типичных значениях входных параметров, отвечающих модельному топливу [7], $u_{gв} - u_{кв}$ не превышает 170 м/с, а $h_* \approx 30\delta_B$.

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 δ_v уменьшается, что затрудняет проникновение пламени в поры, одновременно из-за разрежения увеличивается δ_r и, следовательно, растет t_* . Кроме того, вследствие движения гранул возникает составляющая u_{kb} , которую следует прибавить к скорости w и которая, согласно оценкам, может достигать при повышенных давлениях до 0,3—0,4 от величины w .

3. Конкретный вид зависимости w от свойств топлива, t_* и мгновенного давления p_v 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 $T_i = \text{const}$:

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

Ранее аналогичная формула получена в [8] безотносительно к нестационарным эффектам. Здесь c_k , λ_k , c_v , λ_g — теплоемкости и коэффициенты теплопроводности топлива и газа; 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

$$p_v > 2(T_i - T_n) \sqrt{\lambda_k \rho_k c_k / \delta_v u_{tr}}. \quad (6)$$

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 .

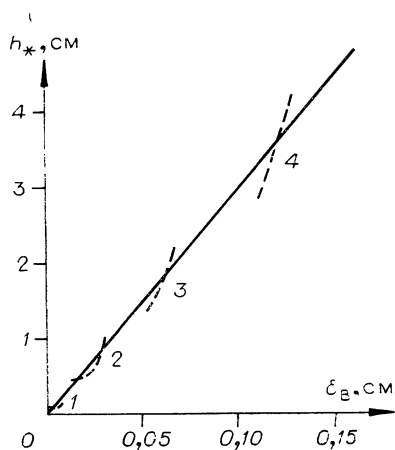


Рис. 1. Корреляция между масштабом длины h_* и диаметром пор δ_v .

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

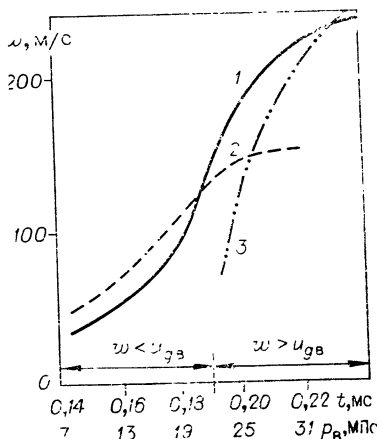


Рис. 2. Пример зависимости $w(p_v)$ на участке смены механизма конвективного горения.

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

и составляет, согласно оценке ~ 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

$$w - u_{кв} = \frac{\delta_B \rho_{гв}^2 R T_B (u_{гв} - u_{кв})^4}{16 \lambda_R \rho_k c_k (T_i - T_n)^2}. \quad (7)$$

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. Фотеев, 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.