

незначительно влияет на дисперсность, так как одновременно с некоторым уменьшением температуры в зоне накопления увеличивается время горения. Рост же температуры T_V приводит к росту окончательного размера частичек; при не очень больших избытках окислителя температура T_V оказывается довольно большой, и область IV исчезает. Существенной особенностью адиабатического горения газовзвеси является высокая температура газа после сгорания металла; это ведет к продолжению роста крупных частиц окисла за счет мелких и может существенно увеличить дисперсность продуктов сгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1974, 4.
4. В. П. Грачухо, А. М. Степанов, А. А. Хватцев. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин, Г. И. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5.
6. Е. И. Гусаченко, Л. И. Стесик и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 5.
7. А. В. Флорко, А. И. Золотко, И. В. Каминская и др. ФГВ, 1982, 18, 1.

УДК 536.46

О ТЕПЛОВОМ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ СИСТЕМЫ ГОРЯЧИХ ОЧАГОВ

А. В. Ананьев, В. И. Земских, О. И. Лейпунский
(Москва)

Анализу условий самовоспламенения вещества от имеющегося в нем теплового очага посвящено значительное количество работ [1—10]. Согласно современным представлениям, развитым в работах [4, 5], самовоспламенение изолированного П-образного очага в неограниченном пространстве происходит, если параметр Франк-Каменецкого δ , рассчитанный по начальному распределению температуры, превышает некоторое $\delta_{кр}$. Критерием воспламенения в [4] служил характер изменения максимальной температуры в веществе: если температура монотонно возрастала, считалось, что воспламенение произошло, в противном случае — нет.

Воспламенение может быть облегчено, если очаг имеет соседей. В этом случае теплоотвод из зоны реакции уменьшается по сравнению с одиночным очагом, что может привести к воспламенению при $\delta < \delta_{кр}$ [9, 10]. В работе [10] обнаружено, что два очага П-образной формы могут взаимодействовать только на очень близких расстояниях, не превышающих 30% их радиуса. Исследования же временных характеристик не выполнены. В работе [8] изучены зависимости задержки и характера воспламенения для синусоидального закона распределения начальной температуры небольшой амплитуды.

Одна из задач настоящей работы — отыскание и анализ зависимости $\delta_{кр}$ от параметра взаимодействия в случае периодической системы П-образных очагов температуры большой амплитуды. Вторая задача — временной анализ задержанного воспламенения, т. е. случаев, когда неограниченный рост температуры происходит после некоторого падения максимальной температуры. В этом случае рассмотрим характер изменения и распределения температуры, а также зависимость времени задержки воспламенения от параметра взаимодействия очагов.

Имеем периодическую систему П-образных очагов температуры шириной $2r$ с периодом $2r_{max}$. В рамках тепловой теории зажигания [11] задача о самовоспламенении запишется в виде

$$\rho c \partial_t T = \lambda \partial_{xx} T + \exp(-E/RT) Q k_0, \quad 0 \leq x \leq r_{max}, \quad (1)$$

условия симметрии

$$x = 0: \partial_x T = 0, \quad (2)$$

$$x = r_{\max}: \partial_x T = 0, \quad (3)$$

$$t = 0: T = \begin{cases} T_n, & 0 \leq x \leq r, \\ T_0, & r < x \leq r_{\max}. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность; c — теплоемкость; T — температура; t — время; λ — коэффициент теплопроводности; x — пространственная координата; Q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная.

Для расчета выбраны характеристики, отвечающие нитроклетчатке [12, 13]: $\rho = 1,6$ г/см³, $c = 0,35$ кал/(г · град), $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · с · град), $Qk_0 = 4,2 \cdot 10^{24}$ кал/(см³ · с), $E = 45$ ккал/моль. Начальные температуры при расчетах не варьировались: $T_n = 300^\circ\text{C}$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$. В безразмерных переменных

$$\xi = x/r, \quad \tau = t/t_{\text{ад}}, \quad \Theta = E(T - T_n)/(RT_n^2),$$

где $t_{\text{ад}} = (\rho c RT_n^2)/(EQk_0 \exp(-E/RT_n))$, задача (1)–(4) запишется в виде

$$\partial_\tau \Theta = \delta^{-1} \partial_{\xi\xi} \Theta + \exp[-\Theta/(1 + \beta\Theta)], \quad 0 \leq \xi \leq \xi_{\max}, \quad (5)$$

$$\xi = 0: \partial_\xi \Theta = 0, \quad (6)$$

$$\xi = \xi_{\max}: \partial_\xi \Theta = 0, \quad (7)$$

$$\tau = 0: \Theta = \begin{cases} 0, & 0 \leq \xi \leq 1, \\ -\Theta_n, & 1 < \xi < \xi_{\max}, \end{cases} \quad (8)$$

где $\Theta_n = E(T_n - T_0)/(RT_n^2)$; $\delta = r^2/(\lambda t_{\text{ад}})$ — параметр Франк-Каменецкого; $\beta = RT_n/E$; ξ_{\max} — отношение периода очагов к диаметру отдельного очага — параметр, характеризующий взаимодействие очагов; Θ_n — параметр, характеризующий начальную разность температуры. В нашем случае $\beta = 0,03$, $\Theta_n = 19$.

В соответствии с [4, 5] критическое условие слабо зависит от β и Θ_n , поэтому будем искать его в виде

$$\delta_* = \delta_*(\xi_{\max}).$$

Задача (5)–(8) решалась на ЭВМ методом прогонки. Счет прекращался, если температуры в центре очагов превышали 1000°C , или если такое условие не достигалось за время, равное $100t_{\text{ад}}$ (в нашем случае $t_{\text{ад}} = 13,6$ мс).

Анализ результатов в терминах работ [4, 5, 9, 10] представлен на рис. 1. Черные точки отвечают случаям воспламенения по критерию работы [4] (монотонный рост максимальной температуры), светлые — отсутствию воспламенения по этому критерию; линия 1 отвечает условию воспламенения одиночного очага, кривая 2 разделяет области воспламенения и невоспламенения. Таким образом, вся область параметров δ и ξ_{\max} разбивается на три: I — невоспламенение (задержанное воспламенение); II — воспламенение, независящее от взаимодействия, III — воспламенение, обусловленное взаимодействием очагов. Из рис. 1 видно, что взаимодействие очагов влияет на воспламенение, если расстояние между ними не превышает 30% от их радиуса и $\delta < \delta_{\text{кр}}$, что находится в соответствии с результатами работ [4, 5, 10].

Представляет интерес анализ временных зависимостей воспламенения на основе какого-либо другого критерия. Согласно [4], в области II время достижения бесконечной температуры не превышает $2t_{\text{ад}}$. Анализ наших результатов показывает, что в области III время достижения бесконечной температуры в центре очага также не превышает $2t_{\text{ад}}$. В области I время достижения бесконечной температуры в центре очага должно сильно зависеть от параметров δ и ξ_{\max} .

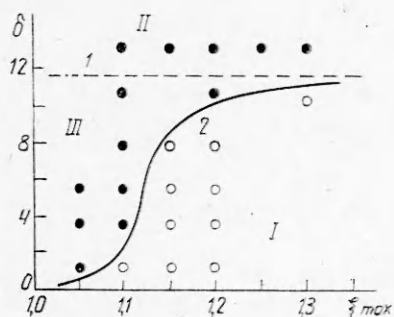


Рис. 1. Зависимости $\delta_{кр}(\xi_{max})$ (1) и $\delta_*(\xi_{max})$ (2).

На рис. 2 представлена зависимость времени достижения температуры $\tau_1 = 1000^\circ\text{C}$ от параметра взаимодействия при различных значениях δ . Видно, что при $\delta < \delta_{кр}$ зависимость $\tau_1(\xi_{max})$ очень резкая, а при $\delta > \delta_{кр}$ — слабая. Переход от резкой зависимости (кривые 1—3) к слабой происходит в узком интервале изменения параметра δ , а именно при изменении δ от 11 до 12. Из сказанного следует, что анализ экспериментальных данных по самовоспламенению от совокупности очагов на основе временных и макроэнергетических характеристик является трудной задачей, не имеющей в настоящее время однозначного толкования.

На рис. 3 приведено изменение максимальной температуры во времени при $\delta = 7,35$ и различных значениях ξ_{max} . Кривая 1 относится к области III, кривые 2 и 3 — к области II рис. 1. Из рис. 3 видно, что при увеличении ξ_{max} максимальная температура падает до все более низких значений. Из-за сильной зависимости скорости реакции от температуры это приводит к резкому увеличению времени воспламенения.

На рис. 4 представлено изменение профиля температуры для случая $\delta = 7,35$ и $\xi_{max} = 1,15$, что соответствует области I на рис. 1. Видно, что задержанное воспламенение в области I происходит практически однородно по всему объему вещества. Воспламенение при взаимодействии очагов происходит аналогично. Очаговый характер воспламенения, т. е. наличие в процессе воспламенения очень «холодных» и очень «горячих» областей, характерно только для области II (см. рис. 1).

С точки зрения эксперимента самовоспламенение носит «очаговый» характер, когда оно происходит и по механизму взаимодействия очагов, и по механизму самовоспламенения одиночного очага. Решающим аргументом в пользу выбора того или иного механизма может служить лишь одновременный энергетический и временной анализ развития процесса.

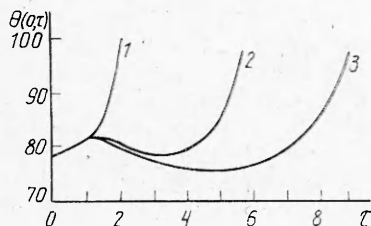


Рис. 3. Зависимости $\Theta(0, \tau)$ при $\delta = 7,35$.
 ξ_{max} : 1 — 1,1, 2 — 1,15, 3 — 1,2.

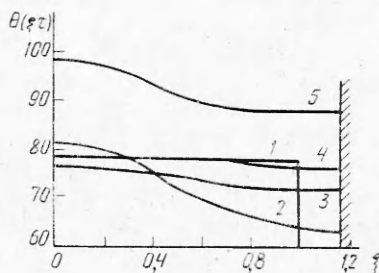


Рис. 4. Изменение профиля температуры во времени при $\delta = 7,35$ и $\xi_{max} = 1,15$.
 $t, \text{с}$: 1 — 0; 2 — $8 \cdot 10^{-3}$; 3 — $35 \cdot 10^{-3}$; 4 — $55 \cdot 10^{-3}$; 5 — $72 \cdot 10^{-3}$.

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.: Тепломассообмен 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.