

11. I. Nakagama, N. Nishiwaki, M. Hirata. Thirteenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Inst., Pittsburg, 1971, p. 813.
12. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4.
13. М. А. Гуревич, Г. И. Сиркунен, Н. М. Степанов.— В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. II, ч. II. Минск, 1972.
14. V. I. Wood, W. A. Rosser. AIAA J., 1969, 12.
15. В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
16. М. Б. Нейман. Успехи химии, 1938, 7, 2.
17. В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, Н. Г. Самойленко. Докл. АН СССР, 1975, 224, 2.

О РОЛИ ТЕПЛОПТЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ЗАЖИГАНИИ БЕЗГАЗОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ЛУЧИСТЫМ ПОТОКОМ

В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский

При зажигании гетерогенных систем с конденсированными продуктами потоком лучистой энергии на конечной стадии процесса достигается высокая температура ($T_2 \sim 1000 \div 2000^\circ\text{C}$) [1, 2]. Это приводит к появлению обратного потока излучения с поджигаемой поверхности. Известно, что теплотери излучением существенным образом влияют на закономерности горения таких гетерогенных систем [3] и закономерности воспламенения одиночных частиц металла [4].

В тепловой теории зажигания [5] влияние теплотери анализируется, главным образом, в связи с нахождением критических условий зажигания. Это задачи о воспламенении плоскопараллельного сосуда с разными температурами стенок [6, 7], о торцевом зажигании цилиндра с теплотерями через боковую поверхность [8, 9]. Кроме того, проанализированы случаи зажигания полупрозрачного вещества в учетом конвективного охлаждения поджигаемой поверхности [10—12].

Влияние теплотери излучением на процесс зажигания ранее не рассматривалось, поскольку теория зажигания развивалась применительно к системам, реагирующим при сравнительно низких температурах (пороха, взрывчатые вещества, целлюлозные материалы и др.), а интерес к гетерогенным системам с конденсированными продуктами возник недавно, в связи с важными приложениями процессов горения этих систем [13].

В настоящей работе продолжают исследования, выполненные ранее [2, 14], и дается теоретический анализ процесса зажигания лучистым потоком систем с конденсированными продуктами при наличии обратного излучения с поджигаемой поверхности. Рассматриваемый случай близок к ситуации, реализованной в эксперименте [1, 2, 15].

Постановка задачи

Используется упрощенная модель [16] гетерогенной системы: рассматривается смесь частиц горючего, равномерно распределенных в среде газообразного или конденсированного окислителя. Основные допущения этой модели: форма и характерный размер заданы, теплофизические свойства системы описываются эффективными константами, тепловыделение от гетерогенной химической реакции, скорость которой тормозится слоем образующегося продукта, усредняется по объему, фильт-

рация не рассматривается. При таких допущениях объемная скорость тепловыделения выражается функцией [16]

$$\Phi = \begin{cases} Q(1-\eta)^\alpha \frac{k_0 e^{-\sigma_1 \eta}}{r_0^{\alpha+1} \eta^n} e^{-E/RT}, & 0 \leq \eta < 1 \\ \equiv 0, & \eta \geq 1, \end{cases} \quad (1)$$

где $Q = Q_0 \cdot a \rho \cdot S_0 \cdot r_0 / V_0$; Q_0 — тепловой эффект реакции на единицу массы горючего; a — доля горючего в смеси по массе; ρ — плотность системы; S_0 и V_0 — начальная поверхность и объем частицы; α — показатель формы частицы ($\alpha=0$ — пластина, $\alpha=1$ — цилиндр, $\alpha=2$ — сфера); $\eta = \delta/r_0$; δ — толщина слоя продукта; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T — температура; $\sigma_1 = \sigma \cdot r_0$; σ и n — кинетические параметры ($\sigma=n=0$ — линейный закон, $\sigma>0$, $n=0$ — экспоненциальный закон; $\sigma=0$, $0 < n \leq 2$ — степенные законы скорости реакции).

Рассматривается задача о зажигании лучистым потоком при обычных допущениях тепловой теории зажигания. Теплотери за счет излучения с поджигаемой поверхности описываются законом Стефана — Больцмана. Безразмерная система уравнений имеет вид:

уравнение теплопроводности

$$\partial \Theta / \partial \tau = \partial^2 \Theta / \partial \xi^2 + (1 - Z/Z_n)^\alpha m \cdot \varphi(Z) e^{\Theta/(1-\beta \Theta)}, \quad (2)$$

уравнение кинетики

$$\partial Z / \partial \tau = \varphi(Z) e^{\Theta/(1+\beta \Theta)}, \quad (3)$$

где $\varphi(Z) = 1$, $m = 1$ при линейном законе; $\varphi(Z) = 1/Z^n$, $m = 1$ при степенных законах и $\varphi(Z) = \gamma e^{-Z}$, $m = 1/\gamma$ при экспоненциальном законе скорости реакции.

Начальные условия:

$$\tau = 0, \quad \xi \geq 0, \quad \Theta = \Theta_n, \quad Z = Z_n, \quad (4)$$

граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} \xi = 0, \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} &= q_0 - B_0 \cdot \frac{\left(\Theta + \frac{1}{\beta}\right)^4 - \left(\Theta_0 + \frac{1}{\beta}\right)^4}{\left(\frac{1}{\beta}\right)^4 - \left(\Theta_0 + \frac{1}{\beta}\right)^4}, \\ \xi = \infty, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} &= 0, \quad Z = Z_n, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

безразмерные переменные: $\Theta = \frac{E}{RT^*} (T - T_*)$ — температура,

$Z = \eta/[\eta]$ — относительная толщина пленки продукта, $\tau = t/[t]$ — время, $\xi = X/[x]$ — координата, где при степенных и линейном законах скорости химической реакции

$$[\eta] = \gamma_0, \quad [t] = \frac{\gamma_0^{n+1} r_0^{n+1}}{k_0 e^{-E/RT^*}} \quad \text{и} \quad [x] = \frac{\gamma_0^n \lambda R T_*^{2n+1} r_0^{n+1}}{\Theta E k_0 e^{-E/RT^*}},$$

при экспоненциальном законе $[\eta] = \sigma^{-1}$, $[t] = \gamma_0 r_0 / k_0 e^{-E/RT^*}$ и $[x] = \left[\frac{\lambda R T_*^2 \cdot r_0}{Q E k_0 e^{-E/RT^*}} \right]^{1/2}$.

Безразмерные параметры: $\Theta_n = \frac{E}{RT_*^2}(T_n - T_*)$, $\beta = \frac{RT_*}{E}$, $\gamma = \gamma_0 \cdot \sigma$,
 $\gamma_0 = \frac{c\rho RT_*^2}{QE}$, $Z_{in} = \frac{\eta_n}{|\eta|}$, $Z_n = \frac{1}{|\eta|}$, $\Theta_0 = \frac{E}{RT_*^2}(T_0 - T_*)$, $q_0 = \frac{\varepsilon q_1 E [x]}{\lambda RT_*^2}$,
 $B_0 = \frac{\varepsilon \sigma_0 F (T_*^4 - R_1 T_0^4) [x]}{\lambda RT_*^2}$, $\beta_1 = \varepsilon_1 / \varepsilon$. Здесь λ , c , ρ , ε и ε_1 — теплопроводность,

теплоемкость, плотность, степень черноты поверхности системы и окружающей поверхности, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана, q_1 — интенсивность падающего на поверхность лучистого потока, $\eta_n = \delta_n / r_0$, δ_n — начальная толщина слоя продукта, T_0 — температура окружающей среды, T_* — масштабная температура.

Задача (2) — (5) отличается от известных задач тепловой теории зажигания [5, 14] появлением нового параметра B_0 , характеризующего обратный поток излучения с поджигаемой поверхности. Система уравнений (2) — (5) решалась численным методом. Рассчитывались поля Θ и Z . Время задержки τ_z определялось из временной зависимости наибольшей температуры в системе как интервал времени от начала облучения поджигаемой поверхности до момента достижения максимальной скорости химической реакции в точке с наибольшей температурой.

Анализ результатов численных расчетов

При изучении влияния на зажигание теплопотерь излучением варьировалось значение параметров B_0 и Θ_n . Масштабная температура определялась при этом из следующего соотношения

$$q_0 = A, \quad (6)$$

где $A = [e^{Z_n}(1 + 10\gamma)]^{-1/2}$ при экспоненциальном законе скорости реакции и $A = [Z_n^n + 4^n \cdot n]^{-1/2}$ при линейном и степенных законах.

При малом B_0 процесс развивается аналогично ранее рассмотренному [5, 14]. В начальной стадии система прогревается как химически инертное тело. Процесс завершается саморазогревом вещества в прогретом слое. Наибольшие значения Θ и Z находятся на поверхности системы. По мере увеличения B_0 картина изменяется. Из рис. 1, где представлены типичные поля температуры и относительной толщины пленки, видно, что с течением времени максимумы Θ и Z увеличиваются и перемещаются в глубь системы. Положение этих максимумов совпадает. Вещества воспламеняются на некотором расстоянии (ξ_*) от поверхности. Подобная картина наблюдалась при рассмотрении зажигания лучистым потоком полупрозрачного вещества с учетом конвективного охлаждения [12]. Из расчетов следует, что ξ_*

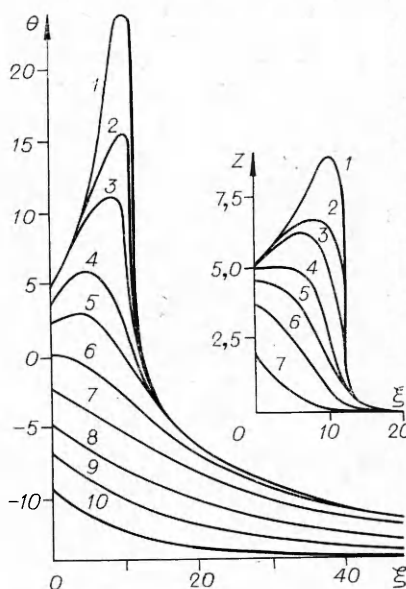


Рис. 1. Распределение температуры Θ и относительной толщины пленки Z , полученное в случае $\varphi(Z) = \gamma e^{-Z}$ и $m = 1/\gamma$ при $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$, $\alpha = 0$, $\gamma = 0,3$, $B_0 = 0,4$, $q_0 = 0,5$, $Z_n = 0$, $Z_k = 100$.

τ равно: 1 — 951,48, 2 — 951,44, 3 — 951,37, 4 — 950,50, 5 — 948, 6 — 930, 7 — 800, 8 — 500, 9 — 250, 10 — 100.

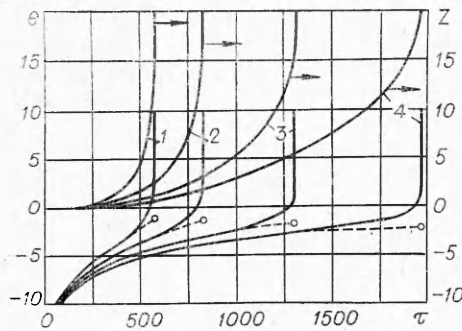


Рис. 2. Временные зависимости наибольших значений Θ и Z , полученные в случае $\varphi(Z) = Z^{-1}$ и $m=1$, и Θ (штриховые линии), рассчитанные в случае $\varphi(Z) = \xi = 0$, при $\Theta_n = -14,12$, $\beta = 0,035$, $Z_n = 10^{-2}$, $Z_k = 100$, $\alpha = 0$, $q_0 = 0,5$.

B_0 равно: 1 — 0,1, 2 — 0,25, 3 — 0,4, 4 — 0,5.

источником, появляется участок слабого роста температуры, продолжительность короткого увеличивается с B_0 . Видно, что большую часть времени задержки система прогревается как химически инертное тело, а продолжительность резкого возрастания температуры, при которой наступает это возрастание, слабо зависит от B_0 . Можно считать, что при $B_0 < q_0$ резкое возрастание температуры осуществляется вблизи $\Theta_* = 0$. Кроме того, Θ_* слабо отличается от температуры поверхности системы (Θ_s), полученной в процессе нагрева без химической реакции в момент, соответствующий времени задержки. Это видно из рис. 2, где значение Θ_s обозначено кружком. Следовательно, соотношение (6) можно приближенно использовать при $B_0 < q_0$ в качестве условия для определения температуры зажигания. При $B_0 > q_0$ условие для определения температуры зажигания зависит, как следует из расчетов, от параметра B_0 . Практический интерес представляют случаи при $B_0 < q_0$ и $\Theta_0 = \Theta_n$. Закономерности этих случаев и рассматриваются ниже.

Расчеты показывают, что теплотери излучением слабо влияют на пределы вырождения нормальных режимов зажигания. В связи с этим для определения границы, разделяющей нормальные и вырожденные режимы зажигания при наличии теплотери, можно использовать полученные в работе [14] выражения $\gamma_0[\Theta_n] < 0,5$ при степенных законах и $\gamma < 0,45$ при экспоненциальном законе скорости реакции. Масштабная температура при этом определяется из условия (6).

Рассмотрим закономерности нормальных режимов зажигания. Наибольшее значение B_0^* , при котором максимумы Θ и Z еще находятся на поверхности системы, можно определить из установленного расчетами выражения

$$B_0^* = \frac{q_0}{1 + A_1}, \quad (7)$$

где $A_1 = n(1 + \beta)$ при линейном и степенных законах скорости и $A_1 = 10(\gamma + \beta)$ при экспоненциальном. Из выражения (7) видно, что B_0^* уменьшается с увеличением β . Значение B_0^* тем меньше, чем больше показатель в степенном законе скорости или больше параметр γ в случае экспоненциального закона. Это свидетельствует о том, что роль обратного излучения с поджигаемой поверхности тем значительнее, чем сильнее торможение скорости реакции продуктами превращения.

На рис. 3 представлены зависимости τ_s от $\lg Z_n$. Эти зависимости насыщаются по мере уменьшения Z_n . Следовательно, при наличии об-

увеличивается с ростом B_0 , Θ_n , β или с уменьшением Θ_0 . При фиксированных значениях этих параметров ξ_* увеличивается с ростом показателя в степенном законе скорости или параметра γ в случае экспоненциального закона скорости химической реакции.

Обратное излучение с поджигаемой поверхности оказывает существенное влияние на вид временных зависимостей наибольших значений температуры и относительной толщины пленки (рис. 2). С увеличением B_0 зависимости $\Theta(\tau)$ и $Z(\tau)$ становятся слабее. На временной зависимости температуры, полученной в процессе прогрева с химическим

ратного излучения с поджигаемой поверхности реализуется, как и в случае [14], область «тонких пленок». Причем предельное значение (Z_n^*) этой области слабо зависит от B_0 .

Расчеты показывают, что τ_a увеличивается с теплопотерями излучением. Влияние обратного излучения становится сильнее с ростом Θ_n и σ в степенном законе скорости или с увеличением Θ_n и γ в случае экспоненциального закона. Зависимость $\tau_a(B_0)$ слабо изменяется с изменением β и параметра α , характеризующего форму частиц.

Обратное излучение с поджигаемой поверхности влияет на ширину зоны химической реакции. Прежде всего отметим, что при анализе закономерностей процессов, при развитии которых зажигание происходит в глубине системы, неприменимы понятия ширины зоны химической реакции и тепловой зоны, принятые в теории [5]. В связи с этим необходимо дать определение этих характеристик. По аналогии с [5] за ширину зоны химической реакции можно принять сумму расстояний от точки с наибольшей скоростью реакции, на которых скорость реакции падает в e раз. За ширину тепловой зоны можно принять сумму расстояний от точки наибольшей температуры, на которых температура падает в e раз. Ширина зоны химической реакции (ξ_*) увеличивается по мере увеличения B_0 (рис. 4). Зависимость $\xi_*(B_0)$ становится сильнее с увеличением γ , β , n и уменьшением Θ_n . Однако ширина зоны химической реакции остается, как и в случае [14], значительно меньше ширины тепловой зоны.

Приближенный расчет характеристик зажигания

Как уже отмечалось, в случае $B_0 < q_0$ температура, определенная из условия (6), слабо отличается от температуры поверхности системы, полученной в процессе нагрева без химического источника в момент, соответствующий времени задержки. Отмеченная закономерность наблюдается в широком интервале изменения основных параметров (Θ_n , n , γ , β , Z_n). В связи с этим характеристики зажигания могут быть рассчитаны по методу, аналогичному [17], нахождением времени задержки из решения задачи о нагреве химически инертного тела с использованием (6) в качестве условия для определения температуры зажигания.

Задача о нагреве лучистым потоком химически инертного полуограниченного тела при наличии обратного излучения решена численно и интегральным методом [18]. При решении задачи интегральным методом не учитывалось излучение окружающей среды и предполагалось, что профиль температуры в прогретом слое описывается параболой. В этих предположениях получена связь времени и температуры поверхности

$$t_a = 2\lambda c\rho (T_a - T_n)^2 / 3e^2 q_1 (q_1 - \sigma_0 T_a^4). \quad (8)$$

Рис. 4. Зависимость отношения ширины зоны химической реакции ξ_* к своему значению ξ_*^n , полученному при $B_0=0$ от параметра B_0 ($\Theta = -14,12$, $\beta = 0,035$, $\alpha = 0$, $q_0 = 1$, $Z_n = 10^{-2}$, $Z_n = 100$).

1 — $\varphi(Z) = Z^{-1}$ и $m=1$; 2 — $\varphi(Z) = m=1$.

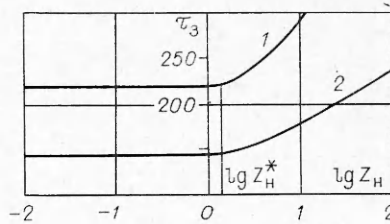
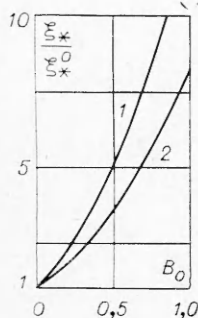


Рис. 3. Зависимости времени задержки τ_a от начальной относительной толщины пленки $\lg Z_n$, рассчитанные в случае $\varphi(Z) = Z^{-1}$ и $m=1$ при $\Theta_n = -14,12$; $\beta = 0,035$; $q_0 = 1$; $\alpha = 0$; $Z_n = 100$.
1 — $B_0 = 0,3$; 2 — $B_0 = 0$.



Решение (8) совпадает с результатами численного счета при $\sigma_0 T_3^4 \leq \leq 0,3 q_1$ с точностью не хуже 6%.

Используя решение (8), можно получить следующий безразмерный вид зависимости времени задержки зажигания от названных параметров

$$\tau_3 = \frac{2\Theta_H^2}{3q_0(q_0 - B_0)}. \quad (9)$$

Масштабная температура при этом выбирается из условия (6), а значением $\beta_1 T_0^4$, содержащимся в параметре B_0 , пренебрегается, поскольку $T_*^4 \gg \beta_1 T_0^4$. В области $-35 \leq \Theta_H < -5$, $\gamma \leq 0,4$, $n \leq 2$, $\beta \leq 1/|\Theta_H|$ и $B_0 \leq 0,5q_0$ величина времени задержки, полученная по формуле (9), превышает расчетную до 30%. Точность приближенного решения понижается с увеличением B_0 . При $B_0 \leq 0,8q_0$ приближенное решение отличается от расчетного на 50%.

Размерная система для расчета характеристик зажигания получается из (6) и (8)

$$q_1^2 = \frac{Q\lambda k_0 \exp(-\sigma_1 \eta_3) RT_3^2 \exp(-E/RT_3)}{\varepsilon^2 \cdot r_0^{n+1} \eta_3^n E}, \quad (10)$$

$$t_3 = \frac{2\lambda c\rho (T_3 - T_H)^2}{3\varepsilon^2 q_1 (q_1 - \sigma_0 T_3^4)},$$

где $\eta_3 = \frac{\sigma_1 \eta_H + \ln \left(1 + \frac{10\sigma_1 c\rho RT_3^2}{QE} \right)}{\sigma_1}$ и $n=0$ при экспоненциальном законе,

$\eta_3 = \left[\eta_H^n + 4^n \cdot n \left(\frac{c\rho RT_3^2}{QE} \right)^n \right]^{1/n}$ и $\sigma_1=0$ при степенных законах скорости химической реакции. Величина η_3 имеет смысл, как и в случае [14], относительной толщины пленки продукта, соответствующей температуре зажигания.

Применение решения (10), (11) ограничено размером частиц, поскольку при постановке задачи использовано допущение о тепловой гомогенности системы. Выражение для оценки допустимого размера получается сопоставлением размера частицы с шириной прогретой зоны и имеет вид

$$r_0 < \left(\frac{13,5at_3q}{q_1 - \sigma_0 T_3^4} \right)^{1/\varepsilon}.$$

По формулам (10), (11) можно рассчитать характеристики зажигания системы с заданной удельной поверхностью горючего компонента. В этом случае значение характерного размера частицы r_0 и теплового эффекта Q можно найти в предположении правильной формы частицы. Выражение для r_0 получается из определения удельной поверхности

$$r_0 = m_1/S \cdot \rho_r,$$

где $m_1 = (\alpha + 1)$, S и ρ_r — удельная поверхность и плотность горючего компонента. Тепловой эффект определяется через показатель формы частицы в виде

$$Q = \alpha r m_1 Q_0.$$

Приведем результаты анализа формул (10) и (11), отметив наиболее интересные моменты на примере закономерностей зажигания систе-

мы, частицы горючего компонента которой имеют сферическую форму, а изменение коэффициента теплопроводности с плотностью системы описывается в соответствии с [19].

Обратное излучение с поджигаемой поверхности слабо влияет на характер зависимости температуры зажигания от размера частиц, плотности системы и лучистого потока. Влияние теплотерьер излучением на вид зависимости времени задержки от этих параметров определяется, как следует из формул (10), (11), величиной отношения плотности потока обратного излучения к плотности лучистого потока. Зависимость времени задержки от размера частиц становится сильнее при наличии теплотерьер излучением, поскольку растет температура зажигания с размером частиц. По мере увеличения плотности системы, когда имеется обратное излучение с поверхности, время задержки увеличивается слабее, так как T_0 падает с увеличением ρ . Такая зависимость проявляется через изменение теплопроводности и теплового эффекта. Наличие теплотерьер излучением с поджигаемой поверхности приводит к более резкому падению времени задержки с повышением плотности лучистого потока. В этом случае величина тангенса угла наклона m зависимости $\lg t_3(\lg q_1)$ к оси q_1 может значительно превышать 2, в отличие от [5, 14].

Проведенный теоретический анализ позволяет понять особенности зажигания систем с тугоплавкими продуктами, наблюдаемые экспериментально [1, 2, 15]. Теплотерьями излучением могут быть объяснены большие наклоны зависимости $\lg t_3(\lg q_1)$ к оси $\lg q_1$, поскольку из оценок следует, что отношение плотности потока обратного излучения с поджигаемой поверхности к плотности лучистого потока увеличивается в том диапазоне, где имеют место наклоны больше 2.

Видимо, обратным излучением с поверхности при зажигании образцов малой плотности обусловлено слабое изменение времени задержки от плотности железо-алюминиевого термита и систем ниобий — азот, титан — азот и титан — углерод, так как теплотерии излучением значительно сильнее при малой плотности образцов.

Отделение ИХФ АН СССР,
Черноголовка

Поступила в редакцию
16/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин. — В сб.: Теория и технология металлотермических процессов. Под ред. Г. В. Самсонова. Новосибирск, «Наука», 1974.
2. В. В. Барзыкин, В. П. Стовбун. — В сб.: Процессы горения в хим. технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. Черноголовка, 1975.
3. А. П. Алдушин, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1974, 10, 4.
4. Б. И. Хайкин, Б. И. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
5. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 16.
6. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, 9, 12.
7. R. H. Thomas, P. C. Bowes. Trans. Faraday Soc., 1961, 57.
8. В. В. Барзыкин, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1966, 169, 6.
9. В. Н. Виллюнов, С. С. Хлевной. ФГВ, 1974, 10, 4.
10. В. Н. Виллюнов. ФГВ, 1966, 2, 2.
11. А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4.
12. А. Э. Аверсон. Канд. дис. ФИХФ АН СССР, Черноголовка, 1968.
13. A. G. Merzhanov, I. P. Bogovinskaja. Comb. Science and Technology, 1975, 10, p. 195; ДАН СССР, 1972, 204, 2.
14. В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1977, 13, 1.
15. В. П. Стовбун, Т. И. Кедрова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1972, 8, 3.
16. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1972, 8, 2.
17. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
18. Т. Гудмен. — В сб.: Проблемы теплообмена. Под ред. П. Л. Кирилова. М., Атомиздат, 1967.
19. А. Миснар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., «Мир», 1968.