

РЕЖИМЫ ФРОНТАЛЬНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

П. М. Кришеник, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский*

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черногловка
petr@ism.ac.ru

*Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черногловка

Изучено превращение высокоэнергетических структурированных гетерогенных систем с учетом лучистого теплопереноса. Показано, что радиационный теплоперенос во фронте горения пористых гетерогенных сред существенно влияет на структуру фронта и динамику его распространения. При нелинейной зависимости теплопередачи от температуры зона реакции сосредоточена в области высоких температур в узком температурном интервале. Ее размеры совпадают с шириной зоны подогрева. В случае лимитирующей лучистой теплопередачи в многослойных системах в зависимости от масштаба неоднородности возможна квазигомогенная и эстафетная динамика распространения волны горения. Пульсации перемещения высокотемпературной зоны возможны даже при малых масштабах гетерогенности (микрорегетерогенный режим горения).

Ключевые слова: моделирование, волновые процессы, лучистый теплоперенос, горение.

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных исследованиях [1, 2] показано, что даже в случае, когда на макрокопическом уровне наблюдалось установившееся волновое превращение гетерогенных систем, на микроуровне картина процесса была гораздо сложнее. Отдельные (небольшие) участки видимой границы фронта продвигались вперед «скачками», с периодами полной остановки между ними. Скачкообразный характер распространения пламени существенно зависел от масштаба неоднородности исходной гетерогенной среды. Для его анализа в [3] экспериментально исследовано распространение поперечного пламени в модельной гетерогенной системе, состоящей из чередующихся слоев горючего и инерта. В зависимости от масштаба неоднородности системы, определяющего структурные характеристики среды, выявлено два предельных режима превращения — квазигомогенный и эстафетный. В дальнейшем в [4] была предложена упрощенная математическая модель, описывающая распространение твердого пламени в системе однородных чередующихся слоев, и получены приближенные выражения для скорости пламени предельных режимов. На основе этой модели в [5–7] исследовались закономерности распространения твер-

допламенного горения. Детальный анализ распространения пламени в модельных «дискретных» системах выполнен в работе [8]. С помощью предложенной там математической модели в рамках кондуктивного механизма теплообмена проведено исследование нестационарного распространения твердого пламени в системе чередующихся слоев. Анализировались как осредненные характеристики волновых режимов, так и процессы превращения отдельных элементов «дискретной» волны горения.

Автоволновое распространение экзотермического превращения в высокоэнергетических системах (например, процессы СВС) характеризуется высокими температурами как в узкой зоне реакции, так и в относительно широкой части зоны прогрева. Для анализа волновых структур в таких средах необходимо учитывать разные виды теплового взаимодействия между слоями. Классические представления о волнах горения в сплошных реагирующих системах стимулировали использование «гомогенного» подхода для анализа структурных характеристик фронта в гетерогенных средах. Однако из экспериментальных исследований [1–3] следует, что в узкой зоне горения реализуются сложные нестационарные процессы теплообмена и экзотермического химического взаимодействия, при этом характерные масштабы фронта могут коррелировать с размерами чередующихся слоев гетерогенной среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-03-33186).

В данной работе в рамках многослойной модели [8] проводится исследование автоволновых процессов с учетом конкурирующих механизмов теплопереноса — лучистого и кондуктивного. Предложенный подход дает возможность провести анализ не только предельных режимов горения пористых составов — квазигомогенного и эстафетного, но и исследовать закономерности перехода от одного режима к другому при доминирующем лучистом теплопереносе. Изучается структура фронта горения, а также динамика превращения отдельных слоев гетерогенной системы. Исследуется роль лучистого теплообмена в зависимости от масштаба неоднородности гетерогенной среды.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Одна из главных задач теории горения гетерогенных сред состоит в определении эффективных (осредненных) свойств состава по известным свойствам составляющих компонентов и по макроскопическим параметрам, зависящим от структуры гетерогенной среды. Существует несколько подходов к изучению характеристик дисперсных систем. Применение статистических методов к анализу свойств таких сред является сложной и труднорешаемой задачей. Другой подход состоит в изучении уравнений с разрывными коэффициентами, которыми описываются составляющие гетерогенной среды на «микроскопическом» уровне. Цель таких исследований — поиск приближенных решений этих уравнений, удовлетворяющих «осредненным» уравнениям, которые также надо определить. В этом случае вводятся дополнительные ограничения на структуру коэффициентов исходных уравнений, например, условие периодичности [9]. Для задач теории горения необходимо учитывать, что характеристики фронта зависят не только от разрывных теплофизических коэффициентов, но и от нелинейной разрывной кинетической функции экзотермического тепловыделения. Поэтому одним из перспективных способов анализа распространения фронта в гетерогенной среде является моделирование гетерогенной среды составом с периодической структурой.

Рассматривается система чередующихся слоев горючего толщиной d и газовой прослойки толщиной δ ($d + \delta$ — толщина гетерогенной ячейки). Газовая прослойка считается оптически прозрачной, а лучистый поток поглощается

поверхностным слоем конденсированной реагирующей фазы. В принципе, лучистая энергия, проходя через газовую среду, может ослабляться из-за поглощения и рассеяния. Но так как газовые зазоры в гетерогенной системе незначительны ($1 \div 100$ мкм), то предполагается, что длина свободного пробега излучения совпадает с шириной зазора. Считаем, что излучение мгновенно поглощается конденсированной фазой, а поглощением газовой фазы можно пренебречь.

Для описания переноса тепла излучением между «конденсированными» реакционными слоями используется приближение «вперед — назад» [10]:

$$\partial_x \left(-\frac{lc}{4} \partial_x \tilde{U} \right) = \chi' c (\tilde{U}_e - \tilde{U}),$$

где \tilde{U} — плотность потока излучения, $\tilde{U}_e = 4\sigma T^n/c$ — равновесная плотность потока излучения, χ' — коэффициент поглощения в среде, σ — постоянная Стефана — Больцмана, T — температура, l — длина свободного пробега квантов в газе (в рассматриваемом случае $l \approx \delta$), c — скорость света, n — показатель нелинейной зависимости потока излучения от температуры [10, с. 508–509]. Так как газовая фаза оптически прозрачна, то $\partial_x \left(-\frac{lc}{4} \partial_x \tilde{U} \right) \approx 0$

и плотность потока излучения \tilde{U} описывается линейной функцией, зависящей от температуры поверхностей. Для непрозрачного реакционного конденсированного слоя перенос тепла излучением соответствует $\chi' \rightarrow \infty$. В этой области $\tilde{U}_e - \tilde{U} \approx 0$, лучистый поток тепла поглощается практически на поверхности конденсированного вещества. С учетом кондуктивного теплопереноса в газовом и конденсированном слоях процесс превращения многослойной системы описывается безразмерными дифференциальными уравнениями 2-го порядка с разрывными периодическими коэффициентами.

Уравнения энергопереноса и макрокинетики в i -м реакционном слое $(i-1)(d+\delta) < \xi < id + (i-1)\delta$:

$$\partial_\tau \theta = \partial_\xi (\partial_\xi \theta) + K_c [\bar{u} - (1 + \beta \theta)^n] + \gamma^{-1} \partial_\tau \eta, \quad (1)$$

$$\partial_\xi (G_c \partial_\xi \bar{u}) = K_c [\bar{u} - (1 + \beta \theta)^n], \quad (2)$$

$$\partial_\tau \eta = (1 - \eta) \exp(\theta/(1 + \beta \theta)) = \gamma F(\theta, \eta). \quad (3)$$

Уравнения в i -м газовом слое $id + (i-1)\delta < \xi < i(d + \delta)$:

$$\sigma_{cp} \partial_\tau \theta = \partial_\xi (\sigma_\lambda \partial_\xi \theta) + K_g [\bar{u} - (1 + \beta \theta)^n], \quad (4)$$

$$\partial_\xi (G_g \partial_\xi \bar{u}) = K_g [\bar{u} - (1 + \beta \theta)^n]. \quad (5)$$

Условия теплового сопряжения между слоями на границе раздела фаз

$$\theta|_c = \theta|_g,$$

$$\bar{u}|_c = \bar{u}|_g \partial_\xi \theta|_c = \sigma_\lambda \partial_\xi \theta|_g, \quad G_c \partial_\xi \bar{u}|_c = G_g \partial_\xi \bar{u}|_g.$$

Условия инициирования:

$$\tau > 0, \quad \xi = 0: \quad \theta = \theta_{in}.$$

Начальные условия:

$$\tau = 0, \quad \xi > 0: \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0.$$

Масштабные величины и безразмерные переменные: $t_* = RT_*^2 k^{-1} \exp(E/RT_*)$ — время, $x_* = [(\lambda_c/c_c \rho_c) t_*]^{0,5}$ — длина, T_* — характерная температура процесса, $\tau = t/t_*$, $\xi = x/x_*$, $\theta = (T - T_*)E/RT_*^2$, $\bar{u} = c\bar{U}/4\sigma T_*^n$, $\sigma_{cp} = c_g \rho_g / c_c \rho_c$, $\sigma_\lambda = \lambda_g / \lambda_c$. Параметры: $\gamma = RT_*^2 c_c / EQ$ — отношение ширины зоны реакции к ширине зоны прогрева в волне горения, $\beta = RT_*/E$ — температурная чувствительность скорости реакции, η — глубина превращения реакционного слоя, R — универсальная газовая постоянная, E — энергия активации, k — предэкспонент, c_g , c_c , ρ_g , ρ_c , λ_g , λ_c — соответственно теплоемкости, плотности и теплопроводности газового и реагирующего слоев, Q — тепловой эффект реакции, K_c , K_g — безразмерные коэффициенты поглощения излучения в конденсированной и газовой фазах, G_c , G_g — безразмерные коэффициенты «диффузии» квантов в конденсированной и газовых средах. В оптически прозрачной газовой прослойке G_g пропорционален δ .

При выводе системы уравнений (1)–(5) предполагалось, что:

- 1) реакционные слои реагируют в безгазовом режиме, не меняя своих теплофизических характеристик и размеров. Исследуется адиабатический режим горения, когда можно пренебречь теплопотерями в окружающей среде;

- 2) теплопередача между реакционными слоями осуществляется через неподвижную инертную газовую среду, теплофизические свойства которой также постоянные;

- 3) энергия активации экзотермического превращения полагается достаточно высокой для существования фронтального режима распространения. Размеры рассматриваемой гетерогенной системы допускают возможность установления волнового процесса; инициирование горения осуществляется с торца сборки источником высокой температуры.

В качестве характерной температуры в рассматриваемых случаях удобно выбрать равновесную температуру: $T_\infty = T_* = T_0 + Q\rho_c d / (c_c \rho_c d + c_g \rho_g \delta)$. Плотность потока излучения выразим в виде $\bar{u} = (1 + \beta u)^n$.

Предполагая, что поток излучения поглощается на поверхности конденсированной фазы, а газовая прослойка оптически прозрачна, получаем ограничения на безразмерные коэффициенты теплопроводности и лучистого теплопереноса в слоистой системе: $K_c \gg K_g$, $K_c \rightarrow \infty$, $G_c \ll 1$ и $K_g \ll 1$. Теплоперенос в конденсированной реакционной фазе определяется значением коэффициента теплопроводности λ_c . Заметим, что волновые режимы СВС характеризуются экстремально высокими температурами в зоне реакции. При температурах ≈ 3000 К лучистый теплоперенос в высокотемпературной зоне становится доминирующим уже при атмосферном давлении газа.

Для термически тонких ячеек возможен предельный переход от дискретного описания гетерогенной среды к квазигомогенному. При этом переходе осредненные теплофизические коэффициенты λ^* , c^* , ρ^* определяются следующими выражениями:

$$(\lambda^*)^{-1} = \left(\delta \frac{1}{\lambda_g + \lambda_r} + d \frac{1}{\lambda_c} \right) / (d + \delta), \quad (6)$$

$$c^* = \frac{c_c d + c_g \delta}{d + \delta}, \quad \rho^* = \frac{\rho_c d + \rho_g \delta}{d + \delta},$$

где λ_r — коэффициент лучистого теплопереноса в газовой фазе, который является периодической функцией ($\lambda_r \sim \delta \lambda(\theta, \xi)$).

Лучистый теплоперенос λ_r реализуется только в газовой фазе и существенен при высоких температурах. В режиме «эстафетного» горения поведение реакционного слоя можно опи-

сать, исходя из представлений теории воспламенения конденсированного вещества лучистым потоком тепла. Для оценки характеристик зажигания ранее были разработаны различные методы анализа (см., например, [11, 12]). Специфика распространения «эстафетного» фронта в многослойной системе состоит в том, что типичные размеры реакционного слоя малы и соизмеримы с размерами зон реакции или прогрева. Поэтому предложенные методы теории зажигания должны быть усовершенствованы для анализа горения данной многослойной системы.

ЛУЧИСТЫЙ КВАЗИГОМОГЕННЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ

Достаточные условия для реализации квазигомогенного режима горения определяются термической толщиной реакционного и газового слоев: $(d + \delta)/L_f \ll \gamma$, где L_f — характерная ширина квазигомогенного фронта экзотермического превращения. В квазигомогенном режиме максимальная температура в зоне реакции $T_b \approx T_\infty$. Для анализа структуры фронта горения перейдем в систему координат, связанную с волной, распространяющейся со скоростью V относительно неподвижной исходной среды: $T(x, t) = T(x - Vt)$, $\eta(x, t) = \eta(x - Vt)$. Рассмотрим характеристики волны горения в гомогенизированной химически активной среде с осредненными теплофизическими параметрами λ^* , c^* и ρ^* . Скорость химического превращения в окрестности начальной температуры пренебрежимо мала, ее можно считать равной нулю. Используя асимптотические подходы теории горения и малость параметров β и T_0/T_b , приближенное аналитическое решение стационарной задачи можно свести к определению волновой структуры, распространяющейся в среде с нелинейным коэффициентом теплопроводности. В рассматриваемой высокоэнергетической многослойной гетерогенной среде теплопередача является суперпозицией кондуктивного переноса в к-фазе и лучистого переноса в газе. При лимитирующей лучистой теплопередаче зависимость коэффициента теплопроводности от температуры близка к степенной. Анализ структуры гомогенной волны горения с нелинейной зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры проведен в [13, 14]. В [14] сделан вывод, что, несмотря на нелинейную зависимость коэффициента теплопроводности от температу-

ры, скорость распространения фронта сохраняет классическую экспоненциальную зависимость от температуры горения. Для определения структуры и скорости квазигомогенной волны горения V в многослойной системе можно воспользоваться результатами [14]:

$$V^2 = ak \exp(-E/RT_*) RT_*^2 / E(T_* - T_0), \quad (7)$$

где температуропроводность a определяется эффективным значением в зоне горения: $a = \lambda^*(T_b)/c^* \rho^*$.

В размерной форме пространственное распределение температур в такой квазигомогенной волне имеет вид:

$$\left(\frac{T}{T_b}\right)^{n-1} = -\frac{\delta \lambda_c}{d \lambda_r(T_b)} + \frac{\delta \lambda_c}{d \lambda_r(T_b)} \times \exp\left[\frac{(n-1)c^* \rho^* V d}{(d+\delta)\lambda_c}(x+x_f)\right] \quad \text{при } 0 > x \geq -x_f, \quad (8)$$

$$T(x) = 0 \quad \text{при } x < -x_f.$$

При лимитирующем лучистом переносе, когда $\lambda_r(T_b)/\lambda_g \gg 1$ и $\lambda_r(T_b)/\lambda_c \ll 1$, из (8) следует, что структура фронта сохраняет степенной характер не только при $x \rightarrow x_f$, но и во всей области подогрева $0 > x \geq -x_f$:

$$\left(\frac{T}{T_b}\right)^{n-1} \approx (n-1) \frac{\delta}{d+\delta} \frac{c^* \rho^* V}{\lambda_r(T_b)} (x+x_f).$$

При анализе стационарной системы уравнений предполагалось, что $T_0/T_b \ll 1$ и значение $\lambda_b(T_0)$ мало. За начало подвижной системы координат выбирали положение максимума скорости химического взаимодействия. Из структуры фронта горения следует, что вне зоны прогрева x_f тепловое возмущение не проникает:

$$x_f = \frac{\lambda_r(T_b)}{(n-1)c^* \rho^* V}.$$

Структура лучистой волны горения меняется с ростом n , а ширина зоны реакции h_r не зависит от n :

$$h_r = \frac{\lambda_r(T_b) RT_b}{c^* \rho^* V E}.$$

Отношение h_r/x_f при сильной активированности экзотермической реакции зависит от n :

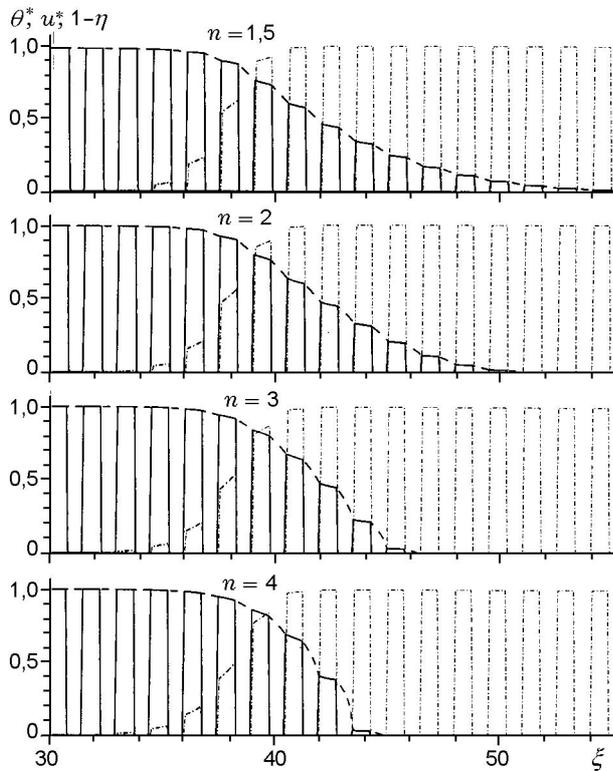


Рис. 1. Установившаяся структура стационарного фронта горения при различных значениях n для многослойной системы:

$d = \delta = 0,75, \sigma_{cp} = 0,01, \sigma_\lambda = 0,001, \gamma = 0,1523, \beta = 0,133, \theta_0 = -6,56, \theta_{in} = 0, G_g = 0,20, K_g = 10^{-7}, G_c = 10^{-4}, K_c = 10^4$; штриховые линии — u^* , сплошные — θ^* , штрихпунктирные — $1 - \eta$; $u^* = (u - \theta_0) / (\theta_\infty - \theta_0)$, $\theta^* = (\theta - \theta_0) / (\theta_\infty - \theta_0)$

$$\frac{h_r}{x_f} = \frac{(n - 1)RT_b}{E}$$

На рис. 1 представлены результаты расчета установившейся структуры квазигомогенных стационарных фронтов при различных значениях n . В отличие от традиционно используемой модели линейной теплопроводности, где область теплового влияния экспоненциальна и температура асимптотически стремится к начальной на бесконечности, в рассматриваемой многослойной модели эффективное тепловое возмущение охватывает определенную конечную область. Ширина этой области x_f . С увеличением n зона прогрева уменьшается при практически постоянной ширине зоны реакции. В газовой фазе в высокотемпературных зонах доминирует лучистый теплоперенос, который определяет прогрев конденсированной фазы. Поле температур сохраня-

ет ступенчатый характер из-за различия теплофизических характеристик газа и реакционного слоя. Поле температуры газовой фазы регулируется кондуктивным теплообменом с к-фазой. Массовая доля газа в единице объема гетерогенной системы незначительна, равновесная температура продуктов горения близка к максимальной температуре реакционных ячеек: $T_\infty \approx T_{\max} \approx T_0 + Q/c$. Источник тепловыделения $F(\eta, \theta) = \gamma^{-1} \partial_\tau \eta$ имеет столбчатую структуру. Структура огибающей $F(\eta, \theta)$ соответствует тепловыделению в гомогенной среде. Распределение безразмерной плотности лучистой энергии в газовой прослойке линейное: $\bar{u} = a\xi + b$. Так как при численном анализе задачи было сделано тождественное преобразование $\bar{u} = (1 + \beta u)^n$, то представленное на рис. 1 пространственно-временное распределение u^* в газовой прослойке имеет степенной вид. Из рис. 1 видно, что при $n > 1$ такая волна соответствует степенной зависимости u^* и θ^* от пространственной переменной. Характерная особенность квазигомогенного режима превращения с лимитирующим лучистым механизмом теплопереноса связана с возможностью существенного различия температур отдельных фаз (рис. 1, рис. 2, а). В рассматриваемом случае конденсированная среда непрозрачна для лучистого теплопереноса, и из системы (1)–(5) следует, что в реакционном слое $u \approx \theta$. Мгновенную скорость распространения фронта V_u удобнее определять по перемещению «изотермы» $(u^*(\xi, \tau) + u(\theta_0))/2$. При квазигомогенном режиме горения мгновенная скорость V_u испытывает вынужденные колебания (рис. 2, б), которые связаны с «дискретностью» теплофизических характеристик гетерогенной системы. Колебания мгновенной скорости становятся более релаксационными по мере нарушения условий «гомогенизации» среды. С уменьшением G_g происходит переход от квазигомогенного режима к эстафетному, при этом максимальное значение амплитуды мгновенной скорости V_u сначала растет (рис. 2, в), а в дальнейшем в сформировавшейся переходной области начинает уменьшаться. При экспериментальном анализе возможных режимов фронтального превращения в [1–3] наблюдалось подобное движение видимой границы фронта. Амплитуда колебаний зависела от режима превращения гетерогенной системы, который определялся размерами частиц исходной системы.

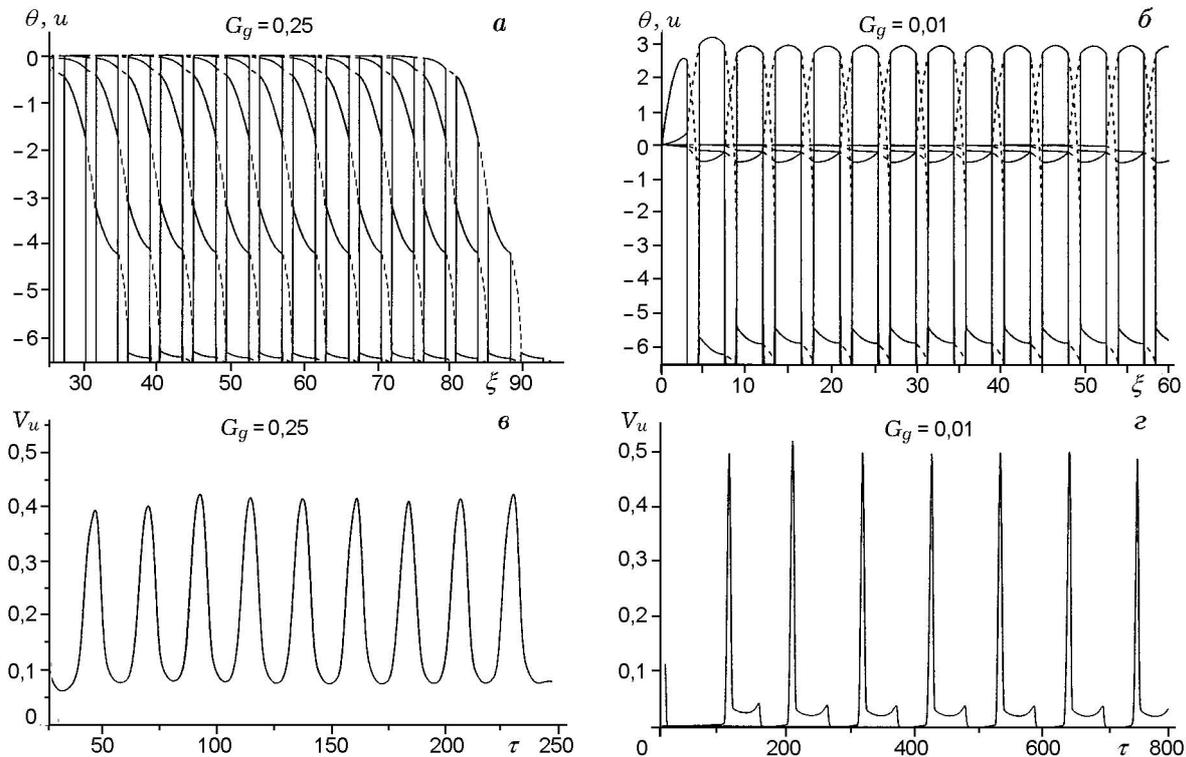


Рис. 2. Нестационарные характеристики квазигомогенного и промежуточного режимов горения в многослойной системе:

$d/\delta = 2$, $d = 3$, $\sigma_{cp} = 0,01$, $\sigma_{\lambda} = 10^{-4}$, $\gamma = 0,1523$, $\beta = 0,133$, $\theta_0 = -6,56$, $\theta_{in} = 0$, $K_g = 10^{-7}$, $G_c = 10^{-4}$, $K_c = 10^4$; *a, б* — пространственно-временное распределение безразмерных температуры и плотности потока излучения соответственно в квазигомогенном и промежуточном режимах превращения, штриховые линии — *u*, сплошные — θ ; *в, г* — зависимость мгновенной скорости распространения пламени от времени

ЭСТАФЕТНЫЙ РЕЖИМ ВОЛНОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ «ТЕРМИЧЕСКИХ ТОНКИХ» СЛОЕВ

В случае, когда масштаб неоднородности среды соизмерим с шириной зоны реакции, происходит перестройка квазигомогенного режима в эстафетный. При эстафетном режиме реакционноспособные конденсированные слои по очереди сгорают в режиме эстафетного механизма инициирования. Остальные слои либо сгорели, либо имеют низкую температуру. В этом режиме при лимитирующем лучистом теплопереносе зона прогрета совпадает с шириной периода гетерогенной системы.

На рис. 2,б представлено пространственно-временное распределение температуры установившегося периодического эстафетного режима. Видно, что превращение каждого реакционного слоя происходит в режиме динамического теплового взрыва, распределение температуры в реакционном слое однородно.

Температура газа в зоне подогрева и реакции близка к начальной. Несмотря на высокие температуры реагирующего конденсированного слоя, соседний непрореагировавший слой во время превращения предыдущего остается «холодным».

На рис. 3,а представлена динамика нестационарного процесса экзотермического превращения двух соседних слоев. Цифрами над кривыми последовательно указаны пространственные распределения температуры θ и безразмерной плотности потока излучения *u*, соответствующие моментам 10 %-го увеличения глубины превращения η в центре реакционного слоя (1 — $\eta = 0,1$, 2 — 0,2, ..., 10 — 1,0; для следующего слоя: 11 — $\eta = 0,1$, 12 — 0,2 и т. д.). В качестве начального момента времени τ_0 здесь принято время сгорания реакционного слоя ($\max \eta > 0,99$), предшествующего сгоранию последующего слоя. Отметим, что процесс характеризуется длительной стадией инертного прогрета, в течение которой глуби-

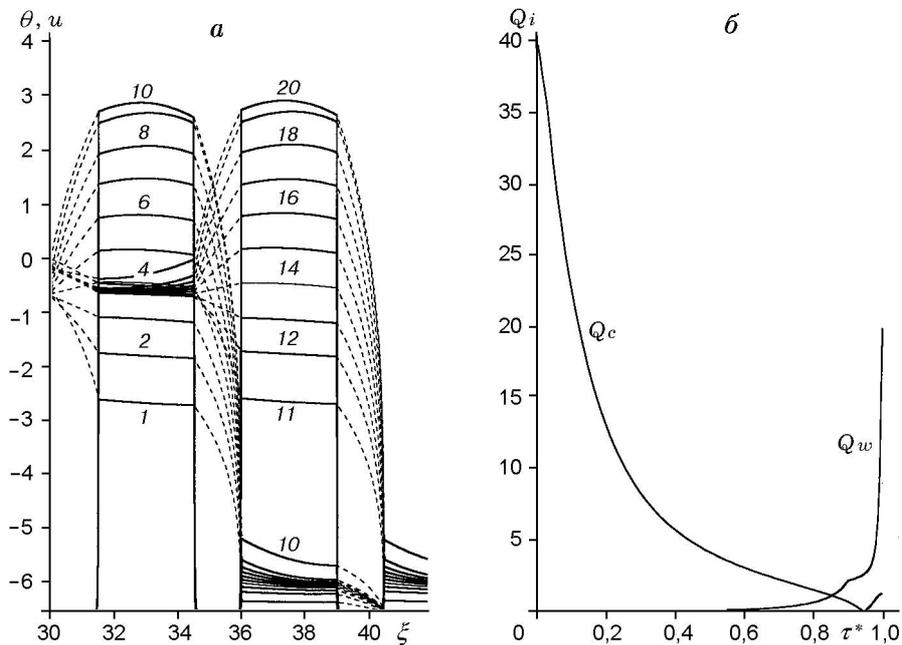


Рис. 3. Нестационарные характеристики промежуточного режима горения в многослойной системе: $d/\delta = 2$, $d = 3$, $\sigma_{cp} = 0,01$, $\sigma_{\lambda} = 0,001$, $\gamma = 0,1523$, $\beta = 0,133$, $\theta_0 = -6,56$, $\theta_{in} = 0$, $G_g = 0,01$, $K_g = 10^{-7}$, $G_c = 10^{-4}$, $K_c = 10^4$; *a* — детальная температурная динамика процессов превращения и зажигания соседних реакционноспособных слоев, штриховые линии — u , сплошные — θ ; *б* — тепловые потоки при зажигании реакционного слоя, $\tau^* = (\tau - \tau_0)/(\Delta\tau_i + \Delta\tau_{ch})$

на превращения меняется незначительно. Каждый из реагирующих слоев превращается в режиме динамического теплового взрыва. Стадия экзотермического превращения слоя 12–20, в которой глубина превращения меняется в интервале $\eta = 0,2 \div 0,99$, кратковременная ($\Delta\tau_{ch} \approx 15$), а стадия инертного прогрева 10–12 длительная ($\Delta\tau_i \approx 85$). Максимальная температура в прореагировавшем конденсированном слое сверхадиабатическая. В зоне продуктов реакции происходит выравнивание температур с выходом на равновесную температуру $\theta_{\infty} \approx \theta_0 + \gamma^{-1}$. Как и при распространении кондуктивной волны горения в многослойных системах [8], процесс превращения характеризуется релаксационными колебаниями волновых характеристик. На рис. 2,г представлена указанная зависимость мгновенной скорости V_u от времени. Видно, что максимальное значение скорости соответствует моменту экзотермического превращения конденсированного слоя. На втором этапе начинается прогрев ближайшего непрореагировавшего слоя. Наблюдается движение изолинии между высокотемпературным и «холодным» слоями. Лучистый теплоотвод из реагирующей высоко-

температурной среды в продукты горения и в «холодный» слой приводит к быстрому уменьшению температуры конденсированной смеси после ее превращения. Наступает длительный индукционный период. Из-за сильного теплоотвода температура прореагировавшего слоя за время этого «инертного» прогрева достигает значений несколько ниже равновесных. Длительная стадия инертного прогрева смеси перед фронтом заканчивается быстрой стадией экзотермического превращения, когда мгновенная скорость V_u и температура слоя θ (практически в адиабатических условиях) быстро растут (см. рис. 2,б, рис. 3). Соответственно максимальная температура предварительно прогретого слоя достигает сверхадиабатического значения.

Из динамики превращения слоя следует, что применение традиционных асимптотических методов анализа зажигания для оценки волновых характеристик пламени, где в качестве малого параметра используется отношение ширины зоны реакции к ширине зоны прогрева, неправомерно. Здесь размер зоны химической реакции у поверхности порядка ширины зоны прогрева, а интенсивность лучистого

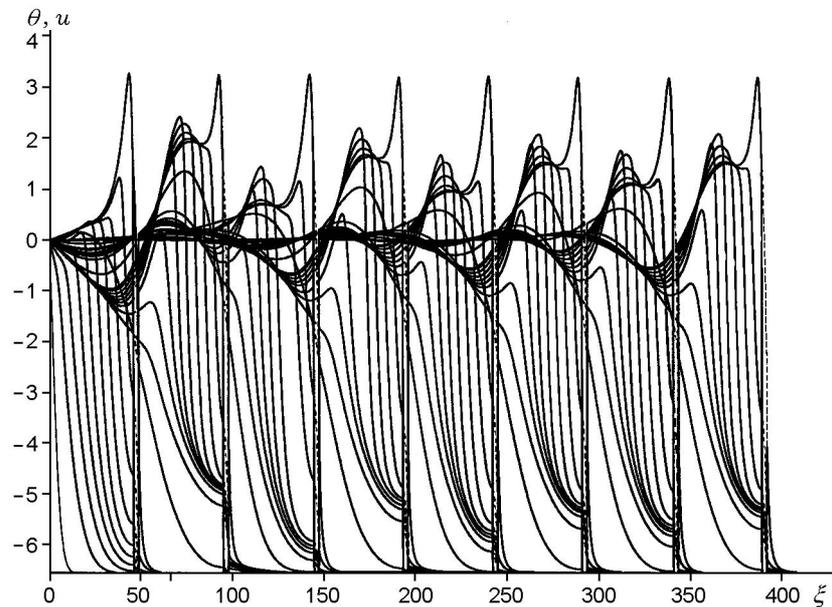


Рис. 4. Пространственно-временное распределение температуры в многослойной системе в эстафетном режиме горения:

$d = 26$, $\delta = 1,5$, $\sigma_{cp} = 0,01$, $\sigma_{\lambda} = 10^{-4}$, $\gamma = 0,1523$, $\beta = 0,133$, $\theta_{in} = 0$, $G_g = 0,01$, $K_g = 10^{-7}$, $G_c = 10^{-4}$, $K_c = 10^4$; штриховые линии — u , сплошные — θ

потока существенно меняется в процессе иницирования реакционного слоя.

Рассмотрим зависимость тепловых потоков в реагирующем слое от времени при иницировании самоускоряющегося экзотермического превращения лучистым потоком. Из рис. 3,б видно, что нестационарный процесс можно разбить на стадию «инертного» прогрева и воспламенения и стадию экзотермического превращения. Реакционный слой превращается в режиме динамического теплового взрыва, при котором пространственным распределением температуры можно пренебречь. Под влиянием лучистого потока Q_c происходит прогрев горючей ячейки многослойной системы: $Q_c = G_g |u'_{\xi}|_{\xi=\xi_i}$, где ξ_i — координата i -й границы между газовой прослойкой и инерционным слоем. Этот поток необходимо сопоставить с количеством тепла, выделяемого в результате химического превращения в слое:

$$Q_w(\xi, \tau) = \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} d\xi.$$

На рис. 3,б представлены зависимости Q_c и Q_w от времени. Видно, что на стадии инертного прогрева химическим тепловыделением можно пренебречь. Эта стадия заканчивается при

$Q_c = Q_w$. Далее следует стадия воспламенения. Максимальная температура в зоне реакции существенно превышает равновесную температуру θ_{∞} . После экзотермического превращения реакционного слоя значительная часть лучистого потока идет на нагрев ближайшего непрореагировавшего слоя, а другая (существенно меньшая) — на теплообмен с прореагировавшими слоями.

В [15] экспериментально исследовалось горение системы дисков, спрессованных из смеси $5Ti + 3Si$, с зазором между ними. При эстафетном режиме превращения зафиксировано временное понижение температуры диска за фронтом до значений ниже равновесных. Подобный эффект был обнаружен при анализе лучистого режима горения газозвесей в [16]. Он также нашел объяснение в рамках анализа процессов теплообмена между высокотемпературными частицами во фронте и в окрестности зоны реакции и более холодными частицами за фронтом и не прореагировавшими перед фронтом.

ЭСТАФЕТНЫЙ РЕЖИМ ВОЛНОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ «ТЕРМИЧЕСКИ ТОЛСТЫХ» СЛОЕВ

При анализе кондуктивных режимов пре-

вращения многослойных систем [8] получено необходимое условие существования эстафетного режима превращения: $(d + \delta)/L_f > 1$. Такой режим реализовался при горении крупнодисперсной среды, когда нарушается однородность распределения температуры в реагирующем слое. На рис. 4 представлены результаты расчета лучистого эстафетного режима, при котором реакционный слой превращается в нестационарном волновом режиме. Температура в зоне реакции сверхадиабатическая. Во время сгорания каждого реакционного слоя ближайший непрореагировавший слой остается холодным. Лучистый поток прогревает и инициирует нестационарный волновой процесс экзотермического превращения очередного слоя. Начальный очаг реакции создается вблизи поверхности. При догорании слоя происходит «вспышка», связанная с существованием «энтальпийного» эффекта [17]. Следующий реакционный слой начинает прогреваться только после полного сгорания предыдущего. В приведенном случае стадия фронтального превращения конденсированного слоя остается кратковременной по сравнению со стадией инертного прогрева и воспламенения. Средняя скорость волны горения V в рассматриваемой системе существенно зависит от времени инертного прогрева и воспламенения. Увеличивая толщину реакционного слоя, можно прийти к предельному случаю, когда средняя скорость распространения пламени в слоистой системе будет определяться не нестационарными процессами зажигания и догорания реакционного слоя, а временем волнового превращения конденсированной среды. В этом случае температура в зоне реакции близка к равновесной, а скорость распространения фронта в системе стремится к скорости горения конденсированного слоя.

СРЕДНЯЯ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА

Рассмотрим скорость лучистого режима превращения гетерогенных систем при изменении δ . Ранее отмечалось, что в приближении «вперед — назад» коэффициент лучистого переноса тепла $G_g \sim \delta$, длина свободного пробега излучения в газовой среде лимитируется расстоянием между реакционными слоями. Для выяснения зависимости средней скорости фронта горения V от толщины реакционного слоя d и толщины газовой прослойки

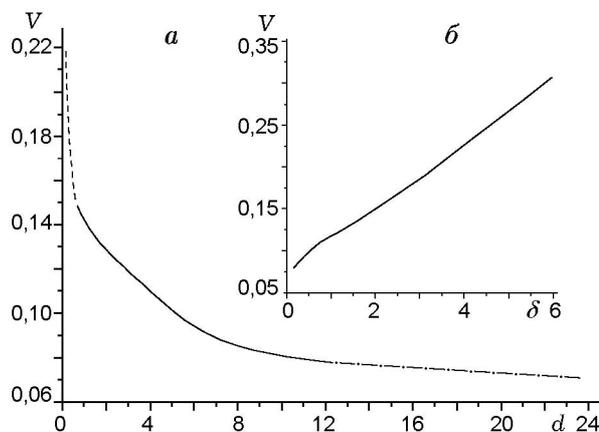


Рис. 5. Зависимость средней скорости горения от масштаба гетерогенности среды (а) и толщины газовой прослойки (б):

$\sigma_{c\rho} = 0,01$, $\sigma_\lambda = 10^{-4}$, $\theta_0 = -6,56$, $\gamma = 0,1523$, $\beta = 0,133$, $K_g = 10^{-7}$, $K_c = 10^4$, $G_c = 10^{-4}$, ($d^* = 1,5$, $\delta^* = 1,5$, $G_g^* = 0,02$, $V^* = 0,1325$); а: штрихпунктирная линия — эстафетный режим, сплошная — переходный, штриховая — квазигомогенный

δ выберем реперную (масштабную) скорость $V^* = V(d^*, \delta^*)$, соответствующую скорости волны горения в конкретной многослойной системе с размерами слоев d^* и δ^* . В дальнейшем будем менять значение δ (или d) и сопоставлять скорость фронта горения с масштабной величиной. При фиксированном значении d режим превращения индивидуального слоя и динамика превращения многослойной системы не изменяются (при вариации δ). Поэтому в отличие от «кондуктивной» волны горения, в которой с изменением пористости системы происходит смена режима превращения [8], при доминирующей лучистой теплопередаче характер превращения не зависит от δ . Учитывая эти особенности, скорость превращения многослойной системы при новом значении δ можно определить из соотношения $V = V^*(d^* + \delta)/(d^* + \delta^*)$. Тогда при $\delta \gg d^*$ будем иметь $V \sim \delta V^*/(d^* + \delta^*)$, а при $\delta \ll d^*$ — $V \approx V^* d^*/(d^* + \delta^*)$. Из анализа зависимости $V(\delta)$ (рис. 5, б) видно, что режим превращения при всех значениях δ не изменялся.

Необходимо отметить, что с ростом δ (при фиксированной толщине реакционных слоев) в процессе горения существенно растут теплопотери (которые в данной статье не рассматривались). Особенно чувствительны к увеличению зазора между слоями лучистые теплопотери. Это обстоятельство может привести к перест-

ройке «лучистой» волны горения, а в предельном случае и к срыву горения.

С изменением толщины реакционного слоя при постоянной толщине газовой прослойки могут меняться не только характеристики волновой структуры, но и режимы превращения многослойной системы. С уменьшением d происходят смена характеристик зажигания и переход от эстафетного режима горения (при больших значениях d) к квазигомогенному. На рис. 5, *a* представлена зависимость средней скорости распространения фронта от толщины реакционного слоя d . С уменьшением d наблюдается переход от эстафетного режима горения (штрихпунктирная линия) через промежуточный режим (сплошная линия) к квазигомогенному. Плотность реакционного компонента в смеси $\rho \sim \rho_c d / (d + \delta)$, а для гомогенных режимов превращения, согласно (8), скорость волны $V \sim \sqrt{1/\rho}$. Поэтому обнаруженный в результате численного анализа рост скорости V с уменьшением толщины реакционного слоя находится в соответствии с теорией горения.

Увеличение скорости «лучистого» фронта с уменьшением массовой концентрации обнаружено и при горении газовзвесей [16]. При изменении массовой концентрации частиц от 0,3 до 0,1 скорость «лучистой» волны V существенно увеличивалась.

При значительном увеличении толщины конденсированного реакционного слоя скорость превращения многослойной системы все меньше зависит от нестационарных процессов иницирования очередного слоя. В предельном случае влиянием газовых прослоек можно пренебречь и скорость V определяется скоростью горения сплошной реакционной конденсированной среды. В этом режиме в зоне реакции температура близка к равновесной. Для оценки значения V можно использовать выражение (7), где $a = \lambda_c / c_c \rho_c$, а $T^* = T_0 + Q/c$. Из численного анализа получено, что для параметров многослойной системы, соответствующих рис. 5, предельное значение скорости $V(d \rightarrow \infty) = 0,151$. Сопоставляя это значение скорости с приведенными на рисунке, убеждаемся, что с увеличением d скорость V должна проходить через минимум.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокий уровень радиационной составляющей в процессе теплопереноса во фронте го-

рения высокоэнергетических пористых гетерогенных сред существенно влияет на структуру фронта и динамику его распространения. Нелинейная зависимость транспорта тепла от температуры меняет традиционное для структуры фронта соотношение между зоной реакции и зоной прогрева. Зона реакции (зона существенного химического взаимодействия), как и прежде, сосредоточена в узком температурном интервале в области высоких температур, однако ее размеры порядка ширины зоны подогрева. Из-за высокой нелинейной чувствительности эффективного коэффициента теплопроводности к температуре тепловой прогрев сосредоточен в конечной, а не «экспоненциально бесконечной» зоне. Это должно привести к изменению избытка энтальпии во фронте и, следовательно, повлиять на границу устойчивости фронта.

В гетерогенных конденсированных системах в зависимости от масштаба неоднородности возможна квазигомогенная и эстафетная динамика распространения волны горения. Увеличение радиационной составляющей теплопереноса сокращает область квазигомогенного режима горения. Пульсации перемещения высокотемпературной зоны возможны даже при малых масштабах гетерогенности (микрорегетерогенный режим горения).

ЛИТЕРАТУРА

1. Рогачев А. С., Мукасян А. С., Варма А. Микроструктура самораспространяющихся волн экзотермических реакций в гетерогенных средах // Докл. АН. 1999. Т. 366, № 6. С. 777–780.
2. Мержанов А. Г., Мукасян А. С., Рогачев А. С. и др. Микроструктура фронта горения в гетерогенных безгазовых средах (на примере горения системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$) // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 68–81.
3. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г. Гетерогенная модель распространения пламени // Докл. АН. 1997. Т. 352, № 4. С. 487–489.
4. Мержанов А. Г. Распространение твердого пламени в модельной гетерогенной системе // Там же. С. 505–507.
5. Мержанов А. Г., Перегудов А. Н., Гонтовская В. Т. Гетерогенная модель твердотопливного горения: численный эксперимент // Докл. АН. 1998. Т. 360, № 2. С. 217–219.
6. Филимонов И. А. Влияние передачи тепла излучением на распространение волны горения по модельной гетерогенной системе // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 69–76.

7. Merzhanov A. G., Rogachev A. S. Discrete heat waves in active heterogenous media: basic principles and introduction to the theory // Russian J. Phys. Chem. 2000. V. 74, S. 1. P. S20–S27.
8. Кришеник П. М., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Нестационарные режимы превращения многослойных гетерогенных систем // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 70–79.
9. Бахвалов Н. С. Осреднение процесса передачи тепла в периодических средах при наличии излучения // Дифференц. уравнения. 1981. Т. XVII, № 10. С. 1765–1772.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн в высокотемпературной гидродинамике. 2-е изд. М.: Наука, 1966.
11. Merzhanov A. G., Averson A. E. The present state of the thermal ignition theory: an invited review // Combust. Flame. 1971. V. 16, N 1. P. 89–124.
12. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
13. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Сборник, посвященный 70-летию А. Ф. Иоффе. М., 1950.
14. Кришеник П. М., Шкадинский К. Г. Высокотемпературный тепловой фронт с нелинейной теплопроводностью // Докл. АН. 2003. Т. 392, № 6. С. 761–766.
15. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором) // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 42–50.
16. Krishenik P. M., Rumanov E. N., Shkadinskii K. G. Modeling wave propagation in a carbon dust/gas mixture // Combust. Flame. 1994. V. 99. P. 713–722.
17. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 2/IV 2004 г.
