

ПЛАВЛЕНИЕ ИНЕРТА В ВОЛНЕ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ

В. К. Смоляков

Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН, 634050 Томск, victor@dsm.tsc.ru

Рассмотрено влияние плавления инерта на закономерности безгазового горения в случае одностадийной реакции. Аналитически и численными методами исследованы стационарные режимы горения с фазовым переходом. Показано, что фазовый переход различным образом проявляется в зависимостях скорости горения от количества инерта и начальной температуры. Анализируются режимы горения, в которых скорость фронта в рассматриваемой модели не зависит от количества инертной добавки. Обсуждается возможность использования таких режимов при изучении влияния на горение структурных факторов.

Ключевые слова: безгазовое горение, легкоплавкий инертный компонент, фазовый переход.

ВВЕДЕНИЕ

В основу технологии получения некоторых композиционных материалов методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза положено горение смесей, содержащих инертный легкоплавкий наполнитель [1, 2]. Синтез в таких системах сопровождается фазовым переходом — плавлением инерта, что затрудняет (а чаще всего, делает невозможным) анализ и правильную интерпретацию экспериментальных данных на основе простых моделей безгазового горения. Для выяснения закономерностей горения и определения возможностей управления синтезом необходимо рассматривать модели безгазового горения с фазовым превращением [3–7].

Фазовый переход в волне горения может проходить в режиме Стефана (РС) или в режиме химического превращения (РХП) [3]. В первом случае фазовый переход проходит за счет тепла, поступающего из высокотемпературных участков волны горения. На температурном профиле волны горения в точке фазового перехода наблюдается излом. В режиме химического превращения фазовый переход осуществляется как за счет теплового потока из высокотемпературных участков волны горения, так и за счет тепла химических реакций, протекающих при температуре фазового перехода. В результате на температурном профиле волны горения появляется изотермический участок, экранирующий тепловой поток от продуктов к исходным веществам.

В настоящей работе проведен аналитический и численный анализ влияния инертной легкоплавкой добавки на закономерности рас-

пространения волны безгазового горения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим безгазовое горение системы $A+B+C$. Компонент C — легкоплавкий инерт, его массовая доля в смеси — φ . Два других компонента смеси A , B и продукт реакции F тугоплавкие.

В системе координат, движущейся справа налево со скоростью горения u , уравнения, описывающие распространение фронта реакции, и граничные условия имеют вид

$$(c_A a_A + c_B a_B + c_C a_C + c_F a_F) u \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + Q \rho u \frac{d\alpha}{dx}, \quad (1)$$

$$u \frac{d\alpha}{dx} = k(T) f(\alpha), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} x = -\infty: & \quad T = T_0, \quad \alpha = 0; \\ x = +\infty: & \quad dT/dx = 0, \quad \alpha = \alpha_{fin}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь x — координата; T — температура; λ — коэффициент теплопроводности; α — глубина превращения, определенная по продукту; ρ — плотность, которая полагается одинаковой для всех составляющих конденсированную фазу веществ, что позволяет не учитывать объемные изменения вещества в ходе химического превращения; Q — тепловой эффект реакции; c_A , c_B , c_C , c_F — удельные теплоемкости реагентов, инерта и продукта; a_A , a_B , a_C , a_F — их массовое содержание в единице объема; $k(T) =$

$k_0 \exp(-E/RT)$, k_0 , E — константа, предэкспонент и энергия активации химической реакции; R — газовая постоянная; $f(\alpha)$ — кинетический закон взаимодействия, который выбираем в виде $f(\alpha) = \exp(-m\alpha)$, что позволяет путем варьирования параметра m моделировать сильные (большие значения m) и слабые (малые значения m) зависимости скорости реакции от глубины превращения. Теплоемкость легкоплавкого инерта представляем в виде $c_C = c_C^0 + L\delta(T - T_L)$, где $\delta(T - T_L)$ — дельта-функция; L — теплота плавления; T_L — температура плавления. В дальнейшем величины c_A , c_B , c_C , c_F полагаем равными c и не зависящими от температуры. Индексы 0, fin отвечают начальному и конечному состояниям. Принятые допущения, не умаляя главной направленности работы — исследование плавления инерта в волне безгазового горения, позволяют упростить исходную задачу и получить простые аналитические соотношения, описывающие процесс.

С учетом введенных упрощений уравнения (1), (2) принимают вид

$$[c + L\varphi\delta(T - T_L)]u\rho\frac{dT}{dx} = \lambda\frac{d^2T}{dx^2} + Q\rho u\frac{d\alpha}{dx}, \quad (4)$$

$$u\frac{d\alpha}{dx} = k(T)f(\alpha). \quad (5)$$

Интегрируя (4) от $-\infty$ до x , получим

$$\lambda\frac{dT}{dx} = u\rho[c(T - T_0) + e(T - T_L)L\varphi - \alpha Q], \quad (6)$$

где $e(T - T_L)$ — единичная функция: $e(T - T_L) = 0$, $T < T_L$; $e(T - T_L) = 1$, $T > T_L$. Из (6) при использовании граничных условий (3) находится адиабатическая температура горения

$$T_{fin} = T_0 + \frac{Q}{c}\alpha_{fin} - \frac{L}{c}\varphi. \quad (7)$$

Конечная глубина превращения связана с долей инерта в смеси соотношением $\alpha_{fin} = 1 - \varphi$.

Приближенный анализ. Для получения оценок параметров волны горения будем опираться на представления, развитые в [3]. Поделив (6) на (5), получим

$$\frac{dT}{d\alpha} = \frac{u^2\rho[c(T - T_0) + e(T - T_L)L\varphi - \alpha Q]}{\lambda k(T)f(\alpha)}. \quad (8)$$

Для случая, когда фазовый переход происходит в РС, оценку скорости горения дает приближенное интегрирование (8) при условиях $\alpha = 0$: $T = T_0$; $\alpha = \alpha_{fin}$: $T = T_{fin}$:

$$u_{\text{С}}^2 \approx \lambda k(T_{fin}) \frac{RT_{fin}^2}{E} / \left/ \rho \int_0^{\alpha_{fin}} \frac{c(T - T_0) + L\varphi e(T - T_L) - \alpha Q}{f(\alpha)} d\alpha. \quad (9) \right.$$

Если к моменту фазового перехода глубина превращения достигает значения

$$\alpha_1 = \frac{c(T_L - T_0)}{Q}, \quad (10)$$

то фазовый переход проходит в РХП. Доля вещества ν_1 , претерпевающего фазовый переход от тепла реакций при температуре перехода, вместе с долей вещества ν_2 , совершающего превращения под действием теплового потока от продуктов, составляют единицу: $\nu_1 + \nu_2 = 1$. В предельном случае, когда $\nu_2 = 0$, задача о горении с учетом фазового перехода сводится к одной из элементарных моделей горения II рода (ЭМГ-2) [4]. Изотермическое фазовое превращение описывается уравнением

$$Q\frac{d\alpha}{dt} = L\varphi\frac{d\nu}{dt}, \quad (11)$$

где ν — степень фазового превращения: количество жидкого инерта C , отнесенное к общей массе инертной добавки. Интегрирование (11) при условии $\alpha = \alpha_1$: $\nu = 0$ дает соотношение

$$\frac{Q}{L\varphi}(\alpha - \alpha_1) = \nu, \quad (12)$$

связывающее изменение глубины превращения и степени плавления ν . Степени фазового превращения ν_1 соответствует значение α_2 . Величина α_2 находится следующим образом. Интегрирование (8) в приближении узкой зоны химической реакции ($RT_L/E \ll 1$) определяет скорость горения в РХП:

$$u_{ch}^2 \approx \frac{\lambda k(T_L)RT_L^2/E}{\rho \int_0^{\alpha_1} [c(T_L - T_0) - \alpha Q]f^{-1}(\alpha)d\alpha}. \quad (13)$$

Для стационарного горения скорость фронта находим, также интегрируя (8) при условиях $\alpha = \alpha_2$: $T = T_L$; $\alpha = \alpha_{fin}$: $T = T_{fin}$:

$$u_{ch}^2 \approx \frac{\lambda k(T_{fin})(T_{fin} - T_L)}{\rho \int_{\alpha_2}^{\alpha_{fin}} [c(T_{fin} - T_0) + \varphi L - \alpha Q] f^{-1}(\alpha) d\alpha} \quad (14)$$

При вычислении (14) использована следующая оценка интеграла:

$$\int_{T_L}^{T_{fin}} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT \approx \approx k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_{fin}}\right) (T_{fin} - T_L),$$

справедливая для близких значений T_{fin} и T_L . Исключая из (13), (14) скорость горения и учитывая (7), (10), получим уравнение для определения α_2 :

$$k(T_{fin})(T_{fin} - T_L) \int_0^{\alpha_1} \frac{(\alpha_1 - \alpha) d\alpha}{f(\alpha)} \approx \approx k(T_L) \frac{RT_L^2}{E} \int_{\alpha_2}^{\alpha_{fin}} \frac{(\alpha_{fin} - \alpha) d\alpha}{f(\alpha)}. \quad (15)$$

Граница существования РХП определяется из (15) при $\alpha_2 = \alpha_1$.

В простейшем случае $f(\alpha) = 1$ из (15) следует

$$\alpha_2 = \alpha_{fin} - \alpha_1 \sqrt{\frac{k(T_{fin})(T_{fin} - T_L)E}{k(T_L)RT_L^2}}, \quad (16)$$

а область реализации РХП ограничена неравенством

$$\frac{Q[(T_{fin} - T_0)c + L]}{c(T_L - T_0)(Q + L)} > 1 + \sqrt{\theta_{fin} \exp \theta_{fin}},$$

где $\theta_{fin} = E(T_{fin} - T_L)/RT_L^2$. В РС глубина превращения в момент плавления инертной добавки находится по формуле

$$\alpha_C = \alpha_{fin} \left[1 + \sqrt{\frac{k(T_{fin})(T_{fin} - T_L)E}{k(T_L)RT_L^2}} \right]^{-1}.$$

Значение α_C необходимо для вычисления интеграла в (9), когда фазовый переход проходит в зоне химического реагирования в РС. Приближенное выражение для скорости фронта в этом случае имеет вид

$$u_S^2 \approx \lambda k(T_{fin}) \frac{RT_{fin}^2}{E} / \left[\rho c [(T_{fin} - T_0)\alpha_{fin} - (T_{fin} - T_L)\alpha_C] + L\varphi(\alpha_{fin} - \alpha_C) - Q\alpha_{fin}^2/2 \right]. \quad (17)$$

Если температура фазового перехода существенно меньше конечной температуры, то $k(T_L) \ll k(T_{fin})$, $\alpha \approx 0$ и фазовый переход осуществляется в зоне прогрева, не влияя на закономерности распространения фронта. В этом случае формула для вычисления скорости горения с учетом (7) принимает вид

$$u_S^2 \approx \frac{2\lambda k(T_{fin})RT_{fin}^2}{\rho EQ\alpha_{fin}^2}. \quad (18)$$

Длина изотермического участка определяется в результате интегрирования (5):

$$\Delta x = uk(T_L) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{d\alpha}{f(\alpha)}. \quad (19)$$

Кроме приближенного анализа, справедливого для выраженных режимов горения с фазовыми переходами и слабого кинетического торможения скорости реакции, проводились численные расчеты в широком диапазоне определяющих параметров.

Численное моделирование стационарного горения. Воспользовавшись безразмерными параметрами

$$\theta = \frac{(T - T_L)E}{RT_L^2}, \quad \xi = \frac{xuc\rho}{\lambda}, \quad \beta = \frac{RT_L}{E},$$

$$\gamma = \frac{cRT_L^2}{QE}, \quad L^* = \frac{L}{Q}, \quad \omega^2 = \frac{u^2 c\rho}{k(T_L)\lambda},$$

перепишем уравнения (4), (5) и условия (3):

$$\left[1 + \delta(\theta)\nu_2\varphi \frac{L^*}{\gamma} \right] \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{d^2\theta}{d\xi^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{d\alpha}{d\xi}, \quad (20)$$

$$\frac{d\alpha}{d\xi} = \frac{1}{\omega^2} \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} f(\alpha), \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \xi = -\infty: & \quad \theta = \theta_0, \quad \alpha = 0; \\ \xi = +\infty: & \quad d\theta/d\xi = 0, \quad \alpha = \alpha_{fin}. \end{aligned} \quad (22)$$

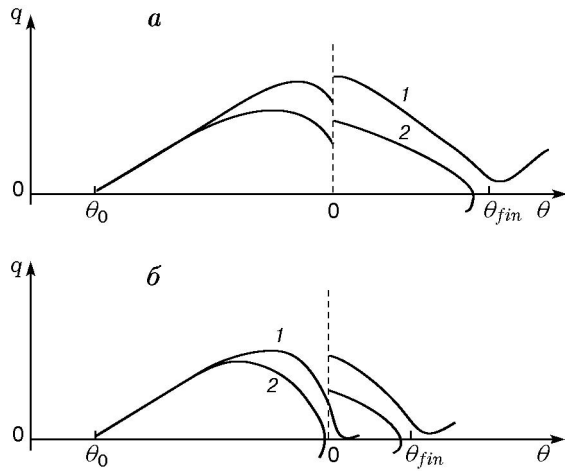


Рис. 1. Схема расчета горения с фазовым переходом в РС (а) и РХП (б):
1 — $\theta = 0, q > 0$, 2 — $\theta = 0, q < 0$

Безразмерная температура горения определяется по формуле

$$\theta_{fin} = \theta_0 + \frac{1}{\gamma} \alpha_{fin} - \frac{L^*}{\gamma} (1 - \alpha_{fin}). \quad (23)$$

Понижим порядок системы уравнений, введя замену $q = d\theta/d\xi$. Вместо (20)–(22) будем иметь

$$\frac{dq}{d\theta} = \left[1 + \delta(\theta) \nu_2 \varphi \frac{L^*}{\gamma} \right] - \frac{1}{\gamma} \frac{d\alpha}{d\theta},$$

$$\frac{d\alpha}{d\theta} = \frac{1}{q\omega^2} \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} f(\alpha), \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \theta = \theta_* : \quad & \alpha = 0, \quad q = (\theta_* - \theta_0); \\ \theta = \theta_{fin} : \quad & q = 0, \quad \alpha = \alpha_{fin}, \end{aligned}$$

где θ_* — температура «обрезки» источника тепловыделения.

Система уравнений (24) представляет собой задачу относительно двух неизвестных — скорости горения ω и доли инерта ν_2 , плавающего под действием теплового потока от продуктов. Схема расчета стационарного горения с учетом фазового превращения аналогична [5] и заключается в следующем. Вначале изучается возможность фазового перехода в РС, т. е. ищется такое значение ω , при котором для $\nu_2 = 1$ выполняются граничные условия $\theta = \theta_{fin}: q = 0, \alpha = \alpha_{fin}$ (рис. 1,а). Найденная величина является скоростью горения с фазовым переходом, проходящим в РС. Если такого значения ω нет (отсутствуют кривые типа

2 на рис. 1,а), то фазовый переход проходит в РХП. Интегральные кривые 1 ($\theta = 0, q > 0$) и 2 ($\theta = 0, q < 0$) (рис. 1,б) разделяет кривая, которой соответствует $\theta = 0, q \approx 0$. Значение ω , при котором выполняется это условие, является скоростью горения для случая, когда фазовый переход проходит в РХП. Величина скачка теплового потока (см. рис. 1,б) определяется выполнением граничного условия $\theta = \theta_{fin}: q = 0, \alpha = \alpha_{fin}$, что обеспечивается варьированием величины ν_1 . Если в РС безразмерная величина скачка теплового потока $\Delta_S = \varphi L^*/\gamma$, то в РХП $\Delta_{ch} = \Delta_S \nu_2$.

Результаты расчетов по модели (24) в случае слабого кинетического торможения скорости реакции сопоставлялись с аналитическими оценками скорости горения, которые в принятых безразмерных величинах имеют вид

$$\omega_S^2 = \gamma(1 + \beta\theta_{fin})^2 \exp \left(\frac{\theta_{fin}}{1 + \beta\theta_{fin}} \right) \times \left(\int_0^{\alpha_{fin}} \frac{(\alpha_{fin} - \alpha)}{f(\alpha)} d\alpha \right)^{-1}, \quad (25)$$

$$\omega_{ch}^2 = \gamma \left(\int_0^{\alpha_1} \frac{(\alpha_1 - \alpha)}{f(\alpha)} d\alpha \right)^{-1}. \quad (26)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 в зависимости от начальной температуры и количества инертной легкоплавкой добавки (параметров, которые можно варьировать в эксперименте) изображены области существования различных режимов горения. В области I, где $\theta_{fin} < 0$, горение проходит без фазового перехода. В области II температура горения постоянна и равна температуре фазового перехода; такой режим в соответствии с классификацией [4] называется режимом высокотемпературного плавления (РВП). РХП отвечает область III. В области IV фазовый переход осуществляется в РС. Прямые, разделяющие области I, II и II, III, определяются из термодинамического соотношения (23). Линии 1, 2, отделяющие области III, IV, находятся из решения задачи (24). В случае независимости скорости реакции от глубины превращения ($f(\alpha) = 1$) вычисленная из (24) граница между режимами практически совпадает с

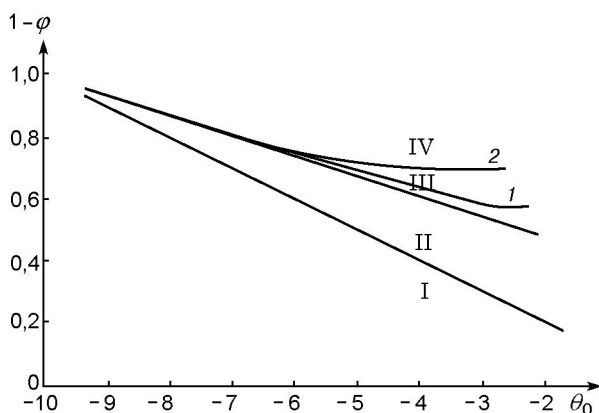


Рис. 2. Области реализации различных режимов горения в зависимости от начальной температуры и доли инерта:

I — горение без фазового перехода; II — РВП; III — РХП; IV — РС; кривые 1, 2 разделяют РХП и РС при $m = 0$ (1) и $m = 5$ (2); $\gamma = 0,1$; $\beta = 0,08$

аналитической оценкой границы, определяемой равенством $1 + \sqrt{\theta_{fin}} \exp \theta_{fin} + \alpha_{fin} / \gamma \theta_0 = 0$. Увеличение кинетического торможения скорости реакции расширяет область существования РХП. Кривая 2 отвечает кинетической функции $f(\alpha) = \exp(-5\alpha)$. Приведенные ниже результаты исследования закономерностей стационарного горения опираются на представленное на рис. 2 разбиение плоскости определяющих параметров на характерные области.

При высоких начальных температурах разогрев до температуры, определяющей распространение волны горения в РХП и РВП (см. рис. 2), может составлять 3–4 характерных температурных интервала RT_L^2/E . Это обстоятельство указывает на возможность вырождения стационарной волны горения [8]. Поэтому в подобных случаях специально изучался вопрос о влиянии температуры «обрезки» источника тепловыделения θ_* на скорость горения. Для этого вычислялась зависимость скорости горения от температуры «обрезки» источника тепловыделения и находилось «плато» — участок практической независимости ω от θ_* . Следует отметить, что зависимость скорости горения от температуры «обрезки» источника тепловыделения, строго говоря, имеется всегда [9]. Поэтому в качестве критерия невырожденности использовалось неравенство $|\omega - \omega_*| / \omega_* < 0,1$, где ω_* — средняя скорость горения на «плато». В соответствии с этим условием выбиралась температура «обрезки» источника тепловыделения и вычислялась скорость горения.

Выбранный критерий невырожденности в соответствии с представлениями [8, 9] определен существованием интервала температур «обрезки», в котором зависимость скорости волны горения от θ_* несущественна. Для слабого кинетического торможения скорости реакции значение ω_* близко к оценкам (25), (26).

Зависимости скорости и максимальной температуры горения от начальной температуры смеси представлены на рис. 3. Главная особенность приведенных результатов — равенство скоростей горения в той области начальных температур, которым соответствуют РВП и РХП при изменении количества инерта. Это обусловлено тем, что скорости горения в указанных режимах определяются одинаковой глубиной превращения α_1 и одинаковой температурой T_L . Различие в составе смеси проявляется в зависимости скорости горения от начальной температуры, если температура горения меньше температуры фазового перехода или фазовый переход проходит в РС (см. рис. 3).

Разбавление смеси легкоплавким инертном, в отличие от варьирования начальной температуры, характеризуется наличием участка, где скорость горения не зависит от количества инерта (рис. 4). В интервале значений φ , которым отвечают РВП и РХП, скорость горения постоянна; скорость в таких режимах обратно пропорциональна интервалу разогрева $|\theta_0|$.

В случае слабого торможения скорости реакции с ростом глубины превращения аналитические оценки параметров волны горения близки к расчетным (см. рис. 3, а, 4, а).

Представленные результаты свидетельствуют о существенном влиянии плавления инерта на закономерности горения при варьировании начальных параметров, что не позволяет использовать традиционные методы определения кинетики реагирования из экспериментов по горению [10]. Это обстоятельство требует также предварительного анализа при использовании легкоплавкого инерта для оценки температуры горения [11] и зондировании структуры фронта [12].

В [4] сформулирована идея изучения механизма горения и высокотемпературной кинетики с помощью моделей горения, в которых распространение фронта определяется условиями протекания фазовых переходов. Использование легкоплавкого инерта позволяет расширить такой подход путем специального выбо-

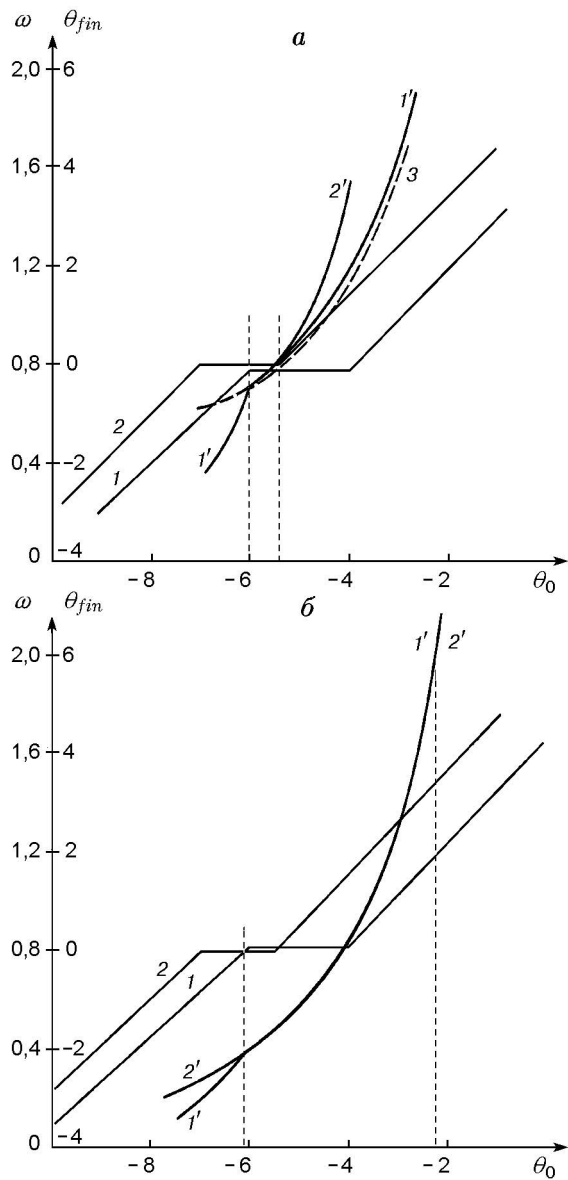


Рис. 3. Зависимости температуры (1, 2) и скорости горения (1', 2', 3) от начальной температуры для $m = 0$ (а) и $m = 5$ (б) при $\gamma = 0,1$; $\beta = 0,08$; $\varphi = 0,4$ (1), 0,3 (2)
 3 — аналитическая оценка; вертикальными штриховыми линиями ограничена область совпадения РВП и РХП для обоих составов

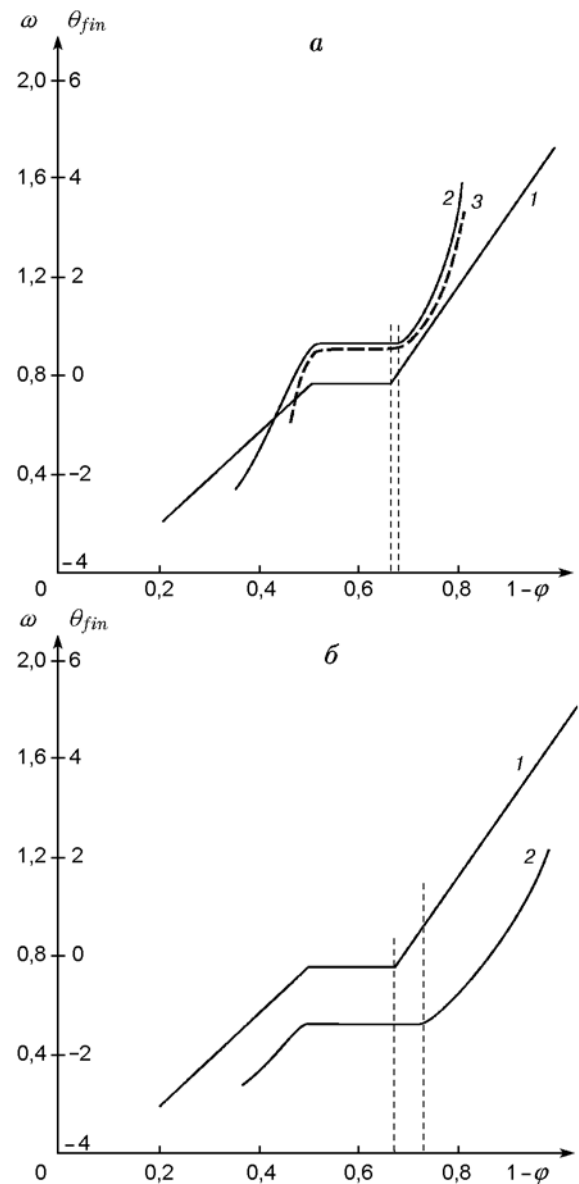


Рис. 4. Зависимости температуры (1) и скорости горения (2, 3) от доли инерта для $m = 0$ (а) и $m = 5$ (б) при $\gamma = 0,1$; $\beta = 0,08$; $\theta_0 = -5$:
 3 — аналитическая оценка; вертикальными штриховыми линиями ограничена область РХП

ра сорта и количества добавки, организовав РВП и РХП в интересующей области температур. Обратим внимание на другую возможность исследования кинетики взаимодействия и определения теплофизических параметров в гетерогенных системах при помощи легкоплавких добавок. Для РВП и РХП характерна независимость скорости фронта от количества инерта. В РВП диапазон количества инерта определяется из термодинамического соотношения (7) при $T_{fin} = T_L$, что дает

$$\Delta\varphi = \frac{[Q - c(T_L - T_0)]L}{Q(Q + L)}.$$

В экспериментах непостоянство скорости горения в указанном интервале разбавлений свидетельствует о влиянии на химическое взаимодействие и теплоперенос структурных факторов — пористости, размеров и формы частиц, а также изменения теплоемкости смеси. Поэтому, варьируя структурные параметры в области существования РВП или РХП при одном и том же количестве инерта, можно определить роль структуры гетерогенной среды в распространении волны химического превращения. При известной зависимости температуропроводности $\lambda/c\rho$ от параметров структуры или оценке этой величины можно подобрать функциональную зависимость, характеризующую вклад структурных факторов в кинетику взаимодействия. Установление такого типа зависимостей для различных классов систем полезно при анализе и управлении структурообразованием в СВС-процессах [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя изложенное, перечислим основные результаты работы. Показано, что анализ закономерностей горения систем с легкоплавкой добавкой следует проводить с учетом различия в режимах фазового перехода инерта в волне горения. Изучены режимы горения, в которых скорость фронта не зависит от количества легкоплавкого инерта. В таких режимах, контролируемых фазовым превращением, удобно исследовать зависимости теплопереноса и химического взаимодействия в гетерогенных системах от структурных факторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровинская И. П., Вишнякова Г. А., Маслов В. М., Мержанов А. Г. О возможности получения композиционных материалов в режиме горения // Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка: ОИХФ, 1975. С. 141–149.
2. Левашев Е. А., Рогачев А. С., Юхвид В. И., Боровинская И. П. Физико-химические и технологические основы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. М.: Бином, 1999.
3. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Безгазовое горение с фазовыми превращениями // Докл. АН СССР. 1977. Т. 236, № 5. С. 1133–1136.
4. Мержанов А. Г. Новые элементарные модели горения второго рода // Докл. АН СССР. 1977. Т. 233, № 6. С. 1130–1133.
5. Смоляков В. К., Некрасов Е. А., Максимов Ю. М. Моделирование безгазового горения с фазовыми превращениями // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 2. С. 63–73.
6. Ковалев О. Б., Фомин В. М. Задача о распространении волны безгазового горения по смеси реагирующих металлических порошков // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 69–75.
7. Руманов Э. Н., Мержанов А. Г. Влияние газифицирующей инертной добавки на волну самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 25–32.
8. Алдушин А. П., Луговой В. Д., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Условия вырождения стационарной волны горения // Докл. АН СССР. 1978. Т. 243, № 6. С. 1434–1437.
9. Котин И. М. Вырождение стационарной волны горения в СВС-процессах // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 65–67.
10. Мержанов А. Г. Неизотермические методы в химической кинетике // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 1. С. 4–36.
11. Найбороденко Ю. С., Итин В. И. Исследование процесса безгазового горения смесей порошков разнородных металлов. I. Закономерности и механизм горения // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 3. С. 343–353.
12. Shcherbakov V. A., Shteinberg A. S. Makrokinetics of SHS infiltration // Combust. Sci. Technol. 1995. V. 107. P. 21–29.
13. Rogachev A. S. Macrokinetics of gasless combustion: old problems and new approaches // Intern. J. of Self-Propagating High-Temperature Synth. 1997. V. 6, N 2. P. 215–242.