

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ В ГАЗЕ, РАЗБАВЛЕННОМ ИНЕРТНЫМ КОМПОНЕНТОМ

В. Г. Прокофьев¹, О. А. Бородатов¹, В. К. Смоляков²

¹Томский государственный университет, 634050 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

²Томский научный центр СО РАН, 634021 Томск

Проведено исследование фильтрационного горения пористого слоя при естественной фильтрации окислителя, разбавленного инертным компонентом. Решена задача о зажигании пористого слоя накаливаемой газопроницаемой поверхностью, определено время зажигания в зависимости от давления в реакторе и начальной пористости образца. Исследовано формирование инертной газовой «пробки», препятствующей химическому взаимодействию. Показано, что средняя глубина превращения конденсированного реагента в пористом слое зависит от длины образца, пористости, давления газовой смеси и концентрации в ней инертного компонента.

Ключевые слова: фильтрационное горение, смесь газов, зажигание, инертная газовая «пробка».

ВВЕДЕНИЕ

Фильтрационное горение пористых металлических образцов [1, 2] — один из эффективных способов получения соединений металлов с газами: нитридов, оксидов, гидридов или фторидов. Различают естественную и принудительную подачу газа во фронт химического превращения. Естественный характер фильтрации газа вызван потреблением его в химической реакции с твердым пористым горючим. Разбавление газообразного реагента инертным газом приводит к неполному химическому превращению [1, 3]. В процессе распространения волны горения химически активный газ потребляется, а инертный газ, накапливаясь во фронте горения, образует газовую «пробку». Фильтрационный транспорт активного компонента через инертный газовый слой с выравниванием давления между фронтом горения и внешней средой становится невозможен, что в условиях внешнего теплоотвода приводит к срыву горения.

Степень разбавления активного газа инертным компонентом — один из основных параметров, определяющий глубину химического превращения. Следует отметить, что в практике фильтрационного горения газовый реагент всегда загрязнен примесями других газов, в том числе инертных. Поэтому исследуемый случай имеет практическое значение.

Будем рассматривать одномерное горение пористого слоя твердого реагента с газопрони-

цаемыми границами (рис. 1). Давление и состав газовой смеси на границах слоя предполагаются постоянными. Зажигание осуществляется на левой границе ($x = 0$) при кратковременном контакте с накаливаемой поверхностью. На правой границе ($x = L$, L — толщина пористого слоя) задается режим теплообмена по закону Ньютона. Скорость фильтрации определяется законом Дарси с коэффициентом фильтрации, зависящим от пористости. Давление газовой смеси находится из уравнения состояния и подчиняется закону Дальтона. В отличие от [1, 3], где рассматривались квазистационарные режимы горения, в настоящей работе исследуется нестационарное развитие процесса, включая стадию зажигания.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА

Систему уравнений, описывающую само-

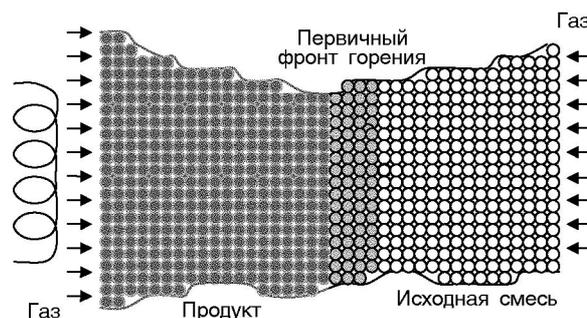


Рис. 1. Пористый слой и схема организации горения

распространяющийся синтез в гибридной системе $A + B + C = B + P$, где A — химически активный газ, B — инертный газ, C — твердый реагент, P — твердый продукт реакции в случае неподвижной конденсированной фазы, можно представить в виде:

$$\frac{\partial[(1-m)\rho_c]}{\partial t} = \mu J, \quad (1)$$

$$\frac{\partial[m\rho_a]}{\partial t} + \frac{\partial[m\rho_a v_g]}{\partial x} = -\mu J, \quad (2)$$

$$\frac{\partial[m\rho_i]}{\partial t} + \frac{\partial[m\rho_i v_g]}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial[(1-m)\rho_c \eta]}{\partial t} = J, \quad (4)$$

$$(1-m)c_c \rho_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial t} \right) + QJ - \chi(T_c - T_g), \quad (5)$$

$$m c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} + m c_g \rho_g v_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = \chi(T_c - T_g), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = f(p_a)(1-\eta)k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_c}\right), \quad (7)$$

$$v_g = -\frac{m^2}{(1-m)^2} k_f \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (8)$$

Здесь J — массовая скорость образования продукта в единице объема; μ — массовая доля газообразного компонента в продукте; ρ_c , ρ_g , ρ_a , ρ_i — плотности конденсированной фазы, газовой смеси, активного и инертного газов; m — пористость; c_c , c_g — удельные теплоемкости конденсированной и газовой фаз; v_g — скорость газовой фазы; p — давление газовой смеси; p_a — парциальное давление активного газового компонента; λ_c — теплопроводность конденсированной фазы; Q — тепловой эффект реакции на единицу массы продукта; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; R — газовая постоянная; k_f — коэффициент фильтрации; η — глубина превращения (массовая доля

продукта в конденсированной фазе); χ — коэффициент межфазного теплообмена; T_g , T_c — температуры газовой и конденсированной фаз; $f(p_a)$ — функция, определяющая зависимость скорости реакции от давления активного газа.

Давление газовой смеси, парциальное давление химически активного газового компонента, плотность газовой смеси и плотность конденсированной фазы определяются следующими соотношениями:

$$p = \left(\frac{\rho_a}{M_a} + \frac{\rho_i}{M_i} \right) RT_g, \quad (9)$$

$$p_a = \frac{\rho_a}{M_a} RT_g, \quad (10)$$

$$\rho_g = \rho_a + \rho_i, \quad (11)$$

$$\rho_c = \frac{\rho_{met} \rho_p}{\rho_{met} \eta + (1-\eta) \rho_p}, \quad (12)$$

где M_a , M_i — молекулярные массы активного и инертного компонентов газовой смеси; ρ_{met} , ρ_p — плотности металла и твердого продукта горения без учета пор. Коэффициент межфазного теплообмена для пористой среды зернистого типа имеет вид

$$\chi = \frac{3\alpha(1-m)\rho_g}{R_0 \rho_g^0},$$

где α , R_0 — коэффициент теплоотдачи и характерный размер частиц пористой среды. Скорость массообмена между фазами предполагается бесконечной, что справедливо для кинетической области химической реакции частиц конденсированного вещества с газом. Для эффективной теплопроводности конденсированной фазы принята степенная зависимость от пористости: $\lambda_c = \lambda_0(1-m)^n$. Зависимость скорости химической реакции от давления активного газа, как и в [4], предполагается слабой: $f(p_a) = p_a/(p_a + p_\varepsilon)$, где $p_\varepsilon = \text{const}$.

Из уравнений (1) и (4) следуют соотношения

$$J = \frac{(1-m)\rho_c}{1-\mu\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (13)$$

$$(1-m)(1-\mu\eta)\rho_c = (1-m_0)\rho_{met}, \quad (14)$$

где m_0 — начальная пористость. Как видно из (12), (14), пористость определяется по формуле

$$m = 1 - \frac{1 - m_0}{1 - \mu\eta} \left[\frac{\eta\rho_{met}}{\rho_p} + (1 - \eta) \right]. \quad (15)$$

При выполнении условий $\mu = 1 - \rho_{met}/\rho_p$ и $\chi \rightarrow \infty$ из уравнений (1)–(8) следует однотемпературная модель фильтрационного горения [5] с постоянной пористостью.

Граничные условия определяют зажигание образца горячей проницаемой стенкой, аналогом которой в экспериментах является накаливаемая спираль:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad T_c = T_w \quad (t < t_w), \quad \rho_a = \rho_a^0, \quad \rho_i = \rho_i^0, \\ \frac{\partial T_c}{\partial x} = 0 \quad (t > t_w), \\ T_g = T_0 \quad (v_g > 0); \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} x = L: \quad -\lambda_0 \frac{\partial T_c}{\partial x} = \alpha(T_c - T_g), \quad p_0 = p(\rho_a^0, \rho_i^0, T_0), \\ T_g = T_0 \quad (v_g < 0), \end{aligned}$$

где T_w — температура накаливаемой стенки, t_w — время действия стенки. Начальные условия:

$$t = 0: \quad T_g = T_0, \quad T_c = T_0, \quad \eta = 0, \quad p = p_0. \quad (17)$$

Введем безразмерные переменные и параметры:

$$\theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2} E, \quad \theta_0 = \frac{T_0 - T_*}{RT_*^2} E,$$

$$\theta_w = \frac{T_w - T_*}{RT_*^2} E, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \tau_w = \frac{t_w}{t_*}, \quad \xi = \frac{x}{x_*},$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_c}{\rho_{met}}, \quad \rho_{1p} = \frac{\rho_p}{\rho_{met}}, \quad \rho_{2a} = \frac{\rho_a}{\rho_g^*},$$

$$\rho_{2i} = \frac{\rho_i}{\rho_g^*}, \quad p_* = \frac{\rho_g^0 RT_*}{M_a}, \quad M = \frac{M_a}{M_i},$$

$$B_\mu = \frac{\mu\rho_p}{\rho_g^*}, \quad P = \frac{p}{p_*}, \quad \rho_2^0 = \frac{\rho_g^0}{\rho_g^*},$$

$$x_* = \sqrt{\frac{\lambda_0 t_*}{c_c \rho_c}}, \quad t_* = \text{Td} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right),$$

$$\text{Td} = \frac{c_c RT_*^2}{QE}, \quad \text{Ar} = \frac{RT_*}{E}, \quad B_1 = \frac{3\alpha t_*}{R_0 c_c \rho_{met}},$$

$$B_2 = \frac{3\alpha t_*}{R_0 c_g \rho_g^*}, \quad \text{Bi} = \frac{\alpha x_*}{\lambda_0}, \quad l = \frac{L}{x_*},$$

$$K_i = \frac{\rho_i^0}{\rho_g^0}, \quad v_2 = \frac{v_g t_*}{x_*}, \quad K_f = \frac{k_f c_c \rho_{met} p_*}{\lambda_0}.$$

Постановка задачи в безразмерном виде принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = (1 - m)^{-1} \frac{\partial}{\partial \xi} \left((1 - m)^n \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \right) + \\ + \frac{1}{\text{Td}(1 - \mu\eta)} \frac{\partial \eta}{\partial \tau} - B_1 \rho_2 (\theta_1 - \theta_2), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} + v_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = B_2 \frac{1 - m}{m} (\theta_1 - \theta_2), \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (m \rho_{2i}) + \frac{\partial}{\partial \xi} (m \rho_{2i} v_2) = 0, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} (m \rho_{2a}) + \frac{\partial}{\partial \xi} (m \rho_{2a} v_2) = \\ = -B_\mu \frac{(1 - m) \rho_{1p}}{(1 - \mu\eta)(\eta + \rho_{1p}(1 - \eta))} \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \text{Td}(1 - \eta) \frac{P_a}{P_a + P_\varepsilon} \exp \frac{\theta_1}{1 + \text{Ar} \theta_1}, \quad (22)$$

$$P = (\rho_{2a} + M \rho_{2i})(1 + \text{Ar} \theta_2), \quad (23)$$

$$v_2 = -K_f \frac{m^2}{(1 - m)^2} \frac{\partial P}{\partial \xi}, \quad (24)$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_{1p}}{\eta + \rho_{1p}(1 - \eta)}, \quad (25)$$

$$m = 1 - \frac{1 - m_0}{1 - \mu\eta} \left[\frac{\eta \rho_1}{\rho_{1p}} + (1 - \eta) \right], \quad (26)$$

$$\rho_2 = \rho_{2a} + \rho_{2i}, \quad (27)$$

$$\xi = 0: \quad \theta_1 = \theta_w \quad (\tau < \tau_w),$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = 0 \quad (\tau > \tau_w),$$

$$\theta_2 = \theta_0, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \quad (v_2 > 0), \quad (28)$$

$$\xi = l: \quad -\frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = \text{Bi}(\theta_1 - \theta_2),$$

$$\theta_2 = \theta_0, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \quad (v_2 < 0),$$

$$\tau = 0: \quad \theta_1 = \theta_0, \quad \theta_2 = \theta_0, \quad \eta = 0, \quad \rho_2 = \rho_2^0. \quad (29)$$

Система уравнений (18)–(27) и условий (28), (29) решалась численно с использованием неявной схемы с конечными разностями против потока на разнесенной разностной сетке. Давление, температура и плотности фаз вычислялись в узлах, а скорость газа — между узлами сетки. Для устойчивости разностной схемы шаг по времени удовлетворял условию $\Delta \tau < 0.5h / \max v_2$, где h — шаг сетки по пространственной координате. В ходе вычислений баланс массы газа, поступающего в поры из внешней среды, содержащегося в порах в начальный момент времени и потребленного в химической реакции, выполнялся с точностью до 1 %. Значения следующих параметров в расчетах приняты фиксированными: $P_\varepsilon = 0.001$, $\text{Bi} = 0$, $\rho_{1p} = 1.1$, $M = 1$.

ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ

В теоретических работах по фильтрационному горению с естественной фильтрацией окислителя задача зажигания газопроницаемой поверхностью не рассматривалась. Из немногочисленных экспериментальных исследований по зажиганию выделим работу [6], в которой система $\text{Nb} + \text{N}_2$ зажигалась ксеноновой лампой и были получены зависимости характеристик зажигания от давления газа. В настоящей работе использовался критерий зажигания Я. Б. Зельдовича [7], в соответствии с которым зажигание определяется достижением нулевого градиента температуры на контактной поверхности $\xi = 0$ при неограниченном времени действия нагревателя τ_w . Оказалось, что такой критерий зажигания выполняется только при достаточно высоком, близком к стехиометрическому, давлении активного газа. Под стехиометрическим давлением здесь понимается такое давление газа в порах, при котором возможно полное химическое превращение конденсированного вещества без внешнего притока газа. При более низких давлениях горение пористого слоя проходит в режиме неполного превращения с сильной зависимостью температуры

во фронте от фильтрационных свойств среды. Распределения температуры монотонны, и отсутствует «вспышка», характерная для зажигания гомогенных систем накаливаемой поверхностью. Для выбранной области значений параметров при высоком начальном давлении время зажигания τ_{ign} определялось как момент достижения нулевого градиента температуры на стенке. Монотонный рост τ_{ign} с увеличением начальной пористости образца m_0 объясняется, с одной стороны, уменьшением теплового потока от стенки при $\lambda \sim (1 - m)^n$, а с другой — увеличением скорости фильтрации (24) холодного газа из окружающей среды с ростом пористости. Время зажигания при высоком начальном давлении газовой смеси слабо зависит от концентрации в ней инертного газа. Так, изменение массовой концентрации инертного газа с 1 до 50 % приводит к увеличению времени зажигания на 3 %.

Для практики представляет интерес задача импульсного нагрева стенкой. Выясним, каким должно быть минимальное время действия источника, чтобы инициировать процесс горения. Расчетные зависимости критического времени действия стенки τ_w^* , минимально необходимого для выхода на устойчивый режим горения, представлены на рис. 2. После отключения

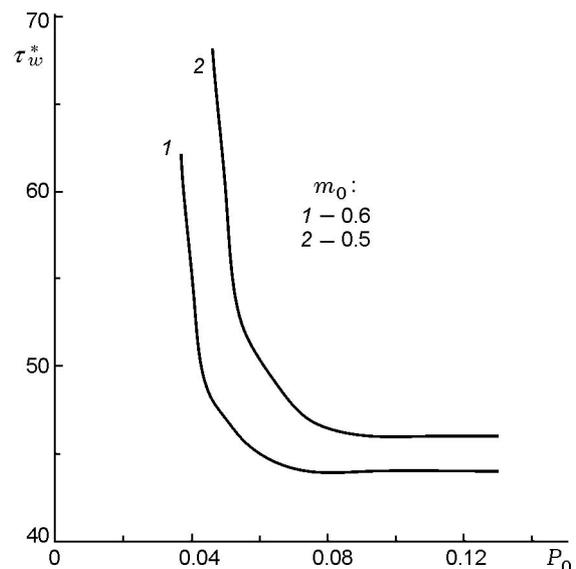


Рис. 2. Критическое время действия стенки, необходимое для инициирования горения в зависимости от давления:

$\theta_0 = -7$, $T_d = 0.115$, $\text{Ar} = 0.09$, $l = 100$, $B_1 = 0.03$, $B_2 = 3$, $B_\mu = 0.4$, $K_f = 250$, $\theta_w = 0$, $K_i = 0.02$, $n = 2$

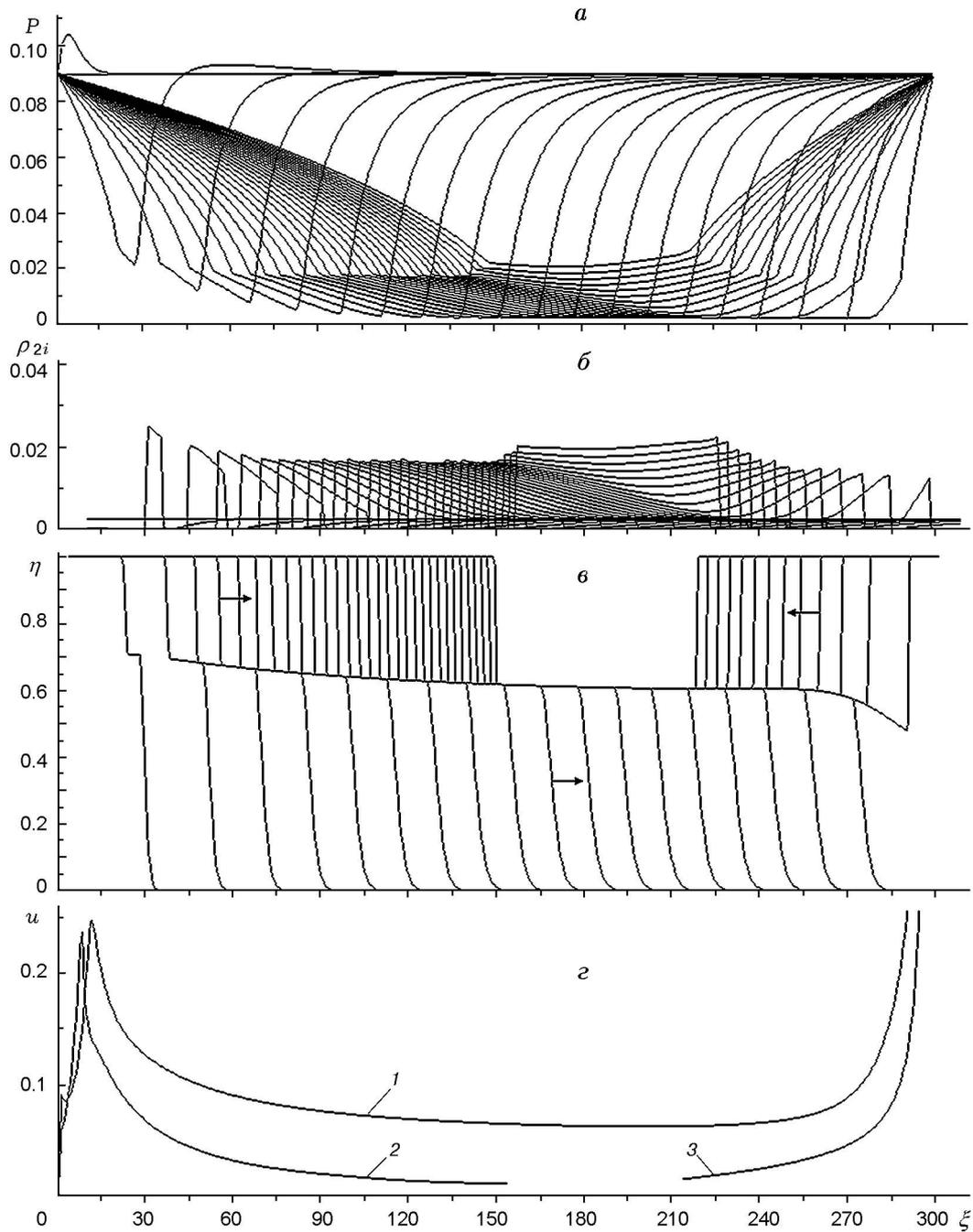


Рис. 3. Распределения давления газовой смеси (*a*), плотности инертного газа (*б*), полноты превращения (*в*) с интервалом $\Delta\tau = 200$ и скорости горения (*г*):

$\theta_0 = -7$, $Td = 0.115$, $Ar = 0.1$, $l = 300$, $B_1 = 0.03$, $B_2 = 3$, $B_\mu = 0.3$, $K_f = 25$, $\theta_w = 0$, $\rho_2^0 = 0.3$, $K_i = 0.01$, $n = 1$, $m_0 = 0.6$, $\tau_w = 500$; *г*: 1 — первичный фронт, 2 — левый фильтрационный фронт, 3 — правый фильтрационный фронт

внешнего нагрева при $\tau_w < \tau_w^*$ и замены граничного условия для конденсированной фазы на адиабатическое происходит погасание, обусловленное поступлением холодного ($\theta_2 = \theta_0$) газа через газопроницаемые границы пористого слоя. В области низких начальных давлений ($P_0 = \rho_2^0(1 + \text{Ar } \theta_0)$) для инициирования горения необходимо большее время, чем при высоком давлении газа. Температура пористого слоя на стадии формирования волны горения и выхода на режим горения не превышает температуру стенки, и большая часть пористого слоя выгорает за счет внешнего поступления окислителя. В области высоких давлений величина τ_w^* не меняется. Температура в волне горения превышает температуру стенки. Интересно, что во всем диапазоне начальных давлений газа в области значений параметров задачи, соответствующих рис. 2, после зажигания устанавливался режим неполного превращения. Качественный вид зависимостей на рис. 2 согласуется с экспериментальными данными [6].

ФОРМИРОВАНИЕ ИНЕРТНОЙ «ПРОБКИ»

Характерной особенностью фильтрационного горения в режиме неполного превращения является накопление инертного газа в волне горения с образованием инертной «пробки», препятствующей взаимодействию твердого и газообразного реагентов. Для описания процесса горения в этом случае удобно ввести в рассмотрение величину $\langle \eta \rangle = \int_0^l \eta(\xi) d\xi / l$ — среднюю конечную полноту превращения твердого реагента (для стехиометрических давлений активного газа $\langle \eta \rangle = 1$). В режиме неполного превращения [8, 9] волна горения, формирующаяся на стадии зажигания, распадается на два фронта (рис. 3). Скорость первичного фронта выше и поддерживается в основном за счет активного газа, содержащегося в порах в начальный момент. Роль фильтрации возрастает по мере движения фронта к правой границе. Вторичный фронт или фронт догорания реализуется за счет спутного фильтрационного транспорта газа из внешней среды через левую границу пористого слоя. Оба фронта имеют участки квазистационарного распространения, когда скорости движения фронтов не меняются в течение некоторого времени. Рост температуры при достижении первичным фронтом правой границы и избыток газового реагента приво-

дят к полному превращению твердого реагента на правой границе слоя и «запуску» встречного фильтрационного фронта горения. Поры в промежутке между встречными фильтрационными фронтами заполнены инертным газом при низком давлении. Сближение фильтрационных фронтов вызывает сжатие инертной «пробки» до тех пор, пока не выровняется давление газа во всем пористом слое, что возможно толь-

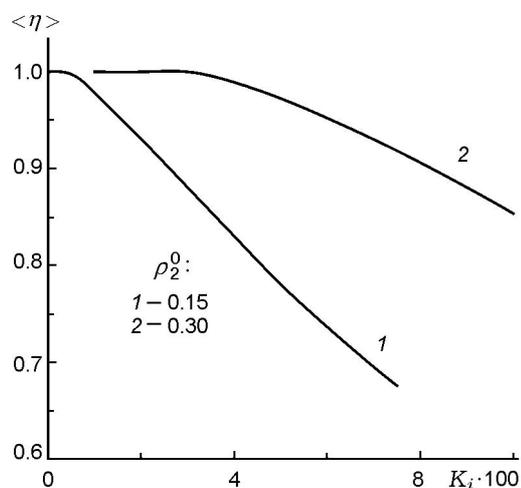


Рис. 4. Средняя полнота превращения в зависимости от концентрации инертного газа:

$\theta_0 = -7$, $Td = 0.115$, $\text{Ar} = 0.09$, $l = 100$, $B_1 = 0.03$, $B_2 = 1$, $B_\mu = 0.4$, $K_f = 250$, $\theta_w = 0$, $n = 2$, $m_0 = 0.6$, $\tau_w = 200$

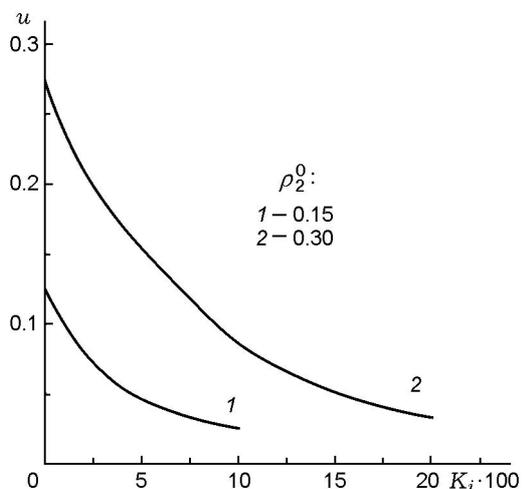


Рис. 5. Скорость горения в зависимости от концентрации инертного газа:

$\theta_0 = -7$, $Td = 0.115$, $\text{Ar} = 0.1$, $l = 100$, $B_1 = 0.03$, $B_2 = 3$, $B_\mu = 0.3$, $K_f = 250$, $\theta_w = 0$, $n = 2$, $m_0 = 0.6$, $\tau_w = 500$

ко в адиабатических условиях. Уменьшение начальной пористости или давления газовой смеси приводит к уменьшению степени превращения конденсированной фазы. Причем неполное превращение конденсированной фазы ($\eta < 1$) имеет место только в самой инертной «пробке» (см. рис. 3).

Основной параметр, определяющий полноту превращения $\langle \eta \rangle$, — степень разбавления газа инертным компонентом K_i . При слабом разбавлении ($K_i < 10^{-2}$) в широком диапазоне изменения давления и размеров слоя $\langle \eta \rangle \approx 1$. Начиная с некоторого значения K_i зависимость $\langle \eta \rangle(K_i)$ с увеличением концентрации инертного газа стремится к линейной (рис. 4). Зависимость скорости горения от концентрации инертного газа является более сильной (рис. 5) и соответствует результатам [10]. Скорость горения рассчитывалась по движению точки со значением $\eta = 0.3$, что соответствовало скорости первичного фронта для режима неполного превращения. При сильном разбавлении ($K_i > 0.1$) и низком начальном давлении газовой смеси происходит вырождение первичной волны горения и реагирование пористого слоя возможно только в фильтрационном режиме.

С увеличением длины образца, уменьшением пористости и начального давления зона неполного превращения расширяется.

ВЫВОДЫ

- При зажигании гетерогенных систем накаливаемой поверхностью в условиях естественной фильтрации окислителя использование критерия Я. Б. Зельдовича ограничено областью высоких давлений газа.

- Критическое время действия внешнего нагревателя, минимально необходимое для инициирования волны фильтрационного горения, сильно зависит от начального давления газа только в области низких значений.

- Образование инертной «пробки» связано с накоплением инертного газа в волне горения и выравниванием давления в пористом слое.

- Неполнота превращения растет с увеличением концентрации инертного компонента в газовой смеси, длиной образца и уменьшением пористости и давления газа.

Авторы выражают признательность К. Г. Шкадинскому за внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А. П. Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Под ред. Ю. Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988. С. 52–71.
2. Мержанов А. Г., Боровинская И. П., Володин Ю. Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. 1972. Т. 206, № 4. С. 905–908.
3. Столярова Н. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. О горении пористых веществ в газообразном окислителе с инертной примесью // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 6. С. 70–73.
4. Шкадинский К. Г., Озерковская Н. И., Мержанов А. Г. Постиндукционные процессы при тепловом взрыве в системах «пористая среда — газообразный реагент — твердый продукт» // Докл. АН. 2001. Т. 381, № 6. С. 763–769.
5. Алдушин А. П., Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. и др. Распространение фронта горения в пористых металлических образцах при фильтрации окислителя // Процессы горения в химической технологии и металлургии / Под ред. А. Г. Мержанова. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1975. С. 245–252.
6. Барзыкин В. В., Стовбун В. П. Исследование закономерностей зажигания гетерогенных систем с тугоплавкими продуктами реакции // Там же. С. 274–283.
7. Зельдович Я. Б. Теория зажигания накаливаемой поверхностью // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1939. Т. 9, вып. 12. С. 1530–1534.
8. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Режимы послойного фильтрационного горения пористых металлов // Докл. АН СССР. 1974. Т. 215, № 3. С. 612–615.
9. Алдушин А. П., Сеплярский Б. С., Шкадинский К. Г. К теории фильтрационного горения // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 1. С. 36–41.
10. Филоненко А. К., Вершинников В. И. Закономерности спинового горения титана в азоте // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 3. С. 353–362.

Поступила в редакцию 21/III 2007 г.