

приводит к дополнительному торможению процесса, поскольку каждая новая фаза (слой) возникает тогда, когда реализованы условия ее существования не только термодинамически, но и кинетически. Пока новый слой не может обеспечить необходимое значение диффузионного потока в уже растущем слое, он не может и возникнуть (но если по каким-то причинам он возник, то быстро исчезает — «растворяется» в предыдущем слое). Экспериментально такого рода явления наблюдались при исследовании реакционной диффузии в системе $Zr-N_2$ [20], а также в системах $Ti-N_2$ и $Zr-N_2$ в [21], где регистрировалась поочередность образования различных фаз, известных согласно фазовой диаграмме состояния данной системы.

В случае многослойной окалины определяющую роль в процессе воспламенения играет тот слой, который дает наибольший вклад в суммарное тепловыделение, чему соответствует большое значение коэффициента диффузии реагента в данном слое и теплоты образования на 1 моль этой фазы.

*Поступила в редакцию
2/IV 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., Мир, 1969.
2. Гидриды металлов. Под ред. В. Мюллера. М., Атомиздат, 1973.
3. С. С. Кипарисов, Ю. В. Левинский. Азотирование тугоплавких металлов. М., Metallurgia, 1972.
4. Взаимодействие углерода с тугоплавкими металлами. Под ред. Г. В. Самсонова. М., Metallurgia, 1974.
5. Ю. В. Левинский. Диаграммы состояния металлов с газами. М., Мир, 1975.
6. Г. В. Самсонов, Т. И. Серебрякова, В. А. Неронов. Бориды. М., Атомиздат, 1975.
7. П. В. Гельд, Ф. А. Сидоренко. Силициды переходных металлов четвертого периода. М., Metallurgia, 1974.
8. Ю. М. Григорьев, С. Л. Харатьян и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 713.
9. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержапов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
10. А. П. Алдушин, В. Н. Блошенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4, 489.
11. А. Г. Мержапов, Э. Н. Руманов. Изв. АН СССР, Металлы, 1977, 3, 188.
12. А. Б. Аругянц, С. Л. Харатьян, А. Г. Мержапов. ФГВ, 1979, 15, 3, 16.
13. Соединения переменного состава. Под ред. Б. Ф. Ормонта. Л., Химия, 1969.
14. Ю. М. Григорьев, С. Л. Харатьян и др. ИФЖ, 1977, 33, 5, 899.
15. А. Г. Мержапов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. хим., 1966, 35, 4, 656.
16. S. J. Rosa. J. Zess-Common Metals, 1968, 16, 3.
17. J. R. Parks. J. Chem. Phys., 1964, 34, 46.
18. А. Г. Мержапов, Ю. А. Гальченко и др. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
19. В. П. Грачухо, М. А. Гуревич, М. И. Савельев. ФГВ, 1978, 14, 1, 35.
20. R. A. Sallach. J. Phys. Chem., 1972, 76, 2156.
21. С. Л. Харатьян. Канд. дис. Ереван, 1977.

К ТЕОРИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ, ОБЛАДАЮЩИХ ЛЕТУЧИМИ ПЛЕНКАМИ ПРОДУКТОВ

*Ю. М. Григорьев, Д. З. Сафанеев
(Черноголовка)*

Диффузионно-контролируемый рост пленок продуктов реакций, образующихся при окислении металлов, может сопровождаться их одновременным испарением. Теоретический анализ закономерностей воспламенения для данного случая применительно к бору проводился в [1—6]. Эти исследования позволили сформулировать математическую модель

процесса, качественно понять явление, однако не привели к созданию расчетно-аналитического аппарата для нахождения характеристик процесса. В [1] на основе численного интегрирования проведен расчет критических температур и периодов индукции воспламенения частиц бора с использованием кинетических данных [7]. В [2, 5] величина предела воспламенения находилась из условий существования стационарного состояния системы. Однако, как будет показано ниже, подобный подход справедлив лишь для одного возможного случая, реализующегося при воспламенении частиц. В настоящей работе применительно к воспламенению одиночной частицы металла в газе проведен физический анализ явления, проанализированы различные предельные случаи и получены соотношения для расчета характеристик воспламенения.

Для рассматриваемого случая математическая постановка задачи сводится к совместному рассмотрению уравнения теплового баланса и кинетического уравнения для скорости роста окисла с учетом его испарения

$$c_p \rho_m \frac{d}{2(n+1)} \frac{dT}{dt} = Q \rho_{ок} \frac{K(T)}{\delta} - L u_m(T) - \frac{\lambda_r Nu}{d} (T - T_0); \quad (1)$$

$$d\delta/dt = K(T)/\delta - u_m(T)/\rho_{ок}; \quad (2)$$

$$t = 0, \quad T = T_n, \quad \delta = \delta_0. \quad (3)$$

Здесь c_p , ρ_m — теплоемкость и плотность образца; d — диаметр; Q , L — теплота образования и испарения окисла; $\rho_{ок}$ — плотность окисла; δ — толщина окисного слоя; T_0 — температура окружающей среды; T_n — начальная температура образца; δ_0 — начальная толщина окисной пленки; n — параметр формы ($n = 0, 1, 2$ — соответственно плоская, цилиндрическая и сферическая симметрии); $K(T) = k_0 \exp(-E/RT)$ — константа скорости образования окисла; $u_m(T) = 2D\rho_r Nu_d d^{-1} \exp[L\mu(T - T_k)/RT_k T]$ — массовая скорость испарения окисла в диффузионном режиме; D — коэффициент диффузии паров окисла в среде; ρ_r — плотность среды; μ , T_k — молекулярный вес и температура кипения окисла; λ_r — коэффициент теплопроводности среды; Nu , Nu_d — тепловой и диффузионный критерии Нуссельта.

Для удобства анализа и решения перепишем систему (1) — (3) в безразмерном виде

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{\exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]}{Z} - \omega \sigma \exp \frac{h\Theta}{1 + \beta\Theta} - \frac{\Theta}{\varkappa}; \quad (4)$$

$$\frac{dZ}{d\tau} = \frac{\exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]}{Z} - \omega \exp \frac{h\Theta}{1 + \beta\Theta}; \quad (5)$$

$$\tau = 0, \quad \Theta = \Theta_n, \quad Z = Z_0, \quad (6)$$

где $\Theta = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0)$ — температура; $Z = \frac{2(n+1)Q\rho_{ок}E}{c_p \rho_m R T_0^2} \cdot \frac{\delta}{d}$ — толщина

пленки; $\tau = \left[\frac{2(n+1)Q\rho_{ок}E}{c_p \rho_m R T_0^2} \right]^2 K(T_0) \cdot t$ — время. В задачу вошли параметры:

$$\varkappa = \frac{2(n+1)}{\lambda_r Nu} \left(\frac{E}{RT_0^2} Q \rho_{ок} \right)^2 \frac{K(T_0)}{c_p \rho_m}, \quad \omega = \frac{c_p \rho_m R T_0^2}{2(n+1) E \rho_{ок}^2} \cdot \frac{du_m(T_0)}{QK(T_0)},$$

$$h = \frac{L\mu}{E}, \quad \sigma = \frac{L^2}{Q}, \quad \beta = \frac{RT_0}{E}, \quad \Theta_n = \frac{E}{RT_0^2} (T_n - T_0),$$

$$Z_0 = \frac{2(n+1)Q\rho_{ок}E}{c_p \rho_m R T_0^2} \cdot \frac{\delta_0}{d},$$

Наличие испарения окисной пленки оказывает двойное влияние на протекание процесса. С одной стороны, вследствие эндотермичности испарения воспламенение затрудняется, но, с другой стороны, испарение окиси

приводит к увеличению скорости ее образования (кинетическое ускорение) и соответственно этому, к увеличению скорости выделения тепла. Последний фактор превалирует, в результате чего в условиях воспламенения могут реализоваться два предельных режима, разделенных переходной областью.

В изотермических условиях, согласно уравнению (5), скорость роста пленки описывается параболическим законом, для которого параболическое реагирование на начальных этапах процесса асимптотически переходит в линейное. При линейном окислении имеет место равенство скоростей образования окисла и его испарения (равновесный режим), и этот режим устанавливается всегда вследствие роста диффузионного сопротивления пленки по мере ее толщины. В неизотермических условиях возможность реализации равновесного режима связана с соотношением между временем тепловой релаксации образца $\tau_{\text{рел}}$ и характерным временем установления равновесного режима $\tau_{\text{уст}}$. Для случая $\tau_{\text{рел}} \gg \tau_{\text{уст}}$ можно ожидать, что вследствие малости скорости изменения температуры по сравнению со скоростью изменения толщины пленки будет иметь место квазиравновесный режим, в результате чего в уравнении (5) при расчете характеристик воспламенения можно положить $dZ/d\tau = 0$. Наличие подобного режима допускает решение поставленной задачи методами теории теплового взрыва [8, 9].

При $\tau_{\text{рел}} \ll \tau_{\text{уст}}$ имеет место существенно нестационарный режим процесса, для которого при описании закономерностей воспламенения роль производной $dZ/d\tau$ велика, а стационарные подходы для нахождения характеристик воспламенения оказываются неприемлемыми [5, 8]. Получим выражение для величины $\psi = \tau_{\text{уст}}/\tau_{\text{рел}}$. В качестве характерных времен $\tau_{\text{уст}}$ и $\tau_{\text{рел}}$ примем соответствующие величины, для которых выполняются соотношения

$$(Z_p - Z_*)/Z_p = 1/e^2, \quad \Theta/\Theta_n = 1/e,$$

где Z_* и Θ_* — значения толщины пленки и температуры при $\tau = \tau_{\text{уст}}$ и $\tau = \tau_{\text{рел}}$, а Z_p — равновесная толщина. Тогда из (4), (5)

$$\psi = \frac{e^2 + 1}{e^2} \cdot \frac{1}{\omega^2 \kappa} \exp \frac{\Theta(1 - 2h)}{1 + \beta\Theta}. \quad (7)$$

Отсюда видно, что возможность реализации квазиравновесного режима определяется как величинами параметров $\omega^2 \kappa$, h , так и температурой системы. При $h > 0,5$ ($L\mu > 0,5E$) выполнение условия $\psi \ll 1$ тем более вероятно, чем больше температура системы, что связано с более сильной температурной зависимостью скорости испарения пленки по сравнению со скоростью ее образования. Комплекс $\omega^2 \kappa$ характеризует собой соотношение между масштабами трех времен: тепловой релаксации ($t_{\text{рел}} = c_p \rho_m d^2 / 2(h+1)\lambda_r \text{Nu}$), реакции ($t_{\text{реак}} = d^2 / 8K(T_0)$), испарения ($t_{\text{исп}} = d\rho_{\text{ок}} / 2u_m(T_0)$) и может быть преобразован к виду

$$\omega^2 \kappa = \frac{2t_{\text{рел}} \cdot t_{\text{реак}}}{t_{\text{исп}}^2}. \quad (8)$$

Чем больше $\omega^2 \kappa$, тем меньше ψ .

Для иллюстрации описанных режимов на рис. 1 приведен характер изменения температуры Θ и толщины пленки Z во времени вблизи предела воспламенения, найденных численным интегрированием системы (4) — (6). Под пределом воспламенения процесс нагрева образца всегда заканчивается установлением стационарного состояния системы. Однако для случая, когда кинетическое равновесие устанавливается медленно (рис. 1, а), на начальных стадиях возникают заметные максимумы разогрева, увеличивающиеся по мере приближения к пределу воспламенения (рост параметра κ). Появление максимумов температуры связано с изменением скорости тепловыделения во времени из-за различия в скоро-

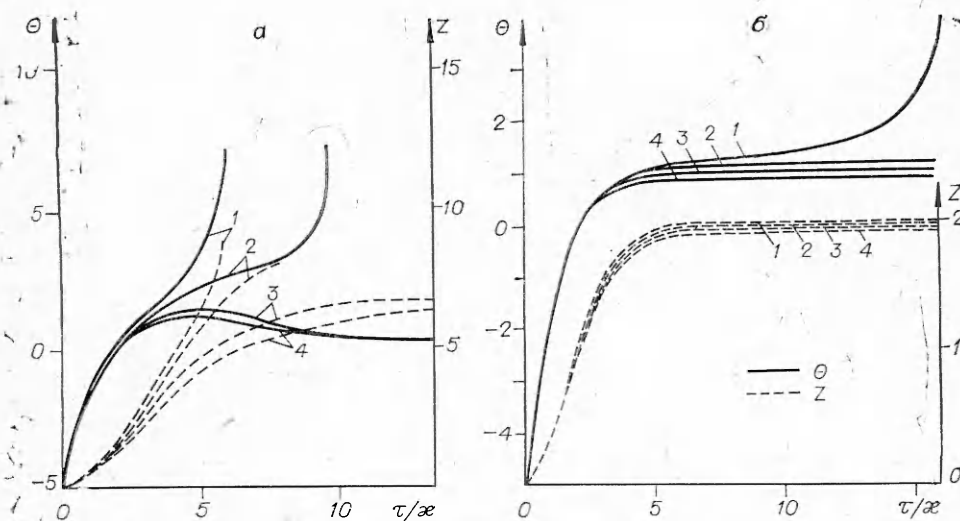


Рис. 1. Характер изменения Θ и Z во времени вблизи предела воспламенения. κ равно: а) 1 — 2,2 при $\omega = 0,1$, $\sigma = 0,1$, $h = 1$, $\Theta_H = -5$, $Z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0,05$; 2 — 2,1, 3 — 1,8, 4 — 1,6; б) 1 — 1,6 при $\omega = 0,5$, $\sigma = 0,5$, $h = 1$, $\Theta_H = -5$, $Z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0,05$, 2 — 1,5687, 3 — 1,5, 4 — 1,4.

стях образования пленки и ее испарения. Видно, что условия срыва теплового равновесия определяются динамикой разогрева в неизотермических условиях и не связаны с величиной разогрева в стационарном режиме.

При быстром установлении кинетического равновесия (рис. 1, б) условия срыва определяются величиной максимально возможного стационарного разогрева системы. Отметим, что в процессе срыва теплового равновесия характер изменения толщины пленки $Z(\tau)$ определяется величиной параметра h , характеризующего температурную зависимость констант роста пленки и испарения. При $h > 1$ ($L\mu > E$) толщина пленки уменьшается, при $h = 1$ ($L\mu = E$) — остается неизменной, при $h < 1$ ($L\mu < E$) — увеличивается.

Для критических условий воспламенения в предельном режиме $\kappa\omega^2 \rightarrow \infty$ ($\omega \rightarrow \infty$) из (4) — (6) методом Семенова [8] нетрудно получить ($\beta\Theta \ll 1$)

$$\kappa_{кр} = \kappa_{кр}^* = \frac{1}{eh\omega(1-\sigma)}, \quad \Theta_{кр} = \frac{1}{h}, \quad Z_{кр} = \frac{1}{e\omega} e^{1/h}. \quad (9)$$

При $\omega \rightarrow 0$ (пренебрежимо мало испарение) задача (4) — (6) сводится к рассмотренной в [10], откуда следует

$$\kappa_{кр} = 2,34. \quad (10)$$

Для произвольных значений определяющих параметров величина предела воспламенения находилась численным интегрированием исходной системы уравнений. На рис. 2 приведены величины параметра $\kappa_{кр}$ в зависимости от комплекса $h\omega(1-\sigma)$, вытекающего из соотношения (9). Анализируя эти результаты, можно отметить следующее.

1) Наличие испарения пленки затрудняет воспламенение лишь в окрестности точки $\omega = 0$. Как правило, испарение снижает величину предела вследствие увеличения скорости образования пленки (уменьшение ее толщины).

2) Предельные режимы $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ разделены переходной областью, ширина которой зависит от параметров процесса.

Последнее может быть проиллюстрировано характером зависимости $\frac{\kappa_{кр}}{\kappa_{кр}^*}(\omega)$ при различных значениях h и σ (рис. 3): при $h > 0,7$ она стано-

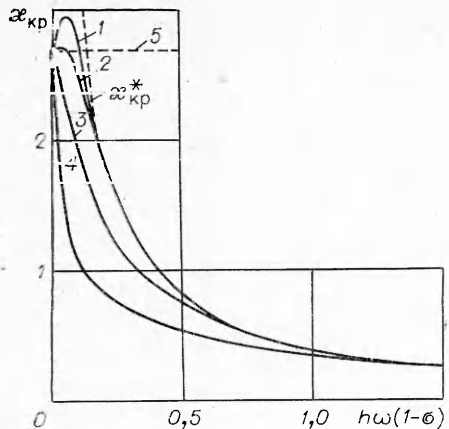


Рис. 2. Зависимость $\kappa_{кр}$ от $h\omega(1-\sigma)$ при значениях параметров: $\beta=0,05$, $\Theta_n=-5$, $Z_0=5 \cdot 10^{-3}$, $\sigma=0,5$.
1-4 — расчет на ЭВМ при $\omega = \text{var}$ и $h=1$; 0,5; 4 и 8 соответственно; 5 — значение $\kappa_{кр}$ при $\omega=0$.

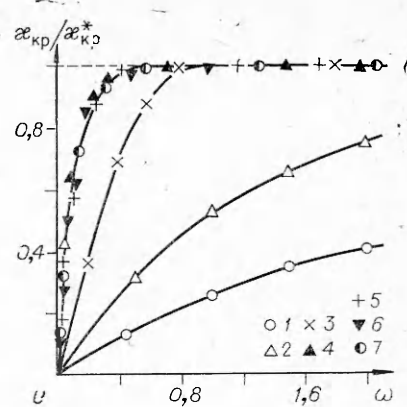


Рис. 3. Зависимость $\kappa_{кр}/\kappa_{кр}^*$ (ω) при $\beta=0,05$, $\Theta_n=-5$, $Z_0=5 \cdot 10^{-3}$.
1 — $h=0,1$, $\sigma=0,5$; 2 — $h=0,2$, $\sigma=0,5$;
3 — $h=0,5$, $\sigma=0,5$; 4 — $h=1$, $\sigma=0,5$;
5 — $h=1$, $\sigma=0,1$; 6 — $h=1$, $\sigma=0$;
7 — $h=5$, $\sigma=0,7$.

вится однозначной. Обработкой результатов численного счета получены следующие интерполяционные формулы:

$$\kappa_{кр} = \kappa_{кр}^* [1 - \exp(-8,74\omega)], \quad h > 0,7, \quad (11)$$

$$\kappa_{кр} = \kappa_{кр}^* \left[1 - \exp\left(-\frac{7,87h^{0,655}}{\kappa_{кр}^*}\right) \right], \quad h < 0,7. \quad (12)$$

Точность формул видна из таблицы. При $h\omega(1-\sigma) > 0,15$ ошибка не превышает 10%.

Представляет интерес проанализировать связь между размерными величинами в критических условиях и возможность смены режима воспламенения. Для предельных случаев $\omega \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow 0$ и (9), (10) следует

$$\frac{\exp\left(-\frac{L\mu}{RT_{0кр}}\right)}{T_{0кр}^2} = \frac{\lambda_r R}{eL\mu(Q-L)D\rho_r} \frac{Nu}{Nu_D} e^{-\frac{L\mu}{RT_K}}; \quad (13)$$

$$\frac{\exp\left(-\frac{E}{RT_{0кр}}\right)}{T_{0кр}^4} = 2,34 \frac{c_p \rho_m \lambda_r Nu R^2}{2(\bar{n}+1)E^2 Q^2 \rho_{ок}^2 h_0}. \quad (14)$$

При наличии кинетического равновесия критическая температура $T_{0кр}$ определяется только параметрами испарения и не зависит (при условии $Nu = Nu_D$) от геометрической формы образца и его размеров.¹ Для другого предельного случая величина $T_{0кр}$ определяется константами роста пленки, а влияние геометрической формы тела и его размеров² отражается через параметр \bar{n} и критерий Nu . В переходной области критическая температура определяется как константами роста пленок, так и константами испарения.

¹ Последнее справедливо лишь для диффузионного режима испарения пленки, для которого $u_m \sim d^{-1}$. Для кинетического режима испарения в (13) войдет величина размера образца.

² Влияние размеров тела на величину критерия Nu в общем случае связано с изменением условий внешнего теплообмена. Однако может реализоваться ситуация (например, мелкие сферические частицы в газе), когда подобная зависимость отсутствует.

Расчет предела воспламенения при $\Theta_n = -5$, $Z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 5 \cdot 10^{-2}$

ω	h	σ	$h\omega(1-\sigma)$	$\kappa_{кр}^*$	$\kappa_{кр}$		$\varepsilon, \%$
					ЭВМ	Формулы (11), (12)	
0	1,0	0,3	0		2,71	—	—
4	1,0	0,5	2,0	0,493	0,495	0,493	1,0
0,5	1,0	0,5	0,25	1,55	1,57	1,52	3,0
0,3	1,0	0,5	0,15	2,58	2,33	2,37	2,0
0,05	4,0	0,5	0,1	3,86	1,69	1,53	9,0
0,029	5,0	0,3	0,1	3,86	1,18	1,31	11,0
0,031	13,0	0,5	0,2	1,93	0,553	0,565	2,0
0,5	0,6	0,5	0,15	2,58	2,29	2,11	7,0
1,0	1,0	0,9	0,1	0,386	0,37	0,386	4,0
0,75!	0,4	0,5	0,15	2,58	2,08	2,07	1,0
5,0	0,1	0,5	0,25	1,55	0,93	1,04	10,0

Для конкретной системы ($h = \text{const}$, $\sigma = \text{const}$) переход от одного предельного режима к другому связан с величиной параметра ω , который можно изменять в широких пределах за счет величины скорости испарения $u_m(T_0)$. Последнее наиболее эффективно достигается варьированием давления, изменяющим температуру кипения окиси.

Возможность реализации кинетического равновесия в неизотермических условиях ($\psi \ll 1$) позволяет также произвести аналитический расчет периодов индукции воспламенения с учетом стадии прогрева ($T_n < T_0$). Условием $dZ/d\tau = 0$ система (4) — (6) формально сводится к ранее рассмотренному случаю в нестационарной теории теплового взрыва [9], откуда в безразмерных переменных настоящей работы следует ($\beta = 0$)

$$\frac{\tau_{инд}}{\kappa} = \ln \frac{h\Theta_n}{\ln \Delta} + \frac{2 + \ln \ln \Delta}{\ln \Delta}, \quad \Delta \geq e; \quad (15)$$

$$\frac{\tau_{инд}}{\kappa} = \ln(-h\Theta_n) + \frac{e \ln \ln \Delta}{\Delta - e} + \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln \Delta}} + \frac{e + (\ln \Delta - 2) \Delta}{(e - \Delta) \ln \Delta}, \quad 1 \leq \Delta \leq e. \quad (16)$$

Здесь $\Delta = \kappa/\kappa_{кр}^*$ — степень удаления от предела воспламенения. Сопоставление результатов по формулам (15), (16) и численного решения на ЭВМ показывает их хорошее соответствие для предельного случая $\omega \gg 1$.

Приведенные выше результаты могут быть использованы для расчета характеристик воспламенения металлов, обладающих летучими пленками продуктов. Однако применительно к бору в настоящее время это сделать затруднительно из-за отсутствия надежных данных по кинетике образования жидкого окисла и его испарения. Тем не менее вследствие большой теплоты испарения B_2O_3 ($L\mu = 84$ ккал/моль) и слабой температурной зависимости коэффициентов переноса через жидкий окисел ($E < 20$ ккал/моль) можно ожидать, что величина $h \approx 4$. Поэтому весьма вероятна возможность реализации равновесного режима воспламенения частиц бора при невысоких давлениях окислителя.

Авторы признательны А. Г. Мержанову за обсуждение работы и В. П. Филипенко — за проведение расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию
24/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. M. K. King. Comb. Scie. and Techn., 1972, 5, 4, 155.
2. G. Mohan, F. Williams. AIAA J., 1972, 10, 6, 776.
3. R. A. Meese, J. G. Skifstad. AIAA J., 1974, 12, 1, 71.
4. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук и др. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.

5. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 38.
6. Е. А. Золотарь, Е. С. Озеров. ФГВ, 1973, 9, 4, 515.
7. К. Талли. Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. М., ИЛ, 1963.
8. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. Л., Госхимтехиздат, 1934; Усп. физ. наук, 1940, 23, 3, 251.
9. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1967, 3, 371.
10. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА ГОРЕНИЯ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ЗЕРНИСТОМ СЛОЕ КАТАЛИЗАТОРА

О. В. Киселев, Ю. Ш. Матрос
(Новосибирск)

Развитие нестационарной технологии ведения процессов в гетерогенных каталитических реакторах [1, 2] приводит к необходимости исследования их динамических характеристик вдали от положения равновесия. Анализ одной из таких характеристик — скорости распространения стационарного фронта реакции — посвящена данная работа. В отличие от [3], где этот вопрос изучался численными методами, здесь приводятся некоторые аналитические результаты.

Если внутри зерна катализатора имеют место незначительные градиенты температур [4] и процессы на поверхности катализатора квазистационарны, то при протекании одной реакции математическое описание процессов в неподвижном слое можно представить системой дифференциальных уравнений [5]

$$\begin{aligned} \gamma \cdot \partial \Theta / \partial t &= \lambda \cdot \partial^2 \Theta / \partial \xi^2 - \alpha (\Theta - T) + \Delta T_{ад} \cdot W(\Theta, y), \\ \varepsilon \cdot \partial T / \partial t &= - \partial T / \partial \xi + \alpha (\Theta - T), \\ \varepsilon \cdot \partial x / \partial t &= - \partial x / \partial \xi + \beta (y - x), \\ \varepsilon_1 \cdot \partial y / \partial t &= - \beta (y - x) + W(\Theta, y) \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \xi = 0: \lambda \cdot \partial \Theta / \partial \xi &= \alpha (\Theta - T_{вх}) \quad T = T_{вх}, \quad x = 0, \\ \xi = \xi_r: \partial \Theta / \partial \xi &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$\gamma = c_{сл} / c_p$; $\alpha = \alpha_0 S_{уд} / c_p$; $\beta = \beta_0 \cdot S_{уд}$; $\lambda = \lambda_{ск} / c_p v^2$; $\varepsilon_1 = (\varepsilon_3 + \nu)(1 - \varepsilon)$; $\xi = l / v$; $\xi_L = L / v$; ε , ε_3 — пористость слоя и зерна соответственно; ν — отношение массемкости поверхности к объему зерна катализатора; l , L — координата длины и общая длина слоя катализатора; v — скорость фильтрации; t — время; $c_{сл}$, c_p — удельная теплоемкость слоя катализатора и реакционной смеси; $S_{уд}$ — наружная поверхность зерен катализатора в единице объема слоя; $\lambda_{ск}$ — коэффициент эффективной продольной теплопроводности скелета слоя [5]; α_0 , β_0 — коэффициент тепло- и массообмена от наружной поверхности зерна катализатора к потоку; T , Θ — температура реакционной смеси и скелета слоя; $\Delta T_{ад}$ — адиабатический разогрев реакционной смеси при полной степени превращения; x , y — степень превращения вещества в потоке и на зерне катализатора; $W(\Theta, y)$ — скорость химической реакции.

Стационарное распространение фронта реакции, протекающего согласно математическому описанию (1), (2), является асимптотической характеристикой динамического процесса, поэтому, строго говоря, она имеет смысл лишь для реактора бесконечной длины ($L = \infty$) при больших значениях времени и координаты. Тогда стационарный фронт реак-