

6. Цап В.Н., Шароварников А.Ф., Корольченко А.Я. и др. Влияние структуры пен на горючесть газа-наполнителя // Коллоидный журнал. — 1982. — № 2. — С. 384.
7. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. — М.: Изд-во АН СССР, 1958.
8. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
9. Зайцев С.А., Кузнецов В.Р., Кунцев Г.М. Влияние прогрева и испарения жидкого топлива на горение в модельной камере сгорания // ФГВ. — 1991. — 27, № 6. — С. 45.

630090, г. Новосибирск,
ИХКиГ СО РАН

Поступила в редакцию
9/VII 1993,
после доработки — 17/III 1994

УДК 536.46

Г.В. Жижин, И.Я. Порицкая

САМОРЕГУЛИРУЕМЫЕ ВОЛНЫ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ n -ГО ПОРЯДКА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Проведена оценка точности определения скорости волны экзотермической химической реакции порядка $1 \leq n \leq 3$ в конденсированной фазе для метода полубесконечной зоны реакции и некоторых других аналитических методов. Уточнены границы существования стационарных невырожденных и устойчивых волновых режимов в плоскости параметров активации. Для $n \geq 2$ решена задача о существовании и единственности стационарной волны реакции. С применением аналитического метода полубесконечной зоны и численного решения системы нестационарных уравнений для концентрации и температуры ($1 \leq n \leq 3$) исследована зависимость характерной ширины волны реакции от скорости ее распространения при изменении начальной концентрации расходуемого реагента.

Как правило, исследования волн экзотермических химических реакций в конденсированных средах (см., например, [1—9]) посвящены различным оценкам скорости распространения волн. Значительно меньшее внимание уделяется анализу зависимости протяженности волны от различных параметров. Для практических же целей, например, при проектировании химических реакторов, использующих стоячие волны реакции, протяженность волны, в той же степени, что и скорость, есть важная характеристика процесса. В [10] разработан аналитический метод полубесконечной зоны реакции, впервые по существу предложенный в [11], и показано, что учет протяженности зоны реакции значительно влияет на протяженность волны. Обнаружено, что благодаря этому влиянию, протяженность волны химической реакции первого порядка может как уменьшаться, так и увеличиваться при росте скорости волны. Развитие метода полубесконечной зоны для анализа волн химических реакций в дисперсных и пористых средах позволило получить качественно новые результаты в вопросах определения условий существования волны и их закономерностей [12, 13].

В данной работе аналитически и с помощью решения нестационарных уравнений исследуются саморегулируемые волны экзотермических химических реакций в конденсированных средах со скоростью реакции $\sim c^n$ (здесь c — массовая доля реагента, n — порядок реакции). Решена задача о существовании и единственности волнового решения ($n \geq 2$), так как предыдущие работы на эту тему отличались по постановке. Так, в [2] рассматривалась задача о экзотермической реакции в полупространстве (т.е. волна не саморегулируемая). В [4] исследовалась волна реакции n -го порядка с автоускорением. В [7] при доказательстве существования и единственности использовался ряд допущений, главное из которых — достижение в конце волны массовой доли расходуемого реагента, отличной от нуля, что невозможно при рассматриваемой кинетике.

© Г.В. Жижин, И.Я. Порицкая, 1994.

1. При рассмотрении процесса распространения экзотермической химической реакции в конденсированной фазе, как обычно, пренебрегаем переносом реагента за счет диффузии. В уравнении для температуры учитываем перенос тепла теплопроводностью и тепловыделение за счет химической реакции. Тогда система уравнений, описывающих в одномерной постановке изменение концентрации и температуры, имеет вид

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \rho Q W, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -W, \quad W = k_0 c^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где c_p — удельная теплоемкость; ρ — плотность; λ — коэффициент теплопроводности; R — универсальная газовая постоянная; Q — тепловой эффект реакции; x — пространственная координата; t — время; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; T — температура. Решения данной системы при соответствующем выборе параметров и граничных условий включают в себя нестационарные и (в определенном приближении) стационарные волновые решения. В случае существования стационарного волнового решения от системы (1) можно перейти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих изменение концентрации и температуры в волне химической реакции:

$$c_p \rho u \frac{dT}{dz} = \frac{d}{dz} \lambda \frac{dT}{dz} + \rho Q W, \quad (2)$$

$$u \frac{dc}{dz} = -W, \quad (3)$$

где $z = ut - x$; u — скорость волны реакции. Граничные условия, соответствующие (2), (3), имеют следующий вид:

$$z = -\infty, \quad T = T_0, \quad \frac{dT}{dz} = 0, \quad c = c_0;$$

$$z = +\infty, \quad T = T_+, \quad \frac{dT}{dz} = 0, \quad c = 0,$$

где T_0 — начальное значение температуры; T_+ — адиабатическая температура горения.

Уравнение (2) один раз (с учетом (3)) интегрируется. Используя условие на $-\infty$, получим

$$\frac{dT}{dz} = \xi_1 (T - T_+) + Q \xi_1 c / c_p, \quad (4)$$

где $\xi_1 = \rho u c_p / \lambda$.

Решение, описывающее режим стационарного распространения фронта химической реакции, можно получить и непосредственно из (1). Известно [14, 15], что если режим стационарного распространения волны химической реакции существует, то параметры этого режима, полученные из (1), не зависят от способа инициирования волны. При поиске волновых решений системы (1) будем использовать следующие начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad T = T_0, \quad c = c_0;$$

$$x = 0, \quad T = T_+; \quad (5)$$

$$x = -\infty, \quad \partial T / \partial x = 0, \quad c = c_0.$$

2. Рассмотрим фазовую плоскость уравнений (3), (4). Она имеет нулевые изоклины $c = 0$, где $dc/dz = 0$ и $T = T_+ + Qc/c_p = 0$, где $dT/dz = 0$.

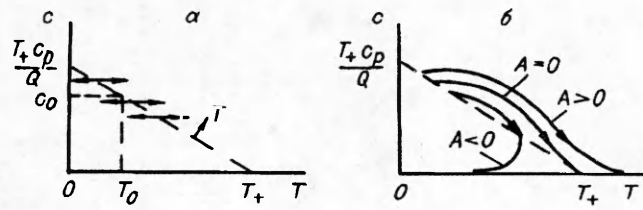


Рис. 1. Фазовая плоскость стационарного распространения волны реакции.

В окрестности точек нулевой изоклины $dT/dz = 0$ в области малых температур T_0 траектории расположены практически горизонтально, так как значение $\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ мало. Причем справа (см. рис. 1, а) от этой нулевой изоклины температура растет, а слева падает, т.е. перейти через нулевую изоклину $dT/dz = 0$, двигаясь в направлении, противоположном z , невозможно. Исходя из нулевой изоклины $dT/dz = 0$, траектории притягиваются к особой точке $T = T_+$, $c = 0$.

Исследуем поведение траекторий в окрестности этой точки. Для этого вместо температуры T введем переменную $Y = T - T_+ + \frac{Q}{c_p} c$. Тогда из уравнений (3), (4) имеем

$$\frac{dY}{dc} = c^{-n} \left(\frac{Q}{c_p} c^n - \xi_1 \frac{u}{k_0} Y \exp \frac{E/R}{Y + T_+ - Qc/c_p} \right). \quad (6)$$

Уравнение (6) сводится к квадратуре

$$Y = e^{ac} \left(\frac{Q}{c_p} \int e^{-ac^{1-n}} dc + A \right), \quad (7)$$

где $a = \frac{\xi_1 u}{k_0(n-1)} \exp\left(\frac{E}{RT_+}\right)$; A — постоянная интегрирования.

Интеграл в (7) выражается через интегральный логарифм так, что

$$Y(c) = \frac{Q}{c_p} (c + ae^{a/c} \text{Ei}(-a/c)) + Ae^{a/c} \quad \text{при } n = 2,$$

$$Y(c) = Ae^{ac^{1-n}} - \frac{Q}{c_p(n-1)} e^{\frac{a}{c^{n-1}}} \text{Ei}(-ac^{1-n}) \quad \text{при } n > 2.$$

В окрестности особой точки c^{1-n} — большая величина при $n \geq 2$. Используя разложение интегрального логарифма при больших значениях аргумента, получим:

$$\text{при } n = 2 \quad T = T_+ - Qc/c_p + Ae^{a/c}, \quad (8)$$

$$\text{при } n > 2 \quad T = T_+ - Qc/c_p + Ae^{ac^{1-n}} - \frac{Q}{c_p a} \frac{c^{n-1}}{n-1}. \quad (9)$$

Из (8), (9) следует, что только при $A = 0$ решения проходят через особую точку, т.е. особая точка $T = T_+$, $c = c_0$ при $n \geq 2$, как и при $n = 1$, имеет тип седла, а значение $A = 0$ отвечает сепаратрисе седла (см. рис. 1, б).

Рассмотрим как ведет себя сепаратриса седла при изменении собственного числа u . Из (5) следует, что чем больше скорость u , тем быстрее изменяется температура вдоль z . Из (3) следует, что чем больше u , тем медленнее изменяется массовая доля реагента. Таким образом, среди мно-

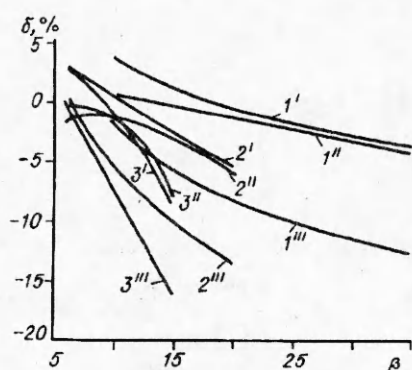


Рис. 2. Отклонение аналитических значений скорости волны реакции от ее численных значений. $1' - 1''' - \gamma = 0,15$; $2' - 2''' - \gamma = 0,175$; $3' - 3''' - \gamma = 0,2$. $1' - 3'$ — метод полубесконечной зоны реакции; $1'' - 3''$ — метод сращиваемых асимптотических разложений; $1''' - 3'''$ — метод узкой зоны реакции.

жества сепаратрис, отвечающих различным u , чем больше скорость, тем ближе лежит сепаратриса к нулевой изоклине и имеет по своей протяженности все меньшие и меньшие значения s . Очевидно, что при этом существует единственное значение параметра u , при котором сепаратриса проходит через начальную точку $T = T_0$, $c = c_0$. Приведенное рассуждение представляет собой доказательство существования и единственности волнового решения системы (3), (4) для экзотермической реакции порядка $n \geq 2$ в конденсированной фазе.

3. Численное решение нестационарной задачи (1) с условиями (6) проводилось до установления стационарного режима распространения волны химического превращения. Чисто неявная разностная схема была построена методом конечного контрольного объема. При вычислении нелинейного источника слагаемого организовывался итерационный цикл по температуре, применялась неравномерная пространственная сетка, адаптирующаяся к решению.

На рис. 2 сопоставлены результаты расчета скорости стационарной волны по уравнениям (1), (5) с результатами расчета по методу полубесконечной зоны реакции при $n = 1$ по уравнениям [10]¹

$$1 - \exp(\beta\varphi - \beta) = \gamma^{-1} \exp\left(\beta \frac{\varphi - 1}{\varphi}\right),$$

$$u^2 = M^2 \frac{\exp(-\beta/\varphi)}{1 + (\varphi - 1)\gamma\beta},$$

где $\varphi = \frac{T_{fb}}{T_+}$, $M = \left(\frac{\lambda k_0}{\rho c_p}\right)^{1/2}$; $\beta = \frac{E}{RT_+}$; $\gamma = \frac{RT_+^2}{E} \frac{c_p}{Qc_0}$; T_{fb} — температура фронта волны.

Здесь же приведены сравнения результатов вычисления скорости волны по методу узкой зоны реакции ($u_0 = Me^{\beta/2} \gamma^{1/2}$, [1]) и по методу сращиваемых асимптотических разложений ($u_1 = u_0(1 + \frac{\gamma\pi^2}{12} - \beta^{-1})$ [3]). Отложенная по оси ординат величина δ определялась следующим образом:

¹Отметим, что для замыкания задачи в методе полубесконечной зоны реакции между зоной теплопроводности и зоной реакции вводится буферная зона с линейным изменением температуры и массовой доли вдоль продольной координаты, толщина которой после разрешения алгебраической системы уравнений устремляется к нулю. По существу это означает использование условия обращения в нуль второй производной от температуры по продольной координате на границе зон теплопроводности и реакции в уравнении (2) при использовании в этом уравнении величины $\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$, не осредненной по зоне реакции. Можно показать, что использование этого условия в системе уравнений приводит точно к такому же решению, как и с помощью введения буферной зоны.

Рис. 3. Область существования устойчивой невырожденной квазистационарной волны реакции.

$\delta = \frac{u_a - u_c}{u_c} 100$, где u_a — скорость волны, определенная по соответствующему аналитическому методу; u_c — скорость волны, определенная из численного решения нестационарных уравнений.

Из рис. 2 видно, что метод полубесконечной зоны реакции дает в среднем наиболее близкие значения скорости волны к значениям скорости, полученным численным решением нестационарных уравнений, по сравнению с другими аналитическими методами. Расчеты скорости по методам сращиваемых асимптотических разложений и полубесконечной зоны реакции незначительно отличаются друг от друга и чем больше γ , тем совпадение этих методов сильнее, хотя растет отклонение от численного счета при увеличении β . Метод узкой зоны реакции для $\beta > 10$ во всем диапазоне γ дает примерно на 7,5 % более низкие значения скорости волны по сравнению с методом полубесконечной зоны реакции и сращиваемых асимптотических разложений и наибольшее отклонение от численного счета (~16 %), занижая значения скорости.

Значения параметров γ и β , для которых приведены результаты расчета скорости на рис. 2, принадлежат области существования устойчивого квазистационарного волнового решения системы (1) (область I, рис. 3). Границами области I служат кривые 1, 2, 3. Кривая 1 соответствует границе перехода к вырожденным режимам. Для реакций в газовой фазе в случае подобия полей концентрации и температуры в [16] приведено:

$$\gamma - \beta^{-1} = \Gamma, \quad (10)$$

где $\Gamma = 0,1 \div 0,3$.

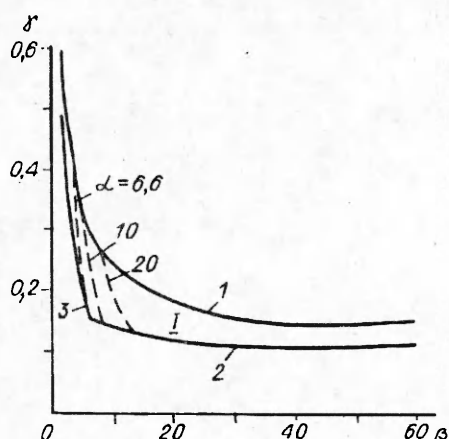
В данной работе для реакций в конденсированной фазе ($n \leq 3$) было получено, что условие (10) можно использовать, приняв $\Gamma \approx 0,13$. Другая граница $9,1\gamma - 2,5/\beta = 1$ (линия 2) соответствует переходу к автоколебательным режимам ($3 \geq n \geq 1$), полученному в [14] для $n = 1$. Кривая 3, $\gamma\beta - 1 = 0$, появляющаяся при малых β , ограничивает физическую область, соответствующую положительным значениям начальной абсолютной температуры.

4. Анализ зависимости характерной ширины волны реакции от скорости фронта производился при фиксированных значениях $\alpha = QR(Ec_p)^{-1}$ и β и переменной начальной концентрации исходного реагента. На рис. 3 штриховыми линиями нанесены кривые, соответствующие $c_0 = 1$ при фиксированных α, β . Видно, что наибольшему изменению c_0 при фиксированных α, β и выполнении условий существования стационарной скорости распространения фронта, соответствуют значения $\alpha \leq 6,6$.

Расчеты были выполнены для диапазона параметров $\alpha = 5,25 \div 33,75$, $\beta = 5 \div 15$. Характерная ширина волны $\bar{l} = l/L$ определялась по формуле

$$l = \frac{T_+ - T_0}{\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=x_\Phi}}, \quad L = \left(\frac{\lambda}{\rho c_p k_0} \right)^{1/2},$$

где координата x_Φ соответствует точке перегиба на профиле температуры. При выполнении расчетов методом полубесконечной зоны реакции размер-



ная ширина волны определялась по соотношению

$$l = \frac{T_+ - T_0}{T_\phi - T_0} \frac{\lambda}{\rho u c_p},$$

а T_ϕ и скорость u — по уравнениям [10]

$$1 - \varphi = \frac{1}{\beta \gamma} \int_0^{\infty} \frac{l^{-t} dt}{[(n-1)l^{\beta/\varphi}(1 + \varphi\gamma\beta - \gamma\beta)ft + 1]^{\frac{1}{n-1}}}, \quad (11)$$

$$f = \frac{l^{-\beta}}{\beta} \frac{1 - l^{\beta\varphi - \beta}}{1 - \varphi},$$

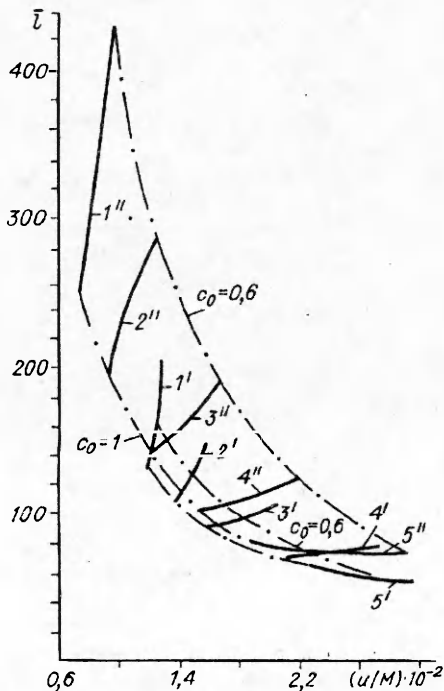
$$u^2 = M^2 \frac{c_0^{n-1} l^{-\beta/\varphi}}{1 + (\varphi - 1)\gamma\beta}. \quad (12)$$

На рис. 4 представлены зависимости характерной ширины волны реакции от скорости фронта для $\alpha = 6,1$, $\beta = 6$, полученные методом полубесконечной зоны реакции (кривые 1' ÷ 5' и численным решением системы (1), (5) (кривые 1'' ÷ 5''). Штрихпунктирные линии на рисунке соединяют точки с одинаковой концентрацией ($c_0 = 1$ и $c_0 = 0,6$) и ограничивают область существования устойчивой стационарной волны. Для небольших значений порядка реакции ($n = 1; 1,5$) зависимости, полученные методом полубесконечной зоны реакции, имеют две ветви, соответствующие уменьшению ширины волны при $c_0 \approx 1$ и увеличению при малых начальных концентрациях, при этом в области существования стационарного фронта решения находятся только ниспадающие ветви решения. Для численного решения характерно наличие обеих ветвей с преобладанием ниспадающего участка ($n = 1$, кривая 5'') и слабое возрастание ширины волны во всей области существования при $n = 1,5$ (кривая 4''). Аналитическое и численное решения при порядках реакции, близких к единице, в целом дают медленное изменение характерной ширины волны (кривые почти горизонтальны) и значительное увеличение скорости волны с уменьшением начальной концентрации реагента. С ростом n характер поведения решения, полученного методом полубесконечной зоны, изменяется. Для $n = 2; 2,5; 3$ характерно наличие только возрастающей ветви решения, что соответствует и результатам численного расчета. Аналитическим и численным зависимостям присущи следующие закономерности, проявляющиеся при увеличении порядка реакции:

значение скорости волны, соответствующее заданной c_0 , уменьшается и кривые сдвигаются влево;

при уменьшении c_0 рост скорости волны замедляется и кривые сжимаются по оси абсцисс;

значение характерной ширины волны, соответствующее заданному значению c_0 , увеличивается и кривые смещаются вверх;



значению скорости волны, соответствующее заданной c_0 , уменьшается и кривые сдвигаются влево;

при уменьшении c_0 рост скорости волны замедляется и кривые сжимаются по оси абсцисс;

значение характерной ширины волны, соответствующее заданному значению c_0 , увеличивается и кривые смещаются вверх;

Рис. 4. Зависимость характерной ширины волны реакции от ее скорости.
 n : 1', 1'' - 3, 2', 2'' - 2,5, 3', 3'' - 2, 4', 4'' - 1,5, 5', 5'' - 1. 1' - 5' - метод полубесконечной зоны реакции, 1'' - 5'' - численный расчет.

скорость возрастания ширины волны с уменьшением c_0 увеличивается и угол наклона зависимостей ширины волны от скорости к оси абсцисс растет.

Результаты, приведенные на рис. 4, получены для случая, когда метод полубесконечной зоны реакции дает завышенные значения скорости для реакции

первого порядка. В случае, когда метод полубесконечной зоны дает заниженные значения скорости для реакции первого порядка (например, $\alpha = 27,5$, $\beta = 12,5$), получено, что качественный характер зависимости ширины волны от скорости фронта не изменяется.

Для значений $c_0 = 1$, $n > 1$ приведено сравнение результатов расчета скорости волны, полученных методом полубесконечной зоны по (11), (12) и методом широкой зоны [7] по формуле

$$u^2 = \zeta(T_*, \eta_*) \frac{Q}{c_p} \left(\frac{\partial \ln \zeta}{\partial T} \right)_{T_*, \eta_*}$$

где
$$\zeta = \frac{\lambda k_c}{\rho c_p} (1 - \eta)^n \exp \left(- \frac{E}{RT} \right), \eta = 1 - c/c_0,$$

значения $T_* = T_0 - \eta_* Q/c_p$ и η_* , определяемое из уравнения $(\zeta_p)_{T_*, \eta_*} = -(\zeta'_n)_{T_*, \eta_*} c_p/Q$, соответствуют максимуму функции тепловыделения при адиабатическом протекании реакции.

В таблице приведены значения δ_1 и δ_2 по результатам расчетов указанными методами (величина отклонения δ_1 соответствует расчету методом полубесконечной зоны реакции, δ_2 — методом широкой зоны реакции). Видно, что оба метода дают завышенное значение скорости волны, причем метод широкой зоны имеет большие погрешности в области порядков реакции, близких к 1, а метод полубесконечной зоны — в области порядков реакции, близких к 3.

ЛИТЕРАТУРА

- Новожилов Б.В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. — 141, № 1. — С. 151.
- Новиков С.С., Рязанцев Ю.С. К теории горения конденсированных систем // Докл. АН СССР. — 1964. — 157, № 6. — С. 1448.
- Новиков С.С., Рязанцев Ю.С. К теории стационарной скорости распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной среде // ПМТФ. — 1965. — № 3. — С. 43.
- Ваганов Д.А., Худяев С.И. Об одной стационарной задаче теории горения // ФГВ. — 1969. — 5, № 2. — С. 167.
- Берман В.С., Рязанцев Ю.С. Применение метода сращиваемых асимптотических разложений к расчету стационарного теплового распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной среде // ПМТФ. — 1972. — № 5. — С. 106.
- Алдушин А.П., Мартемьянова Т.М., Мержанов А.Г. и др. Распространение фронта экзотермической реакции в конденсированных смесях при взаимодействии компонент через слой тугоплавкого продукта // ФГВ. — 1972. — 8, № 2. — С. 202.
- Алдушин А.П. К вопросу о стационарном распространении фронта экзотермической реакции в конденсированной среде // ФГВ. — 1974. — 10, № 3. — С. 96.
- Новожилов Б.В. Теория нестационарного горения конденсированных систем с учетом времени запаздывания // Хим. физика. — 1988. — 7, № 5. — С. 674.
- Вольперт В.А., Вольперт Вл. А., Давтян Д.С. Применение минимаксного метода в задачах горения // ФГВ. — 1990. — 26, № 4. — С. 3.
- Жижин Г.В. Макрокинетика в реакторах фронтальной полимеризации. — С.-Петербург: Политехника, 1992.
- Жижин Г.В. Структура волн фронтальной полимеризации // Докл. АН СССР. — 1982. — 263, № 6. — С. 1399.
- Жижин Г.В. Автоволновые процессы распространения химических реакций в дисперсных средах // ПМТФ. — 1988. — № 6. — С. 35.

n	δ_1	δ_2
1,1	6,6	53,6
1,5	14,8	33,6
2,0	28,0	19,5
2,5	43,8	10,6
3,0	61,4	4,5

$$\alpha = 6,1; \beta = 6.$$

13. Жижин Г.В., Ларина Т.И. Стоячие волны химических реакций в пористых инертных средах // ФГВ. — 1994. — 30, № 4. — С. 11—20.
14. Шкадинский К.В., Хайкин Б.И., Мержанов А.Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // ФГВ. — 1971. — 7, № 1. — С. 19.
15. Канель Я.И. О стабилизации решения уравнений теории горения при финитных начальных функциях // Мат. сб. — 1964. — 65, № 3. — С. 398.
16. Алдушин А.П., Луговой В.Д., Мержанов А.Г., Хайкин Б.И. Условия вырождения стационарной волны горения // Докл. АН СССР. — 1978. — 243, № 6. — С. 1434.

193167, г. С.-Петербург,
АО "ЛЕННИИХИММАШ"

Поступила в редакцию
22/11 1994

УДК 536.46

Б.Г. Ефимов, П.Н. Кузьяев

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ В ПОТОКЕ $N_2 + O_2$

Экспериментально исследовано влияние скорости потока $N_2 + O_2$ и концентрации кислорода на скорость и характер горения образцов из титановых сплавов и Ст. 20. Получены зависимости предельной скорости потока, при которой еще существует самоподдерживающееся горение, от концентрации O_2 .

Горению компактных образцов металлов в покоящейся кислородной среде посвящена обширная литература [см. 1]. В то же время горение металлов в потоке кислорода или обогащенного кислородом воздуха исследовано недостаточно. В [2] скорость потока $N_2 + O_2$ $v = 0 \div 10$ м/с.

В настоящей работе изучены некоторые особенности горения конструкционных сплавов на основе Ti и Ст. 20 в диапазоне скоростей потока $N_2 + O_2$ от минимальной скорости $v_{пр}$ существования самоподдерживающегося горения до $v = 50$ м/с.

Эксперименты проводили с пластинами длиной 60, шириной 5 и толщиной 0,8—1,0 мм. Образцы располагали горизонтально, направления потока газа и распространения горения совпадали. Горение образцов, аналогично [3, 4], инициировали нагревом передней области образца до температуры плавления пучком непрерывного лазерного излучения. Смесь $N_2 + O_2$ с заданной концентрацией готовили заранее в баллонах и через редуктор и электромагнитный клапан подавали в форкамеру газодинамической установки. Поток газа в рабочей части установки создавался дозвуковым соплом с выходным сечением 30 × 20 мм. Температура торможения потока ≈ 290 К, статическое давление в рабочей части (камере Эйфеля) близко к атмосферному. Процесс горения образцов регистрировали кинокамерой с частотой съемки 8 кадр/с. Среднюю скорость горения определяли по времени распространения видимой зоны горения по образцу на заданное расстояние.

В [4] для ряда промышленных сплавов на основе титана экспериментально определены предельные скорости потока воздуха, ниже которых режим самоподдерживающегося горения не реализуется. Диапазон изменения предельной скорости составил от 12 (для сплава BT25Y) до 30 м/с (для сплава β_1).

В настоящей работе для ряда исследованных в [4] титановых сплавов ($\beta_1, \beta_2, OT4-1B$), а также для Ст. 20 получены зависимости предельной скорости потока газа $v_{пр}$ от концентрации кислорода x_O (рис. 1).

Ст. 20 в отличие от титановых сплавов в потоке воздуха не горит. Это связано, по-видимому, с более низким чем для титана тепловым эффектом реакции окисления железа. Поскольку при горении Ст. 20 скорость поступления кислорода в зону реакции контролируется диффузией O_2 через слой

© Б.Г. Ефимов, П.Н. Кузьяев, 1994.