

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышников Н. В., Гагер В. Э., Денисов Н. Д. и др. *Металлургия циркония и гафния*.— М.: Metallurgia, 1979.
2. Гармата В. А., Гуляницкий Б. С. *Металлургия титана*.— М.: Metallurgia, 1968.
3. Кордыш Е. И., Кузнецова А. Ф., Часовских В. И. Получение ацетилена и этилена методом погружного горения // *Химическая промышленность*.— 1973.— № 5.— С. 330—333.
4. Фридман Н. Б., Китанин М. М., Штейнберг А. С. и др. К механизму пузырькового воспламенения // *Докл. АН СССР*.— 1981.— 258, № 4.— С. 961—965.
5. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Волны горения в пузырьковых средах // *Там же*.— 1981.— 256, № 2.— С. 376—380.
6. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Закономерности горения пузырьковых сред // *ФГВ*.— 1981.— 17, № 3.— С. 10—18.
7. Лихачев В. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. // *Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем/Под ред. Б. В. Новожилова*.— Черно-головак: ОИХФ АН СССР, 1986.— С. 120—122.
8. Ярин Л. П., Сухов Г. С. *Основы теории горения двухфазных сред*.— Л.: Энергоатомиздат, 1987.
9. Нигматуллин Р. И. *Основы механики гетерогенных сред*.— М.: Наука, 1978.

г. Ленинград

Поступила в редакцию 9/1 1990,
после доработки — 16/X 1991

УДК 536.46

В. Н. Лихачев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

К ТЕОРИИ ПУЗЫРЬКОВЫХ РЕАКТОРОВ ГОРЕНИЯ (реактор вытеснения)

Рассмотрен тепловой режим реактора вытеснения, в котором реагирует монодисперсная пузырьковая среда. Предложена модель тепловых процессов, происходящих в реакторе, существенно отличающаяся от известных моделей гомогенных однотемпературных реакторов.

Классификация режимов работы реактора основывается на методе динамического баланса, который состоит в сопоставлении вычисленных по длине канала в квазистационарном приближении, локальных значений скорости волны горения $u(x)$ с характерной скоростью u_0 . На основе решения системы уравнений, связывающей значения скорости распространения волны горения, положения фронта в канале реактора, начальной и конечной температур фаз, полноты выгорания в параметрической плоскости, определены области существования стационарных решений, проведена классификация устойчивых и неустойчивых состояний.

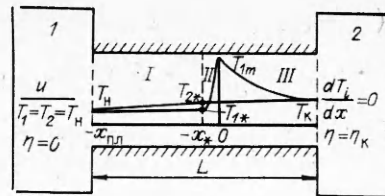
Исследование закономерностей горения пузырьковых сред представляет двоякий интерес. Он связан, во-первых, с широким применением таких сред в различных отраслях современной техники и технологии [1—3] и, во-вторых, в связи с изучением особенностей горения гетерогенных газожидкостных систем [4, 5].

В настоящее время достаточно подробно изучен механизм распространения волн горения в пузырьковых средах с замороженными и расширяющимися пузырьками [5, 6]. Получены данные о скорости горения и влияния на нее различных параметров. В нуль-мерной модели рассмотрен тепловой режим горения пузырьковых сред и определены области реализации стационарных состояний пузырьковых реакторов идеального смешения [7]. В настоящей работе на основе метода динамического баланса [5] исследуются стационарные режимы пузырькового реактора вытеснения.

Система уравнений

Рассмотрим адиабатический реактор в виде трубы конечного размера, в который поступает пузырьковая реагирующая среда — активная жидкость, насыщенная монодисперсными пузырьками (рис. 1). При поджигании такой смеси в канале реактора формируется волна горения,

•Рис. 1. Схема реактора вытеснения.
1 — емкость, где формируется исходная смесь; 2 — бункер для сбора продукта.



расположение которой зависит от скорости движения реагирующих компонентов и их физико-химических свойств.

При описании стационарных режимов пузырькового реактора вытеснения воспользуемся феноменологическим подходом, согласно которому пузырьковая среда представляется в виде континуума с эффективной плотностью $\rho_i = m_i \rho_i^0$, где ρ_i^0 и ρ_i — соответственно физическая и эффективная плотность; m_i — объемное содержание i -й фазы ($i = 1$ — газообразная, $i = 2$ — жидкая фаза) [8]. В таком приближении процессы движения, тепло- и массопереноса и горения пузырьковой реагирующей среды описываются уравнениями сохранения массы реагентов, движения и энергии с учетом динамического и теплового взаимодействия фаз, фазовых переходов, а также протекания интенсивных химических реакций в парогазовой смеси.

Основываясь на модели среды с замороженными пузырьками¹ и следуя процедурам [9], приходим к системе уравнений с тремя неизвестными T_1 , T_2 , η , отражающей фундаментальные свойства процесса распространения горения. В координатах, связанных с фронтом горения, эта система имеет следующий вид:

$$\frac{\rho_{ан} u_{г} d\eta}{\mu dx} = W, \quad (1)$$

$$c_1 \rho_1 u_{г} \frac{dT_1}{dx} = qW - \alpha S (T_1 - T_2), \quad (2)$$

$$c_2 \rho_2^0 (1 - m) u_{г} \frac{dT_2}{dx} = \frac{d}{dx} \left[(1 - m) \lambda \frac{dT_2}{dx} \right] + \alpha S (T_1 - T_2), \quad (3)$$

где m — объемное содержание газовой фазы; $\eta = (\rho_{ан} - \rho_a) / \rho_{ан}$ — полнота выгорания газообразного окислителя; α — коэффициент межфазного теплообмена; $S = (36\pi N m^2)^{1/3}$ — доля пузырьков сферической формы; N — концентрация пузырьков; c — удельная теплоемкость; u_r — скорость распространения волны горения; q и W — тепловой эффект и скорость химической реакции; μ — стехиометрический коэффициент; λ — коэффициент теплопроводности; индексы a и b относятся соответственно к газовому реагенту и парам жидкости.

Полагая для определенности, что в активной смеси протекает реакция n -го порядка по окислителю, завершающаяся полным его выгоранием и образованием газообразного продукта, представим кинетическую функцию в виде

$$W = m z f(\eta) \exp(-E/RT_1). \quad (4)$$

Здесь $f(\eta) = (1 - \eta)^n$ — функция выгорания; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; z — предэкспонент; n — кинетический коэффициент.

Анализ изменения параметров при горении пузырьковых сред показывает, что при относительно малых величинах ρ_1^0 / ρ_2^0 , отвечающих невысоким давлениям, всегда имеют место соотношения $m \approx m_n$, $\rho_1 \approx \rho_{1n}$ [5]. В этом случае нетрудно получить выражение для конечной температуры пузырьковой среды на выходе из реактора. Объединив уравнения

¹ В работе [6] показано, что при расчете горения пузырьковых сред с малым газосодержанием учет гидродинамики течения не приводит к качественно новым результатам, что позволяет при исследовании режимов работы реактора вытеснения ограничиться более простой моделью пузырьковой среды.

(1)–(3), получим

$$c_1 \rho_1 u_{\Gamma} \frac{dT_1}{dx} + c_2 \rho_2^0 (1 - m_{\text{H}}) u_{\Gamma} \frac{dT_2}{dx} = \frac{d}{dx} \left[(1 - m_{\text{H}}) \lambda \frac{dT_2}{dx} \right] + \frac{\rho_{\text{aH}} q}{\mu} u_{\Gamma} \frac{d\eta}{dx}. \quad (5)$$

Интегрирование этого уравнения с учетом граничных условий²

$$x = -x_{\text{пл}}, \quad T_1 = T_2 = T_{\text{H}}, \quad \eta = 0;$$

$$x = L - x_{\text{пл}}, \quad \frac{dT_2}{dx} = 0, \quad \eta = \eta_{\text{K}}$$

(L — длина реактора, $x_{\text{пл}}$ — положение фронта пламени) приводит к следующему выражению для конечной температуры:

$$\bar{T}_{\text{K}} = 1 + \frac{\vartheta \bar{u}_{\Gamma} \eta_{\text{K}} - \rho_{21}^0 c_{21} [(1 - m_{\text{H}})/m_{\text{H}}] \cdot (d\bar{T}_2/d\bar{x})_{-\bar{x}_{\text{пл}}}}{\bar{u}_{\Gamma} [1 + c_{21} \rho_{21}^0 (1 - m_{\text{H}})/m_{\text{H}}]}, \quad (6)$$

где $T = T/T_{\text{H}}$; $\bar{u}_{\Gamma} = u_{\Gamma}/u_0$; $\vartheta = q/\mu c_1 T_{\text{H}}$; $c_{21} = c_2/c_1$;

$$\rho_{21}^0 = \rho_2^0/\rho_1^0; \quad \bar{x} = x/L; \quad a_2 = \lambda/c_2 \rho_2^0; \quad u_{\text{H}} = a_2/L$$

— масштабная скорость; индексы н и к — относятся соответственно к начальному и конечному состояниям.

Переходя от пространственной переменной x к фазовой (в качестве последней примем температуру T_1), преобразуем (4) и (2)

$$\frac{d\eta}{dT_1} = c_1 \mu \frac{W(\eta, T_1)}{qW(\eta, T_1) - \alpha S(T_1 - T_2)}. \quad (7)$$

Отсюда получим выражение для полноты выгорания газообразного окислителя

$$\eta_{\text{K}} = \mu \int_1^{\bar{T}_{\text{K}}} \frac{\bar{W}(\eta, \bar{T}_1)}{\mu \vartheta \bar{W}(\eta, \bar{T}_1) - \bar{T}_1 + \bar{T}_2} d\bar{T}_1, \quad (8)$$

$$\bar{W}(\eta, \bar{T}_1) = W(\eta, T_1)/W_0, \quad W_0 = \alpha S/c_1.$$

Скорость горения

При расчете скорости распространения волны горения в канале реактора воспользуемся предложенным в [9] условием

$$qzm_{\text{H}} \exp(-E/RT_{1*}) = \alpha S(T_{2*} - T_{1*}), \quad (9)$$

T_{1*} и T_{2*} — температуры газообразной и жидкой фаз в некотором сечении $x = -x_*$, разделяющем зоны прогрева и реакции.

Для определения T_{1*} и T_{2*} проведем расчет структуры волны горения. Так как при протекании активированных реакций интенсивное выгорание компонентов локализовано в узкой зоне реактора — фронте пламени, то волну можно представить в виде совокупности трех зон: *I* — прогрев, *II* — реагирование, *III* — тепловая релаксация (см. рис. 1).

Поскольку в зоне прогрева $T_1 \approx T_2$, то в (3) можно опустить член $\alpha S(T_1 - T_2)$. Тогда интегрирование (3) при граничных условиях $x = -x_{\text{пл}}$, $T_2 = T_{\text{H}}$; $x = -x_*$, $T_2 = T_{2*}$ приводит к следующему соотношению для температуры жидкой фазы:

$$\bar{T}_2 = 1 + (\bar{T}_{2*} - 1) \frac{\exp(\bar{u}_{\Gamma} \bar{x}) - \exp(-\bar{u}_{\Gamma} \bar{x}_{\text{пл}})}{\exp(-\bar{u}_{\Gamma} \bar{x}_*) - \exp(-\bar{u}_{\Gamma} \bar{x}_{\text{пл}})}. \quad (10)$$

² Принятые граничные условия отвечают реактору с охлаждаемым входом, адiabатными стенками канала и однородным состоянием вещества в выходном бункере, достигаемым путем интенсивного перемешивания продукта. В зависимости от конструкции реактора или режима его работы возможны и другие граничные условия.

Учитывая последнее выражение, найдем величину производной $(d\bar{T}_2/d\bar{x})_{-\bar{x}_{\text{пл}}}$, входящей в соотношение для T_{κ} :

$$\left(\frac{d\bar{T}_2}{d\bar{x}}\right)_{-\bar{x}_{\text{пл}}} = \bar{u}_{\Gamma}(\bar{T}_{2*} - 1) \frac{\exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}})}{\exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{*}) - \exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}})}. \quad (11)$$

Считая, что в зоне прогрева $W = 0$, проинтегрируем уравнение (2) с учетом (10):

$$\begin{aligned} \bar{T}_1 = 1 + (\bar{T}_{2*} - 1) & [\varepsilon \exp(\bar{u}_{\Gamma}\bar{x})/(\bar{u}_{\Gamma}^2 + \varepsilon) - \exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}}) + \\ & + \exp(-\varepsilon\bar{x}/\bar{u}_{\Gamma}) \exp(-\bar{x}_{\text{пл}}(\bar{u}_{\Gamma}^2 + \varepsilon)/\bar{u}_{\Gamma}) \bar{u}_{\Gamma}^2/(\bar{u}_{\Gamma}^2 + \varepsilon)] / [\exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{*}) - \\ & - \exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}})], \quad (12) \\ \varepsilon = \alpha SL / (c_1 \rho_1 u_0). \end{aligned}$$

Полагая толщину зоны реакции малой ($x_{*} = 0$) и учитывая, что при $\bar{x} = -\bar{x}_{*}$ $\bar{T}_1 = \bar{T}_{1*}$, определим из (12):

$$\begin{aligned} \bar{T}_{1*} = 1 + (\bar{T}_{2*} - 1) & \{ \varepsilon / (\bar{u}_{\Gamma}^2 + \varepsilon) - \exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}}) \times \\ & \times [1 - \exp(-\bar{x}_{\text{пл}}\varepsilon/\bar{u}_{\Gamma}) \bar{u}_{\Gamma}^2/(\bar{u}_{\Gamma}^2 + \varepsilon)] \} / [1 - \exp(-\bar{u}_{\Gamma}\bar{x}_{\text{пл}})]. \quad (13) \end{aligned}$$

Зона релаксации. Так как температура жидкости слабо изменяется по длине реактора, то при расчете температуры газообразной фазы в зоне тепловой релаксации можно положить $T_2 = T_{\kappa}$. Принимая также в уравнении (2) условие³ $W = 0$, проинтегрируем его при $\bar{x} = 0$, $\bar{T}_1 = T_{1 \text{ max}}$ ($T_{1 \text{ max}}$ — максимальная температура газовой фазы):

$$\bar{T}_1 = \bar{T}_{\kappa} + (\bar{T}_{1 \text{ max}} - \bar{T}_{\kappa}) \exp(-\varepsilon\bar{x}/\bar{u}_{\Gamma}). \quad (14)$$

Интегрирование уравнения (3) с учетом (14) и условием $\bar{x} = 1 - \bar{x}_{\text{пл}}$, $\bar{T}_2 = \bar{T}_{\kappa}$, $d\bar{T}_2/d\bar{x} = 0$ приводит к следующему выражению для температуры жидкой фазы:

$$\bar{T}_2 = \bar{T}_{\kappa} - \frac{\varepsilon}{c_{21}\rho_{21}} \frac{\bar{T}_{1 \text{ max}} - \bar{T}_{\kappa}}{(k_2 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})(k_1 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})} \exp(-\bar{x}\varepsilon/\bar{u}_{\Gamma}) + C_1 \exp(k_1\bar{x}) + C_2 \exp(k_2\bar{x}), \quad (15)$$

$$C_1 = \frac{1}{k_2 - k_1} \exp[-k_1(1 - \bar{x}_{\text{пл}})] \frac{\varepsilon(\bar{T}_{1 \text{ max}} - \bar{T}_{\kappa})}{c_{21}\rho_{21}(k_1 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})} \exp[-\varepsilon(1 - \bar{x}_{\text{пл}})/\bar{u}_{\Gamma}],$$

$$C_2 = \frac{1}{k_1 - k_2} \exp[-k_2(1 - \bar{x}_{\text{пл}})] \frac{\varepsilon(\bar{T}_{1 \text{ max}} - \bar{T}_{\kappa})}{c_{21}\rho_{21}(k_1 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})} \exp[-\varepsilon(1 - \bar{x}_{\text{пл}})/\bar{u}_{\Gamma}],$$

$$k_{1,2} = 0,5 \left[\bar{u}_{\Gamma} \pm \sqrt{\bar{u}_{\Gamma}^2 + 4\varepsilon/c_{21}\rho_{21}} \right].$$

Положив в уравнении (15) $\bar{x} - \bar{x}_{*} = 0$, найдем выражение для температуры жидкого реагента в точке воспламенения

$$\bar{T}_{2*} = \bar{T}_{\kappa} - \frac{\varepsilon(\bar{T}_{1 \text{ max}} - \bar{T}_{\kappa})}{c_{21}\rho_{21}(k_2 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})(k_1 + \varepsilon/\bar{u}_{\Gamma})} + C_1 + C_2. \quad (16)$$

Для определения максимальной температуры газовой фазы рассмотрим характер изменения T в структуре волны горения. Учитывая, что в первой зоне $T_2 = T_{\kappa}$, во второй $c_1\rho_1 u_{\Gamma} \frac{dT_1}{dx} \approx qW \gg \alpha S(T_1 - T_2)$, в третьей $c_1\rho_1 u_{\Gamma} \frac{dT_1}{dx} \approx \alpha S(T_1 - T_2) \gg qW$, найдем значения тем-

³ Это допущение оправдано в случае активированных реакций и при слабо нелинейной функции выгорания $f(\eta)$, когда в структуре волны горения по достижении максимума скорость реакции резко убывает [10] и становится пренебрежимо малой ($W \approx 0$, $\eta_{\text{max}} \approx \eta_{\kappa}$).

температуры на границах зон. Объединим уравнения (1), (2) и запишем с учетом приведенных выше условий следующее уравнение, описывающее распределение температуры газовой фазы в первой зоне:

$$\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} = \vartheta \frac{d\eta}{d\bar{x}} - \frac{\varepsilon}{u_r} (\bar{T}_1 - 1). \quad (17)$$

Поскольку нагрев пузырьков в зоне I незначителен [9], при описании профиля температуры в газе допустима линейная аппроксимация

$$\bar{T}_1 = 1 + \left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}} (\bar{x} + \bar{x}_{пл}).$$

Подставив эту зависимость в (17), получим

$$\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} = \vartheta \frac{d\eta}{d\bar{x}} - \frac{\varepsilon}{u_r} \left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}} (\bar{x} + \bar{x}_{пл}). \quad (18)$$

Интегрирование (18) по \bar{x} от $-\bar{x}_{пл}$ до $-\bar{x}_*$ при допущении о малости ширины зоны прогрева ($\bar{x}_* = 0$) приводит к следующему результату:

$$\bar{T}_{1*} = 1 + \vartheta \eta_* - \frac{\varepsilon}{u_r} \left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}} \frac{\bar{x}_{пл}^2}{2}. \quad (19)$$

Во второй зоне распределение температуры описывается уравнением

$$\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} = \vartheta \frac{d\eta}{d\bar{x}}, \quad (20)$$

интеграл которого имеет вид

$$\bar{T}_{1\max} - \bar{T}_{1*} = (\eta_{\max} - \eta_*) \vartheta. \quad (21)$$

Решим совместно уравнения (19) и (21)

$$\bar{T}_{1\max} - 1 = \vartheta \eta_{\max} - \frac{\varepsilon}{u_r} \left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}} \frac{\bar{x}_{пл}^2}{2},$$

откуда получим

$$\eta_{\max} = \frac{1}{\vartheta} \left[(\bar{T}_{1\max} - 1) + \frac{\varepsilon}{u_r} \left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}} \frac{\bar{x}_{пл}^2}{2} \right]. \quad (22)$$

Определив W по (4) (при $n = 1$) и приняв приближенно $T_{2\max} = T_n$, запишем уравнение (2) в точке максимума ($d\bar{T}_1/d\bar{x} = 0$)

$$qzm_n(1 - \eta_{\max}) \exp(-E/RT_{1\max}) = \alpha S(T_{1\max} - T_n). \quad (23)$$

Подстановка в соотношение (23) значения η_{\max} из (22) приводит к уравнению, определяющему зависимость $\bar{T}_{1\max}$ от $\bar{x}_{пл}$, \bar{u}_r , $\left(\frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} \right)_{-\bar{x}_{пл}}$ и других параметров.

В безразмерных переменных система уравнений, определяющих максимальную температуру газовой фазы, температуры жидкой и газобразной фаз в точке воспламенения, конечную температуру среды, координату фронта пламени и скорость распространения волны горения, имеет вид

$$Se \exp[(1 - \bar{T}_{1*}^{-1})/\beta] = (\bar{T}_{2*} - \bar{T}_{1*})/\beta, \quad (24)$$

$$Se \exp[(1 - \bar{T}_{1\max}^{-1})/\beta] (1 - \eta_{\max}) = (\bar{T}_{1\max} - 1) \beta. \quad (25)$$

Система (24), (25) дополнительно включает уравнения (6), (8), (13), (16), (22), где $\beta = RT_n/E$, $Se = z m_n q E \exp(-E/RT_n) / \alpha S R T_n^2$ — число Семенова.

Анализ решения

На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости скорости распространения волны горения от ее расположения в канале реактора при различных значениях T_n , реакционной способности пузырьковой смеси и интенсивности межфазного теплообмена. В качестве базовых приняты следующие значения параметров процесса: $Se = 6 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0,027$, $\phi = 8,82$, $\varepsilon = 10$, $m_n = 0,2$, $c_{21} = 0,5$, $\rho_{21}^0 = 6,2$, $\alpha_0 = 0$.

На рис. 2 также нанесена прямая $\bar{u} = \text{const}$, характеризующая скорость подачи смеси в реактор. В соответствии с методом динамического баланса [5] стационарным состояниям реактора отвечают точки пересечения кривых $\bar{u}_r(\bar{x}_{пл})$ и $\bar{u} = \text{const}$. Видно, что кривые носят немонотонный характер и в общем случае пересекаются с линией $\bar{u} = \text{const}$ в точках 1, 2, отвечающих соответственно положению фронта горения либо вблизи входа в реактор, либо в области, достаточно удаленной от него. Первому из них соответствуют режимы, при которых существенную роль играет теплоотвод во входное устройство, второму — горение в практически адиабатических условиях.

При увеличении начальной температуры и реакционной способности смеси, а также при уменьшении интенсивности межфазного теплообмена точки $\bar{x}_{пл}'$ и $\bar{x}_{пл}''$ сближаются друг с другом и при некоторых критических значениях T_n , Se и ε кривые $\bar{u}_r(\bar{x}_{пл})$ и $\bar{u} = \text{const}$ теряют общие точки. Это означает, что при $T_n > T_{кр}$ ($Se > Se_{кр}$, $\varepsilon < \varepsilon_{кр}$) отсутствуют стационарные состояния из-за существенного ускорения реакции и самовоспламенения системы (тепловой взрыв).

Используя метод, аналогичный методу диаграмм Семенова, можно показать, что в области $0 < \bar{x}_{пл} < \bar{x}_{пл}^{кр}$ стационарные состояния неустойчивы, а в области $\bar{x}_{пл}^{кр} < \bar{x}_{пл} < 1$ — устойчивы (рис. 3). Действительно, если в силу каких-либо причин фронт горения отклонится вправо от положения $\bar{x}_{пл}$, то соответствующее увеличение скорости горения по сравнению со скоростью подачи смеси приведет к смещению волны в первоначальное состояние. Аналогично смещение фронта влево от поло-

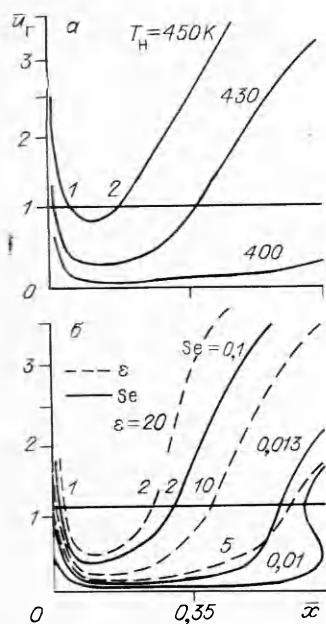


Рис. 2. Влияние основных параметров на профили скорости распространения горения в канале реактора.

1 — $\bar{x}_{пл}'$, 2 — $\bar{x}_{пл}''$.

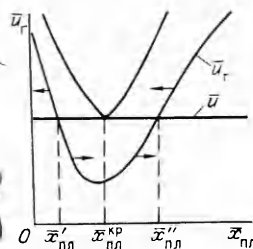


Рис. 3. Стационарные режимы реактора. $\bar{x}_{пл}'$ — устойчивое; $\bar{x}_{пл}''$ — неустойчивое состояние.

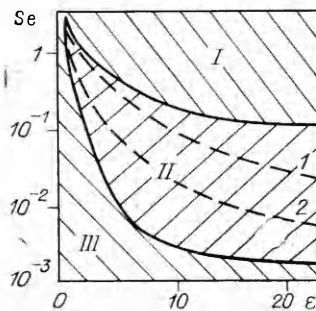


Рис. 4. Области существования стационарных режимов и влияние теплоотдачи в стенку канала реактора; $\alpha_0 = 1$.

1 — $\bar{T}_c = 0,5$; 2 — $\bar{T}_c = 1,5$.

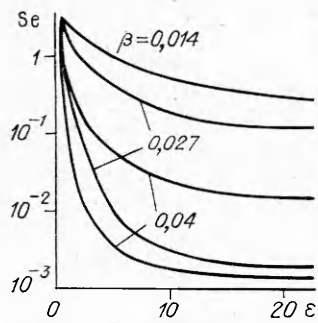


Рис. 5. Влияние параметра β на границы областей реализации различных режимов горения.

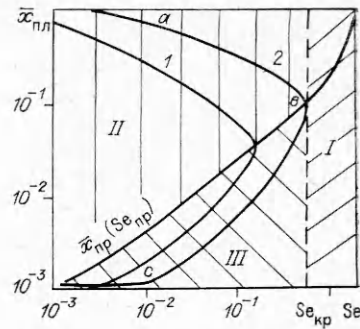


Рис. 6. Зависимость $\bar{x}_{пл}(Se)$ при $\epsilon = 20$ (1) и 10 (2). ae — устойчивые; ec — неустойчивые состояния.

жения $\bar{x}_{пл}''$ будет сопровождаться сносом волны по потоку к положению $\bar{x}_{пл}''$. Отклонения же от положения $\bar{x}_{пл}''$ приводят к прогрессивному смещению волны горения по направлению к входному или выходному сечениям. В первом случае волна устанавливается на входе в реактор, где возможен срыв горения из-за интенсивного теплоотвода, во втором волна переместится в положение $\bar{x}_{пл}''$.

На рис. 4 в параметрической плоскости $Se - \epsilon$ отмечены области реализации различных состояний: *I* — отсутствие стационарных состояний; *II* — наличие устойчивых и неустойчивых состояний; *III* — только неустойчивое состояние. Влияние параметра β на границы областей реализации различных режимов показано на рис. 5. Из графика видно, что с увеличением β область существования стационарных (устойчивых и неустойчивых) состояний сужается. При достаточно больших β (большие начальные температуры) область стационарных состояний вырождается. Здесь возможны только режимы *II* и *III*, отвечающие соответственно тепловому взрыву и срыву горения из-за интенсивного теплоотвода во входное устройство.

Возможные режимы пузырькового реактора вытеснения иллюстрирует также рис. 6, на котором в параметрической плоскости нанесена кривая $\bar{x}_{пл}(Se)$ при различных ϵ , а также предельная кривая $\bar{x}_{пр}(Se_{пр})$, отделяющая области устойчивых и неустойчивых состояний. Вправо от линии $Se = Se_{кр}$ расположена область теплового взрыва.

Наличие теплообмена со стенками реактора отражается на уравнении (3), которое принимает в данном случае вид

$$c_{21}\rho_2^0(1 - m_H)u_r \frac{dT_2}{dx} = \frac{d}{dx} \left[(1 - m_H)\lambda \frac{dT_2}{dx} \right] + \alpha S(T_1 - T_2) - \alpha_c S_c(T_2 - T_c), \quad (26)$$

где α_c , S_c , T_c — соответственно коэффициент теплоотдачи от пузырьковой среды к стенке канала реактора, площадь поверхности стенки, отнесенная к длине канала, и температура стенки.

Преобразование исходных дифференциальных уравнений пузырькового реактора вытеснения с учетом теплопотерь приводит к следующей системе соотношений, определяющих тепловой режим реактора:

$$\bar{T}_x = 1 + \frac{\theta \bar{u}_r \eta_H - c_{21}\rho_{21}^0 [(1 - m_H)/m_H] (d\bar{T}_2/d\bar{x})_{-\bar{x}_{пл}} - \alpha_0 \epsilon (1 - \bar{T}_c)}{\bar{u}_r [1 + c_{21}\rho_{21}^0 (1 - m_H)/m_H] - 1 + \bar{x}_{пл}}, \quad (27)$$

$$\bar{T}_{1*} = \bar{T}_c + (1 - \bar{T}_c) \exp(-\epsilon \bar{x}_{пл}/\bar{u}_r) + C_1' \{1 - \exp[-\bar{x}_{пл}(r_1 + \epsilon/\bar{u}_r)]\} / (1 + \bar{u}_r r_1/\epsilon) + C_2' \{1 - \exp[-\bar{x}_{пл}(r_2 + \epsilon/\bar{u}_r)]\} / (1 + u_r r_2/\epsilon), \quad (28)$$

$$\bar{T}_{2*} = \frac{\bar{T}_R + \bar{T}_c}{\alpha_0 + 1} - \frac{\epsilon (\bar{T}_{1\max} - \bar{T}_R) \exp[-\epsilon (1 - \bar{x}_{пл})/\bar{u}_r]}{c_{21}\rho_{21} (k_2' + \epsilon/\bar{u}_r) (k_1' + \epsilon/\bar{u}_r)} + C_1'' + C_2'', \quad (29)$$

$$r_{1,2} = 0,5 (\bar{u}_r \pm \sqrt{\bar{u}_r^2 - 4\alpha_0 \varepsilon / c_{21} \rho_{21}}), \quad \rho_{21} = \rho_{21}^0 (1 - m_n) / m_n,$$

$$C_1' = [\bar{T}_c - 1 + \bar{T}_{2*} \exp(-r_2 \bar{x}_{пл}) - \bar{T}_c \exp(-r_2 \bar{x}_{пл})] / [\exp(-r_2 \bar{x}_{пл}) - \exp(-r_1 \bar{x}_{пл})],$$

$$C_2' = [1 - \bar{T}_c - \bar{T}_{2*} \exp(-r_1 \bar{x}_{пл}) + \bar{T}_c \exp(-r_1 \bar{x}_{пл})] / [\exp(-r_2 \bar{x}_{пл}) - \exp(-r_1 \bar{x}_{пл})],$$

$$C_1'' = \frac{1}{k_2' - k_1'} \exp[-k_1'(1 - \bar{x}_{пл})] \left\{ \frac{\alpha_0 \bar{T}_K - \bar{T}_c}{\alpha_0 + 1} k_2' + \frac{\varepsilon (\bar{T}_{1 \max} - \bar{T}_K)}{c_{21} \rho_{21} (k_1' + \varepsilon / \bar{u}_r)} \exp\left[-\frac{\varepsilon}{\bar{u}_r} (1 - \bar{x}_{пл})\right] \right\},$$

$$C_2'' = \frac{1}{k_1' - k_2'} \exp[-k_2'(1 - \bar{x}_{пл})] \left\{ \frac{\alpha_0 \bar{T}_K - \bar{T}_c}{\alpha_0 + 1} k_1' + \frac{\varepsilon (\bar{T}_{1 \max} - \bar{T}_K)}{c_{21} \rho_{21} (k_2' + \varepsilon / \bar{u}_r)} \exp\left[-\frac{\varepsilon}{\bar{u}_r} (1 - \bar{x}_{пл})\right] \right\}.$$

В систему уравнений (22), (24), (25), (27)–(29) входят дополнительно параметры $T_c = T_c / T_n$, $\alpha_0 = \alpha_c S_c / \alpha S$, отражающие разогрев стенки и интенсивность теплообмена. На рис. 4 показано положение границы, отделяющей области стационарных состояний от области, в которой такие состояния не могут быть реализованы при различных значениях T_c (штриховая линия). Видно, что повышение температуры стенки приводит к сужению области стационарных состояний. Это связано с ростом скорости реагирования при подводе теплоты извне. Что касается интенсивности теплообмена, то, как показывает расчет, увеличение α_0 приводит к расширению области стационарных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышников Н. В., Гагер Б. Э., Денисова И. Д. и др. *Металлургия циркония и гафния*.— М.: Metallurgia, 1979.
2. Гармата В. А., Гуляницкий Б. С. *Металлургия титана*.— М.: Metallurgia, 1968.
3. Кордыш Е. И., Кузнецова А. Ф., Часовских В. И. Получение ацетилена и этилена методом погружного горения. *Химическая промышленность*.— 1973.— № 5.— С. 330–333.
4. Фридман Н. Б., Китаин М. М., Штейнберг А. С. и др. К механизму пузырькового воспламенения // Докл. АН СССР.— 1981.— 258, № 4.— С. 961–965.
5. Ярин Л. П., Сухов Г. С. *Основы теории горения двухфазных сред*.— Л.: Энергоатомиздат, 1987.
6. Лихачев В. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. К теории горения пузырьковых сред // ФГВ.— 1991.— 28, № 2.
7. Лихачев В. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. К теории высокотемпературных газожидкостных реакторов идеального перемешивания // Докл. АН СССР.— 1989.— 309, № 4.— С. 914–917.
8. Нигматулин Р. И. *Основы механики гетерогенных сред*.— М.: Наука, 1978.
9. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Закономерности горения пузырьковых сред // ФГВ.— 1981.— 17, № 3.— С. 10–18.
10. Хитрин Л. П. *Физика горения и взрыва*.— М.: Изд-во МГУ, 1957.

г. Ленинград

Поступила в редакцию 9/1 1991,
после доработки — 13/VI 1991