

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

Разработка новых методов синтеза тугоплавких материалов [1, 2] стимулировала постановку ряда экспериментальных и теоретических работ, направленных на исследование процесса фильтрационного горения [3, 4]. В настоящее время достаточно полно изучены закономерности распространения волны горения в неограниченной пористой среде [5] и в бронированных образцах конечного размера [3]. В предположении о локализации горения на фронте пламени определены области существования стационарных и нестационарных состояний [6], а также исследован тепловой режим фильтрационного горения [7] и устойчивость фронта горения по отношению к длинноволновым и коротковолновым акустическим возмущениям [8, 9]. В настоящей работе методами тепловой теории горения исследуются стационарные режимы фильтрационного горения в адиабатическом реакторе вытеснения.

1. Рассмотрим гетерогенный адиабатический реактор в виде трубы конечного размера, в котором взаимодействуют пористый реагент и газообразный окислитель, поступающий в зону горения путем фильтрации через слой исходного вещества. Реактор такого типа будем в дальнейшем называть фильтрационным реактором вытеснения.

Характер протекания процесса в фильтрационном реакторе существенно зависит от величины давления окислителя p_n на входе в реактор. При больших p_n пористый реагент содержит достаточное для высокотемпературного горения количество окислителя. Исходные компоненты в этом случае образуют квазигомогенную смесь, горение которой слабо зависит от фильтрационных свойств среды. При умеренных давлениях плотность газообразного окислителя значительно меньше плотности пористого реагента. В этом случае при соответствующих реальным системам значениях стехиометрического числа ($\mu \approx 1$) высокотемпературный режим может быть реализован только при наличии интенсивного подвода окислителя к зоне горения путем фильтрации, которой и принадлежит в данном случае определяющая роль.

Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением горения при умеренных давлениях, примем, что в процессе химического реагирования образуется конденсированный продукт, который вытесняется из реактора в герметичный бункер со скоростью, равной скорости подачи пористого реагента. Предполагая, что процесс теплообмена между компонентами системы достаточно интенсивен, будем считать температуру газообразного и конденсированного реагентов и продукта одинаковыми. Исключим из рассмотрения явления, связанные с фазовыми переходами, считая температуру плавления твердого реагента и продукта выше адиабатической температуры горения. Кроме того, не будем учитывать

изменения теплофизических и фильтрационных констант от температуры и давления.

При сделанных допущениях система уравнений, описывающая протекание экзотермической реакции в фильтрационном реакторе вытеснения имеет вид

$$\begin{aligned} d\rho u/dx + \mu W &= 0, \quad dp/dx + u/k_\phi = 0, \\ (c_r \rho u + c_m \rho_m u_* + c_{кп} \rho_{кп} u_*) \cdot dT/dx &= \lambda \cdot d^2 T/dx^2 + qW, \\ \rho_{мн} u_* \cdot d\eta/dx &= W, \quad p = \rho \cdot R_r/m \cdot T, \quad \rho_{кп} = (1 + \mu) \rho_{мн} \eta, \\ \eta &= (\rho_{мн} - \rho_m) / \rho_{мн}, \end{aligned} \quad (1)$$

где W — скорость реакции; c — теплоемкость; λ — эффективный коэффициент теплопроводности системы; q — тепловой эффект реакции; u_* — скорость подачи пористого реагента; k_ϕ и m — соответственно коэффициент фильтрации и пористость среды; R_r — газовая постоянная; индексы m и $кп$ относятся к исходному веществу и продукту реакции, индексы n и $к$ — к начальному и конечному состоянию.

Систему уравнений (1) необходимо дополнить соотношением, связывающим скорость химической реакции с температурой и давлением. Следуя работе [3], примем

$$W = z f(\eta) \cdot p^\nu \exp(-E/RT), \quad (2)$$

где z — предэкспоненциальный коэффициент; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; $f(\eta) = (\eta_0 + \eta)^{-n}$ при $\eta < 1$ и $f(1) = 0$; n , ν , η_0 — кинетические коэффициенты. Принятый вид функции выгорания $f(\eta)$ при $n = 0$ соответствует линейному закону окисления, а при $n = 1$ — параболическому. Граничные условия, отвечающие рассматриваемой задаче, имеют вид

$$x = 0, \quad \eta = 0, \quad T = T_n, \quad p = p_n, \quad x = L, \quad dp/dx = dT/dx = 0.$$

где L — длина реактора.

Задание постоянной температуры на входе в реактор предполагает наличие соответствующего теплоотвода от пористого вещества в подводном устройстве. Предположение о полном превращении в реакторе одного из реагентов¹ и наличие герметичного бункера обуславливают отсутствие градиентов температуры и давления в выходном сечении. Следует отметить, что в зависимости от конструктивных особенностей реактора, подводных и отводящих устройств, граничные условия могут иметь иной вид [10, 11].

Запишем систему уравнений (1) и (2) в безразмерном виде, используя в качестве масштабов величины L , p_n и T_n :

$$\begin{aligned} N \frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{1 + \beta\Theta} \frac{d\pi^2}{d\xi} \right) &= \frac{d\eta}{d\xi}, \\ \left(1 + \tau\eta - \frac{\tau N}{1 + \beta\Theta} \frac{d\pi^2}{d\xi} \right) \frac{d\Theta}{d\xi} &= \frac{1}{Pe} \frac{d^2\Theta}{d\xi^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{d\eta}{d\xi}, \\ \frac{d\eta}{d\xi} &= Da f(\eta) \pi^\nu \exp \left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

¹ Это предположение имеет смысл лишь в случае, когда ширина зоны активного реагирования существенно меньше длины реактора, т. е. при протекании активированной реакции ($\exp(-E/RT_n) \ll 1$), что и полагается в дальнейшем.

где

$$\xi = x/L, \quad \pi = p/p_n, \quad \Theta = \frac{E}{RT_n^2} (T - T_n), \quad \tau = \mu \frac{c_v}{c_m};$$

$$\beta = \frac{RT_n}{E}, \quad \gamma = \frac{c_m RT_n^2}{qE}, \quad \text{Pe} = c_m \rho_{mH} u_* L / \lambda,$$

$$\text{Da} = \frac{z p_n^v L \exp(-E/RT_n)}{\rho_{mH} u_*}, \quad N = k_{\phi} \rho_n p_n / 2 \mu \rho_{mH} u_* L.$$

Граничные условия в новых переменных примут вид

$$\begin{aligned} \xi = 0, \quad \Theta = \eta = 0, \quad \pi = 1, \\ \xi = 1, \quad d\pi/d\xi = d\Theta/d\xi = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из системы уравнений (3) следует, что в отличие от гомогенных реакторов вытеснения, режим работы которых определяется совокупностью параметров β , γ , Pe и Da в фильтрационном реакторе существенную роль играет параметр N , отражающий интенсивность фильтрационного переноса.

2. Режим работы химических реакторов вытеснения определяется соотношением между скоростью подачи и масштабной скоростью волны горения u_n , определяемой по параметрам состояния во входном сечении реактора. При скорости подачи, меньшей u_n , зона интенсивного реагирования находится в непосредственной близости от входа. Такой режим принято называть режимом горения [12]. Для него характерно наличие значительных тепловых потерь (интенсивного теплоотвода через входное сечение), ведущих к снижению температуры конечного продукта. При скорости подачи, существенно большей u_n , конвективный перенос тепла преобладает над кондуктивным. В этом случае определяющим является саморазогрев смеси в процессе ее движения в реакторе, приводящий при определенных условиях к полному выгоранию одного из реагентов. Такой режим принято называть самоускоряющимся, индукционным (или режимом самовоспламенения).

Наряду с этими предельными состояниями возможен также промежуточный режим, при котором в части канала у входного сечения реализуется индукционный процесс, завершающийся, однако, не самовоспламенением, а догоранием смеси в волне горения — так называемый режим отрыва. В этом случае в отличие от режима горения волна распространяется в канале реактора по смеси компонентов, предварительно прогретой в индукционной зоне до некоторой температуры $T_n' > T_n$. Вследствие малости кондуктивного теплопереноса в индукционной зоне температура конечного продукта близка к адиабатической. Таким образом, режим отрыва, содержащий в себе элементы режимов горения и индукции, отвечает общему случаю работы реактора, рассмотрение которого приведено ниже.

При исследовании стационарных состояний будем полагать химическую реакцию активированной ($\beta \ll 1$), а ее калорийность достаточно высокой ($\gamma \ll 1$). Для нахождения линейной скорости горения воспользуемся уравнением неразрывности для твердого реагента, записанным в системе координат, связанной с волной горения. Исключая координату x с помощью уравнения энергии и интегрируя полученное уравнение от η_n' до η_n , получим

$$u_T^2 = \frac{\lambda z}{\rho_{mH}^2 q \Psi(\eta_n^*)} \int_{T_n}^{T_R} p^v \exp(-E/RT) dT, \quad (5)$$

где η'_k — полнота выгорания в зоне индукции;

$$\Psi(\eta'_n) = \frac{(\eta_k + \eta_0)^{n+2}}{(n+1)(n+2)} - \frac{(\eta_k + \eta_0)(\eta'_n + \eta_0)^{n+1}}{n+1} + \frac{(\eta'_n + \eta_0)^{n+2}}{n+1}.$$

Для вычисления интеграла в выражении (5) представим температурную зависимость $p^2(T)$ в виде ряда по степеням $(T - T_k)$ [3], ограничиваясь линейным приближением

$$p^2(T) = p_k^2 + \frac{2\mu\lambda R_\Gamma T_k}{mk_\phi \bar{q}} (T_k - T). \quad (6)$$

Используя соотношение (6) и применяя в подынтегральной функции разложение Франк-Каменецкого, получим выражение для скорости распространения волны горения в виде

$$\left(\frac{u_\Gamma}{u_*}\right)^2 = \frac{\gamma \cdot Da (1 + \beta\Theta_k)^2 \exp(\Pi\pi_k^2 + \Theta_k/1 + \beta\Theta_k) \Gamma(1 + \nu/2, \Pi\pi_k^2)}{\text{Pe} \cdot \Pi^{\nu/2} \cdot \Gamma(\eta'_n)}, \quad (7)$$

где $\Pi = \text{Pe} \cdot N/\gamma(1 + \beta\Theta_k)^3$; $\Gamma(1 + \nu/2, \Pi\pi_k^2) = \int_{\Pi\pi_k^2}^{\infty} t^{\nu/2} \exp(-t) dt$ — неполная гамма-функция.

Конечное значение глубины превращения η'_n в индукционной зоне определяется при этом интегралом уравнения энергии системы (1) в приближении $\lambda \cdot d^2T/dx^2 \approx 0$

$$\eta'_n = \gamma(1 + \tau\eta_k) \Theta_k. \quad (8)$$

Из уравнения (7) видно, что для определения скорости горения необходимо вычислить конечную температуру в индукционной зоне Θ_k , а также давление π_k и температуру Θ_k за фронтом пламени.

Переходя к системе координат, связанной с волной горения, получим из уравнений неразрывности для газообразного окислителя и конденсированного реагента, уравнений Дарси и состояния уравнение фильтрации в виде

$$mk_\phi/2R_\Gamma T \cdot dp^2/dx = -\mu\rho_{mH} u_\Gamma (\eta_k - \eta). \quad (9)$$

Интегрируя (9) в предположении, что в индукционной зоне изменение давления определяется только фильтрационным сопротивлением среды, имеем

$$\pi^2 = 1 - \eta_k u_\Gamma / Nu_* \cdot \xi. \quad (10)$$

Величину конечного давления в реакторе найдем, полагая ширину волны горения достаточно малой, так что изменением давления в волне можно пренебречь ($\pi'_n \approx \pi_k$). Уравнение (10) в этом приближении дает

$$\pi_k^2 = 1 - \frac{\eta_k u_\Gamma}{Nu_*} \xi_{отр}, \quad (11)$$

где $\xi_{отр}$ — ширина индукционной зоны (зоны отрыва). Величину разогрева в зоне отрыва найдем из уравнения энергии. Опуская член, учи-

тывающий кондуктивную теплопередачу и разлагая показатель экспоненты кинетической функции в ряд по степеням $T - T_b$ получим

$$u_r/u_* \cdot [\eta_0 + (1 + \tau\eta_R)\gamma\Theta]^n \exp(-\Theta) d\Theta = Da/\gamma(1 + \tau\eta_R) \cdot \pi^v(\xi) d\xi. \quad (12)$$

Интегрирование соотношения (12) от 0 до Θ'_H для случая $\gamma\Theta \ll \eta_0$ дает

$$\Theta'_H = -\ln \left\{ 1 - \frac{2Da \cdot N(1 - \pi_R^{2+v})}{\gamma\eta_0^{v-1} [\eta_0 + n\gamma(1 + \tau\eta_R)] (2 + v)\eta_R(1 - \tau\eta_R)(u_r/u_*)^2} \right\}. \quad (13)$$

Для $\gamma\Theta \gg \eta_0$ и $n > 0$ интеграл от левой части уравнения (12) находится с помощью рекуррентных формул.

Конечную температуру продуктов реакции в режиме отрыва найдем из условия непрерывности теплового потока на границе зон индукции и прогрева в волне горения

$$\Theta_K = \Theta_r \left\{ 1 - \frac{\gamma\Theta_r Da \cdot \pi_K^v \exp(\Theta'_H/1 + \beta\Theta'_H)}{Pe [\eta_0 + \gamma(1 + \tau\eta_R)\Theta'_H]^n \eta_F^2 (u_r/u_*)^2} \right\}, \quad (14)$$

где $\Theta_r = \eta_R/\gamma(1 + \tau\eta_R)$ — адиабатическая температура горения. Соотношения (7), (8), (11), (13), (14) при $u_r/u_* = 1$ позволяют в параметрическом пространстве $Pe - Da - N$ определить области существования различных стационарных режимов работы фильтрационного реактора. В дальнейшем ограничимся рассмотрением процессов в плоскости $Pe - Da$ при некотором фиксированном значении параметра N , отвечающем условию полного превращения в реакторе твердого реагента ($\eta_R = 1$). Из уравнения (11) следует, что такое состояние может быть реализовано только при $N > 1$.

3. В фильтрационном реакторе переходу от режима горения к отрыву отвечает такое состояние, когда стационарная волна горения расположена на входе в реактор ($\xi_{отр} = 0$) и ее скорость определяется начальными параметрами $u_r(T_n, p_n) = u_n$. Положив в уравнениях (7) и (14) $\eta_R = 0$ и $\pi_R = 1$, получим соотношение, определяющее в плоскости $Pe - Da$ линию, ограничивающую сверху область существования режима горения¹ (рис. 1, I),

$$Pe = \frac{(n+1)(n+2)\gamma \cdot Da(1 + \beta\Theta_K)^2 \exp\left(\Pi + \frac{\Theta_K}{1 + \beta\Theta_K}\right) \Gamma(1 + v/2, \Pi)}{\eta_R^{n+2} \Pi^{v/2}}, \quad (15)$$

где Θ_K находится из уравнения (14).

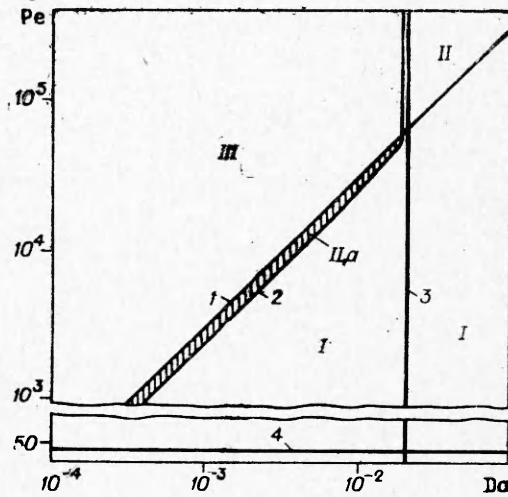


Рис. 1.

¹ При $\gamma = 0.01$, $\beta = 0.04$, $N = 2$, $n = 0$, $v = 0.5$, $\eta_R = 1$, $\tau = 1$.

В режиме отрыва волна горения распространяется по смеси компонентов, предварительно разогретой до T'_H и находящейся под давлением p'_H . Очевидно, что предельным условиям существования такого режима отвечают равенства $T = T'_H$ и $p = p'_H$ на конце реактора. Используя условие $x_{отр} = L$ в уравнениях (7), (13) и (14), получим соотношение, определяющее в параметрической форме границу существования режима отрыва (см. рис. 1, 2),

$$Pe = \frac{\gamma \cdot Da (1 + \beta \Theta_R)^2 \exp \left(\Pi \pi_R^2 + \frac{e_R}{1 + \beta \Theta_R} \right) \Gamma(1 + \nu/2, \Pi \pi_R^2)}{\Pi^{\nu/2} \Psi(\eta'_H)}, \quad (16)$$

где Θ_R , Θ'_H , η'_H и π_R определяются соответственно формулами (14), (13), (8) и (11). Режимы горения и отрыва самопроизвольно реализуются в реакторе конечной длины только в том случае, когда за время пребывания в реакторе активная смесь успеет воспламениться вследствие индукционного разогрева. При этом критическим условием самовоспламенения является равенство адиабатической длины индукции длине реактора

$$x_{инд} = L. \quad (17)$$

Принимая во внимание, что большую часть времени в процессе индукционного разогрева реагирующая смесь находится при низкой температуре, проинтегрируем уравнение энергии (12) в интервале от 0 до Θ_R . Используя соотношение (17), получим в параметрической форме критическое условие самовоспламенения

$$Da = \frac{(2 + \nu) \eta_R^2 \eta_0^{n-1} [(\eta_0 \Theta_R + n \eta_R) - (\eta_0 \Theta_R + n \eta_R + n \eta_R \Theta_R) \exp(-\Theta_R)]}{2N \Theta_R^2 \left[1 - \left(\frac{N - \eta_R}{N} \right)^{1 + \nu/2} \right]}. \quad (18)$$

Формула (18) в плоскости $Pe-Da$ определяет прямую (см. рис. 1, 3), параллельную оси Pe . Рассмотрение стационарных режимов реактора в приближении узкой волны горения накладывает определенные ограничения на область допустимых изменений чисел Pe и Da , отвечающих принятой модели процесса.

Предполагая, что основное изменение давления в волне происходит в пределах михельсоновской зоны прогрева и достаточно мало ($(p'_H - p_R^2)/p_H^2 \leq 0,01$), проинтегрируем уравнение фильтрации (9):

$$\frac{p'_H - p_R^2}{p_H^2} = - \frac{2\mu \rho_{mH} u_* \eta_R R_T}{mk_\phi p_H^2} \int_0^l T(x) dx \leq 0,01, \quad (19)$$

где l — ширина михельсоновской зоны прогрева. Профиль температуры $T(x)$ найдем, интегрируя уравнение энергии без источника

$$T(x) = T'_H + (T_\Gamma - T'_H) \exp \left[\frac{\rho_{mH} c_m u_* (1 + \tau \eta_R)}{\lambda} x \right] - (T_\Gamma - T_R). \quad (20)$$

При этом

$$l = - \frac{\lambda}{c_m \rho_{mH} u_* (1 + \tau \eta_R)} \ln \left[\frac{T_\Gamma - T_R}{T'_H - T'_H} + \frac{T_R - T'_H}{e(T_\Gamma - T'_H)} \right]. \quad (21)$$

Потребуем выполнения условия (19) в случае, когда значение интеграла от функции $T(x)$ максимально. Из соотношений (20) и (21) следует,

что максимум интеграла достигается в режиме отрыва, когда температура конечного продукта близка к адиабатической ($T_k \approx T_r$), а само-разогрев в индукционной зоне мал ($T_n \ll T_r$). Вычисляя интеграл в (19), найдем параметрическое соотношение, ограничивающее снизу область изменения параметра (см. рис. 1, 4),

$$Pe = [\beta\eta_k + \gamma(1 + \tau\eta_k)]\eta_n / 0,016\gamma \cdot N(1 + \tau\eta_k)^2. \quad (22)$$

Рассмотренные выше соотношения получены в приближении активированной реакции, т. е. при $\frac{E(T_k - T_n)}{RT_k^2} \gg 1$. Однако наличие интенсивного теплоотвода во входном сечении реактора в режиме горения приводит, согласно (24), к значительному снижению температуры конечного продукта. Вследствие этого при определенных значениях T_k реакцию в волне горения уже нельзя считать активированной. Полагая для определенности, что области активированного процесса отвечает условие $\Theta_n / (1 + \beta\Theta_n)^2 > 5$, и используя (15), получим нижнюю границу существования режима горения. Расчеты показали, что эта граница при $Da < 0,1$ отвечает числам $Pe < 10$, т. е. расположена ниже прямой 4 (см. рис. 1).

4. Кривые 1—4 на рис. 1 разделяют параметрическую плоскость на ряд областей, отвечающих различным стационарным режимам. В области I, ограниченной линиями 1 и 4, выполняется неравенство $u_* < u_n$ и, следовательно, устанавливается режим горения. Область II, заключенная между линиями 1 ($\xi_{отр} = 0$) и 2 ($\xi_{отр} = 1$), отвечает режиму отрыва. Линия 3 делит плоскость $Pe-Da$ на две зоны. При $Da < 0,02$ самовоспламенение в реакторе невозможно, и высокотемпературные режимы горения и отрыва могут быть инициированы только с помощью искусственного поджигания. При $Da > 0,02$ эти режимы устанавливаются в реакторе естественным путем вследствие самовоспламенения. В области III, расположенной выше кривой 1, выполняется неравенство $u_* > u_n$. Следовательно, при значениях параметров Pe и Da , отвечающих области III, волна горения не может находиться вблизи входа в реактор, а сносится конвективным потоком за его пределы. В реакторе при этом реализуется низкотемпературный процесс индукционного разогрева с незначительной глубиной превращения твердого реагента. Таким образом, участок линии 1, разделяющей области I и III, есть, по существу, граница срыва горения.

Из рис. 1 видно, что при некоторых значениях чисел Pe и Da (область II, а) имеет место двузначность возможных стационарных состояний. Особенности процессов в этой области можно выявить, рассматривая распределение скорости горения по длине реактора при фиксированных значениях параметров N и Da и переменном Pe . При построении этой зависимости в качестве аргумента целесообразно использовать расстояние $x_{пл}$ от входного сечения до фронта пламени, под которым подразумевается узкая зона протекания интенсивной химической реакции. Это расстояние складывается из длины зоны отрыва и прогрева

$$\xi_{пл} = \xi_{отр} + \xi_{пр}. \quad (23)$$

Интегрируя уравнение энергии в системе координат, связанной с волной, по ширине зоны прогрева и используя уравнение неразрывности для твердого реагента, получим

$$\xi_{пр} = \frac{1}{(1 + \tau\eta_k) Pe (u_r/u_*)} \ln \frac{\Theta_r - \Theta_n'}{\Theta_r - \Theta_k}. \quad (24)$$

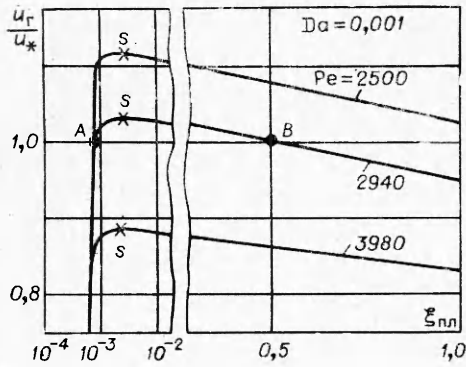


Рис. 2.

Соотношения (7), (8), (11), (13), (14), (24) позволяют определить скорость горения для различных значений Pe и $\xi_{пл}$. Полученные зависимости (рис. 2) характеризуются возрастанием u_r с удалением фронта пламени от входного сечения реактора в режиме горения (участки кривых левее точки s) и убыванием u_r в режиме отрыва (участки кривых правее точки s). Последнее связано с тем, что в отличие от однородного реактора в рассматриваемом случае скорость горения зависит не только от конечной

температуры в зоне индукции Θ'_n , но и от давления газообразного окислителя в волне горения. Если саморазогрев приводит всегда к увеличению u_r с ростом длины отрыва, то падение давления за счет фильтрационного сопротивления среды ведет к уменьшению скорости горения (см. (5)).

Таким образом, в общем случае зависимость $u_r/u_* \cdot (\xi_{пл})$ в режиме отрыва может иметь как возрастающую, так и убывающую ветвь. Точки пересечения кривой $u_r/u_* \cdot (\xi_{пл})$ с прямой $u_r/u_* = 1$ соответствуют стационарным режимам реактора. При числах Pe , отвечающих области I ниже кривой 2 на рис. 1 ($Pe=2500$, рис. 2), стационарное состояние устанавливается только в режиме горения (точка A). Нетрудно показать, что оно устойчиво. Действительно, малое смещение фронта влево или вправо от точки A сопровождается соответственно уменьшением или увеличением скорости горения, возвращающим волну в исходное состояние. В области II, a ($Pe=2940$, рис. 2) кривая $u_r/u_* \cdot (\xi_{пл})$ имеет две точки пересечения с линией $u_r/u_* = 1$, соответствующие режиму горения (точка A) и режиму отрыва (точка B). Поскольку состояние, отвечающее точке B, неустойчиво, то в области II, a возможен единственный стационарный режим — режим горения. Дальнейшее возрастание числа Pe приводит к переходу реактора в режим низкотемпературного окисления ($Pe=3980$, рис. 2). Иная картина наблюдается в области $Da=0.04$, где возможно самовоспламенение (рис. 3, штриховая линия — координата воспламенения). В этом случае кривая $u_r/u_* \cdot (\xi_{пл})$ в режиме отрыва имеет нисходящую ветвь (участок $s-p$), где определяющую роль играет процесс фильтрации, и восходящую, где скорость горения

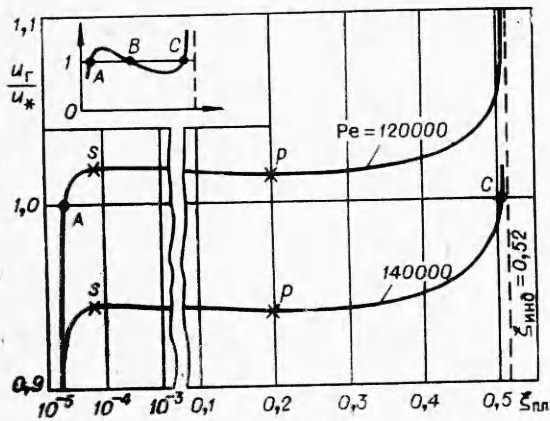


Рис. 3.

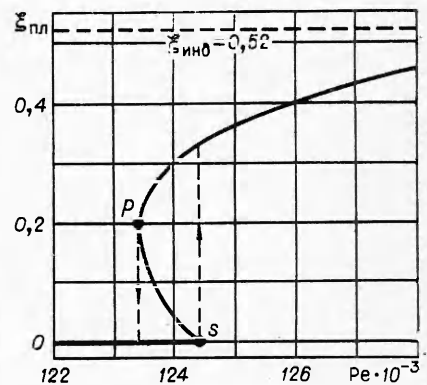


Рис. 4.

увеличивается за счет саморазогрева вещества. Это обстоятельство определяет возможность существования трех стационарных режимов — горения (точка *A*) и отрыва (точки *B* и *C*) и явления гистерезиса при изменении числа *Pe*. Особенность гистерезисного процесса в данном случае состоит не только в неоднозначности конечной температуры, но и местоположения волны горения (рис. 4, штриховой линией отмечено перемещение фронта пламени при изменении чисел Пекле).

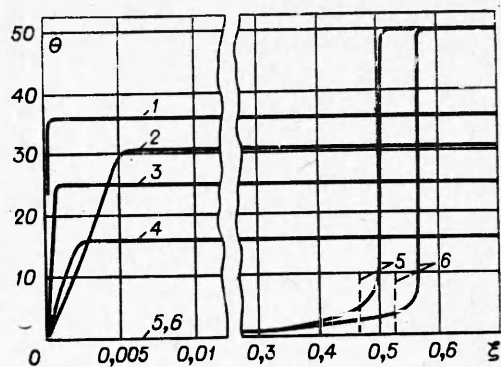


Рис. 5.

Следует отметить, что рассмотренный выше анализ стационарных состояний, по существу, представляет собой развитие метода диаграмм Н. Н. Семенова применительно к исследованию самораспространяющихся химических реакций. Некоторые результаты численного расчета структуры волны горения при различных режимах работы реактора приведены на рис. 5 (1 — $Pe=10^4$, $Da=0,04$; 2 — $Pe=10^2$, $Da=0,001$; 3 — $Pe=10^3$, $Da=0,04$; 4 — $Pe=10^2$, $Da=0,04$; 5 — $Pe=1,3 \cdot 10^5$, $Da=0,04$; 6 — $Pe=\infty$, $Da=0,04$; штриховыми линиями отмечены величины $\xi_{пл}$ и $\xi_{нд}$, рассчитанные по формулам (7), (13), (14), (18), (24)). Они дают представление о распределении характерных величин и удовлетворительно согласуются с результатами качественного анализа.

Поступила в редакцию
6/II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов. Вест. АН СССР, 1976, 10, 26.
2. А. Г. Мержанов. Усп. хим., 1976, 45, 5, 827.
3. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3, 612.
4. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
5. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1976, 12, 3, 323.
6. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. С. Сеплярский. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
7. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1977, 13, 4, 521.
8. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1977, 13, 1, 10.
9. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1976, 12, 6, 879.
10. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4, 27.
11. А. А. Бутаков, Э. И. Максимов, К. Г. Шкадинский. К теории химических реакторов вытеснения. Препринт. ОИХФ. Черноголовка, 1976.
12. А. Г. Мержанов. Процессы горения в химической технологии. Препринт. ОИХФ. Черноголовка, 1976.