

УДК 532.546:541.12

© 1991 г.

О. А. ВЛАСОВ, Ш. А. ЕРШИН, У. К. ЖАПБАСБАЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА В РЕАКТОРЕ С НЕПОДВИЖНЫМ ЗЕРНИСТЫМ СЛОЕМ КАТАЛИЗАТОРА

Численно исследованы явления переноса в каталитическом реакторе с неподвижным зернистым слоем с учетом взаимного влияния тепловых и гидродинамических эффектов. Задача решена в двумерной постановке во всей области ламинарного течения вязкого газа. Изучено влияние пристенных неоднородностей порозности на формирование аэродинамической, температурной и концентрационной картин процесса. Показана возможность сосуществования разных режимов протекания гетерогенного катализа по сечению аппарата в зависимости от газодинамических и теплофизических параметров.

В задачах химической технологии широкое приложение получают методы механики сплошной среды. В качестве примера можно указать каталитические реакторы с неподвижным зернистым слоем [1, 2], применение к которым представлений о взаимопроникающих средах оказалось плодотворным [3–5] и позволило значительно продвинуть возможности теоретического анализа таких аппаратов.

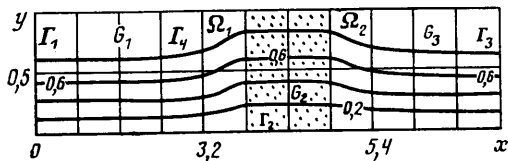
Известно, что в химических реакторах с зернистым слоем катализатора возникают макроскопические неоднородности профилей скорости [6] и температуры – так называемые «горячие пятна» [7]. Одномерные модели не способны показать связь последних с общей аэродинамикой аппарата, диктуемой геометрией. Требуется по крайней мере двумерная модель реактора, основанная на совместном решении уравнений движения вязкой жидкости и теплообмена для всей области течения без искусственного деления на активную зону и свободнопроточные части аппарата с удовлетворением краевых условий и условий сопряжения течения жидкости при пересечении границ пористой вставки. Использование известных моделей идеальной [3] либо квазиидеальной [5] жидкости не позволяет естественным образом определить эти условия. Выпадает и критерий Рейнольдса, который, как показывают опытные данные [1, 2, 5], существенно влияет на процессы переноса в зернистом слое и формирование движения в коллекторах с возможным образованием паразитных рециркуляционных зон.

Указанные недостатки устраняются, если воспользоваться уравнениями движения вязкой жидкости в пористых средах [4, 8], полученными путем осреднения характеристик течения по жидкой фазе. Процедура осреднения эквивалентна «размазыванию» свойств пористой среды и фильтрующейся жидкости в пространстве, занятом зернистым слоем. В результате имеем дело с некоей новой средой с особыми свойствами, при движении которой кроме привычных инерционных сил, выраженных через конвективные составляющие течения, и вязких напряжений внутри самой фильтрующейся жидкости в уравнениях движения появляется дополнительная объемная сила сопротивления Дарси, интегрально учитывающая все виды взаимодействия вязкой жидкости с развитой поверхностью твердого скелета. На линиях контакта этой среды с другими должны быть известны условия сопряжения характеристик течения. Например, на границе взаимодействия зернистого слоя с набегающим (уходящим) потоком необходимо соблюдение условий непрерывности расхода, тангенциальных компонент тензора вязких напряжений жидкости и др. Соответственно на линиях контакта зернистой среды со стенками аппарата – условия непротекания и либо скольжения (модель идеальной жидкости), либо прилипания (модель ньютоновской жидкости).

В рассматриваемых обычно задачах теории фильтрации сопротивление пористой среды столь велико, что более слабыми эффектами (в частности, торможением вязкой жидкости у стенок канала) можно пренебречь. Как показывают решение [9] и опыт [10], пограничный слой, образующийся в зернистом слое вблизи стенки, занимает доли процента поперечного сечения канала. И все же полностью исключить влияние стенки на течение нельзя, ибо с увеличением порозности ($\varepsilon \rightarrow 1$) действие

сил Дарси может стать сопоставимым (и даже оказаться меньше) с влиянием вязких напряжений у ограничивающих течение стенок. Поэтому предпочтительнее исходить из представлений Бринкмана [11] с учетом действия инерционных сил. Тогда при $\varepsilon \ll 1$ результаты мало отличаются от случая движения идеальной жидкости, а при $\varepsilon \rightarrow 1$ реализуется предельный переход к движению вязкой жидкости в отсутствие сил Дарси. В результате появляется возможность записать уравнения движения в обобщенной форме, справедливой для всей области течения, включая пористую среду. При этом условия на непроницаемой стенке канала всюду однородны, а условия сопряжения на проницаемых для потока границах зернистого слоя выполняются автоматически.

Таким образом, если отвлечься от турбулентного характера движения в реальном аппарате (т. е. принять движение ламинарным), то для построения математической модели реактора в двумерном приближении в рамках макрокинетической теории гетерогенного катализа [12] принципиальных трудностей нет. Предлагаемая модель обладает несравненно большей информативностью, чем известные двумерные модели тепломассопереноса в активной зоне [2], построенные в отрыве от формирующейся в аппарате аэродинамики.



Фиг. 1

Ниже исследуется рабочий процесс проточного реактора (фиг. 1), хотя для анализа других конструкций принципиальных трудностей нет (все определяется возможностями используемой ЭВМ).

Пусть в плоский проточный реактор постоянной ширины $2H$ подается реакционноспособная смесь с начальной объемной концентрацией основного реагента c_0 . Активная зона представляет собой установленную поперек канала плоскую пористую вставку из неподвижного зернистого слоя катализатора заданной толщины l . Результирующий эффект гетерогенного катализа можно выразить некоторой наблюдаемой объемной скоростью реакции $W(c_s, T_s)$ в пористой среде [2] (где c, T — соответственно концентрация и температура, индекс s означает, что значения этих величин берутся на каталитической поверхности зерен). Тепло отводится через боковые стенки канала и выносится отходящими газами. Объемная концентрация основного реагента предполагается малой, зерно катализатора изотермичным. В пределах зернистого слоя «работают» конвективный перенос и законы Фурье и Фика с эффективными коэффициентами теплопроводности Λ и диффузии D . Ввиду значительного различия теплоемкостей газовой и твердой фаз процессы переноса в газе считаются квазистационарными. Теплофизические свойства (кроме теплоемкости) зависят от температуры в виде степенных функций. Уравнение состояния газовой фазы записывается в форме Буссинеска.

Задача решается в прямоугольной декартовой системе координат — ось x направлена вдоль центральной линии канала, ось y — нормально к центральной плоскости. Области течения до и после пористой вставки обозначим соответственно через G_1 и G_3 , в зернистом слое — G_2 (см. фиг. 1).

Полная система уравнений, описывающих физический процесс, включает уравнения переноса импульса, массы, тепла и вещества. Исходя из изложенных выше представлений, система уравнений движения реакционной смеси рассматривается совместно с двухфазной моделью тепло- и массообмена в зернистом слое, полученной также методом осреднения по

фазам локального объема пористой среды [5]

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \xi u \varepsilon \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \xi v \varepsilon \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \varepsilon}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$\rho_s \kappa (1-\varepsilon) \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \right) - \alpha S (T_s - T_g) + QW(c_s, T_s) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon c_p T_g}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \varepsilon c_p T_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Lambda_x \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Lambda_y \frac{\partial T_g}{\partial y} \right) + \alpha S (T_s - T_g) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon c_g}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \varepsilon c_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_x \frac{\partial c_g}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_y \frac{\partial c_g}{\partial y} \right) + \rho \beta S (c_s - c_g) \quad (6)$$

$$\rho \beta S (c_s - c_g) + W(c_s, T_s) = 0 \quad (7)$$

$$\rho T_g = \rho_0 T_0 \quad (8)$$

$$\xi = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu}{\varepsilon^3 d_p^2} + \frac{1,75 \rho (1-\varepsilon)}{\varepsilon^2 d_p} |V|$$

Здесь μ , p , ρ , u , v — соответственно коэффициент динамической вязкости, давление, плотность, продольная и поперечная составляющие скорости, ε — порозность слоя, ξ — коэффициент при члене, определяющем силу сопротивления Дарси, d_p — диаметр элемента слоя, t — время, κ , c_p — соответственно теплоемкость твердой и газовой фаз, $S = 6(1-\varepsilon)/d_p$ — удельная поверхность слоя, Q — тепловой эффект реакции, α , β — коэффициенты межфазного тепло- и массообмена, индексы: g — газовая фаза, s — твердая фаза, x , y соответственно указывают значения коэффициентов переноса в продольном и поперечном к потоку направлениях.

В систему уравнений тепло- и массопереноса (4)–(7) входят коэффициенты переноса и скорость химической реакции, которые могут быть определены экспериментально. Здесь, следуя [1, 2], примем

$$\frac{\Lambda_s}{\lambda_0} = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon + 0,785(1-\varepsilon)(1-\lambda_0/\lambda_s)} \quad (9)$$

$$\frac{\Lambda_j}{\lambda_0} = (A_j + B_j \text{Re}_s \text{Pr}) \frac{\lambda_g}{\lambda_0}, \quad \frac{D_j}{D_0} = (M_j + N_j \text{Re}_s \text{Pr}) \frac{D_g}{D_0} \quad (10)$$

$$\text{Re}_s = \frac{\rho |V| d_s}{\mu}, \quad d_s = \frac{4\varepsilon d_p}{6(1-\varepsilon)}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu_0}{\alpha_0}, \quad \text{Pr}_D = \frac{\nu_0}{D_0}, \quad j=x, y$$

где λ_s — коэффициент теплопроводности зерна, λ_g , D_g — коэффициенты теплопроводности, диффузии смеси, зависящие от температуры, A_j , B_j ,

M_j, N_j — эмпирические константы [1]. Индекс ноль соответствует входному сечению канала.

Входящие в уравнения (4)–(7) коэффициенты межфазного тепло- и массообмена α, β находятся из соотношений [1]

$$Nu_\alpha = 0,395 Re_e^{0,64} Pr^{0,33}, \quad Nu_\beta = 0,395 Re_e^{0,64} Pr^{0,33}$$

$$Nu_\alpha = \frac{\alpha d_e}{\lambda_0}, \quad Nu_\beta = \frac{\beta d_e}{D_0} \quad (11)$$

Для наблюдаемой скорости химической реакции использовалась модель [12]

$$W(c_s, T_s) = k_0 \rho c_s (1 - \varepsilon) \exp(-E/RT_s) \quad (12)$$

Здесь $k_0 = 5,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $E = 9500 \text{ ккал/кмоль}$, $Q = 2420 \text{ ккал/кг}$, где E, R — соответственно энергия активации и универсальная газовая постоянная.

В областях G_i ($i=1$ и 3), где $\varepsilon=1$, система (1)–(8) переходит в уравнения Навье–Стокса и уравнения переноса с обычными молекулярными коэффициентами, а в G_2 , где $0 < \varepsilon < 1$, она описывает движение и тепломассоперенос вязкого газа в пористой среде.

В теории моделирования реакторов с неподвижным зернистым слоем обычно систему (1)–(8) записывают отдельно для каждой области течения G_i ($i=1, 2, 3$). В результате приходят к двум типам движения и тепломассопереноса, требующим своего сопряжения на границах раздела сред. При обобщенной форме записи (1)–(8) система справедлива для всех трех областей G_i и требует лишь задания ε и определения коэффициентов переноса в интегрируемом пространстве.

Система (1)–(8) решается при следующих начальных и краевых условиях:

$$t=0: T_s = T^B, T_g = T^B, c_s = c_g = 0 \quad (13)$$

$$\Gamma_1: u = u_0(y), v = 0, T_g = T_0, c_g = c_0 \quad (14)$$

$$\Gamma_2: \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial T_g}{\partial y} = \frac{\partial c_g}{\partial y} = \frac{\partial T_s}{\partial y} = 0$$

$$\Gamma_3: \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial T_g}{\partial x} = \frac{\partial c_g}{\partial x} = 0$$

$$\Gamma_4: u = v = 0, \quad \frac{\partial c_g}{\partial y} = 0, \quad -\Lambda_v \frac{\partial T_g}{\partial y} = \alpha_g^w (T_g - T_w)$$

$$-\Lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} = \alpha_s^w (T_s - T_w)$$

Здесь T_w — температура стенки, T^B — значение температуры в начальный момент времени, α_g^w, α_s^w — коэффициенты теплообмена со стенкой реактора.

На границах раздела областей G_i для уравнения (4) поставлены условия.

$$-\Lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \alpha (T_s - T_g), \quad i=1, 2 \quad (15)$$

и как частный случай (15) использовались условия адиабатичности.

Во входном сечении задается параболический профиль скорости, а на Γ_4 , как уже отмечалось выше, условия прилипания.

Приведенная постановка задачи (1)–(15) использована для изучения динамики переходных процессов в проточном реакторе с неподвиж-

ным слоем катализатора. Ввиду того что в систему уравнений входят коэффициенты с разрывными свойствами, в сквозном счете должны быть выполнены условия сопряжения на границах раздела сред. Последние находятся из (1)–(3), (5), (6) стандартным способом [5] и имеют вид

$$\left[p + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right]_- = \Gamma p + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_+ \\ \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]_- = \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]_+, \quad [\rho u \varepsilon]_- = [\rho u \varepsilon]_+, \quad " = " \quad (16)$$

$$\Gamma \left[\rho u \varepsilon c_p T_g - \Lambda_x \frac{\partial T_g}{\partial x} \right]_- = \left[\rho u \varepsilon c_p T_g - \Lambda_x \frac{\partial T_g}{\partial x} \right]_+, \quad [T_g]_- = [T_g]_+$$

$$\left[\rho u \varepsilon c_g - \rho D_x \frac{\partial c_g}{\partial x} \right]_- = \left[\rho u \varepsilon c_g - \rho D_x \frac{\partial c_g}{\partial x} \right]_+, \quad [c_g]_- = [c_g]_+ \quad (17)$$

Индексы минус и плюс относятся к параметрам потока соответственно до и после поверхности раздела сред.

Решение уравнений движения проводилось в переменных завихренность – функция тока

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \rho u \varepsilon = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho v \varepsilon = - \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

В этом случае из (1)–(3) согласно рекомендациям [14] получим уравнение для завихренности и функции тока

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\omega}{\varepsilon} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\omega}{\varepsilon} \left(- \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right) = \frac{\partial}{\partial x^2} (\mu \omega) + \frac{\partial}{\partial y^2} (\mu \omega) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\xi \frac{\partial \psi}{\rho \partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\xi \frac{\partial \psi}{\rho \partial y} \right) + g(x, y) \quad (18)$$

$$g(x, y) = 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - 2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho \varepsilon} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho \varepsilon} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \omega = 0 \quad (19)$$

Для решения уравнений (5), (6), (18) применялся метод стабилизирующей поправки, для (4) и (19) – метод расщепления и верхней релаксации соответственно. Конечно-разностные аналоги уравнений получены интегрированием по контрольному объему [15, 16] на двумерной адаптивной сетке, построенной по алгоритму, предложенному К. Г. Шкадинским.

Граничные условия для ω , ψ находятся из (14). Значение завихренности на стенке определяется по формуле Тома с использованием нижней релаксации.

Система уравнений (1)–(8), (13), (14) приводится к безразмерному виду с использованием параметров потока на входном сечении и переменных $\theta_g = (T_g - T_0)E / (RT_0^2)$, $\theta_s = (T_s - T_0)E / (RT_0^2)$, $\eta_g = (c_0 - c_g) / c_0$, $\eta_s = (c_0 - c_s) / c_0$. При этом в уравнениях появляются безразмерные комплексы: $Re = u_0 H / \nu_0$ – число Рейнольдса (H – полуширина канала), $Pe = u_0 H / a_0$, $Pe_D = u_0 H / D_0$ – числа Пекле, $\theta_{aa} = c_0 Q E / (\rho c_p R T_0^2)$ – адiabатический разогрев, $Bi_{s,g} = \alpha_{s,g} H / \lambda_0$ – число Био, $\dot{\gamma} = (1 - \varepsilon) \rho_s \kappa / (\rho_0 c_p)$.

Основными режимными параметрами задачи являются число Рейнольдса, сопротивление зернистого слоя, адиабатический разогрев, число Био, геометрические характеристики реактора, входные параметры потока. В расчетах они варьировались в пределах: $Re=40-800$ ($Re_e=4-80$), $d_p=20-60$, $\epsilon=0,39-0,78$, $Bi_s=0-10$, $T_0=395-493$ К, $c_0=0,5-5\%$.

В адиабатическом режиме и при постоянном значении порозности по поперечному сечению реактора тепловыделение в зернистом слое не вызывает заметной качественной перестройки аэродинамики аппарата. Термическое расширение газов в активной зоне несколько увеличивает местную скорость фильтрации и соответственно сопротивление слоя равномерно растет по сечению реактора. Поэтому, как и в случае холостой работы аппарата (в отсутствие процесса катализа), поток перед вставкой тормозится по всей высоте канала, появляется поперечная составляющая скорости положительного знака, линии тока отклоняются от центра к стенкам канала (см. фиг. 1), профиль продольной составляющей скорости становится более заполненным. Внутри слоя линии тока почти параллельны стенкам канала. За вставкой они отклоняются уже к центру канала, поперечная скорость имеет отрицательный знак, профиль продольной скорости начинает деформироваться, приближаясь вновь к параболической форме. Искривление линий тока сопровождается зарождением характерной завихренности в потоке [5], которая может вызвать появление за вставкой макронеоднородности в профилях скорости в виде «ушей» [5, 6]. Завихренность проникает частично и в поверхностный слой пористой вставки, что указывает на наличие слабой деформации линий тока. Внутри пористой среды завихренность, как и следовало ожидать, быстро подавляется.

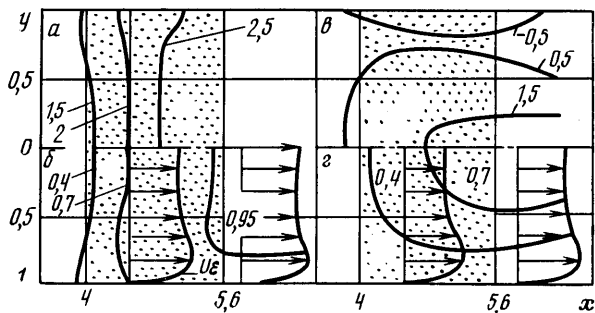
Если есть теплоотдача через стенки реактора ($Bi \neq 0$), активная зона реакции стягивается к центру вставки, пристенная же часть слоя остается холодной (см. изотермы θ_g ($a-Bi=0$, $\epsilon-Bi=2$) и изолинии конверсии η_s ($b-Bi=0$, $z-Bi=2$) на фиг. 2). В результате сопротивление среды получается неоднородным. В естественных условиях этот эффект усиливается тем, что порозность зернистого слоя с приближением к ограничивающей стенке несколько возрастает [1]. Если воспользоваться предложенным в [17] осредненным распределением порозности поперек канала

$$\epsilon = \epsilon_0 \{1 + b \exp [1 - (H - y)/d_p]\}$$

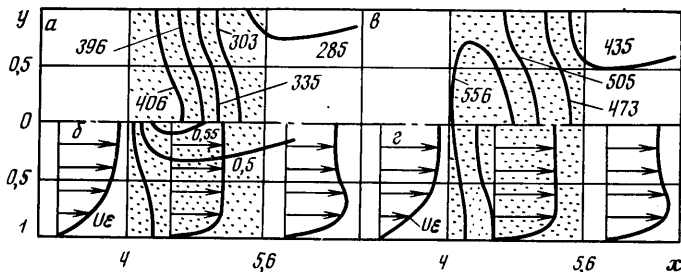
(где ϵ_0 — значение порозности в центре слоя, а коэффициент b связан с величиной ϵ_0), то, как показывают результаты расчетов, максимум скорости смещается к стенке канала. При этом с ростом критерия Био неравномерность профиля скорости δ (отношение среднерасходной скорости к максимальной) внутри слоя усиливается. Так, при $Bi_s=0$ имеем $\delta=0,9$, а в случае $Bi_s=2$, $\delta=0,7$ ($Re_e=20$, $\epsilon_0=0,48$, $T_0=423$ К, $d_p=0,005$ м, $H=0,05$ м, $c_0=1\%$). Преимущественное протекание смеси по холодной части вставки, естественно, ведет к снижению эффективности работы реактора. По сечению аппарата катализатор будет находиться в разных состояниях. Если в центральной части химическая реакция происходит в высокотемпературном внешнедиффузионном режиме, то вблизи стенки наблюдается кинетический режим с медленным окислением реагента (см. фиг. 2).

На фиг. 3 показаны результаты расчетов, позволяющие раскрыть некоторые особенности развития аэротермохимического процесса в реакторе во времени ($Re_e=10$, $Bi_s=0$, $\epsilon=0,48$, $d_p=0,005$ м, $T_0=473$ К, $c_0=1\%$): изотермы в К ($a-t=52$ с, $\epsilon-t=220$ с) и изолинии конверсии η_g ($b-t=52$ с, $z-t=220$ с).

Ввиду того что здесь входная температура смеси несколько выше на-



Фиг. 2



Фиг. 3

гальной температуры слоя, процесс катализа и соответствующий ему подъем температуры начинается в передней части активной зоны. Однако сносимые вниз продукты реакции (пока что в малом количестве) приводят к постепенному разогреву последующих слоев с повышением их каталитической активности. Возникает тепловая волна, набирающая интенсивность (T_{\max}) по мере перемещения по каталитическому слою.

При определенных сочетаниях параметров задачи (Re , T_0 , c_0 , Vi и т. д.) волна достигает выходной границы вставки, так и не набрав в пределах слоя необходимой для перехода в диффузионную область горения критической температуры (T_{\max}^*). В других случаях удается достичь T_{\max}^* , тогда происходит своего рода воспламенение с образованием хорошо выраженного пика температуры, скорость реакции резко возрастает, обеспечивая полную конверсию реагента. Резкое повышение температуры приводит к распространению тепла (в основном за счет теплопроводности твердого скелета) навстречу свежей смеси, активизируя процесс катализа перед фронтом горения. В результате фронт начинает перемещаться по каталитическому слою навстречу потоку, пока не стабилизируется там, где достигается баланс между количеством отводимого по твердому скелету тепла от фронта и конвективным теплосъемом с участка слоя перед ним.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979. 176 с.
2. Матрос Ю. Ш. Нестационарные процессы в каталитических реакторах. Новосибирск: Наука, 1982. 258 с.
3. Мясников В. П., Котелкин В. Д. Гидродинамическая модель химического реактора с неподвижным слоем катализатора // Аэромеханика. М.: Наука, 1976. С. 307–316.
4. Слеттери Дж. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. М.: Энергия, 1978. 448 с.

5. Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1984. 163 с.
6. Струминский В. В., Павлихина М. А. Экспериментальные исследования распределения скоростей за стационарным зернистым слоем катализатора // Аэродинамика в технологических процессах. М.: Наука, 1981. С. 63–74.
7. Кленов О. П., Матрос Ю. Ш. Структура слоя катализатора и ее влияние на аэродинамику контактного аппарата // Аэродинамика химических реакторов с неподвижным слоем катализатора. Новосибирск, 1985. С. 4–15.
8. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.
9. Chandrasekhara B. C., Rudraiah N., Nagaraj S. T. Velocity and dispersion in porous media // Int. J. Engng Sci. 1980. V. 18. № 7. P. 921–929.
10. Мухин В. А., Смирнова Н. Н. Исследование процессов тепломассообмена при фильтрации в пористых средах: Препринт № 26–78. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1978. 27 с.
11. Brinkman H. C. Calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles // Appl. Sci. Res. 1947. V. A1. № 1. P. 21–28.
12. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 491 с.
13. Лядокова Г. М., Антонова Н. А., Попова Н. М. Кинетика окисления окиси углерода на низкопроцентных палладиевых катализаторах на $\theta\text{-Al}_2\text{O}_3$ // Гетерогенный катализ. Алма-Ата: Наука, 1977. С. 86–93.
14. Richards C. W., Crane C. M. Pressure marching schemes that work // Int. J. Numer. Meth. Eng. 1980. V. 15. № 4. P. 599–605.
15. Роуч П. Дж. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
16. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
17. Vortmeyer D., Schuster J. Evaluation of steady flow profiles in rectangular and circular packed beds by a variational method // Chem. eng. Sci. 1983. V. 38. № 10. P. 1691–1699.

Алма-Ата

Поступила в редакцию
29.XII.1988