

Рис. 3. Зависимость глубины проникновения от коэффициента избытка воздуха для различных сечений варьируемых параметров.

димому, связано с ростом глубины проникновения струй топлива в сно-
сущий сверхзвуковой поток воздуха.

На рис. 3 приводятся зависимости $h_s(\alpha)$. Точки на кривых соответ-
ствуют режимам работы камеры сгорания, при которых наблюдается
начало повышения давления. Видно, что для всех случаев величина гл-
бины проникновения приблизительно равнялась 4,2 мм, а как отмеча-
лось ранее, начальная толщина пограничного слоя на входе в камеру
составляла 4 мм. Следовательно, подъем струй топлива над погранич-
ным слоем соответствует переходу на режим интенсивного горения.

Таким образом, отношение глубины проникновения к толщине погра-
ничного слоя в месте инжекции является фактором, существенно влия-
ющим на эффективность процесса горения в многоструйных сверхзвуко-
вых камерах сгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Строкин В. М., Рожицкий С. М. // Химическая физика процессов горения и взры-
ва.— Черногловка, 1977.
2. Роджерс Р., Эгерс Дж. РТК, 1974, 12, 12, 8.
3. Биллиг Ф., Даггер Дж., Волтрон Р. // Тр. 1 Международного симпозиума по
РПД.— Марсель, 1972.
4. Чернов В. Л., Киселева Е. И. // Кинетика и аэродинамика процессов горения топ-
лив.— М.: Наука, 1969.

г. Москва

Поступила в редакцию 7/II 1989,
после доработки — 19/IX 1989

УДК 536.533 + 532.51

Т. А. Боднарь

ТЕПЛОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОТОЧНОГО ХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА С НЕПОДВИЖНЫМ СЛОЕМ КАТАЛИЗАТОРА

Рассматривается проточный химический реактор, принцип работы ко-
торого приведен в [1]. Реактор представляет собой трубу радиуса r_0 , за-
нимающую по длине пространство от $x = -\infty$ до $x = \infty$ и включающую
три зоны. Средняя ($0 \leq x \leq L$), заполненная насадкой из частиц ката-
лизатора, является реакционной. Две другие — входная ($-\infty < x < 0$)
и выходная ($L < x < \infty$) — заполнены насадкой из частиц, аналогичных
по своим физическим свойствам частицам катализатора, которые нахо-
дятся в реакционной зоне, но не обладают каталитическими свойствами.
Жидкость или газ поступают в реактор при $x = -\infty$ и на участке $-\infty <$
 $x < 0$ имеют постоянную температуру T_0 . В реакционной зоне реаги-
рующие молекулы перегруппировываются, в результате образуются ко-
нечные продукты и выделяется тепловая энергия. Течение жидкости или

© 1990 Боднарь Т. А.

68

газа в реакторе на всем его протяжении является поршневым и происходит с постоянной скоростью v . Предполагается, что частицы катализатора и обтекающий их поток имеют одинаковую температуру, а скорость тепловыделения в результате каталитических реакций подчиняется закону Аррениуса [2].

Поступающий в реакционную зону поток должен обладать достаточно высокой температурой для того, чтобы процесс образования конечных продуктов протекал с достаточной скоростью. В то же время параметры процесса в сочетании с размерами реактора, условиями на его границах не должны привести к ускорению химических реакций и потере тепловой устойчивости, т. е. тепловому взрыву. Подобные задачи возникают при изучении фильтрации жидкостей через пористые среды [2].

При сделанных предположениях уравнение теплового баланса в реакционной зоне реактора имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{v}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \frac{Qz}{c} \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \quad (1)$$

где t — время; x, r — цилиндрические координаты; κ — температуропроводность; Q — тепловой эффект каталитических реакций, отнесенный к единице массы; z — предэкспонент; E — энергия активации; c — удельная теплоемкость жидкости или газа; R — универсальная газовая постоянная; v — скорость потока.

Граничные условия при теплоизолированных стенках реактора:

$$T(x=0, r, t) = T_0, \quad \frac{\partial T(L, r, t)}{\partial x} = 0, \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad t \geq 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(x, r_0, t)}{\partial r} = 0, \quad T(x, 0, t) < \infty, \quad 0 \leq x \leq L, \quad t \geq 0. \quad (3)$$

Если температура на стенках реактора поддерживается постоянной, то (3) следует заменить на

$$T(x, r_0, t) = T_0, \quad T(x, 0, t) < \infty, \quad 0 \leq x \leq L, \quad t \geq 0. \quad (4)$$

В качестве начального условия рассматриваются

$$T(x, r, 0) = T_0, \quad 0 \leq x \leq L, \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad (5)$$

хотя распределение температур в начальный момент времени может быть иным ($T(x, r, 0) = f(x, r)$), о чем пойдет речь в последующем.

После перехода в (1)–(5) к безразмерным переменным, определяемым соотношениями [3]:

$$\Theta = E(T - T_0)RT_0^2, \quad \tau = t/t_a, \quad \eta_1 = x/x_a, \quad \eta_2 = r/x_a, \\ \beta = RT_0/E, \quad \delta = L/x_a, \quad \alpha = r_0/L, \quad u = vt_a/x_a,$$

где $t_a = cRT_0^2/EQZ \exp(E/RT_0)$, $x_a = (\kappa t_a)^{0.5}$, вводятся операторы

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \Delta \Theta - u \frac{\partial \Theta}{\partial \eta_1} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \Theta^n = F(\mu, \Theta), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \Delta \Theta - u \frac{\partial \Theta}{\partial \eta_1} + a_1 \Theta \frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta + \mu \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} \Theta, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta + \mu \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} \Theta + a_0 + \sum_{n \geq 2}^{\infty} a_n \Theta^n = G(\mu, \Theta, a_0), \quad (8)$$

где μ — параметр из интервала, содержащего ноль;

$$a_n = \frac{1}{n!} \frac{\partial}{\partial \Theta^n} \exp(\Theta/(1 + \beta\Theta)) \Big|_{\Theta=0};$$

$$\Delta \Theta = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta_1^2} + \frac{1}{\eta_2} \frac{\partial}{\partial \eta_2} \left(\eta_2 \frac{\partial \Theta}{\partial \eta_2} \right)$$

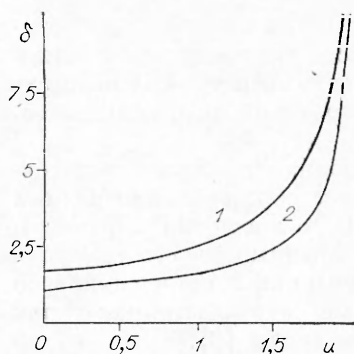


Рис. 1.

— оператор Лапласа. Нелинейный оператор (8) — это запись в безразмерных параметрах уравнения (1) с нелинейным числом, представленным в виде степенного ряда (6), (7) носят вспомогательный характер. Для (6) — (8) справедливы граничные и начальные условия (2) — (5), записанные в безразмерной форме.

Для исследования устойчивости решения (8) с начальным условием (5) и граничными условиями (2), (3) или (2), (4) используется метод проекций [4]. Сущность его заключается в притягивании решения бесконечномерной задачи (8), (2), (3) (или 4), (5) к пространству конечной размерности. С этой целью строится пространство функций линейризованного оператора (7) и определяется устойчивость нулевого решения. Затем на это пространство проектируются решения бифуркационной задачи (6) и задачи (8), содержащей параметр $a^0 \neq 0$, разрушающей бифуркацию, и определяются условия устойчивости решения этих задач.

Для начала проведен анализ устойчивости решения системы (2), (3), (5), (8), описывающей реактор с теплоизолированными стенками. В этом случае спектр оператора (7) с условиями (2), (3), (5) состоит только из дискретных собственных значений

$$\sigma_n = a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_n^2,$$

где $\lambda_n, n = 1, 2, \dots$ — положительные корни трансцендентного уравнения

$$\lambda_n = -\frac{u}{2} \operatorname{tg} \lambda_n \delta. \quad (9)$$

Нулевое решение устойчиво, если $\sigma_{\max} = \sigma_1 < 0$. В дальнейшем σ_1 отождествляется с параметром μ и выражение для границы между зонами устойчивости и неустойчивости решений приобретает вид

$$\mu = a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 = 0, \quad (10)$$

причем областью определения λ_1 при любых $0 < \delta < \infty$ является $0,5\pi\delta^{-1} < \lambda_1 < \pi\delta^{-1}$.

Зависимость критического значения δ от скорости u , рассчитанная по формуле (10) с учетом (9), приведена на рис. 1, I. Видно, что при $u \rightarrow 2$ нулевое решение устойчиво при любых $\delta > 0$. Собственному значению σ_1 соответствует собственный вектор $y = \sin \lambda_1 \eta_1 \exp(0,5u\eta_1)$. Поскольку собственные векторы задачи (2), (3), (7) ортогональны на отрезке $0 \leq \eta_1 \leq \delta$ с весом $\exp(-u\eta_1)$, в качестве сопряженного к y следует брать вектор

$$y^* = \frac{2\lambda_1 \sin \lambda_1 \eta_1 \exp(-0,5u\eta_1)}{\lambda_1 \sigma - \sin \lambda_1 \delta \cos \lambda_1 \delta}.$$

Решение нелинейного уравнения (6):

$$\Theta(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \Theta_n \varepsilon^n, \quad \mu(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \mu_n \varepsilon^n, \quad (11)$$

где ε — амплитуда, определяемая как скалярное произведение $\varepsilon = \langle \Theta, y^* \rangle$.

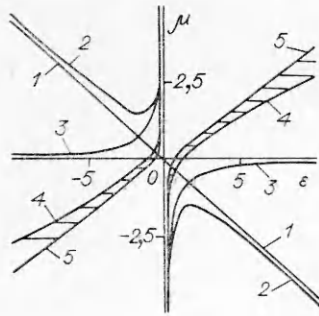


Рис. 2.

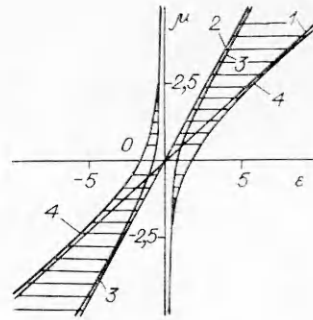


Рис. 3.

Подстановка (11) в (6) и отождествление членов при одинаковых степенях ϵ приводит к системе

$$\frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta_1 = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta_2 + 2\mu_1 \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} \Theta_1 + \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial^2 \Theta} \Theta_1^2 = 0. \quad (13)$$

Из (12) непосредственно следует $\Theta_1 = \sin \lambda_1 \eta_1 \exp(0,5u\eta_1)$. Для решения (13) используется альтернатива Фредгольма, в соответствии с которой решение существует, если

$$\left\langle \frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta_2, y^* \right\rangle = 0$$

и, следовательно,

$$2\mu_1 \left\langle \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} \Theta_1, y^* \right\rangle + \left\langle \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial^2 \Theta} \Theta_1^2, y^* \right\rangle = 0,$$

откуда вытекает

$$\mu_1 = \frac{4(2\beta - 1) \exp(0,5u\delta)}{(\lambda_1 \delta - \sin \lambda_1 \delta \cos \lambda_1 \delta) (u^2 + 36\lambda_1^2)} \left\{ \frac{24\lambda_1^2}{u^2 + 4\lambda_1^2} [0,5u \sin \lambda_1 \delta + \lambda_1 (\exp(-0,5u\delta) - \cos \lambda_1 \delta)] + (0,5 \sin \lambda_1 \delta - 3\lambda_1 \cos \lambda_1 \delta) \sin^2 \lambda_1 \delta \right\}. \quad (14)$$

Таким образом, граница устойчивости бифуркационного решения будет определяться в плоскости (μ, ϵ) уравнением

$$\mu - \mu_1 \epsilon = 0. \quad (15)$$

Качественный анализ поведения решения системы (9), (14), (15) в плоскости μ, ϵ затруднен из-за трансцендентности (9). Вместе с тем расчеты показывают, что в зависимости от значений параметров u, β эта система имеет одно, два или вообще не имеет решений. Так, при $u = 0,1, \beta = 0$ система представляет в плоскости μ, ϵ прямую (рис. 2, 1), ограничивающую область устойчивости сверху. При $\beta = 0,5$ области устойчивости бифуркационного (15) и нулевого (10) решений совпадают, $\mu < 0$. Если $\beta = 1, u = 0,1$, система (9), (14), (15) распадается на два решения (рис. 3, прямые 1, 2 ограничивают область устойчивости сверху и снизу). Область неустойчивости находится между этими прямыми (заштрихована). По достижению β некоторого значения, зависящего от u , рассматриваемая система не имеет решения и процесс устойчив при любых $\delta > 0$. Так, при $u = 0,1$ это происходит, если $\beta \geq 1,34$.

Используя условие нормировки $\epsilon = 1$, из (9), (15) можно определить границу устойчивости бифуркационного решения в плоскости δ, β :

$$a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \mu_1 = 0. \quad (16)$$

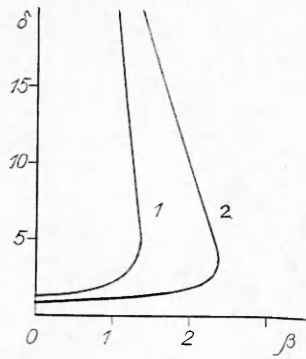


Рис. 4.

Граница устойчивости $\delta = \delta(\beta)$, рассчитанная по (9), (14), (16) при $u = 0,1$, приведена на рис. 4, 1. Область неустойчивости находится между прямой $\beta = 0$ и кривой 1. Здесь так же, как в плоскости μ, ϵ , каждому $\beta < 0,5$ соответствует одно значение δ , ограничивающее область устойчивости сверху. При $0,5 < \beta \leq 1,34$ каждому β соответствуют два значения δ , ограничивающие область устойчивых решений сверху и снизу (при $\beta = 0,5$ вторая точка δ находится на бесконечности).

Для определения устойчивости решения, разрушающего бифуркацию, необходимо положить в (8) $a_0 = \Delta(\mu, \epsilon)$. Стационарные решения (8) $G(\mu, \Theta, \Delta) = 0$ при $\Delta = 0$ разветвляются в двойной точке $(\mu, \Theta) = (0, 0)$, что показано выше, а при $\Delta \neq 0$ распадаются на изолированные решения, разрушающие бифуркацию в точке $(\mu, \Theta) = (0, 0)$, так как $\langle \partial G(0, 0, 0) / \partial \Delta, y^* \rangle \neq 0$ при любом $y^* \neq 0$.

Двукратное дифференцирование $G(\mu, \Theta, \Delta)$ в точке $(\epsilon, \mu) = (0, 0)$ с последующим применением альтернативы Фредгольма позволяет получить первые два ненулевых члена в разложении $\Delta(\mu, \epsilon)$ по степеням μ, ϵ

$$\Delta(\mu, \epsilon) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta(0, 0)}{\partial \epsilon^2} \epsilon^2 + 2 \frac{\partial^2 \Delta(0, 0)}{\partial \epsilon \partial \mu} \epsilon \mu \right),$$

$$\frac{\partial^2 \Delta(0, 0)}{\partial \epsilon^2} = - \left\langle \frac{\partial^2 G(0, 0, 0)}{\partial \Theta^2} \Theta_1^2, y^* \right\rangle \left(\left\langle \frac{\partial G(0, 0, 0)}{\partial \Delta}, y^* \right\rangle \right)^{-1},$$

$$\frac{\partial^2 \Delta(0, 0)}{\partial \epsilon \partial \mu} = - \left\langle \frac{\partial^2 G(0, 0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} \Theta_1, y^* \right\rangle \left(\left\langle \frac{\partial G(0, 0, 0)}{\partial \Delta}, y^* \right\rangle \right)^{-1}.$$

Из данного разложения вытекает зависимость для границы устойчивости в плоскости μ, ϵ

$$\mu_1 \epsilon^2 - \epsilon \mu - w(\lambda_1, \delta) = 0, \quad (17)$$

$$w(\lambda_1, \delta) = \frac{8a_0 \lambda_1^2}{(\lambda_1 \delta - \sin \lambda_1 \delta \cos \lambda_1 \delta) (u^2 + 4\lambda_1^2)}. \quad (18)$$

Система (9), (14), (17), (18) так же, как и система (9), (14), (15), может иметь одно, два или не иметь решений. Так, при $\beta = 0, u = 0,1$ (см. рис. 2, 2), $\beta = 0,5, u = 0,1$ (см. рис. 2, 3) данная система имеет одно решение, ограничивающее область устойчивости сверху, а при $\beta = 1, u = 0,1$ (см. рис. 3, 3, 4), $\beta = 2, u = 0,1$ (см. рис. 2, 4, 5) — два решения, ограничивающие области устойчивости сверху и снизу, так, что области неустойчивости (заштрихованы) находятся между ветвями гипербол (см. рис. 2, 4, 5, расчеты представлены в виде $0,2\mu = \mu(\epsilon)$). При $u = 0,1$ и $\beta > 2,4$ система (9), (14), (17), (18) не имеет решений и процесс устойчив при любых $\delta > 0$.

Условие $\epsilon = 1$ дает выражение для границы устойчивости решения, разрушающего бифуркацию в плоскости δ, β :

$$a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \mu_1 + w(\lambda_1, \delta) = 0. \quad (19)$$

Результаты расчета критического значения $\delta = \delta(\beta)$ по системе (9), (14), (19), (18) при $u = 0,1$ приведены на рис. 4, 2. Область неустойчивости находится между прямой $\beta = 0$ и кривой 2. При $\beta = 2,4$ оба решения $\delta = \delta(\beta)$ сливаются в одну точку $\delta = 3,5$, а при $\beta > 2,4$ решения $\delta = \delta(\beta)$ не существует и процесс устойчив при любых $\delta > 0$.

На рис. 1, 2 приведена критическая зависимость $\delta = \delta(u)$, рассчитанная по системе (9), (14), (19), (18) при $\beta = 0,5$. Аналогично нулевому решению, при $u \rightarrow 2$ решение (2), (3), (5), (8) устойчиво при лю-

бых $\delta > 0$, а при $u \rightarrow 0$ $\delta \simeq 1$, что соответствует результату, полученному при анализе тепловой устойчивости бесконечной пластины конденсированной фазы [5].

Таким образом, результаты расчетов показывают, что в зависимости от скорости u , характеризующей унос тепла из реактора и параметра β , определяющего скорость тепловыделения в реакторе, возможны один или два устойчивых стационарных режима работы. Физическое обоснование возможности существования одного или двух устойчивых стационарных режимов работы в зависимости от соотношения между скоростями тепловыделения и теплоотвода полно дано в [6] на примере химического реактора идеального перемешивания. Поэтому здесь нет необходимости останавливаться на этом.

В случае постоянства температуры на стенках реактора максимальное собственное значение оператора (7) с условиями (2), (4), (5) и соответствующий ему собственный вектор равны

$$\sigma_1 = a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \frac{v_1^2}{\alpha^2 \delta^2},$$

$$y = \sin \lambda_1 \delta \exp(0,5u\eta_1) J_0(v_1(\alpha\delta)^{-1}\eta_2),$$

где $J_0(\eta_2)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $v_1 = 2,40$ — минимальный корень трансцендентного уравнения $J_0(v_1) = 0$.

Поскольку собственные векторы оператора (7) ортогональны при $0 \leq \eta_1 \leq \delta$, $0 \leq \eta_2 \leq \alpha\delta$ с весом $\eta_2 \exp(-u\eta_1)$, в качестве сопряженного к y следует брать вектор

$$y^* = \frac{2\eta_2 \lambda_1 \sin \lambda_1 \eta_1 \exp(-0,5u\eta_1) J_0(v_1(\alpha\delta)^{-1}\eta_2)}{(\lambda_1 \delta - \sin \lambda_1 \delta \cdot \cos \lambda_1 \delta) g(\alpha)},$$

$$g(\alpha) = \int_0^{\alpha\delta} \eta_2 J_0^2(v_1(\alpha\delta)^{-1}\eta_2) d\eta_2.$$

Применение приведенной выше процедуры анализа устойчивости к системе (2), (4), (5), (8), позволяет записать вместо (10), (15)–(17), (19) условия

$$\mu = a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \frac{v_1^2}{\alpha^2 \delta^2} = 0, \quad \mu - 0,7\mu_1 \varepsilon = 0,$$

$$a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \frac{v_1^2}{\alpha^2 \delta^2} - 0,7\mu_1 = 0, \quad (20)$$

$$0,7\mu_1 \varepsilon^2 - \varepsilon \mu - 1,6w(\lambda_1, \delta) = 0,$$

$$a_1 - \frac{u^2}{4} - \lambda_1^2 - \frac{v_1^2}{\alpha^2 \delta^2} - 0,7\mu_1 + 1,6w(\lambda_1, \delta) = 0,$$

каждое из которых должно решаться совместно с необходимыми соотношениями из (9), (14), (18).

При прочих равных условиях уравнения (20) дают более широкие области устойчивых решений по сравнению с (10), (15)–(17), (19), что вполне естественно. Очевидно, что в каждом конкретном случае можно подобрать такое α , что левые части уравнений (20) будут отрицательными и неустойчивых решений не будет. Вместе с тем необходимо отметить, что предельный переход от (20) к (10), (15)–(17), (19) путем $\alpha \rightarrow \infty$ некорректен, поскольку система (2), (4), (5), (7) при конечном и бесконечном α — это разные задачи о собственных значениях.

В заключение необходимо рассмотреть ненулевое начальное условие уравнения (8): $\Theta(\eta_1, \eta_2, 0) = f(\eta_1, \eta_2)$. В этом случае собственные значения оператора

$$\sigma \Theta - \frac{\partial F(0, 0)}{\partial \Theta} \Theta - \mu \frac{\partial^2 F(0, 0)}{\partial \Theta \partial \mu} - f(\eta_1, \eta_2) = 0$$

принадлежат резольвентному множеству и определяются как полюсы интегрального оператора Грина (резольвента Грина) [7]. Эти полюсы имеют ту же кратность, что и собственные значения, входящие в спектр оператора (7) с условием (5). Однако в отличие от действительного спектра оператора (7) с условием (5) полюсы резольвенты Грина могут быть комплексными. Тогда помимо устойчивых и неустойчивых стационарных режимов работы реактора возможны колебательные режимы, как это установлено, например, при исследовании горения водорода и метана в проточном реакторе с перемешиванием [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса.— М.: Химия, 1974.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1987.
3. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Йосс Ж., Джозеф Д. Элементарная теория устойчивости и бифуркаций.— М.: Мир, 1983.
5. Боднарь Т. А. ФГВ, 1989, 25, 6.
6. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
7. Мизохата С. Теория уравнений с частными производными.— М.: Мир, 1977.
8. Вилюнов В. И., Рябинин В. К. ФГВ, 1989, 25, 1, 16.

г. Бийск

Поступила в редакцию 3/IV 1989,
после доработки — 20/IX 1989

УДК 536.46

В. М. Маслов, С. И. Воюев, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов

О РОЛИ ДИСПЕРСНОСТИ ИНЕРТНЫХ РАЗБАВИТЕЛЕЙ В ПРОЦЕССАХ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ

При изучении закономерностей горения конденсированных систем (особенно безгазового горения) важную роль играет введение в исходные смеси реагентов инертных разбавителей, позволяющих регулировать температуру T и скорость процесса u [1—4]. Анализ показывает, что эффективность разбавителя должна зависеть от его дисперсности (размеров частиц d). Этой стороне вопроса посвящена данная статья.

Рассмотрение роли дисперсности инертных разбавителей проведено на примере системы титан — углерод, которая наиболее изучена в процессах СВС [5, 6].

Методика эксперимента

Исследования проводились по методикам [7, 8]. Образцы сжигались в инертной среде при небольшом избыточном давлении (10 атм). В работе использовались порошки: титан¹ с $d = -160$ мкм (удельная поверхность $S_{уд} = 0,51$ м²/г), ламповая сажа марки ПМ-15ТС с $S_{уд} = 15$ м²/г, карбид титана с остаточной пористостью 50 % и $d = -2500$ мкм, порошки карбида титана и карбида хрома с остаточной пористостью 10 %, а также $d = -2500$ мкм. Малопористые карбиды титана TiC и хрома Cr₃C₂ получены в режиме горения: TiC — прессованием горячей или сгоревшей смеси Ti + C [9]; Cr₃C₂ — восстановлением алюминием оксида хрома в присутствии углерода [10]. Полученные брикеты измельчались в щековой дробилке и фракционировались на ситах до размеров

¹ Минус перед числом означает, что в порошке имеются частицы размером от долей микрона до указанного числа.