

полная выделенная энергия (модель мгновенного точечного источника [3]). В рамках теплодиффузионного механизма критическая энергия искры определяется не только теплофизическими и химическими свойствами смеси, степенью ее нестехиометрии, но и соотношением скоростей диффузии компонентов. Развиваемая модель объясняет существование концентрационных пределов воспламенения искрой и их зависимость от диффузионных свойств компонентов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов В. П., Маслов В. В., Северин Е. С. Исследование критических условий воспламенения околопредельных метановоздушных смесей комбинированным искровым разрядом с варьируемыми характеристиками // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 3.
2. Петренко Б. А. Воспламеняемость газов и физические основы электровзрывобезопасности.— М.: Наука, 1989.
3. Виллюнов В. Н. К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР.— 1973.— 208, № 1.— С. 66.
4. Champion M., Deshaies B., Joulin G. et al. Spherical flame initiation: theory versus experiments for lean propane — air // Combust. Flame.— 1986.— 65.— P. 319.
5. Tromans P. S., Furzeland B. M. A numerical analysis of the ignition of premixed gases by heat addition // Proc. 10th Int. Colloq. on Dynamics of Explosions and Reactive Systems.— Berkely, 1985.
6. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
7. Бушман А. В., Лешкевич С. Л., Месяц Г. А. и др. Расчет электровзрыва катодного микроострия // Исследование свойств вещества в экстремальных условиях/Под ред. В. Е. Фортова.— М.: Наука, 1990.
8. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.

г. Томск

Поступила в редакцию 25/VII 1991

УДК 536.46

А. Э. Закиров, Е. А. Некрасов

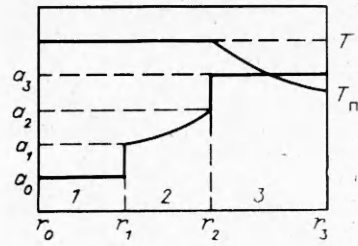
### О ВЛИЯНИИ МАССОВЫХ ПОТОКОВ ВЕЩЕСТВА НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ С ТВЕРДОФАЗНЫМИ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИИ

Рассмотрена задача о воспламенении подогреваемой металлической нити, покрытой слоем реагента с низкой теплопроводностью. Решение проведено численным и приближенным аналитическим методами. Проанализированы зависимости критических условий воспламенения от стефановского потока реагента и параметров теплоотдачи. Описано вырождение взрывного характера воспламенения, связанное с изменением эффективного коэффициента теплоотдачи в ходе реакции. Обсуждаются различные критерии определения критических условий.

Диффузионный рост слоя продукта в конденсированных системах сопровождается массовыми потоками реагирующих веществ и изменением объема фаз системы. Совместное влияние этих эффектов на кинетику реакционной диффузии в двойных системах рассматривалось в работе [1]. При воспламенении объемные изменения могут дополнительно влиять и на тепловой баланс системы. Подобные задачи возникают, например, при исследовании взаимодействия нитей металлов с конденсированными реагентами электротермографическим методом [2]. В случае низкой теплопроводности покрытия нити процесс нагрева уже нельзя считать термически безградиентным [2], и, следовательно, изменяющаяся в ходе реакции толщина теплоизолирующего слоя будет существенно регулировать теплообмен системы с окружающей средой. Изучению этого влияния на примере простейшей задачи о росте однофазного слоя продукта в бинарной системе и посвящена настоящая работа.

**Постановка задачи.** Температурный профиль системы будем полагать стационарным, а в реакционной зоне — и безградиентным (рис. 1). Влияние градиента температуры, возникающего в результате теплоотдачи с поверхности, на процесс диффузии для тонких металлических нитей

Рис. 1. Схематическое распределение температуры и концентрации в фазах системы. 1 — исходный металл; 2 — слой продукта; 3 — теплоизолирующий слой неметалла.



носит поправочный характер, так как

$$\frac{Bi}{\beta} = \frac{r_3 \alpha_k E_2}{2\lambda_2 RT} \ll 1.$$

Здесь  $Bi$  — критерий Био;  $\beta$  — безразмерный параметр, характеризующий активацию диффузии;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. В этом случае уравнения теплового баланса нити, покрытой слоем неметалла, имеют вид

$$\begin{aligned} c \frac{dT}{dt} &= \Phi + P_0 - B_n r_3^n P_-, \\ P_- &= \alpha_k (T_{II} - T_c) + \varepsilon \sigma (T_{II}^4 - T_c^4), \\ T_{II} &= T - \frac{P_-}{\lambda_3} r_3^n R_3, \quad R_i = \int_{r_{i-1}}^{r_i} \frac{dr}{r^n}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T$ ,  $T_{II}$  и  $T_c$  — температуры реакционной зоны, поверхности системы и окружающей среды;  $c$  — теплоемкость системы;  $P_0$  — мощность электрического подогрева;  $P_-$  — теплоотдача с единицы поверхности;  $\alpha_k$  — коэффициент конвективной теплоотдачи;  $\varepsilon$  — степень черноты;  $\lambda_i$  — теплопроводность  $i$ -го слоя;  $n$  — показатель симметрии системы;  $B_n = 1, 2$  и  $4\pi$  для  $n = 0, 1, 2$  соответственно;  $\Phi = Q_2 dJ_2/dt$  — мощность химического тепловыделения;  $r_i$  — координаты поверхностей раздела металл — продукт ( $i = 1$ ), продукт — неметалл ( $i = 2$ ) и неметалл — окружающая среда ( $i = 3$ );  $E_2$  — энергия активации диффузии в продукте;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Содержание вещества во второй фазе  $J_2$  и скорости движения межфазных границ  $r_i$  необходимо найти из диффузионной задачи.

Воспроизведем квазистационарное решение задачи о диффузионном росте слоев фаз в бинарной системе [1], обобщив его на случай, когда плотности  $\rho$  и коэффициенты диффузии  $D$  — произвольные функции концентрации  $a$ . Пусть в соответствии с диаграммой состояния А — В исходные реагенты образуют несколько однофазных продуктов  $A_x B_y$  с областями гомогенности  $a_i^- \leq a \leq a_i^+$ . Тогда диффузионная задача в  $i$ -й фазе с учетом стефановских и конвективных потоков вещества имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho U), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho a}{\partial t} = - \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n (Z + \rho U a)) \quad (3)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} a(r_{i-1}, t) &= a_i^-, \quad a(r_i, t) = a_i^+, \\ \rho_{i-1}^+ (U_{i-1}^+ - V_{i-1}) &= \rho_i^- (U_i^- - V_{i-1}), \\ \rho_{i-1}^+ a_{i-1}^+ (U_{i-1}^+ - V_{i-1}) + Z_{i-1}^+ &= \rho_i^- a_i^- (U_i^- - V_{i-1}) + Z_i^- = W_{i-1}. \end{aligned}$$

Здесь  $U$  — скорость конвективного потока вещества;  $V_i = \frac{dr_i}{dt}$  — скорость движения границы;  $Z$  — массовый поток вещества В относительно вещества фазы. В случае диффузионного механизма переноса

$$Z = -\rho(a) D(a) \frac{\partial a}{\partial r}.$$

Индексами  $-$  и  $+$  обозначены значения переменных на левой и правой границах  $i$ -й фазы соответственно. Скорость изменения количества вещества  $B$  в  $i$ -й фазе определяется уравнением

$$\frac{dJ_i}{dt} = B_n (r_{i-1}^n W_{i-1} - r_i^n W_i).$$

Полагая условия справедливости квазистационарного приближения [1] выполненными, проинтегрируем уравнения (2), (3):

$$r^n \rho U = -\omega_i, \quad r^n Z = \omega_i a + d_i.$$

Получаем константы интегрирования  $\omega_i$  и  $d_i$ , которые находятся из трансцендентной системы уравнений

$$\int_{a_i^-}^{a_i^+} \frac{\rho(a) D(a) da}{\omega_i a + d_i} = -R_i, \quad (4)$$

$$\frac{\omega_i (a_i^- \rho_i^- - a_{i-1}^+ \rho_{i-1}^+) + d_i (\rho_i^- - \rho_{i-1}^+)}{r_{i-1}^n (a_i^- - a_{i-1}^+)} = \frac{Z_{i-1}^+ (\rho_i^- - \rho_{i-1}^+)}{(a_i^- - a_{i-1}^+) \rho_i^- \rho_{i-1}^+} - U_{i-1}^+.$$

В рассматриваемом случае диффузия в 1-й и 3-й фазах отсутствует и правая часть (4) равна нулю. Тогда константы  $\omega_2$  и  $d_2$  находятся явно:

$$\omega_2 = (\rho_2^- - \rho_1^+) D_2^* \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) / R_2,$$

$$d_2 = (\rho_2^- a_1 - \rho_1^+ a_0) D_2^* \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) / R_2,$$

$$D_2^* = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\rho_2(a) D_{02}(a) da}{a (\rho_2^- - \rho_1^+) - a_1 \rho_2^- + a_0 \rho_1^+}.$$

Теперь можно выписать все интересующие нас переменные:

$$V_i = \frac{dr_i}{dt} = -\frac{v_i D_2^*}{r_i^n R_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right), \quad \frac{dJ_2}{dt} = k \frac{\rho_1^+ D_2^*}{R_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right); \quad (5)$$

$$v_1 = 1; \quad v_2 = \frac{\rho_2^- (a_3 - a_1) - \rho_1^+ (a_3 - a_0)}{\rho_2^+ (a_3 - a_2)};$$

$$v_3 = \frac{(\rho_2^- a_1 - \rho_1^+ a_0) (\rho_2^+ - \rho_3^-) - (a_2 \rho_3 - a_2 \rho_2^+) (\rho_1^+ - \rho_2^-)}{\rho_2^+ \rho_3^+ (a_3 - a_2)};$$

$$k = \frac{a_2 (a_3 - a_0) - a_3 (a_2 - a_1) \rho_2^- / \rho_1^+}{a_2 - a_2}$$

безразмерные константы, характеризующие скорости движения границ раздела фаз и скорость изменения содержания вещества  $B$  во 2-й фазе;  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  — плотности исходного металла  $A$ , продукта  $AB$  и неметаллического покрытия  $B$  соответственно. Подробный анализ скоростей движения границ проведен в работе [1]. Отметим только, что при  $v_2 = 0$  внешняя граница всегда движется к центру системы ( $v_3 > 0$ ).

Из анализа полученных уравнений можно сделать нетривиальный вывод о том, что в случае, когда правая часть выражения (4) равна нулю, учет зависимостей  $\rho(a)$  и  $D(a)$  в квазистационарном приближении сводится к выбору эффективного значения

$$(\rho_i D_i)_{\text{эф}} = D_i^* \int_{a_i^-}^{a_i^+} \frac{da}{a (\rho_i^- - \rho_i^+) - a_i^- \rho_i^- + a_{i-1}^+ \rho_{i-1}^+}.$$

В противоположном случае оно будет меняться с глубиной превращения в пределах области гомогенности.

Переходя в (1) — (5) к безразмерным переменным

$$z = r/r_{30}, \quad \tau = t \frac{E_2 k Q_2 \rho_1^+ r_{30}^{n-1} D_2^* \exp(-E_2/RT_0)}{cRT_0^2},$$

$$p_- = \frac{P_-}{\alpha_K T_0}, \quad \Theta = \frac{(T - T_0) F_2}{RT_0^2},$$

$$\varphi = \Phi [k Q_2 \rho_1^+ r_{30}^{n-1} D_2^* \exp(-E_2/RT_0)]^{-1},$$

перепишем их в следующем виде:

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \varphi + A_2 (A_4 - z_3^n p_-), \quad \Theta|_{\tau=0} = \Theta_n, \quad (6)$$

$$\varphi = \frac{\exp(\Theta/(1 + \beta\Theta))}{R_2}, \quad (7)$$

$$p_- = \beta\Theta_n + 1 + A_3 (\beta\Theta_n + 1)^4 - A_5, \quad (8)$$

$$\Theta_n = \Theta - A_6 p_- z_3^n R, \quad (9)$$

$$\frac{dz_i}{d\tau} = -A_4 v_i \frac{\varphi}{z_i^n}, \quad z_i|_{\tau=0} = z_{i0}. \quad (10)$$

Безразмерные параметры  $A_i$  характеризуют:

$$A_1 = \frac{cRT_0}{kQ\rho_1^+ r_{30}^{n+1} E_2} -$$

температуру адиабатического разогрева  $\Theta_a = z_{10}^{n+1} v_1 / (n+1) A_1$ ;

$$A_2 = \frac{B_n r_{30} \alpha_K T_0}{kQ\rho_1^+ D_2^* \exp(-E_2/RT_0)} -$$

конвективную теплоотдачу;

$$A_3 = \varepsilon \sigma T_0^3 / \alpha_K -$$

долю излучения в теплоотдаче;

$$A_4 = P_3 / (B_n r_{30}^n \alpha_K T_0) -$$

мощность электроподогрева;

$$A_5 = (\alpha_K T_c + \varepsilon \sigma T_c^4) / (\alpha_K T_0) -$$

температуру окружающей среды;

$$A_6 = \alpha_K r_{30} E_2 / (\lambda_3 R T_0) -$$

теплоизолирующие свойства покрытия. Вместо  $A_2$  можно пользоваться более привычным параметром  $\Omega = z_{10}^2 / (z_{30}^2 A_1 A_2 \beta)$ . Температура инертного разогрева  $T_0$  находится из второго уравнения системы (1), если положить  $P_- = P_3 / (B_n r_{30}^n)$ .

Задача состояла в исследовании зависимости критических условий воспламенения  $\Omega_*$  ( $A_3, A_6, v_3$ ). Заметим, что в случае  $A_3 = 0, A_6 = 0, v_3 = 0$  система (6) — (10) близка к постановке [3]; и, следовательно,  $\Omega_0 = \Omega_*(0, 0, 0) \approx 2,33$ . Существенные отличия возникают, когда  $v_3 \neq 0$ , так как теплоотдача становится функцией не только температуры, но и глубины превращения. В дальнейшем мы часто будем обращаться к обобщенной форме записи уравнения (6)

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \varphi - A_2 F(\Theta, \eta). \quad (11)$$

Задача (6) — (10) решалась численно при следующих значениях параметров:  $n = 1, \beta = RT_0/E_2 = 0,01 \div 0,05, \Theta_a = 10 \div 40, A_3 = 0 \div 5, A_5 =$

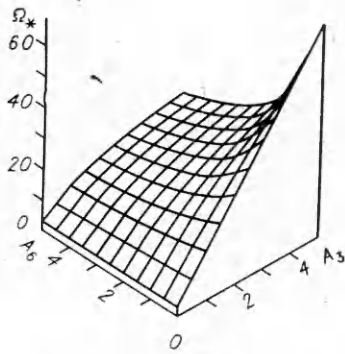


Рис. 2. Зависимость  $\Omega_*$  от  $A_3$  и  $A_6$  при неподвижной внешней границе;  $\beta = 0,03$ ,  $\Theta_a = 20$ ,  $v_3 = 0$ .

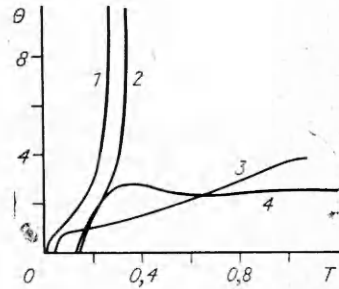


Рис. 3. Термограммы нагрева системы;  $\beta = 0,03$ ,  $\Theta_a = 20$ ,  $A_3 = A_6 = 0$ .  
1 —  $\Omega = 0,1$ ,  $v_3 = 1,2$ ; 2 —  $\Omega = 2$ ,  $v_3 = 0,4$ ;  
3 —  $\Omega = 0,5$ ,  $v_3 = 0,6$ ; 4 —  $\Omega = 1,8$ ,  $v_3 = 0,4$ .

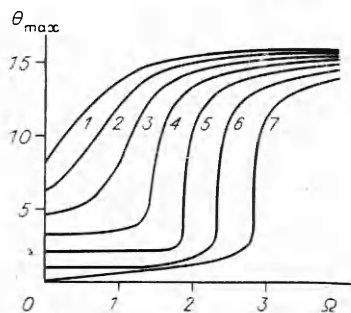


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры от  $\Omega$ ;  $\beta = 0,03$ ,  $\Theta_a = 20$ ,  $A_3 = A_6 = 0$ ,  
 $v_3$ : 1 — 1,2, 2 — 1,0, 3 — 0,8, 4 — 0,6, 5 — 0,4, 6 — 0,2, 7 — 0.

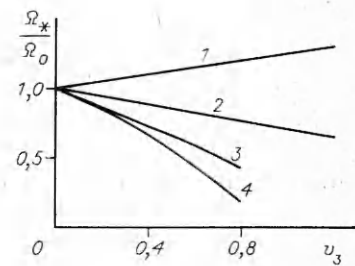


Рис. 5. Зависимость  $\Omega_*$  ( $v_3$ );  $\beta = 0,03$ ,  $\Theta_a = 20$ .  
1 —  $A_3 = 5$ ,  $A_6 = 5$ ; 2 —  $A_3 = 5$ ,  $A_6 = 0$ ; 3 —  $A_3 = 0$ ,  $A_6 = 3$ ; 4 —  $A_3 = 0$ ,  $A_6 = 0$ .

$= 0,158$ ,  $A_6 = 0 \div 5$ ,  $v_2 = 0$ ,  $v_3 = 0 \div 1,2$ ,  $z_{10} = 0,6$ ,  $\Theta_n = -15$ . Области их изменения, по имеющимся литературным данным, соответствуют системам типа переходный металл — углерод.

Выбор температуры инертного разогрева в качестве масштабной накладывает дополнительную связь  $F(0, 0) = 0$  на параметры задачи, откуда следует, что

$$A_4 = z_{30}^n p - |_{\Theta=0, \eta=0}.$$

**Результаты расчетов.** На рис. 2 показано поведение предела воспламенения  $\Omega_*(A_3, A_6)$  при неподвижной внешней границе ( $v_3 = 0$ ). Как и следовало ожидать, с увеличением  $A_3$  растет  $\Omega_*$ , а при повышении  $A_6$  (т. е. с уменьшением  $\Theta_n$ ) понижается. При больших значениях  $A_3$  усиливается зависимость теплоотдачи от поверхностной температуры  $\Theta_n$  и, следовательно, зависимость  $\Omega_*(A_6)$ . При всех  $A_3$  и  $A_6$  расчетные термограммы дают характерную картину теплового взрыва: малому изменению  $\Omega$  соответствует значительное увеличение максимальной температуры процесса  $\Theta_{\max}$  (рис. 3, 2, 4). Чтобы инертно разогреть систему до одной и той же температуры  $\Theta = 0$ , при большей теплоотдаче (меньшем  $\Omega$ ) требуется большая мощность подогрева ( $A_4$ ), поэтому вплоть до точки срыва теплового равновесия кривая 4 проходит выше кривой 2.

Изменение критических условий при  $v_3 > 0$  удобно наблюдать по диаграмме зависимости  $\Theta_{\max}(\Omega)$  (рис. 4). Точка перегиба диаграммы примерно соответствует  $\Omega_*$ . В докритических режимах температура, пройдя через локальный максимум, асимптотически стремится к равновесному значению  $\Theta_p(\eta) > 0$  (см. рис. 3, 3, 4), которое можно найти из условия  $F(\Theta_p, \eta) = 0$  в уравнении (11). Поэтому при  $v_3 > 0$  кривые 1—6 (см. рис. 4) выходят не из начала координат, а из точки  $\Theta_{\max}(\Omega = 0) = \Theta_p(\eta = 1)$ . С ростом  $\Omega$  возможна ситуация, когда промежуточный мак-

симум температуры становится больше  $\Theta_p(\eta = 1)$  (см. рис. 3, 4). Данному случаю соответствует появление точки излома на диаграмме  $\Theta_{\max}(\Omega)$  (см. рис. 4, 5, 6). При  $v_3 > 0,5$  промежуточный максимум сглаживается быстрым ростом  $\Theta_p(\eta)$  (см. рис. 3, 1, 3) и излом на диаграммах отсутствует (см. рис. 4, 1-4).

В случае больших  $v_3$  (см. рис. 4, 1-3) взрывной характер воспламенения вырождается — при сколь угодно малых  $\Omega$  за счет повышения  $\Theta_p$  система разогревается до температур, сравнимых с температурой предвзрывного разогрева. Термограмма процесса в вырожденных условиях имеет вид, характерный для взрывного процесса (см. рис. 3, 1, 2), хотя достижение высоких температур в этом случае связано с уменьшением эффективного коэффициента теплоотдачи в ходе реакции и не сопровождается срывом теплового равновесия в результате химического тепловыделения. В качестве критерия такого вырождения теплового взрыва можно принять условие  $\Theta_p(\eta = 1) \gg 1$ .

Снижение предела воспламенения с ростом  $v_3$  (см. рис. 4, 5-7) объясняется уменьшением поверхности теплоотдачи системы пропорционально  $z_3$ . Понижение теплопроводности внешнего слоя ( $A_6 > 0$ ) приводит к ослаблению зависимости  $\Omega_*(v_3)$  (рис. 5, 3), так как с уменьшением его толщины в ходе реакции растет  $\Theta_p$  и, как следствие, теплоотдача. Наличие этих двух противоположных эффектов и определяет характер зависимости  $\Omega_*(v_3)$ . Влияние температуры поверхности на теплоотдачу значительно возрастает с увеличением в ней доли излучения. При этом тенденция к увеличению теплоотвода с ростом параметра  $A_6$  может стать преобладающей и кривая  $\Omega_*(v_3)$  меняет знак наклона (см. рис. 5, 1, 2).

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о том, что в ряде случаев учет изменения макрокинетических параметров теплоотдачи, вызванного движением межфазных границ, существенно необходим. Аналогичные эффекты следует ожидать и при  $v_3 < 0$ , что соответствует увеличению внешнего радиуса системы в ходе реакции.

**Приближенное решение.** Для аналитической оценки вида функции  $\Omega_*(A_3, A_6, v_3)$  заменим  $F$  в уравнении (11) первым членом разложения

$$F(\Theta, \eta) = \left. \frac{dF}{d\Theta} \right|_{\Theta_*, \eta_*} \cdot \Theta,$$

так как  $F(0, 0) = 0$ . Если замена правомерна, то в критических условиях  $A_2 \left. \frac{d\Theta}{d\tau} \right|_{\Theta_*, \eta_*} = \text{const}$  для любых  $A_3, A_6, v_2, v_3$ . Очевидно, что значения  $\Theta_*$  и  $\eta_*$ , при которых это соотношение выполняется, должны лежать вблизи точки срыва теплового равновесия:  $\Theta_* \approx 1, \eta_* \approx 0,1$ . Значение константы найдем, положив  $A_3 = A_6 = v_2 = v_3 = 0$ , и после несложных преобразований имеем

$$\frac{\Omega_*}{\Omega_0} = \frac{1}{\beta} \left. \frac{dF}{d\Theta} \right|_{\Theta_*, \eta_*} = \frac{1}{\beta} \left( n z_3^{n-1} p_- \frac{dz_3}{d\Theta} + z_3^n \frac{dP_-}{d\Theta} \right).$$

Подставляя в последнее соотношение значения производных с учетом (6) — (10) и опуская промежуточные выкладки, получим окончательный результат:

$$\frac{\Omega_*}{\Omega_0} = \frac{A_1 \varphi (F + A_4) \left( \frac{v_3}{z_3^{n+1}} (n - A_6 l) + \frac{v_2}{z_2^{n+1}} A_6 l \right) + l}{\beta (1 + A_6 l R_3)}, \quad (12)$$

$$l = z_3^n \beta (1 + 4A_3 (1 + \beta \Theta)^3).$$

Для проверки (12) проведено широкое параметрическое исследование. Параметры  $\Theta_*$  и  $\eta_*$  использовались в качестве подгоночных, их значения оптимизировались по среднеквадратичному и максимальному отклонениям. Расчеты показали, что если выбрать  $\Theta_* = 1,3, \eta_* = 0,12$ , то по-

грешность приведенной оценки в невырожденных случаях не превышает 5 %, что намного перекрывается погрешностями постановки. С приближением к области вырождения ошибка растет, оставаясь тем не менее в пределах 20 %. Это позволяет говорить о достаточно широких границах применимости сделанного приближения.

Параметр  $\Omega_*$  входит в обе части уравнения (12), и в качестве начального приближения для итерационного процесса удобно пользоваться формулой

$$\frac{\Omega_*}{\Omega_0} = \frac{l/z_3\beta}{1 + A_6 R_3 l},$$

которая следует из (12) при  $v_2 = v_3 = 0$ .

В заключение отметим, что все расчеты проводились с использованием шести различных критериев выбора  $\Omega_*$ . Первый критерий — «классический», когда закритические режимы связываются с появлением точки перегиба на термограмме нагрева (см. рис. 3, 2). Второй, приведенный ранее, предполагает, что  $\Omega_*$  соответствует перегибу диаграммы зависимости  $\Theta_{\max}(\Omega)$  (см. рис. 4):  $d^2\Theta_{\max}/d\Omega^2 = 0$ . Согласно третьему,  $\Omega_*$  определяется из условия  $\Theta_{\max} = \alpha\Theta_a$ , где  $\alpha$  варьировалась от 0,1 до 0,5. И наконец, последние три критерия аналогичны первым с той разницей, что вместо температуры использовалась величина перегрева  $\Theta - \Theta_p$  в надежде «отфильтровать» режимы вырождения, обусловленного уменьшением эффективной поверхности теплоотдачи в ходе реакции. Сравнительный анализ показал, что все эти критерии дают близкие значения  $\Omega_*$ , одинаково хорошо соответствующие предсказаниям формулы (12) в невырожденных режимах. Однако в вырожденных и близких к вырожденным условиям они дают большое расхождение с указанной оценкой, что не позволяет отдать предпочтение ни одному из перечисленных критериев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Некрасов Е. А., Иванов И. А. О влиянии массовых потоков вещества и объемных изменений в процессах реакционной диффузии // Изв. АН СССР. Металлы.— 1988.— № 1.— С. 45—50.
2. Вадченко С. Г., Григорьев Ю. М., Мержанов А. Г. Исследование механизма воспламенения и горения систем титан — углерод, цирконий — углерод электротермографическим способом // ФГВ.— 1976.— 12, № 5.— С. 676—682.
3. Хайкин Б. И., Блощенко В. Н., Мержанов А. Г. О воспламенении частиц металлов // Там же.— 1970.— 5, № 4.— С. 474—488.

г. Томск

Поступила в редакцию 25/VII 1991

УДК 536.46

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

#### К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕД

Рассмотрены закономерности распространения волны горения в пузырьковых средах с учетом теплового расширения пузырьков и связанного с этим движения жидкой и газообразной фаз. На основе принятой модели, согласно которой волна горения представляется в виде совокупности трех характерных зон, отвечающих соответственно процессам прогрева парогазовой смеси, протекания химической реакции и теплоотдачи от продуктов сгорания, получена система уравнений, связывающая конечные и начальные параметры процесса. Проведен сравнительный анализ основных характеристик процесса распространения горения для моделей с расширяющимися и замороженными пузырьками.

Закономерности горения пузырьковых сред представляют значительный интерес в связи с изучением волновых процессов в гетерогенных реагирующих системах. Они существенны также для ряда приложений в различных отраслях современной техники и технологии, например в вос-