

Рис. 4. Распределения вероятности P в пламени свежей смеси (сплошные кривые) и продуктов сгорания (штриховые).

а) $E_{II} = 1$ Дж, t , мс: 1 — 0, 2 — 0,75, 3 — 1,5, 4 — 3; б) $E_{II} = 10$ Дж, t , мс: 1 — 0, 2 — 0,8, 3 — 1,6, 4 — 3,2, 5 — 6,4.

разбавлении реагирующей смеси инертными газами критические явления, а вместе с ними и резкое снижение кривой зависимости $u_{\infty}(u')$ наблюдаются для меньших u' .

Поступила в редакцию 18/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Н. К. Брей.— В кн.: Турбулентные течения реагирующих газов. М.: Мир, 1983.
2. Е. Е. О'Брайен.— Там же.
3. В. Р. Кузнецов, В. А. Фрост. Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, 2.
4. T. S. Lundgren. Phys. Fluids, 1967, 10, 969.
5. В. А. Фрост. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1973, 6.
6. S. V. Pore. Comb. Flame, 1976, 27, 299.
7. C. Dorazo. Phys. Fluids, 1979, 22, 20.
8. C. Dorazo, E. E. O'Brien. Comb. Sci. Technol., 1976, 13, 99.
9. И. О. Хинце. Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматгиз, 1963.
10. В. А. Фрост.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
11. S. V. Pore. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1981.
12. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
13. Я. Б. Зельдович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
14. R. D. Reitz. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1981.
15. R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley. 16-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1977.
16. R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1981, A301, 1457.
17. D. V. Spalding. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
18. D. V. Spalding. Chem. Eng. Sci., 1971, 26, 96.
19. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1.
20. D. R. Ballal, A. M. Lefebvre. Proc. Roy. Soc. London, 1977, A357, 163.

ОСОБЕННОСТИ ПУЗЫРЬКОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ

А. Д. Лебедев, А. С. Соколов
(Ленинград)

Погружное горение широко используется в химической технологии и металлургии [1, 2]. Для выяснения основных закономерностей подобного типа горения и возможности управления техническими устройствами, использующими его, необходимо исследовать процессы, происходя-

щие как в самой газовой полости, так и на границе раздела фаз. В работе [3] рассмотрен механизм пузырькового воспламенения с образованием газообразного продукта. Если в качестве жидкости используется расплав металла, образующего тугоплавкий окисел, то продукт реакции будет находиться в основном в конденсированном состоянии. Наличие конденсированной фазы может изменить характеристики воспламенения и особенно сильно повлиять на процесс горения.

В настоящей работе на примере одиночного пузыря окислителя в расплаве металла исследована задача воспламенения и горения паров металла с образованием как газообразного, так и конденсированного продукта.

Постановка задачи

Рассмотрен неподвижный пузырь с окислителем, помещенный в однородную по температуре и давлению жидкость (расплав металла). Уравнения, описывающие процессы тепло- и массообмена, химическую реакцию и фазовые переходы в газовой полости и жидкости, имеют в сферической системе координат следующий вид:

$$\rho \frac{\partial c_M}{\partial \tau} + \frac{u - \eta \dot{a} \bar{\rho}}{a} \frac{\partial c_M}{\partial \eta} = \frac{Le}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial c_M}{\partial \eta} \right) - \gamma \delta [F - c_M F_R], \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial c_\Gamma}{\partial \tau} + \frac{u - \eta \dot{a} \bar{\rho}}{a} \frac{\partial c_\Gamma}{\partial \eta} = \frac{Le}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial c_\Gamma}{\partial \eta} \right) + \gamma \delta [(1 + \nu) F - (1 - c_\Pi) F_R], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} - \frac{\eta \dot{a}}{a} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} + \frac{1}{a \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta^2 u) = -\gamma \delta F_R, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial y}{\partial \tau} + \frac{u - \eta \dot{a} \bar{\rho}}{a} \frac{\partial y}{\partial \eta} = y \gamma \delta F_R, \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{u - \eta \dot{a} \bar{\rho}}{a} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{1}{y} \left\{ \frac{1}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + \gamma \delta [Q(1 + \nu) F + F_R] \right\}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_l}{\partial \tau} + \left(\frac{u_l}{\omega a \eta^2} - \frac{\eta \dot{a}}{a} \right) \frac{\partial \theta_l}{\partial \eta} = \frac{\Lambda}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \theta_l}{\partial \eta} \right), \quad (6)$$

$$\frac{du_l}{d\tau} = \frac{1}{a} \left(\pi - \pi_0 - \frac{G}{a} - 2a u_l + \frac{u_l^2}{2\omega} \right). \quad (7)$$

При выводе (1)–(7) предполагалось, что конденсированная фаза представляет собой сплошную среду [4] с плотностью ρ_k , движущуюся со среднemasсовой скоростью газовой фазы. Такое предположение оправдано тем, что при объемной конденсации образуются субмикронные частицы, увлекаемые газовым потоком. Считалось также, что давление однородно по объему пузыря, теплофизические характеристики среды постоянны и жидкость несжимаема. Порядок химической реакции между парами металла и окислителем для определенности выбран равным двум:

$$F = c_M c_{\text{ок}} \bar{\rho}^2 \exp \left(\frac{\Theta - \Theta_1}{\beta \Theta} \right). \quad (8)$$

Для давления использовано уравнение состояния идеального газа

$$\pi = A \bar{\rho} \Theta [c_M (\nu_M - \nu_{\text{ок}}) + c_\Pi (1 - \nu_{\text{ок}}) + \nu_{\text{ок}}], \quad \frac{\partial \pi}{\partial \eta} = 0. \quad (9)$$

Система уравнений (1)–(9) не замкнута, так как кинетика конденсации газообразного продукта неизвестна и, вообще говоря, является функцией всего процесса тепло- и массообмена. Для получения выражения F_R в явном виде необходимо сделать некоторые допущения. Часто используется предположение о термодинамическом равновесии паров ве-

щества с его конденсированной фазой. Применяя это предположение к продуктам реакции

$$p_{\Pi} = p_{\Pi}^* \exp\left(-\frac{l_{\text{OK}}}{\mu_{\Pi} R_{\Gamma} T}\right)$$

или в безразмерном виде

$$c_{\Pi} \bar{\rho} \Theta = \exp(b - \kappa/\Theta), \quad (10)$$

можно получить выражение для интенсивности конденсации

$$F_{\text{K}} = (1 + \nu) F + \frac{j_{\text{K}}(c_{\Pi})}{[\Theta^2 y - c_{\Pi}(\Theta - \kappa)] \gamma \delta}, \quad (11)$$

$$j_{\text{K}}(c_{\Pi}) = \text{Le} \frac{\Theta^2 y}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial c_{\Pi}}{\partial \eta} \right) - \frac{c_{\Pi} \bar{\rho} \Theta^2 y}{a \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \right) + \frac{c_{\Pi}(\Theta - \kappa)}{a^2 \eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right).$$

Если давление насыщенных паров продукта мало ($c_{\Pi} \rightarrow 0$), из формулы (11) вытекает очевидное из физических соображений равенство

$$F_{\text{K}} = (1 - \nu) F.$$

При выводе формул (1)–(11) использованы следующие безразмерные величины и параметры:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{t}{t_x}, \quad t_x = \frac{c_p \rho_0 R_0^2}{\lambda_0}, \quad \eta = \frac{r}{R(t)}, \quad a(\tau) = \frac{R(t)}{R_0}, \\ \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \Theta = \frac{c_p T}{l_{\text{OK}}}, \quad \bar{\omega} = \frac{\rho v t_x}{\rho_0 R_0}, \quad \bar{y} = \frac{\rho + \rho_{\text{K}}}{\rho}, \\ v_{\text{OK}} &= \frac{\mu_{\Pi}}{\mu_{\text{OK}}}, \quad v_{\text{M}} = \frac{\mu_{\Pi}}{\mu_{\text{M}}}, \quad Q = \frac{q_{\text{OK}}}{l_{\text{OK}}}, \quad \kappa = \frac{c_p \mu_{\Pi}}{R_{\Gamma}}, \\ b &= \ln\left(\frac{\bar{\omega} F_{\Pi}^*}{l_{\text{OK}} \rho_0}\right), \quad A = \left(\frac{t_x}{R_0}\right)^2 \frac{l_{\text{OK}}}{\kappa}, \quad \Lambda = \frac{c_p \rho_0 \lambda_i}{\lambda_0 c_l \rho_l}, \\ \beta &= \frac{R_{\Gamma} T_0}{E}, \quad u_l = \frac{v_l}{v_{l\text{X}}}, \quad v_{l\text{X}} = \frac{v_x}{\omega}, \quad v_x = \frac{R_0}{t_x}, \quad \omega = \frac{\rho_l}{\rho_0}, \\ G &= \frac{2\sigma t_x^2}{\rho_0 R_0^3}, \quad \gamma = \frac{c_p R_{\Gamma}}{E} \frac{T_0^2}{(1 + \nu)(q_{\text{OK}} + l_{\text{OK}}) c_{\text{Ms}}^0 c_{\text{Ks}}^0}, \\ \delta &= \frac{k_0}{\mu_{\text{OK}}} \frac{c_{\text{Ms}}^0 c_{\text{OKs}}^0 \rho_0^2 (1 + \nu)(q_{\text{OK}} + l_{\text{OK}})}{\lambda_0} R_0^2 \frac{E}{R_{\Gamma} T_0^2} \exp\left(-\frac{E}{R_{\Gamma} T_0}\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где индексы м, ок, п, к относятся к горючему, окислителю, газообразному и конденсированному продуктам соответственно, l — к жидкости, 0 — к начальному состоянию, s — к значениям на стенке пузыря; $R(t)$ — радиус пузыря; q_{OK} — тепловой эффект образования газообразного окисла; l_{OK} — теплота конденсации окисла; μ_i — молярные массы веществ; R_{Γ} — универсальная газовая постоянная; ν — стехиометрический коэффициент реакции; k_0 — предэкспоненциальный множитель; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; c — концентрация; t — время; T — температура; v — среднemasовая скорость; v_l — скорость жидкости на границе раздела фаз; l_{M} — удельная теплота испарения паров металла; F — скорость химической реакции; Q — безразмерный радиус пузыря.

Граничные условия на стенке пузыря зависят от направления полного газового потока на ней

$$j = \bar{\rho}_s \dot{a} - u_s. \quad (13)$$

Если $j \leq 0$, необходимо учитывать условия прилипания сносимого на стенку конденсированного продукта, привлекая для этого дополнительные физические соображения.

Случай $j > 0$ приводит к следующим условиям сопряжения на границе раздела фаз:

$$\begin{aligned} \text{Le} \frac{\partial c_M}{\partial \eta} \Big|_s &= a(1 - c_{Ms})j, \\ \text{Le} \frac{\partial c_{II}}{\partial \eta} \Big|_s &= -ac_{II}s j, \quad y = 1, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_s - \frac{\lambda_l}{\lambda_0} \frac{\partial \Theta_l}{\partial \eta} \Big|_s &= -L_M a j, \\ c_{Ms} \bar{\rho}_s \Theta_s &= \exp\left(S - \frac{\chi}{\Theta_s}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

где $L_M = \frac{l_M}{l_{OK}}$; $\chi = \frac{\chi l_M}{\rho_0 l_M}$; $S = \ln\left(\frac{p_M^* \chi}{\rho_0 l_M}\right)$; l_M — скрытая теплота испарения

жидкости; p_M^* — предэкспонент в выражении для давления насыщенных паров металла. Последнее уравнение из (14) написано в предположении термодинамического равновесия между парами металла и расплавом.

Начальные условия для системы (1)–(11) определяются постановкой задачи. Наиболее общим представляется случай, когда при $\tau \rightarrow 0$ $c_M(\eta) = 0$. Если скорость химической реакции мала по сравнению со скоростью испарения паров жидкости, то, естественно, весь процесс разобьется на две стадии. Вначале будет происходить наполнение полости парами горючего до предельного значения (давления насыщения), а затем начнется собственно процесс воспламенения. Такую задачу можно решать, используя в качестве начальных условий $c_M(\eta, 0) = c_{Ms}(\Theta_s)$. Ясно, что первый случай более общий. Поэтому в качестве начальных для данной задачи использованы следующие условия: $\tau = 0$: $c_M(\eta) = 0$, $\Theta(\eta) = \Theta_0$, $u(\eta) = 0$, $y(\eta) = 1$, $c_{II}(\eta) = 0$.

Метод решения

Поставленную задачу решали численно на ЭВМ. В предварительных расчетах выбрана равномерная сетка по координате η и исходная система заменялась системой обыкновенных конечно-разностных дифференциальных уравнений по τ , которая затем численно интегрировалась. Эти расчеты, а также результаты [3] показали, что существуют режимы, в которых наиболее интенсивно процесс воспламенения и горения происходит в достаточной узкой области вблизи границы раздела фаз. Поэтому в дальнейшем выбрана неравномерная сетка по η со сгущением вблизи поверхности. Выбор сетки определялся как из сравнения результатов расчетов при различных сетках, так и контролировался с помощью баланса массы [4]: массу пузыря можно определять двумя способами — интегрированием по объему плотности с учетом конденсированной фазы и интегрированием по времени дифференциального уравнения, описывающего интенсивность испарения в полость паров горючего. Система обыкновенных дифференциальных уравнений интегрировалась по методу, описанному в [5]. Для контроля сравнивали результаты численного расчета предельной задачи — наполнения пузыря парами горючего при отсутствии химической реакции — с приближенным аналитическим решением.

Результаты расчетов

В качестве определяющих параметров, входящих в систему (1)–(14), взяты величины, соответствующие горению расплава магния в кислороде [6, 7]. Начальные данные: радиус пузыря $10^{-3} \div 10^{-2}$ м, температура $1000 \div 1200$ К, давление $10^5 \div 10^6$ Па. Характерные величины, соответствующие этим начальным данным, можно вычислить по форму-

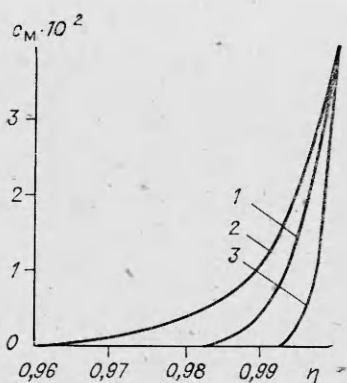


Рис. 1. Профили концентрации паров горючего в различные моменты времени.

$$1 - \tau \geq 10^{-3}; \quad 2 - \tau = 10^{-4}; \\ 3 - \tau = 10^{-6}.$$

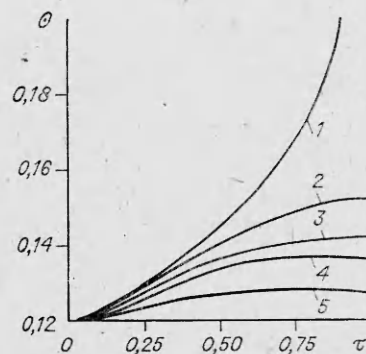


Рис. 2. Зависимость температуры в центре пузыря от времени.

$$\delta \text{ равно: } 1 - 6,2, \quad 2 - 5,6, \quad 3 - 5,2, \quad 4 - 4,7, \quad 5 - 3,1.$$

лам (12). Так, например, для $R_0 = 10^{-3}$ м и $T_0 = 1000$ К $t_x \approx 6 \cdot 10^{-3}$ с, $T_x = l_{ок}/c_p = 1,3 \cdot 10^4$ К.

Расчеты показали, что ввиду большой теплопроводности жидкости температура стенки пузыря близка к Θ_0 . Это не означает, однако, что отсутствуют тепловые потоки в жидкость. Тепло, выделяющееся в результате химической реакции, расходуется на испарение металла и теплоотвод в жидкость, причем на начальных стадиях воспламенения теплота на испарение берется из жидкости. По мере интенсификации химической реакции в полости пузыря начинается теплоотвод в жидкость.

Существуют некоторые общие закономерности для различных режимов. Один из них — выход на квазистационарный профиль концентрации паров горючего. Сначала из-за бесконечно больших градиентов идет интенсивное испарение, которое затем компенсируется кинетикой химической реакции (рис. 1).

Для выбранной пары реагентов при Θ_0 , большей температуры плавления; и радиусе пузырька, большем 10^{-3} м, $\delta > 10^3$. Поэтому во всех проведенных расчетах наблюдалось воспламенение паров горючего, что согласуется с результатами [3]. Чтобы проследить переход от режимов медленного окисления к самовоспламенению, проведены расчеты при вариации коэффициента k_0 в выражении для скорости химической реакции так, чтобы величина δ была порядка единиц. На рис. 2 изображена зависимость температуры в центре пузыря от времени при различных δ . Видно, что самовоспламенение наступает при $\delta \approx 6$. Естественно, что на условия воспламенения влияют и значения других параметров, входящих в систему (1) — (14), поэтому $\delta_{кр}$ несколько меняется при изменении этих параметров. Важно отметить, что δ линейно зависит от концентрации паров металла c_{ms} на стенке пузыря. Для легкокипящих металлов (магний, цинк) величина c_{ms} , а следовательно, и δ будет большой уже при температурах, близких к $T_{пл}$. Поэтому расплавы таких металлов всегда воспламеняются при подаче в них окислителя. Труднокипящие металлы (алюминий) воспламеняются лишь при достаточно высокой температуре расплава, обеспечивающей давление насыщенных паров металла, соответствующее $\delta \geq 6$. Расчеты показали, что если не учитывать образование на стенке пузыря пленки конденсированного окисла, тормозящей испарение горючего, то условия воспламенения практически не зависят от появления в объеме к-фазы. Этот результат физически понятен, так как на начальной стадии разогрева плотность конденсированного продукта мала.

Характеристики процесса горения даже при больших δ существенно зависят от величины этого параметра. На рис. 3 приведены профили температуры в пузыре в зависимости от времени при различных δ .

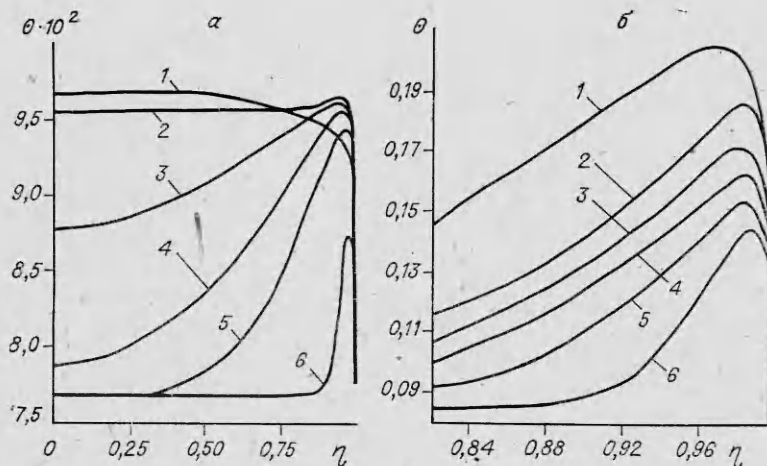


Рис. 3. Профили температуры в пузырьке при $\delta \sim 10^3$ (а) и $\delta \sim 10^5$ (б) в различные моменты времени.

Гравно: а) 1 — $4,5 \cdot 10^{-1}$, 2 — $2,7 \cdot 10^{-1}$, 3 — $1,5 \cdot 10^{-1}$, 4 — $7 \cdot 10^{-2}$, 5 — $3 \cdot 10^{-2}$, 6 — 10^{-3} ;
 б) 1 — $4 \cdot 10^{-2}$, 2 — $2 \cdot 10^{-2}$, 3 — $1,5 \cdot 10^{-2}$, 4 — 10^{-2} , 5 — $5 \cdot 10^{-3}$, 6 — 10^{-3} .

Видно, что при меньших δ процесс горения, начиная с некоторого момента времени, протекает квазистационарно. Причем чем меньше δ , тем при меньшей степени выгорания достигается это состояние. При $\delta \sim 10^3$ прореагировало 30% окислителя. При больших δ процесс существенно нестационарен, причем максимум температуры расположен вблизи стенки пузырька. Кривая 1 на рис. 3, б соответствует 35% связанного окислителя.

В расчетах удалось проследить образование зоны накопления конденсированного окисла (рис. 4). На начальной стадии горения величина среднemasсовой скорости обращается в нуль в некоторой точке вблизи поверхности. В окрестности этой точки начинает накапливаться конденсированная фаза, движущаяся со среднemasсовой скоростью. Затем вследствие пульсаций скорости зона несколько размазывается. Из рис. 4 видно, что толщина зоны накопления конденсированного окисла очень мала (порядка 10^{-3} радиуса пузырька), и в этой зоне находится основная часть продуктов реакции. Накопление окисла в узкой зоне приводит к росту плотности конденсата, что ограничивает применимость рассматриваемой модели. Максимально допустимое значение ρ_k соответствует плотности твердого окисла. Появление зоны накопления в задаче о горении пузырька соответствует обратной задаче о горении капли, рассмотренной в [8].

Изменение размера пузырька и давления представлено на рис. 5. Видно, что обе величины пульсируют во времени. Это объясняется газодинамической неустойчивостью пузырька в жидкости, динамика которого описывается уравнением Рэлея (7). Образование конденсированного окисла приводит к уменьшению радиуса пузырька, что, в свою очередь, вызывает рост амплитуды и частоты колебаний.

Проведенные расчеты позволили сделать некоторые выводы относительно механизма воспламенения и горения пузырька в жидкости с образованием конденсированного продукта.

1. При не слишком больших значениях параметра δ процесс горения выходит на квазистационарный режим. При больших δ процесс существенно нестационарен, профиль температуры имеет резкий максимум, расположенный вблизи стенки пузырька. В некотором смысле этот режим близок к режиму гетерогенного горения.

2. При горении возникает зона накопления конденсированного продукта, плотность которого непрерывно растет. Эта зона также расположена у поверхности пузырька.

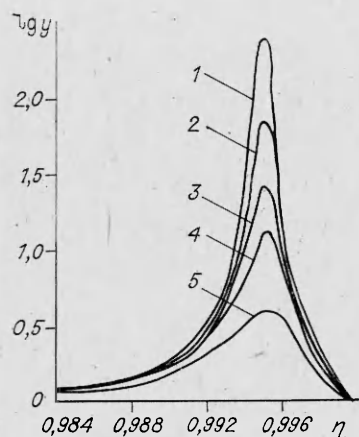


Рис. 4. Распределение конденсированного кислорода в различные моменты времени при $\delta \approx 10^5$.

τ равно: 1 - $1,5 \cdot 10^{-2}$, 2 - 10^{-2} , 3 - $3 \cdot 10^{-3}$,
4 - $2 \cdot 10^{-3}$, 5 - 10^{-3} .

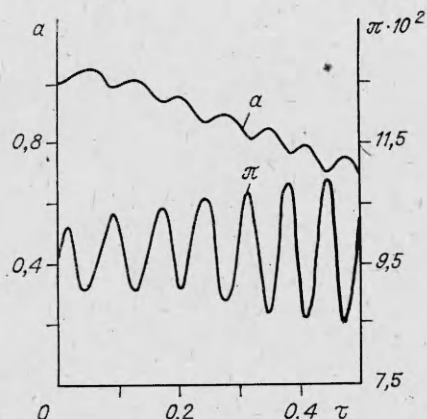


Рис. 5. Зависимость размера пузыря и давления от времени.

3. Наличие конденсированного окисла практически не влияет на процесс воспламенения, но играет существенную роль на стадии горения. Во-первых, отсутствует диффузионное торможение химической реакции газообразным продуктом и, во-вторых, за счет уменьшения размеров пузыря увеличивается относительная величина потока паров металла в газовую полость. Эти факторы способствуют ускорению процесса связывания окислителя.

Поступила в редакцию 2/IV 1984,
после доработки → 8/VIII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов. Усп. химии, 1976, 45, 5, 827.
2. В. И. Баптизманский. Теория кислородно-конверторного процесса. М.: Metallургия, 1975.
3. Н. Б. Фридман, М. М. Китаин, А. С. Штейнберг и др. Докл. АН СССР, 1981, 258, 4, 961.
4. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
5. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.
6. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
7. О. Е. Каширенинов, В. А. Кузнецов, Г. Б. Манелис. ЖФХ, 1975, 49, 4, 882.
8. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин, Г. И. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5, 108.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИ ПЕРЕМЕШИВАНИИ РЕАГЕНТОВ

Ш. Ш. Максютов, А. А. Яник
(Москва)

В исследованиях процессов воспламенения капель горючего [1], струй газообразного [2, 3] или жидкого [4] топлива оказалось необходимым провести совместное рассмотрение процессов перемешивания предельно разделенных компонентов и химических реакций, приводящих к воспламенению. Такое рассмотрение ввиду сложности исследуемых процессов удалось пока провести в упрощенных постановках из-за недостаточного знания конкретного механизма химического превращения, а также сложности процессов перемешивания (даже в случае диф-