

бо зависит от времени и составляет $700 \div 800$ °С [23]. Отметим также, что при низкотемпературном «влажном» горении в нефтяном пласте (см. выше) температура в зоне реакции может достигать $400\text{--}600$ °С, а при «сверхвлажном» горении (т. е. при достаточно большой подаче воды) — всего около 200 °С [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н. Н. Закономерности распространения волны тления. I. Критические условия тления // ФГВ.— 1993.— 29, № 1.
2. Bakhman N. N., Librovich V. B. // Combust. Flame.— 1970.— 15, N 2.— P. 143.
3. Широков Б. Ф., Бахман Н. Н. Скорость выгорания пластины горючего, контактирующей со слоем твердого окислителя // ФГВ.— 1972.— 8, № 2.— С. 247.
4. Ohlemiller T. J. // Progr. Energy Combust. Sci.— 1985.— 11, N 4.— P. 277.
5. Rieber M. // Fire and Materials.— 1983.— 7, N 3.— P. 157.
6. Ortiz-Molina M. G., Toong T. Y., Moussa N. A. et al. // 17th Symp. (Int.) on Combust., The Combust. Inst., 1979.— P. 1191.
7. Ворман Л. П., Дегтярев А. Г. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1989.— С. 99.
8. Ворман Л. П., Жолобов В. И., Комов В. Ф. и др. // Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1986.— С. 128.
9. Материалы семинара по внутрипластовому горению нефти.— М.: ИПМ АН СССР, 1983.
10. Palmer K. N. // Combust. Flame.— 1957.— 1, N 2.— P. 129.
11. Kinbara T., Endo H., Segal S. // 11th Symp. (Int.) on Combust., The Combust. Inst., 1967.— P. 525.
12. Бахман Н. Н. Распространение пламени вдоль поверхности контакта горючего и окислителя // ФГВ.— 1987.— 23, № 2.— С. 41.
13. Moussa N. A., Toong T. Y., Garris C. A. // 16th Symp. (Int.) on Combust., The Combust. Inst., 1976.— P. 1447.
14. Мелихов А. С., Никитенко И. Н., Штепа А. В. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1989.— С. 110.
15. Sato K., Segal S. // Combust. Flame.— 1991.— 83, N 1—2.— P. 146.
16. Leisch S. O., Kauffman C. W., Sichel M. // 20th Symp. (Int.) on Combust., The Combust. Inst., 1984.— P. 1601.
17. Бахман Н. Н., Кодолов В. И., Ларионов К. И. и др. Влияние ориентации образца твердого горючего на скорость распространения пламени вдоль его поверхности // ФГВ.— 1988.— 24, № 6.— С. 63.
18. Bakhman N. N., Aldabaev L. I., Kondrikov B. N. et al. // Combust. Flame.— 1981.— 41, N 1.— P. 17.
19. Бахман Н. Н., Лобанов И. И. Скорость распространения фронта горения по поверхности ПММА для обычных и потолочных пламен // ФГВ.— 1991.— 27, № 6.— С. 63.
20. Cohen L., Luft N. W. // Fuel.— 1955.— 34, № 2.— P. 154.
21. Ohlemiller T. J., Rogers F. E. // Combust. Sci. Technol.— 1980.— 24, N 3—4.— P. 139.
22. Ohlemiller T. J., Bellan J., Rogers F. // Combust. Flame.— 1979.— 36, N 2.— P. 197.
23. Egerton A., Gagan K., Weinberg F. J. // Ibid.— 1963.— 7, N 1.— P. 63.

г. Москва

Поступила в редакцию 21/VII 1992

УДК 536.46 : 662.61

А. М. Липанов, А. В. Алиев

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В НЕСИММЕТРИЧНОМ ГЛУХОМ ДЕФОРМИРУЕМОМ КАНАЛЕ

Исследован процесс распространения пламени по поверхности твердого топлива, размещенного в несимметричном глухом деформируемом кольцевом канале. Получены уравнения, позволяющие решать пространственную газодинамическую задачу в двумерной постановке. Показано, что несимметричность полости кольцевого канала благоприятно влияет на распространение пламени вдоль по поверхности топлива. Максимальное влияние несимметрии на скорость распространения пламени проявляется для первоначально несимметричного кольцевого канала, боковые поверхности которого не перемещаются.

© А. М. Липанов, А. В. Алиев, 1993.

В работе [1] исследован процесс распространения пламени в круглом глухом деформируемом канале. Ниже рассматривается развитие тех же процессов в несимметричных глухих кольцевых каналах, в которых толщина кольцевого зазора есть функция всех пространственных координат и текущего времени. Окружная несимметрия кольцевого зазора может быть обусловлена некруглой формой в поперечном сечении одной или обеих боковых границ канала. Отметим также, что первоначально симметричный кольцевой канал может стать несимметричным и с течением времени. Подобные рассматриваемым в статье исследования выполнены в [2], но для проточных несимметричных кольцевых каналов с неизменной во времени геометрией.

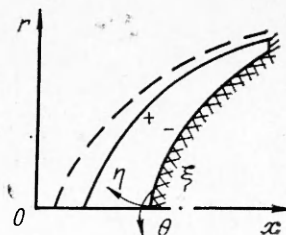


Рис. 1.

Решение рассматриваемой задачи выполняем для расчетной схемы, представленной на рис. 1. Здесь минусом обозначена недеформируемая поверхность твердого топлива, а плюсом — деформируемая граница канала. Сплошная линия соответствует положению границы без деформации, а штриховая — после деформирования; ξ , η , θ и r , x — связанная и цилиндрическая системы координат. Допущения и предположения принимаем близкими к работам [1, 2]:

— топливо в кольцевом канале прогревается и зажигается горячим газом, поступающим в расчетную область через левую границу канала;

— первоначально заполнявший канал холодный газ (горячий газ), поступающий через открытую границу, и продукты горения топлива образуют химически не реагирующую газовую смесь, подчиняющуюся законам течения совершенного газа;

— толщина кольцевого зазора — функция всех пространственных координат и может изменяться с течением времени ($h = h(r, \xi, \theta, t)$);

— толщина кольцевого зазора существенно меньше протяженности канала ($h/L \ll 1$) и радиуса кривизны обтекаемых поверхностей ($h/R \ll 1$);

— изменение толщины зазора вдоль пространственных координатных направлений ξ , θ невелико и удовлетворяет условиям ($\partial h / \partial \xi$, $\partial h / \partial \theta \ll 1$);

— давление (плотность) смеси газов в сечении, нормальном к боковым поверхностям кольцевого канала, неизменно ($\partial p / \partial \eta \approx 0$, $\partial \rho / \partial \eta \approx 0$).

Уравнения движения совершенного газа в произвольной системе координат могут быть записаны в виде [3]

$$H_1 H_2 H_3 \frac{\partial}{\partial t} A + \frac{\partial}{\partial \xi} H_2 H_3 B + \frac{\partial}{\partial \eta} H_1 H_3 C + \frac{\partial}{\partial \theta} H_1 H_2 D = F, \quad (1)$$

где

$$A = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{Bmatrix}; \quad B = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho u(E + p/\rho) \end{Bmatrix};$$

$$C = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ \rho vw \\ \rho v(E + p/\rho) \end{Bmatrix}; \quad D = \begin{Bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 \\ \rho w(E + p/\rho) \end{Bmatrix};$$

$$F = \begin{pmatrix} 0 \\ -H_2 H_3 \frac{\partial p}{\partial \xi} - \rho v H_3 d_{12} - \rho w H_2 d_{13} \\ -H_1 H_3 \frac{\partial p}{\partial \eta} - \rho u H_3 d_{21} - \rho w H_1 d_{23} \\ -H_1 H_2 \frac{\partial p}{\partial \theta} - \rho u H_2 d_{31} - \rho v H_1 d_{32} \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$\begin{aligned} \bar{a}_{12} &= u \frac{\partial H_1}{\partial \eta} - v \frac{\partial H_2}{\partial \xi}; & \bar{d}_{13} &= u \frac{\partial H_1}{\partial \theta} - w \frac{\partial H_3}{\partial \xi}; & \bar{d}_{21} &= v \frac{\partial H_2}{\partial \xi} - u \frac{\partial H_1}{\partial \eta}; & \bar{d}_{23} &= \\ &= v \frac{\partial H_2}{\partial \theta} - w \frac{\partial H_3}{\partial \eta}; & \bar{d}_{31} &= w \frac{\partial H_3}{\partial \xi} - u \frac{\partial H_1}{\partial \theta}; & \bar{d}_{32} &= w \frac{\partial H_3}{\partial \eta} - v \frac{\partial H_2}{\partial \theta}. \end{aligned}$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения: t — текущее время процесса; ξ , η , θ — продольная, поперечная и окружная координаты в рассматриваемой расчетной области; u , v , w — компоненты вектора скорости газа; ρ , p , E — плотность, давление и энергия газа; α_1 , α_2 , α_3 — массовые концентрации первоначально заполнявшего расчетную область газа, газа, поступающего в область через открытую границу и продуктов сгорания топлива; h — толщина кольцевого зазора; ρ_T , u_T , H_T — плотность топлива, скорость его горения и энтальпия продуктов горения; r , R , L — расстояние от оси симметрии, радиус кривизны и длина канала; G — интенсивность источниковых членов, размещенных в объемах.

Для принятой расчетной схемы (см. рис. 1) значения коэффициентов Ламэ H_1 , H_2 , H_3 и коэффициентов d_{ij} имеют следующий вид [4]:

$$\begin{aligned} H_1 &= (R + \eta)/R, & H_2 &= 1, & H_3 &= r, \\ d_{12} &= u/R, & d_{13} &= 0, \\ d_{21} &= -u/R, & d_{23} &= 0, \\ d_{31} &= 0, & d_{32} &= 0. \end{aligned}$$

Выполним осреднение всех газодинамических параметров по координате η . При этом воспользуемся принятыми выше допущениями и следующими соотношениями (Φ — произвольный газодинамический параметр):

$$\begin{aligned} \int_{\eta_-}^{\eta_+} \Phi(\eta) d\eta &= \bar{\Phi}(\eta_+ - \eta_-), \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \Phi(\eta) \eta d\eta &= \bar{\Phi} \frac{\eta_+^2 - \eta_-^2}{2}, \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial \eta} \Phi d\eta &= \Phi(\eta_+) - \Phi(\eta_-), \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial \eta} \Phi \eta d\eta &= \Phi(\eta_+) \eta_+ - \Phi(\eta_-) \eta_-, \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial s} \Phi d\eta &= \frac{\partial}{\partial s} \bar{\Phi}(\eta_+ - \eta_-), \quad s = \xi, \theta, \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial s} \Phi \eta d\eta &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\bar{\Phi} - \frac{\eta_+^2 - \eta_-^2}{2} \right), \quad s = \xi, \theta, \\ \int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\eta, t) &= \frac{\partial}{\partial t} [\bar{\Phi}(t)(\eta_+ - \eta_-)] + \Phi(\eta_-, t) \frac{d\eta_-}{dt} - \Phi(\eta_+, t) \frac{d\eta_+}{dt}. \end{aligned} \tag{2}$$

Если принять справедливым $\Phi(\eta_+, t) \approx \Phi(\eta_-, t) \approx \bar{\Phi}(t)$, то последнее выражение переписывается так:

$$\int_{\eta_-}^{\eta_+} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\eta, t) = (\eta_+(t) - \eta_-(t)) - \frac{\partial}{\partial t} \bar{\Phi}(t).$$

Заметим, что последнее предположение не снижает общности решаемой задачи, тем более, что использование его требуется лишь при осреднении частных производных по времени в уравнениях неразрывности и энергии. (В уравнениях количества движения значения параметров $\Phi(\eta_-, t)$, $\Phi(\eta_+, t) = 0$.)

Полагая для общности, что продукты сгорания топлива поступают в расчетную область через обе боковые границы, получим граничные условия:

$$\begin{aligned} u|_{\eta=\eta_+} &= u|_{\eta=\eta_-} = w|_{\eta=\eta_+} = w|_{\eta=\eta_-} = 0, \\ v|_{\eta=\eta_-} &= \frac{(\rho_s u_s)}{\bar{\rho}} \Big|_{\eta=\eta_-} = \frac{(\rho_s u_s)_-}{\bar{\rho}}, \\ v|_{\eta=\eta_+} &= \frac{(\rho_s u_s)}{\bar{\rho}} \Big|_{\eta=\eta_+} = \frac{(\rho_s u_s)_+}{\bar{\rho}}, \\ [\rho v (E + p/\rho)]|_{\eta=\eta_+} &= (\rho_s u_s H_s)|_{\eta=\eta_+} = (\rho_s u_s H_s)_+, \\ [\rho v (E + p/\rho)]|_{\eta=\eta_-} &= (\rho_s u_s H_s)|_{\eta=\eta_-} = (\rho_s u_s H_s)_-. \end{aligned} \quad (3)$$

С учетом (2), (3) и принятых выше допущений уравнения (1) примут вид:

$$\begin{aligned} h \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial h r \bar{\rho} u}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h r \bar{\rho} w}{\partial \theta} &= \rho_\tau u_\tau r, \\ h \frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial t} + \frac{\partial h r \bar{\rho} u^2}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h r \bar{\rho} u w}{\partial \theta} + r \frac{\partial p h}{\partial \xi} &= 0, \\ h \frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{\rho} u w}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h r \bar{\rho} w^2}{\partial \theta} + h \frac{\partial p}{\partial \theta} &= 0, \\ h \frac{\partial \bar{\rho} E}{\partial t} + \frac{\partial h r \bar{\rho} u (E + p/\bar{\rho})}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h r \bar{\rho} w (E + p/\bar{\rho})}{\partial \theta} &= \rho_\tau u_\tau H_\tau r, \\ \bar{p} &= \bar{\rho} (k - 1) \left(\bar{E} - \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{w}^2) \right), \quad h = \eta_+ - \eta_-. \end{aligned} \quad (4)$$

В уравнениях (4) толщина кольцевого зазора устанавливается эмпирической зависимостью вида

$$h(t, \xi, \theta) = h(0, \xi, \theta) [1 + K(\theta) (p(\xi=0)/p(t=0) - 1)]. \quad (5)$$

Здесь величина $K(\theta)$ определяется из эксперимента.

Газодинамические уравнения (4) решаются с использованием граничных условий на левой открытой и правой глухой границах. На левой границе граничные условия примем в форме

$$p(0, \theta) = p_0(t), \quad \alpha_2(0, \theta) = 1, \quad \alpha_3(0, \theta) = 0, \quad E(0, \theta) = E_0(t),$$

что соответствует предположению о дозвуковом втекании газа через левую границу в расчетную область [5]. На правой границе используем условия непротекания [6]

$$\frac{\partial p(L, \theta)}{\partial \xi} = 0, \quad u(L, \theta) = 0.$$

Значения теплофизических параметров c_p , c_v , R для газовой смеси определяются решением двух дополнительных уравнений неразрывности — для первоначально заполняющего камеру газа и для газа, поступающего в расчетную область через открытую границу, а также алгеб-

раических соотношений

$$\begin{aligned}
 h \frac{\partial \alpha_1 \bar{r} \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{r} \bar{\rho} \bar{\alpha}_1}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h \bar{r} \bar{\rho} \bar{\omega} \alpha_1}{\partial \theta} &= 0, \\
 h \frac{\partial \alpha_2 \bar{r} \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{r} \bar{\rho} \bar{\alpha}_2}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial h \bar{r} \bar{\rho} \bar{\omega} \alpha_2}{\partial \theta} &= 0, \\
 c_p &= c_{p1} \alpha_1 + c_{p2} \alpha_2 + c_{p3} (1 - \alpha_1 - \alpha_2), \\
 c_v &= c_{v1} \alpha_1 + c_{v2} \alpha_2 + c_{v3} (1 - \alpha_1 - \alpha_2), \\
 R &= c_p - c_v, \\
 k &= c_p / c_v.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В уравнениях (4) значения источниковых членов G_u , G_w обусловлены потерями количества движения из-за трения газа о стенки канала и могут быть определены соотношениями

$$\begin{aligned}
 G_u &= \frac{1}{2} c_f \frac{\rho u^2}{2}, \\
 G_w &= \frac{1}{2} c_f \frac{\rho w^2}{2}.
 \end{aligned}$$

Здесь c_f — коэффициент трения [7].

Величина источникового члена G_E определяется лучистым тепловым потоком, распространяющимся по газовой фазе объемным высвечиванием. Численное значение G_E находим, предполагая справедливым приближение Росселанда [8]:

$$G_E = \sigma T^3 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} \right).$$

Прогрев топлива и его зажигание будем определять теми же уравнениями, что использовались в [1].

Решаем уравнения (4) — (6), как и в [1, 2], методом крупных частиц с использованием модификации [9], позволяющей повысить устойчивость и точность численного счета в областях с невысокими значениями чисел Маха ($M \leq 0,3$). Модификации относятся к конечно-разностному представлению уравнений на эйлеровом этапе метода. Основные соотношения представляются в виде

$$\begin{aligned}
 (hr\rho)_{ij}^n \frac{\tilde{u}_{ij}^{n+1} - \bar{u}_{ij}^n}{\Delta t} &= - (rh)_{ij}^n \frac{\tilde{P}_{i+1/2,j}^{n+1} - \tilde{P}_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta \xi_i}, \\
 (hr\rho)_{ij}^n \frac{\tilde{w}_{ij}^{n+1} - \bar{w}_{ij}^n}{\Delta t} &= - h_{ij}^n \frac{\tilde{P}_{i,j+1/2}^{n+1} - \tilde{P}_{i,j-1/2}^{n+1}}{\Delta \theta_j}, \\
 (hr\rho)_{ij}^n \frac{\tilde{E}_{ij}^{n+1} - E_{ij}^n}{\Delta t} &= - \frac{(hru)_{i+1/2,j}^{n+1} \tilde{P}_{i+1/2,j}^{n+1} - (hru)_{i-1/2,j}^n \tilde{P}_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta \xi_i} - \\
 &\quad - \frac{(hrv)_{i,j+1/2}^n \tilde{P}_{i,j+1/2}^{n+1} - (hrv)_{i,j-1/2}^n \tilde{P}_{i,j-1/2}^{n+1}}{r_j \Delta \theta_j}, \\
 \tilde{P}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} &= P_{i+1/2,j+1/2}^n \left[1 - \frac{(k-1) \Delta t}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \left(\frac{(rhu)_{i+1,j+1/2}^n - (rhu)_{i,j+1/2}^n}{\Delta \xi_i} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{(rhw)_{i+1/2,j+1/2}^n - (rhw)_{i+1/2,j}^n}{r_j \Delta \theta_j} \right) \right].
 \end{aligned}$$

Как и в [1, 2], при конечно-разностной аппроксимации на эйлеровом этапе значения давлений могут быть записаны с учетом членов, имеющих порядок $O(\Delta t)$:

$$\frac{\partial p}{\partial t} \frac{\tilde{P}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - P_{i+1/2,j+1/2}^n}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}.$$

В этом случае уравнение для давления на эйлеровом этапе решается методом продольно-поперечной прогонки [10]. Этап I

$$\begin{aligned} \frac{\bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - \bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^n}{\Delta t} = & -\bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^n \frac{k-1}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \left\langle \frac{\partial}{\partial \xi} rhu \right\rangle + \\ & + \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{k-1}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \right)^2 \bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^n \left[\left\langle \frac{\partial}{\partial \xi} rhu \right\rangle^2 + \left\langle \frac{\partial}{\partial \xi} rhu \right\rangle \times \right. \\ & \times \left. \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} rhw \right\rangle \right] + \frac{\Delta t}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \frac{k-1}{\Delta \xi_i (\Delta \xi_i + \Delta \xi_{i+1})} \bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^n \times \\ & \times \left[\left(\frac{rh}{\rho} \right)_{i+1,j+1/2}^n (\bar{p}_{i+3/2,j+1/2}^{n+1} - \bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1}) - \left(\frac{rh}{\rho} \right)_{i,j+1/2}^n \times \right. \\ & \left. \times (\bar{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - \bar{p}_{i-1/2,j+1/2}^{n+1}) \frac{\Delta \xi_i + \Delta \xi_{i+1}}{\Delta \xi_i + \Delta \xi_{i-1}} \right]; \end{aligned}$$

этап II

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1}}{\Delta t} = & -\tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} \frac{k-1}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^{n+1}} \frac{\Delta t}{\Delta \theta_j} \left[\left(\frac{rh}{\rho} \right)_{i+1/2,j+1}^{n+1} \times \right. \\ & \times \left. \frac{\tilde{p}_{i+1/2,j+3/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1}}{\Delta \theta_j + \Delta \theta_{j+1}} - \left(\frac{rh}{\rho} \right)_{i+1/2,j}^{n+1} \frac{\tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i+1/2,j-1/2}^{n+1}}{\Delta \theta_j + \Delta \theta_{j-1}} \right] + \\ & + \tilde{p}_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} \frac{k-1}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} rhw \right\rangle \left[\frac{\Delta t}{2} \frac{(k-1)}{(rh)_{i+1/2,j+1/2}^n} \left(\left\langle \frac{\partial}{\partial \xi} rhu \right\rangle + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} rhw \right\rangle \right) - 1 \right]. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial}{\partial \xi} rhu \right\rangle &= \frac{(rhu)_{i+1,j+1/2}^n - (rhu)_{i,j+1/2}^n}{\Delta \xi_i}, \\ \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} rhw \right\rangle &= \frac{1}{r_{i+1/2,j+1/2}} \frac{(rhw)_{i+1/2,j+1}^n - (rhw)_{i+1/2,j}^n}{\Delta \theta_j}. \end{aligned}$$

Конструктивный вид уравнений на лагранжевом и заключительном этапах имеет вид, как и в основной схеме метода крупных частиц.

Аналогично [2], анализ сходимости и точности решения газодинамической задачи устанавливался серийей тестовых расчетов, выполненных на конечно-разностных сетках различных размеров. Основные расчеты выполнены на сетке размером 20×10 .

Выполним анализ влияния несимметричности кольцевого канала на характер распространения пламени вдоль по поверхности твердого смеси сего топлива и на структуру газодинамического потока, когда боковые границы канала остаются неподвижными, и в случае расширения кольцевой полости с течением времени. Будем рассматривать течение в полости, имеющей плоскость симметрии. Последнее позволяет вести расчет лишь в части полости, ограниченной окружными координатами $\theta = 0$ и $\theta = \pi$.

Несимметрия кольцевого зазора по окружной координате приводит к возникновению течения смеси газов вдоль по координате θ , и возникающее окружное течение в целом приводит к возрастанию конвективных тепловых потоков, поступающих от газа в поверхностный слой топлива. Этот фактор, в свою очередь, способствует увеличению скорости распространения пламени вдоль по поверхности топлива.

На рис. 2 на развертке конической поверхности топлива представлены линии одинаковых моментов времени подключения к горению поверхности топлива для случая, когда толщина кольцевого канала запи-

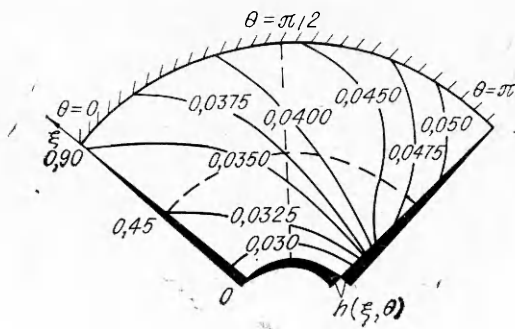


Рис. 2.

распространение пламени по всей поверхности топлива происходит за $t = 0,055$ с. Для сравнения отметим, что в симметричном варианте, для которого толщина кольцевого канала устанавливается зависимостью

$$h(\bar{\xi}) = 0,001(1 + 4(1 - \bar{\xi})),$$

к моменту $t = 0,055$ с пламя распространяется вдоль по каналу до сечения с координатой $\bar{\xi} \leq 0,6$, а к $t = 0,2$ с — до сечения $\bar{\xi} \leq 0,8$.

На рис. 3 представлены значения линий одинаковых значений скорости смеси газов, полученные для рассмотренного выше варианта. Анализ показывает, что течение смеси в кольцевой полости становится закрученным, а уровень максимальных скоростей $u_{\max} = 286$ м/с соответствует пространственным координатам $\bar{\xi} = 0$, $\theta = 0$. В симметричном случае $u_{\max} \approx 55$ м/с.

Влияние несимметричности кольцевого канала по окружной координате снижается, если с течением времени происходит его расширение ($K \neq 0$). Для варианта, когда толщина кольцевого канала определяется выражением

$$h = 0,001(1 + 4\theta/\pi(1 - \bar{\xi})) \left(1 + K \left(\frac{r(\bar{\xi} = 0)}{p(\bar{t} = 0)} - 1 \right) \right),$$

где $K = 0,5$, на рис. 4 представлены линии одинаковых моментов времени подключения к горению поверхности топлива, размещенной в кольцевом канале. Как и в рассмотренном выше случае, максимальные скорости распространения пламени вдоль по поверхности топлива соответствуют сечению $\theta = 0$. Для этого сечения фронт пламени достигает глухой границы к $t \approx 0,080$ с, продолжительность воспламенения всей поверхности топлива составляет $\sim 0,162$ с. В случае, когда кольцевой канал симметричен и деформируется ($K = 0,5$), пламя распространяется по всей поверхности топлива за время $t \leq 0,106$ с. В рассмотренном же несимметричном канале к этому моменту пламенем охвачено $\sim 85\%$ от всей поверхности топлива.

В первоначально симметричном кольцевом канале несимметрия с течением времени может быть обусловлена неодинаковым расширением

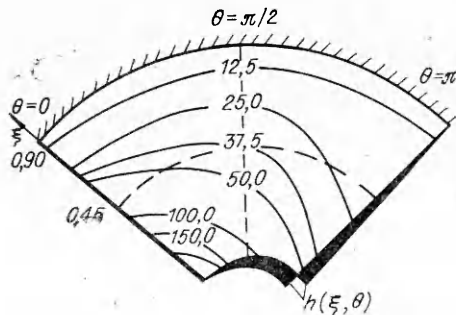


Рис. 3.

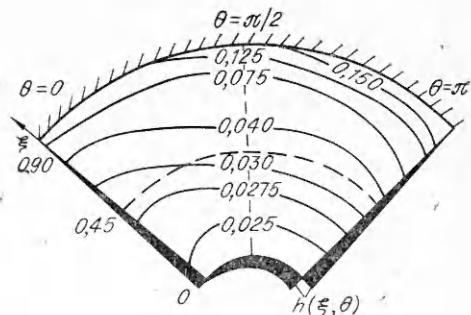


Рис. 4.

полости в различных окружных сечениях ($K = K(\theta)$). На рис. 5 приводятся линии одинаковых моментов времени подключения к горению поверхности топлива, размещенного в кольцевом канале, если толщина его определяется соотношениями:

$$h = 0,001(1 + 4(1 - \bar{\xi})) (1 + K(p(\bar{\xi} = 0)/p(t = 0) - 1)),$$

$$K = 0,1 + \theta/\pi.$$

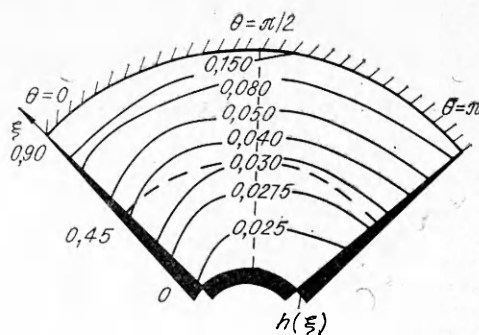


Рис. 5.

Анализ показывает, что характер размещения изолиний имеет вид, качественно совпадающий с рассмотренными выше. Темп распространения пламени максимальный в сечении $\theta = \pi$, в котором раскрытие кольцевого канала происходит с максимальной скоростью. Влияние несимметричности на развитие процессов в последнем случае представляется меньшим, чем в предыдущих.

В целом проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы: несимметричность полости кольцевого канала является фактором, благоприятствующим распространению пламени вдоль по поверхности топлива, размещенного в глухом канале;

максимальное влияние несимметрии на скорость распространения пламени проявляется для первоначально несимметричного кольцевого канала, боковые поверхности которого не перемещаются;

в несимметричных каналах, боковые поверхности которых перемещаются, увеличивая при этом внутренний объем канала, влияние несимметрии проявляется в меньшей мере. Еще в меньшей мере проявляется влияние несимметрии в случаях, когда несимметрия канала возникает с течением времени;

полученные результаты представляют интерес при анализе процессов в газогенераторах на твердом топливе, в которых в окрестности дниц имеются узкие деформируемые торцевые полости. В частности, наличие несимметрии торцевой полости сокращает время распространения пламени по поверхности топлива в торцах и, как следствие, уменьшает продолжительность времени выхода газогенератора на режим квазистационарной работы. Кроме того, продукты сгорания топлива, поступающие из несимметричной торцевой полости в центральный канал, обладают ненулевой завихренностью, что следует учитывать при анализе внутрикамерных процессов на квазистационарном участке работы газогенератора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липанов А. М., Алиев А. В., Боднар Т. А. и др. Распространение пламени в узком глухом деформируемом канале // ФГВ.— 1990.— 27, № 3.— С. 27—33.
2. Липанов А. М., Алиев А. В. Распространение пламени в несимметричных кольцевых каналах // ФГВ.— 1992.— 28, № 4.
3. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики.— Новосибирск: Наука, 1981.
4. Основы газовой динамики/Под ред. Г. Эммонса.— М.: ИЛ, 1963.
5. Рождественский Б. Л., Яненко И. П. Системы квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.
6. Седов Л. И. Механика сплошных сред.— М.: Наука, 1970.
7. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Справочное пособие.— М.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Гинзбург И. П. Трение и теплопередача при движении смеси газов.— Л.: ЛГУ, 1975.
9. Липанов А. М., Алиев А. В. // Численное моделирование в аэрогидродинамике.— М.: Наука, 1986.— С. 132.
10. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.

г. Ижевск

Поступила в редакцию 24/1 1992,
после доработки — 19/VIII 1992