

9. Ермолин Н. Е., Коробейничев О. П., Терещенко А. Г. и др. Моделирование кинетики и механизма химических реакций в пламени перхлората аммония // Хим. физика.— 1982.— № 12.— С. 1711—1717.
10. Ramshaw J. D., Trapp J. A. Numerical technique for low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces // J. Comp. Phys.— 1976.— 21, N 4.— P. 438—453.
11. Кузнецов А. Е., Нехамкина О. А., Стрелец М. Х. Расчет стационарных дозвуковых течений химически неравновесных газовых смесей в каналах переменного сечения при наличии произвольных конечных изменений плотности // ТВТ.— 1984.— 22, № 6.— С. 1125—1133.
12. Владимирова Н. Н., Кузнецов Б. Г., Яненко Н. Н. Численные расчеты симметричного обтекания пластинки потоком вязкой несжимаемой жидкости // Некоторые вопросы вычислительной и прикладной математики.— Новосибирск: Наука, 1966.— С. 186—192.
13. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики.— Новосибирск: Наука, 1981.
14. Бекстед М. В., Дерр Р. Л., Прайс С. Ф. Модель горения смешанного ТРТ, базирующаяся на нескольких типах пламени // РТК.— 1970.— 8, № 12.— С. 107—117.
15. Козн Н. С., Стрэнд Л. Д. Уточненная модель горения смешанных твердых топлив на основе перхлората аммония // Аэрокосмическая техника.— 1983.— 1, № 7.— С. 100—112.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 30/XI 1990

УДК 536.46 : 662.61

А. М. Липанов, А. В. Алиев

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

Приводится вывод уравнений газовой динамики, описывающих течение продуктов сгорания топлива в несимметричном кольцевом канале в двумерной нестационарной постановке. Уравнения газовой динамики решаются совместно с формулами, описывающими тепловые процессы. Численным анализом установлены основные закономерности процессов зажигания топливной шашки, размещенной несимметрично в корпусе газогенератора. Анализ выполнен для случаев вложения шашки с эксцентриситетом или с перекосом.

1. Исследованию процессов распространения пламени вдоль по цилиндрической поверхности твердого топлива, расположенного в круглом канале, посвящено много работ (например, [1, 2]). Ниже исследуются те же процессы, но в случаях, когда цилиндрическая поверхность топлива размещена в несимметричном кольцевом канале. При этом несимметрия канала может быть обусловлена вложением шашки твердого топлива в корпус газогенератора с эксцентриситетом (рис. 1, а) либо с перекосом (рис. 1, б). Возможны случаи провисания шашки (рис. 1, в).

Решение задачи о воспламенении топливной шашки и структуре газодинамического потока в канале будем выполнять при следующих допущениях и предположениях:

топливо, размещенное в проточном кольцевом канале, прогревается и зажигается продуктами горения, поступающими в расчетную область через левую границу канала;

толщина зазора между поверхностью топлива и корпусом газогенератора является функцией всех пространственных координат ($h = h(x, r, \theta)$) и не изменяется с течением времени;

толщина зазора существенно меньше протяженности кольцевого канала ($h/L \ll 1$) и радиуса кривизны цилиндрической поверхности шашки ($h/R \ll 1$);

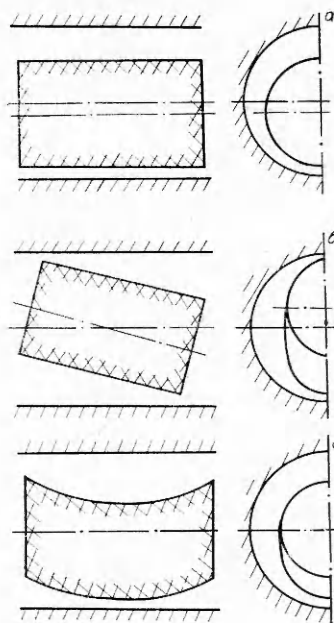


Рис. 1.

изменение толщины зазора вдоль пространственных координатных направлений x, θ невелико и удовлетворяет условиям $\frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{r \partial \theta} \ll 1$;

продукты горения топлива и продукты, поступающие через левую границу канала, образуют химически не реагирующую газовую смесь, подчиняющуюся законам течения совершенного газа;

потери на трение и теплопередача от газовой смеси в стенки канала и в топливо учитываются введением в правые части уравнений количества движения и энергии членов источникового типа.

Уравнения пространственного движения продуктов горения в цилиндрической системе координат x, r, θ имеют вид [3].

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho w}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial \rho r \alpha_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r \alpha_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r \alpha_i}{\partial r} + \frac{\partial \rho w \alpha_i}{\partial \theta} &= 0, \quad i = 1, 2, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho (p/\rho + u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial r} + \frac{\partial \rho u w}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial \rho r (p/\rho + v^2)}{\partial r} + \frac{\partial \rho v w}{\partial \theta} &= p + \rho w^2, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{\partial \rho r v w}{\partial r} + \frac{\partial \rho (p/\rho + w^2)}{\partial \theta} &= -\rho v w, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho r (p/\rho + E) u}{\partial x} + \frac{\partial \rho r (p/\rho + E) v}{\partial r} + \frac{\partial \rho (p/\rho + E) w}{\partial \theta} &= 0, \\ p &= \rho (k - 1) \left[E - \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right], \\ k &= c_p/c_v, \quad c_p = \sum_i c_{pi} \alpha_i, \quad c_v = \sum_i c_{vi} \alpha_i. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и ниже p, ρ, T, E — давление, плотность, температура и энергия газовой смеси; α_1 — массовая концентрация газа, первоначально заполняющая свободный объем; α_2 — массовая концентрация газа, поступающего через левую границу кольцевого канала; α_3 — массовая концентрация продуктов горения топлива; u, v, w — компоненты вектора скорости потока газовой смеси; x, r, θ — оси пространственной системы координат; L, h — протяженность кольцевого канала и его толщина; R — радиус кривизны поверхности; D — диаметр шашки; δ — величина эксцентриситета или перекоса при вложении шашки в корпус газогенератора; c_p, c_v, k, λ — удельные теплоемкости, адиабата и теплопроводность продуктов сгорания; α, q_s — коэффициент теплоотдачи и тепловой поток, поступающий из газовой фазы в поверхность топлива; ρ_s, u_s, H_s — плотность, скорость горения и теплосодержание топлива; λ_s, c_s, T_s — коэффициенты теплопроводности и теплоемкости топлива и температура на его поверхности; $\epsilon, \epsilon_s, \sigma$ — коэффициенты черноты газа, поверхности топлива и постоянная Стефана — Больцмана; R, ϵ, k_0, Q — газовая постоянная, энергия активации, предэкспонент химической реакции, происходящей в твердом топливе, и теплота реакции; $\Phi, \bar{\Phi}$ — произвольный параметр и его осредненное значение; индексы: н — начальное значение параметра; 0, L — значения параметров на левой и правой границах кольцевого канала, —, + — значения параметров на внутренней и внешней границах кольцевого канала.

Воспользуемся принятыми допущениями и выполним осреднение всех газодинамических параметров по радиальной координате r (по толщине кольцевого канала). При осреднении применим следующие дополнительные соотношения:

$$\int_{r_-}^{r_+} \Phi(r) dr = \bar{\Phi} (r_+ - r_-),$$

$$\begin{aligned}
\int_{r_-}^{r_+} \Phi(r) r dr &= \bar{\Phi} \frac{r_+^2 - r_-^2}{2}, \\
\int_{r_-}^{r_+} \frac{\partial}{\partial s} \Phi dr &= \frac{\partial}{\partial s} \bar{\Phi} (r_+ - r_-), \quad s \neq r, \\
\int_{r_-}^{r_+} \frac{\partial}{\partial s} \Phi r dr &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\bar{\Phi} \frac{r_+^2 - r_-^2}{2} \right), \quad s \neq r, \\
\int_{r_-}^{r_+} \frac{\partial}{\partial r} \Phi dr &= \Phi(r_+) - \Phi(r_-), \\
\int_{r_-}^{r_+} \frac{\partial}{\partial r} \Phi r dr &= \Phi(r_+) r_+ - \Phi(r_-) r_-.
\end{aligned} \tag{2}$$

Для общности будем полагать, что продукты сгорания поступают в расчетную область через обе боковые границы $r = r_+$ и $r = r_-$. Тогда граничные условия принимают вид

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

С учетом (2) и (3) уравнения (1), записанные для кольцевых каналов, представленных на рис. 1, примут вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} A + \frac{\partial}{\partial x} B + \frac{1}{R_2} \frac{\partial}{\partial \theta} C + D &= \varepsilon, \\
R_1 = r_+ - r_-, \quad R_2 = \frac{1}{2} (r_+ + r_-), \\
A = \begin{Bmatrix} \bar{\rho} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \alpha_i R_1 R_2 \\ \bar{\rho} u R_1 R_2 \\ \bar{\rho} w R_1 R_2 \\ \bar{\rho} E R_1 R_2 \end{Bmatrix}, \quad B = \begin{Bmatrix} \bar{\rho} \bar{u} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{\alpha}_i \bar{u} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{u}^2 R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{u} \bar{w} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{u} (\bar{E} + \bar{p}/\bar{\rho}) R_1 R_2 \end{Bmatrix}, \\
C = \begin{Bmatrix} \bar{\rho} \bar{w} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{\alpha}_i \bar{w} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{u} \bar{w} R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{w}^2 R_1 R_2 \\ \bar{\rho} \bar{w} (\bar{E} + \bar{p}/\bar{\rho}) R_1 R_2 \end{Bmatrix}, \quad D = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ R_1 R_2 \frac{\partial}{\partial x} \bar{p} \\ R_1 \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{p} \\ 0 \end{Bmatrix},
\end{aligned} \tag{4}$$

$$\varepsilon = \begin{Bmatrix} (\rho_s u_s r)_+ + (\rho_s u_s r)_- \\ (\rho_s u_s r)_+ + (\rho_s u_s r)_- \\ 0 \\ 0 \\ (\rho_s u_s H_s r)_+ + (\rho_s u_s H_s r)_- \end{Bmatrix}.$$

Отметим, что выражения, подобные (4), можно получить, используя вместо исходных уравнений (1) уравнения вязкого газа в параболическом приближении [3]. После осреднения по радиальной координате в правых частях уравнений количества движения и энергии появились бы члены, учитывающие трение газа о боковые границы канала и теплоотдачу от газа в стенки канала. В рассматриваемом ниже случае полагается, что трением и теплоотдачей от газа можно пренебречь. Тем не менее представляется возможным учесть трение и теплоотвод и в (4) введением в уравнения количества движения и энергии источников членов, вычисляемых с использованием полуэмпирических соотношений [6].

Систему (4) решаем с использованием граничных условий на левой и правой открытых кольцевых поверхностях. При этом будем исследовать режимы, при которых втекание газов на левой и вытекание их на правой границах осуществляется в дозвуковом режиме. Граничные условия могут быть заданы для значений давления $p(x, \theta)$, массовых концентраций $\alpha_2(x, \theta)$, $\alpha_3(x, \theta)$ и энергии $E(x, \theta)$. Вместо энергии может быть задана температура газов $T(x, \theta)$. В соответствии с [4], на левой границе ($x = 0$) эти условия имеют вид

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

На правой границе

$$p(L, \theta) = p_L(t)$$

либо

$$T(L, \theta) = T_L(t).$$

Прогрев топлива со стороны кольцевого канала определяем зависимостями [5, 6]

$$\frac{\partial}{\partial t} (T_s - T_H)^2 = \frac{2}{\rho_s \lambda_s c_s} q_s^2, \\ q_s = \alpha (T - T_s) + \delta (\bar{T}_*^4 - \bar{T}_s^4) \frac{\varepsilon \varepsilon_s}{\varepsilon + \varepsilon_s - \varepsilon \varepsilon_s}, \quad (5) \\ \alpha = 0,015 \frac{\lambda}{x} \text{Re}_x^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{D}{h} \right)^{0,25},$$

полученными в предположениях, что поверхность топлива прогревается конвективной и лучистой теплопередачей, конвективный тепловой поток реализуется в турбулентном режиме, а в прогретом слое профиль температур имеет экспоненциальный вид.

Значения температуры T_s в (5) являются функцией пространственных координат x, θ ($T_s = T_s(x, \theta)$), а (5) интегрируются до тех пор, пока не будут выполняться условия воспламенения топлива, принимаемые в виде [7]:

$$T_s \geq T_*, \\ q_s \leq \rho_s \lambda_s T_s k_0 Q \frac{RT_s}{\varepsilon} \exp \left(- \frac{c}{RT_s} \right). \quad (6)$$

В (6) T_* — температура вспышки, устанавливаемая эмпирически.

После воспламенения топливо может гореть эрозионно. Величина коэффициента эрозии устанавливается в соответствии с работой [8].

2. Наибольшую трудность при решении перечисленных уравнений представляют газодинамические уравнения (4). Их решение осуществляется методом крупных частиц [9] с использованием модификаций, предложенных в [10]. Модификации применяются на эйлеровом этапе метода, а (4) на этом этапе можно записать так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} R_1 R_2}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{\rho} \alpha_i R_1 R_2}{\partial t} &= 0, \quad i = 1, 2, \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{E} R_1 R_2}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{p} R_1 R_2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w} \bar{p} R_1 R_2}{R_2 \partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} R_1 R_2}{\partial t} + R_1 R_2 \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w} R_1 R_2}{\partial t} + R_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= (k-1) p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{R_2 \partial \theta} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Аппроксимация формул (7) выполняется по соотношениям

$$\begin{aligned} (\bar{\rho} R_1 R_2)_{ij}^n \frac{\tilde{u}_{ij}^{n+1} - \bar{u}_{ij}^n}{\Delta t} &= - (R_1 R_2)_{ij} \frac{\tilde{p}_{i+1/2,j}^{n+1} - \tilde{p}_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x_i}, \\ (\bar{\rho} R_1 R_2)_{ij}^n \frac{\tilde{w}_{ij}^{n+1} - \bar{w}_{ij}^n}{\Delta t} &= - R_{1ij} \frac{\tilde{p}_{i,j+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i,j-1/2}^{n+1}}{\Delta \theta}, \\ (\bar{\rho} R_1 R_2)_{ij}^n \frac{\tilde{E}_{i,j}^{n+1} - \bar{E}_{ij}^n}{\Delta t} &= - \frac{(R_1 R_2 \bar{u})_{i+1/2,j}^n \tilde{p}_{i+1/2,j}^{n+1} - (R_1 R_2 \bar{u})_{i,j-1/2}^n \tilde{p}_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x} - \\ &\quad - \frac{(R_1 R_2 \bar{w})_{i,j+1/2}^n \tilde{p}_{i,j+1/2}^{n+1} - (R_1 R_2 \bar{w})_{i,j-1/2}^n \tilde{p}_{i,j-1/2}^{n+1}}{R_{2ij} \Delta \theta}, \\ \tilde{p}_{i+1/2,j}^{n+1} &= \bar{p}_{i+1/2,j}^n \left(1 - (k-1) \frac{\tilde{u}_{i+1/2,j}^n - \bar{u}_{ij}^n}{\Delta x} \Delta t \right), \\ \tilde{p}_{i,j+1/2}^{n+1} &= \bar{p}_{i,j+1/2}^n \left(1 - (k-1) \frac{\tilde{w}_{i,j+1/2}^n - \bar{w}_{ij}^n}{R_{2ij} \Delta \theta} \Delta t \right), \\ \bar{p}_{i+1/2,j}^n &= \frac{1}{2} (\bar{p}_{ij}^n + \bar{p}_{i+1,j}^n), \quad \bar{p}_{i,j+1/2}^n = \frac{1}{2} (\bar{p}_{ij}^n + \bar{p}_{i,j+1}^n). \end{aligned} \quad (8)$$

Допустимость модификаций вида (8) проверена внутренним тестированием и расчетом симметричных течений в кольцевых каналах.

В тестовых расчетах анализ сходимости и точности решения задачи устанавливается сравнением результатов, полученных на конечно-разностных сетках с числом узлов 60×15 , 40×15 , 40×10 и 20×10 . Расчеты показали, что по большинству газодинамических параметров отличие результатов, полученных на мелкой (60×15) и крупной (20×10) сетках, не превосходит 3—5%. Поэтому все основные расчеты с целью экономии затрат машинного времени выполнялись на крупной конечно-разностной сетке. Решение уравнений (5), (6) не представляет значительных трудностей [11].

3. Ниже представлены результаты расчетов, полученные для схем газогенераторов с нитроглицериновым баллиститным топливом (см. рис. 1) при следующих основных исходных данных: $\rho_s u_s = 0,90 (p/0,98 \times 10^5)^{0,7}$ м/с, $H_s = 0,5 \cdot 10^7$ м²/с², $T_s = 600$ К, $L \times D \times h = 0,7 \times 0,144 \times 0,010$ м³.

На рис. 2, 3 представлены результаты, полученные в расчетах для газогенератора при вложении в него топливной шашки с эксцентриситетом (см. рис. 1, а). На рис. 2 изображены линии одинаковых моментов

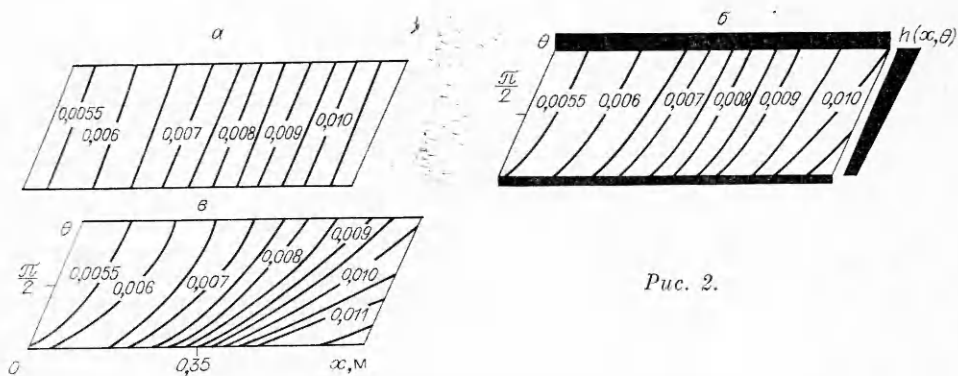


Рис. 2.

времени воспламенения поверхности топлива, построенные для случаев, когда эксцентриситет вложения составляет $\delta = 0,0035$ (рис. 2, б) и $0,0070$ м (рис. 2, в). Для сравнения на рис. 2, а показаны изолинии для случая симметричного вложения в газогенератор. Результаты представлены на развертке цилиндрической поверхности вдоль осей x, θ .

Анализ показывает, что эксцентриситет вложения изменяет характер перемещения фронта пламени вдоль по поверхности топлива. При этом пламя с большей скоростью распространяется вдоль по сечению, соответствующему большей толщине канала. В обоих рассмотренных случаях ($\delta = 0,0035$ и $0,0070$ м) зажигание топлива в сечении $h = h_{\max}$ произошло соответственно за $t = 0,0100$ и $0,0098$ с. В минимальном же сечении топливо воспламенилось в первом случае за $0,0121$ с, а во втором — за $t = 0,0112$ с. В симметричном варианте пламя охватывает всю поверхность топлива за $0,0106$ с. К этому моменту времени в несимметричных вариантах воспламеняется более 90 % от всей поверхности топлива.

Рассмотрим распределение скорости продуктов сгорания, устанавливающееся в кольцевом канале после того, как воспламенится вся поверхность топливной шашки. На рис. 3 для четырех продольных сечений приводятся значения для u и тангенциальных w скоростей продуктов сгорания. Сплошная линия — установившиеся к моменту $t = 0,1$ с зависимости $u(x, \theta)$, полученные при $\delta = 0,0070$ м; штриховая — при $\delta = 0,0035$ м. Для сравнения волнистой линией показаны зависимости $u(x)$ при симметричном вложении топливной шашки в случае совпадения толщин симметричного кольцевого канала и несимметричного в рассматриваемом продольном сечении.

Анализ показывает, что в сечении $\theta = \pi/16$ (толщина канала $h =$

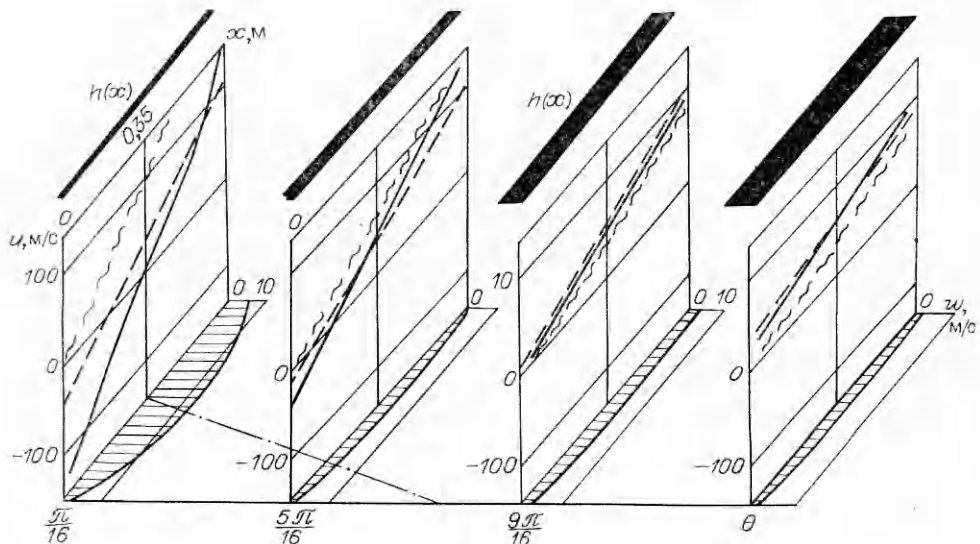


Рис. 3.

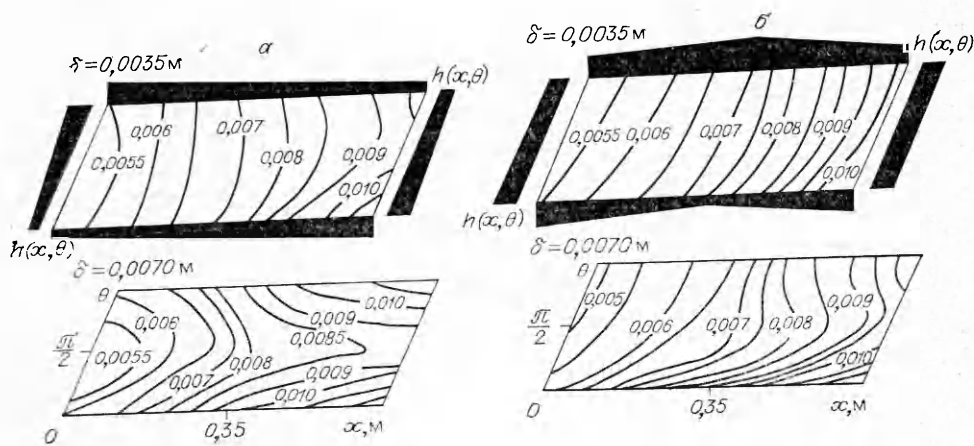


Рис. 4.

$= 0,0070$ м) на части области до $x = 0,35$ м формируется течение в направлении от правой границы к левой. Аналогичной направленности течение реализуется и в сечении, соответствующем $\theta = 5\pi/16$, на длине заряда от $x = 0$ до $x \approx 0,15$ м.

Область возвратного течения продуктов сгорания на плоскости x, θ выделяется на рис. 3 штрихпунктирной линией. Подобная область существует и при $\delta = 0,0035$ м, однако ее площадь составляет четвертую часть от предыдущей. В сечении, соответствующем разделению потока, реализуются и максимальные значения тангенциальной скорости. Максимальный уровень этих скоростей, представленных на рис. 3, соответствует координатам $x = 0,35$ м, $\theta = \pi/16$ и составляет 12 м/с. В сечении $\theta = 13\pi/16$ величина тангенциальных скоростей не превосходит 2 м/с.

Расчеты показывают, что приближенная оценка продольных скоростей потока с использованием результатов одномерного анализа (соответствует симметричному варианту, обозначенному на рис. 3 волнистыми кривыми), вообще говоря, неудовлетворительна ни по качественному, ни по количественному результату. Лишь в сечении $\theta = 9\pi/16$ все представленные зависимости $u(x)$ примерно совпадают.

Анализ результатов расчетов, полученных и при других вариантах несимметричного вложения шашки в корпус газогенератора, позволяет установить, что наибольшее влияние несимметрии расчетной области на закономерности зажигания топливной шашки проявляется при вложении шашки с эксцентриситетом (см. рис. 1, а), а наименьшее — при провисании шашки (см. рис. 1, в). Структура линий одинаковых моментов времени подключения топлива к горению при перекосе шашки и при ее провисании представляется сложнее, чем в рассмотренном выше случае. Для размещения шашки с перекосом (рис. 4, а) опережение фронта зажигания происходит в сечении $\theta = \pi/2$ (соответствует $h = 0,010$ м), а минимальная скорость распространения пламени соответствует сечениям $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. При размещении шашки с провисанием максимальная скорость распространения пламени также соответствует сечению $\theta = \pi/2$ (рис. 4, б), где $h(x) \approx \text{const}$. Минимальное значение скорости распространения пламени соответствует $\theta = 0$. Отмеченные закономерности остаются справедливыми при $\delta = 0,0035$ и $0,0070$ м (см. рис. 4). Заметим, что в обоих последних случаях к моменту $t = 0,0106$ с (соответствует времени зажигания шашки при ее симметричном размещении) пламенем охватывается более 90 % от всей поверхности шашки.

Проведенные расчеты позволяют найти дополнительные закономерности. Так, установившиеся значения продольных скоростей продуктов сгорания при перекосах или провисании шашки в меньшей степени зависят от величины несимметрии δ . Однако области с возвратным течением продуктов сгорания существуют и в этих случаях и формируются

в окрестности минимальных значений толщины кольцевого канала. Наименьшее влияние несимметрии проявляется в газогенераторах с провисанием шашки. Тангенциальные скорости продуктов сгорания незначительны и составляют 0—4 м/с для варианта с перекосом шашки и 0—2,5 м/с для варианта с прогибом шашки.

Несимметрия вложения топливной шашки увеличивает уровень давления продуктов сгорания в кольцевом канале. Наибольший рост давления соответствует вложению шашки в газогенератор с эксцентриситетом, наименьший — вложению шашки с провисанием. Перепады давлений в наиболее нагруженном сечении кольцевого канала составляют 0,1—0,25 МПа (до 5 % от общего уровня). Максимальные значения давления приходится на области с минимальными толщинами кольцевого канала.

В заключение отметим, что перечисленные закономерности будут еще более выражены, если в первоначальном симметричном варианте толщина кольцевого канала будет меньше принятой в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Математическая теория горения и взрыва/Я. Б. Зельдович, Г. К. Баренблат, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе.— М.: Наука, 1980.
2. Ерохин Б. Т., Липанов А. М. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ.— М.: Машиностроение, 1977.
3. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики.— Новосибирск: Наука, 1981.
4. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.
5. Соркин Р. Е. Газотермодинамика РДТТ.— М.: Наука, 1967.
6. Кутателадзе С. С., Боршанский В. М. Справочник по теплопередаче.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1959.
7. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. К тепловой теории зажигания конденсированных веществ // Докл. АН СССР.— 1968.— 178, № 1.— С. 131.
8. Вилюнов В. Н. К математической теории стационарной скорости горения конденсированного вещества // Там же.— 1981.— 136, № 2.— С. 381.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент.— М.: Наука, 1982.
10. Липанов А. М., Алиев А. В. // Численное моделирование в аэрогидродинамике.— М.: Наука, 1986.— С. 132.
11. Бахвалов Н. С., Жуков Н. П., Кобельков Г. В. Численные методы.— М.: Наука, 1987.

г. Ижевск

*Поступила в редакцию 1/VII 1991,
после доработки — 24/XII 1991*

УДК 536.46 : 541.126 : 536.2.01

И. Э. Молодецкая, В. П. Писарский, О. О. Уланова

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНОЙ СМЕСИ Zn — S НА СТРУКТУРУ СИНТЕЗИРУЕМОГО В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ ZnS

Экспериментально определены значения плотности прессования и дисперсности легкоплавкого компонента в смеси Zn — S, для которой реализуются условия СВС. Установлена возможность управления размером анизотропной структурной зоны столбчатых кристаллов посредством изменения дисперсности серы.

Один из методов получения сульфида цинка ZnS — синтез материала в волне горения [1]. Использование ZnS в качестве основы для люминофоров требует изучения влияния параметров шихты на характер распространения волны синтеза и свойства конечного продукта. В данной работе рассматривается влияние дисперсности легкоплавкого компонента (серы) и плотности шихты.

Исходная шихта Zn — S — это механическая смесь порошков, подготовленная по схеме из работы [2]. Все составы были стехиометрические.