

17. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 1198.
18. Y. Otsuka, T. Niioka. Combustion and Flame, 1973, 21, 163.
19. E. M. Bulewicz, P. J. Padley. 9-th Symposium (Int.) on Combustion. N. Y.—L., Academic Press, 1969, p. 638.
20. Von Engel, I. R. Cozens. Nature, 1964, 202, 480.
21. И. П. Герл. В сб.: Низкотемпературная плазма. М., «Мир», 1967.
22. E. M. Bulewicz, P. J. Padley, R. E. Smith. Proc. Roy. Soc., 1970, A315, 129.
23. J. R. Hurlle. J. Chem. Phys., 1964, 41, 3911.
24. E. R. Milne. J. Chem. Phys., 1970, 52, 5370.
25. А. Х. Мнацакян. ТВТ, 1970, 8, 1149.

НИЗКОЧАСТОТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ С БЫСТРОГОРЯЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А. П. Руднев

Одним из эффективных методов физического регулирования процесса горения в пороховых газогенераторах является использование комбинированных конденсированных систем (КС) с локально повышенной скоростью газообразования, что достигается, например, помещением в торцевой заряд металлических элементов различного поперечного сечения [1—4] или быстрогорящих компонентов [5—8].

Математический подход к изучению стационарного и переходного режимов горения вдоль металлической нити, находящейся в твердом топливе, изложен в работе [9]. Исследование нестационарного горения комбинированных КС с центральным быстрогорящим стержнем, системой стержней и плоским теплопроводящим элементом продолжено далее в [10—12].

В данной работе в пределах феноменологической теории нестационарного горения порохов исследуется низкочастотная устойчивость горения комбинированных КС, использующих в качестве быстрогорящих элементов цилиндр конечной толщины, стержень и пластины.

Необходимые условия устойчивости горения конических поверхностей

При нестационарном горении КС с быстрогорящими элементами в полузамкнутой камере наиболее медленными процессами (в пренебрежении инерционностью конструкции быстрогорящих элементов) обычно являются перестройка формы поверхности топлива и изменение давления за счет истечения газов через сопло.

Как показывают численные оценки, характерное время перестройки формы поверхности топлива $t_{\phi} \sim R/\omega^{\circ}$ для реальных условий горения на один-два порядка больше времени релаксации прогретого слоя пороха (здесь и далее стационарные величины отмечаются индексом $^{\circ}$, ω — нормальная скорость горения медленногорящего компонента КС, R — радиус камеры). При этом средний радиус кривизны нестационарной поверхности топлива также много больше ширины прогретого слоя пороха. Поэтому при исследовании нестационарного горения КС с быстрогорящими элементами правомерно пользоваться квазистационарными зависимостями скорости горения и энерговыделения от давления и начальной температуры, справедливыми для горения плоской поверхности топлива при достаточно медленных возмущениях процесса горения.

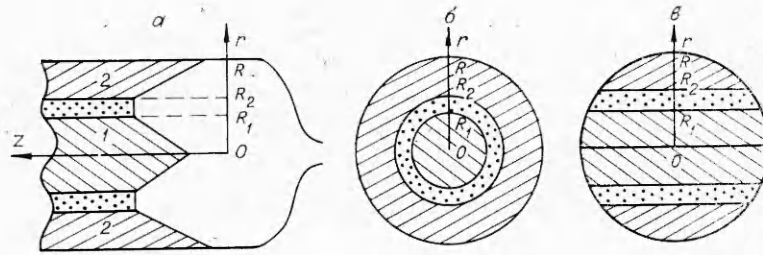


Рис. 1. Принципиальные схемы конденсированной системы с быстрогорящими элементами:

а) продольный разрез камеры; б), в) вид системы со стороны сопла: б) — быстрогорящий элемент — цилиндр, в) — быстрогорящие элементы — пластины.

Для КС, включающей в себя в качестве быстрогорящего элемента цилиндр конечной толщины (рис. 1, а, б), осредненные уравнения сохранения массы и энергии смеси продуктов горения имеют вид

$$d(\rho V)/dt = G_+ + G_{+1} + G_{+2} - G, \quad (1)$$

$$d(c_v T \rho V)/dt = G_+ Q + G_{+1} Q_1 + G_{+2} Q_2 - c_p T G - \sigma q, \quad (2)$$

где величины с индексами 1, 2 относятся соответственно к внутренней и периферийной коническим поверхностям КС; величины без индексов — к быстрогорящему цилиндру; t — время, G_+ — приход газов; Q — энергосодержание; T , ρ — соответственно температура и плотность смеси продуктов горения; G — расход газов; σ — внутренняя поверхность камеры; V — свободный объем; c_v , c_p — удельные теплоемкости смеси продуктов горения соответственно при постоянном объеме и давлении; q — плотность теплового потока в стенке камеры.

При учете лишь конвективных теплопотерь имеем [13]

$$q = D(\rho W)^b (T - T_c).$$

Здесь W — средняя скорость газов; T_c — средняя температура внутренней поверхности стенок камеры (T_c далее принимается постоянной); D — неизвестная функция теплофизических характеристик продуктов горения и эквивалентного диаметра; b — константа. При этом плотность потока газов и расход продуктов горения через сопло связаны соотношением

$$\rho W = G/F,$$

где F — поперечное сечение камеры.

Для газопритока от быстрогорящего цилиндра справедлива формула

$$G_+ = \pi (R_2^2 - R_1^2) \rho_n u, \quad (3)$$

где u — нормальная скорость горения цилиндра; ρ_n — плотность пороха; R_1 , R_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы цилиндра.

Нормальная скорость горения, энергосодержание компонентов КС и расход газов принимаются заданными функциями давления p , начальной температуры T_0 и температуры в камере:

$$u = u(p, T_0), \quad u_1 = u_1(p, T_c), \quad u_2 = u_2(p, T_0), \\ Q = Q(p, T_0), \quad Q_1 = Q_1(p, T_0), \quad Q_2 = Q_2(p, T_0), \quad G = G(p, T).$$

Дифференциальные уравнения внутренней и периферийной конических поверхностей КС в цилиндрической системе координат соответ-

ственно имеют вид

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = u_1 [1 + (\frac{\partial F_1}{\partial r})^2]^{1/2} \quad (t \geq 0, R_1 > r > 0), \quad (4)$$

$$\frac{\partial F_1(R_1, t)}{\partial t} = u, F_1^0 = L_1 + u^0 t + r(\delta_1^2 - 1)^{1/2} (R_1 \geq r \geq 0), \quad (5)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial t} = u_2 [1 + (\frac{\partial F_2}{\partial r})^2]^{1/2} \quad (t \geq 0, R > r > R_2), \quad (6)$$

$$\frac{\partial F_2(R_2, t)}{\partial t} = u, F_2^0 = L_2 + u^0 t - r(\delta_2^2 - 1)^{1/2} (R \geq r \geq R_2). \quad (7)$$

Здесь r — радиус; $F(r, t)$ — аппликата конической поверхности; $\delta_1 = u^0/u_1$, $\delta_2 = u^0/u_2$ — отношения нормальных скоростей горения цилиндра и конических поверхностей КС; константы L_1, L_2 определяются выбором начала координат на оси аппликат z .

С учетом (4), (6) для газоприходов с конических поверхностей горючей системы получим формулы

$$G_{+1} = 2\pi\rho_{п1} \int_0^{R_1} r \frac{\partial F_1}{\partial t} dr, \quad G_{+2} = 2\pi\rho_{п2} \int_{R_2}^R r \frac{\partial F_2}{\partial t} dr. \quad (8)$$

В стационарном режиме уравнения (1), (2) принимают вид

$$G_+ + G_{+1} + G_{+2} = G^0, \quad (9)$$

$$G_+ Q^0 + G_{+1} Q_1 + G_{+2} Q_2 = C_p T^0 G^0 + \sigma q^0, \quad (10)$$

где, согласно (3), (8),

$$G_+ = \pi(R_2^2 - R_1^2)\rho_{п1}u^0, \quad G_{+1} = \pi R_1^2 \rho_{п1} u^0, \quad G_{+2} = \pi(R^2 - R_2^2)\rho_{п2} u^0. \quad (11)$$

Задав конкретные законы горения и энерговыделения компонентов КС, а также расхода газов через сопло, из соотношений (9) — (11) найдем стационарные давление и температуру в камере.

Расчеты для горючей системы, состоящей из центрального быстрогорящего стержня (порох НЕС-4016) и периферийной конической поверхности (порох Н), показали, что при $R_1=0$, $R_2/R=0,1$ и $F_*/(\pi R^2) = 0,0056$ (где F_* — критическое сечение сопла) существуют три стационарных режима горения, характеризующихся следующими значениями давления, температуры и энерговыделения: $p^0 \approx 13$ атм, $T^0 \approx 1100$ К, $Q^0 \approx 510$ кал/г, $Q_2 \approx 440$ кал/г; $p^0 \approx 18$ атм, $T^0 \approx 1400$ К, $Q^0 \approx 570$ кал/г, $Q_2 \approx 580$ кал/г; $p^0 \approx 23$ атм, $T^0 \approx 1700$ К, $Q^0 \approx 660$ кал/г, $Q_2 \approx 700$ кал/г (на рис. 2 точки S_1, S_2, S_3). Видно, что из трех возможных стационарных режимов устойчивы только два — верхний и нижний.

При достаточно больших $F_*/(\pi R^2)$ существует лишь нижний режим (на рис. 2 точка S_4 при $F_*/(\pi R^2) = 0,006$: $p^0 \approx 10,5$ атм, $T^0 \approx 1000$ К, $Q^0 \approx 500$ кал/г, $Q_2 \approx 410$ кал/г), при малых $F_*/(\pi R^2)$ — верхний режим (точка S_5 при $F_*/(\pi R^2) = 0,0048$: $p^0 \approx 42$ атм, $T^0 \approx 2000$ К, $Q^0 \approx 1100$ кал/г, $Q_2 \approx 780$ кал/г).

Здесь и далее расчеты проведены без учета теплотерь при начальной температуре 25°C , необходимые характеристики порохов взяты из [14—17], для определения расхода газов использована зависимость $G = A_0 F_* p / (R_0 T)^{1/2}$, где F_* — критическое сечение сопла; R_0 — удельная газовая постоянная смеси продуктов горения; A_0 — коэффициент расхода; показатель адиабаты смеси продуктов горения $n = 1,25$, $c_p = 0,4$ кал/(г·К).

Как показали расчеты, возможность трех стационарных режимов горения имеет место и при учете теплотерь в стенке камеры.

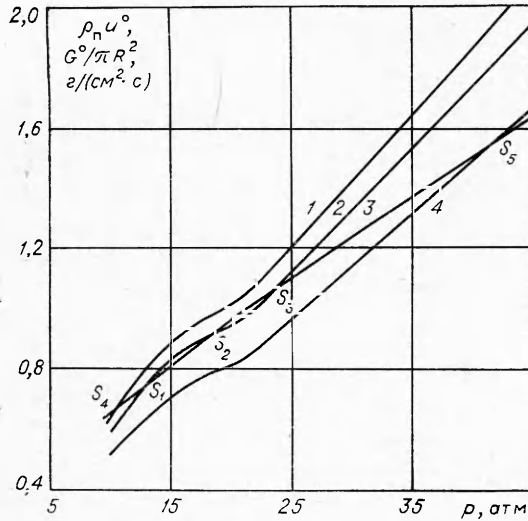


Рис. 2. Диаграмма Бори для комбинированной системы «центральный быстрогорящий стержень (порох HES-4016) + медленногорящая коническая поверхность (порох Н)».

1, 2, 4 — удельные расходы продуктов горения $G^0/(\pi R^2)$ соответственно при $F_*/(\pi R^2) = 0,006; 0,0056; 0,0048$; 3 — удельный приход газов $\rho_n u^0$.

В простейшем случае, когда отсутствует локальное повышение скорости газообразования, неединственность стационарного режима горения на примере пороха HES-4016 ранее теоретически была показана в [18]. Экспериментальное получение верхнего и нижнего стационарных режимов горения и переход с одного режима горения на другой для алюминизированного смешового топлива выполнены в [19]. Неединственность стационарного режима горения топлива в полузакнутой камере при неполном энерговыделении присуща не только порохам, но и пластичным (очень вязким, пастообразным) топливам [20].

Введем безразмерные время, радиус, аппликату,

координату конической поверхности на оси аппликат, давление, температуру, скорость горения, энерговыделение, газоприход, расход продуктов горения через сопло по формулам

$$\tau = t/t_{\Phi 2}, \quad \xi = r/R, \quad Z = z/u^0 t_{\Phi 2}, \quad \Phi = F_1/u^0 t_{\Phi 2}, \quad S = F_2/u^0 t_{\Phi 2},$$

$$\eta = p/p^0, \quad \xi = T/T^0, \quad v = u/u^0, \quad v_1 = u_1/u_1^0, \quad v_2 = u_2/u_2^0, \quad m = Q/Q^0, \quad m_1 = Q_1/Q_1^0, \\ m_2 = Q_2/Q_2^0, \quad g_+ = G_+/G_+^0, \quad g_{+1} = G_{+1}/G_{+1}^0, \quad g_{+2} = G_{+2}/G_{+2}^0, \quad g = G/G^0$$

где $t_{\Phi 2} = R\delta_2/[u_2^0(\delta_2^2 - 1)^{1/2}]$ — характерное время перестройки периферийной конической поверхности КС.

В линейном приближении получим

$$\Phi = C_1 + \tau + \xi [(\delta_1^2 - 1)(\delta_2^2 - 1)]^{1/2} / \delta_2^2 + \Phi_0(\xi) \psi \quad (\xi_1 \geq \xi \geq 0),$$

$$S = C_2 + \tau - \xi(\delta_2^2 - 1) / \delta_2^2 + S_0(\xi) \psi \quad (1 \geq \xi \geq \xi_2),$$

$$\eta = 1 + \eta_0 \psi, \quad \xi = 1 + \xi_0 \psi, \quad v = 1 + v \eta_0 \psi, \quad v_1 = 1 + v_1 \eta_0 \psi,$$

$$v_2 = 1 + v_2 \eta_0 \psi, \quad m = 1 + \alpha \eta_0 \psi, \quad m_1 = 1 + \alpha_1 \eta_0 \psi,$$

$$m_2 = 1 + \alpha_2 \eta_0 \psi, \quad g_+ = 1 + v \eta_0 \psi, \quad g_{+1} = 1 + \frac{2}{\xi_1^2} \frac{d\psi}{d\tau} \int_0^{\xi_1} \xi \Phi_0 d\xi,$$

$$g_{+2} = 1 + \frac{2}{1 - \xi_2^2} \frac{d\psi}{d\tau} \int_{\xi_2}^1 \xi S_0 d\xi, \quad g = 1 + (v_3 \eta_0 + \beta \xi_0) \psi,$$

где c_1, c_2 — константы, $\Phi_0(\xi), S_0(\xi), \eta_0, \xi_0$ по модулю много меньше соответствующих стационарных величин, функция $\psi(\tau)$ определяет изменение безразмерных переменных во времени, параметры $v, v_1, v_2, \alpha, \alpha_1, \alpha_2, v_3, \beta$ характеризует степень зависимости скорости горения, энерговыделения компонентов КС и расхода продуктов горения от

давления и температуры

$$\begin{aligned} v &= \left(\frac{\partial \ln u^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, & v_1 &= \left(\frac{\partial \ln u_1^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, & v_2 &= \left(\frac{\partial \ln u_2^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, \\ \alpha &= \left(\frac{\partial \ln Q^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, & \alpha_1 &= \left(\frac{\partial \ln Q_1^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, & \alpha_2 &= \left(\frac{\partial \ln Q_2^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0}, \\ v_3 &= (\partial \ln Q^\circ / \partial \ln p)_T, & \beta &= (\partial \ln G^\circ / \partial \ln T)_p, \end{aligned}$$

$\xi_1 = R_1/R$, $\xi_2 = R_2/R$ — соответственно безразмерные внутренний и внешний радиусы быстрогорящего цилиндра.

Линеаризация (4) — (7) приводит к уравнениям

$$1/\lambda \cdot d\Phi_0/d\xi - \Phi_0/\psi \cdot d\psi/d\tau + v_1\eta_0 = 0 \quad (\xi_1 > \xi > 0), \quad (12)$$

$$\Phi_0(\xi_1)/\psi \cdot d\psi/d\tau = v\eta_0, \quad (13)$$

$$dS_0/d\xi + S_0/\psi \cdot d\psi/d\tau - v_2\eta_0 = 0 \quad (1 > \xi > \xi_2), \quad (14)$$

$$S_0(\xi_2)/\psi \cdot d\psi/d\tau = v\eta_0, \quad (15)$$

где параметр $\lambda = \delta_1^2(\delta_2^2 - 1)^{1/2} / [\delta_2^2(\delta_1^2 - 1)^{1/2}]$ учитывает то обстоятельство, что внутренняя и периферийная конические поверхности КС горят с разными нормальными скоростями.

Из (1), (2) в линейном приближении получим

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\chi}{\psi} \frac{d\psi}{d\tau} - \varepsilon N (\alpha + v) - \varepsilon_1 N_1 \alpha_1 - (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 \alpha_2 + n v_3 + \right. \\ & \left. + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] b v_3 \right\} \eta_0 - \frac{2}{\psi} \frac{d\psi}{d\tau} \left[\frac{\varepsilon_1 N_1}{\xi_1^2} \int_0^{\xi_1} \xi \Phi_0 d\xi + \right. \\ & \left. + \frac{(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2}{1 - \xi_2^2} \int_{\xi_2}^1 \xi S_0 d\xi \right] + \left\{ n(1 + \beta) + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - \right. \\ & \left. - n] \left(b\beta + \frac{1}{1-a} \right) \right\} \xi_0 = 0, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \{ \varepsilon [N(\alpha + v) - v] + \varepsilon_1 N_1 \alpha_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 \alpha_2 - (n - 1) v_3 - \\ & - [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] b v_3 \} \eta_0 + \\ & + \frac{2}{\psi} \frac{d\psi}{d\tau} \left[\frac{\varepsilon_1 (N_1 - 1)}{\xi_1^2} \int_0^{\xi_1} \xi \Phi_0 d\xi + \frac{(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) (N_2 - 1)}{1 - \xi_2^2} \int_{\xi_2}^1 \xi S_0 d\xi \right] - \\ & - \left\{ \frac{\chi}{\psi} \frac{d\psi}{d\tau} + n(2 + \beta) + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - \right. \\ & \left. - n] \left(b\beta + \frac{1}{1-a} \right) \right\} \xi_0 = 0. \quad (17) \end{aligned}$$

Здесь χ — отношение времен релаксации камеры и формы периферийной конической поверхности КС; $\chi = t_k/t_{\Phi 2}$; $t_k = Vp^\circ/R_0 T^\circ G^\circ$; $N = Q^\circ/c_V T^\circ$;

$$N_1 = \frac{Q_1^\circ}{c_V T^\circ}; \quad N_2 = \frac{Q_2^\circ}{c_V T^\circ};$$

$$\varepsilon = \frac{G_+^\circ}{G_+^\circ + G_{+1}^\circ + G_{+2}^\circ} = \frac{(\xi_2^2 - \xi_1^2) \rho_{\pi}}{(\xi_2^2 - \xi_1^2) \rho_{\pi} + \xi_1^2 \rho_{\pi 1} + (1 - \xi_2^2) \rho_{\pi 2}};$$

$$\varepsilon_1 = \frac{G_{+1}^\circ}{G_+^\circ + G_{+1}^\circ + G_{+2}^\circ} = \frac{\xi_1^2 \rho_{\pi 1}}{(\xi_2^2 - \xi_1^2) \rho_{\pi} + \xi_1^2 \rho_{\pi 1} + (1 - \xi_2^2) \rho_{\pi 2}};$$

$a = T_c/T^\circ$ — относительная температура стенок камеры.

Полагая на границе колебательной устойчивости $\psi(\tau) = \exp(i\gamma\tau)$ (γ — вещественная частота), из (12) — (15) найдем

$$\Phi_0 = \{v_1 + (v - v_1) \exp[i\gamma\lambda(\xi - \xi_1)]\} \eta_0 / (i\gamma) \quad (\xi_1 \geq \xi \geq 0), \quad (18)$$

$$S_0 = \{v_2 + (v - v_2) \exp[i\gamma(\xi_2 - \xi)]\} \eta_0 / (i\gamma) \quad (1 \geq \xi \geq \xi_2). \quad (19)$$

Подставляя (18), (19), в (16), (17), получим однородную систему уравнений относительно η_0 , ξ_0 . Приравняв ее определитель нулю, найдем границу колебательной устойчивости горения конических поверхностей твердых топлив:

$$(\beta W + HY) [HY - W(E - H)] = (\beta E + HX) (\beta + E - H)^2, \quad (20)$$

$$\chi = (\beta W + HY) / \gamma (\beta + E - H), \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} H &= n(1 + \beta) + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] \left(b\beta + \frac{1}{1-a} \right), \\ E &= \varepsilon N (\alpha + v) + \varepsilon_1 N_1 \alpha_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 \alpha_2 - n v_3 - \\ &- [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] b v_3 + \varepsilon_1 N_1 \left\{ v_1 + \frac{2(v - v_1)}{(\gamma\lambda\xi_1)^2} [1 - \right. \\ &- \cos(\gamma\lambda\xi_1)] \left. \right\} + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 \left\{ v_2 + \frac{2(v - v_2)}{\gamma^2(1 - \xi_2^2)} [\cos(\gamma(\xi_2 - 1)) - \right. \\ &- \gamma \sin(\gamma(\xi_2 - 1)) - 1] \left. \right\}, \\ W &= \frac{2\varepsilon_1 N_1 (v - v_1)}{\gamma\lambda\xi_1} \left[\frac{\sin(\gamma\lambda\xi_1)}{\gamma\lambda\xi_1} - 1 \right] + \frac{2(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 (v - v_2)}{\gamma^2(1 - \xi_2^2)} \{ \gamma \cos[\gamma(\xi_2 - \\ &- 1)] + \sin[\gamma(\xi_2 - 1)] - \gamma\xi_2 \}, \\ X &= v_3 - \varepsilon v - \varepsilon_1 \left\{ v_1 + \frac{2(v - v_1)}{(\gamma\lambda\xi_1)^2} [1 - \cos(\gamma\lambda\xi_1)] \right\} - \\ &- (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) \left\{ v_2 + \frac{2(v - v_2)}{\gamma^2(1 - \xi_2^2)} [\cos(\gamma(\xi_2 - 1)) - \gamma \sin(\gamma(\xi_2 - 1)) - 1] \right\}, \\ Y &= \frac{2\varepsilon_1 (v - v_1)}{\gamma\lambda\xi_1} \left[1 - \frac{\sin(\gamma\lambda\xi_1)}{\gamma\lambda\xi_1} \right] - \frac{2(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) (v - v_2)}{\gamma^2(1 - \xi_2^2)} \{ \gamma \cos[\gamma(\xi_2 - \\ &- 1)] + \sin[\gamma(\xi_2 - 1)] - \gamma\xi_2 \}. \end{aligned}$$

Задав частоту и физико-химические параметры компонентов КС, из (20) для данной конструкции горючей системы и камеры определяем критическое значение v , а из (21) — значение χ , соответствующее границе устойчивости.

Аналогичное исследование случая $\gamma \approx 0$ показывает, что в квазистационарном режиме условие устойчивости горения конических поверхностей имеет вид

$$\begin{aligned} v < v_3 + \beta \{ \varepsilon N \alpha + \varepsilon_1 N_1 \alpha_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 \alpha_2 + \\ + (1 - b) v_3 [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] \} : \{ n + \\ + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] [1/(1-a) - (1-b)\beta] \}. \quad (22) \end{aligned}$$

Из критерия (22) без учета теплотерь в стенки камеры следует, что

1) для данных компонентов горючей системы, геометрии камеры и фиксированном внешнем радиусе быстрогорящего цилиндра ($\xi_2 = \text{const}$) увеличение внутреннего радиуса цилиндра улучшает устойчи-

вость режима горения, если выполняется условие

$$N(\alpha - \alpha_2) [\xi_2^2 \rho_{п1} + (1 - \xi_2^2) \rho_{п2}] > N_1(\alpha_1 - \alpha_2) [\xi_2^2 \rho_{п1} + (1 - \xi_2^2) \rho_{п2}],$$

и ухудшает устойчивость — в противном случае;

2) при фиксированном внутреннем радиусе цилиндра ($\xi_1 = \text{const}$), данных компонентах КС и конструкции камеры уменьшение внешнего радиуса цилиндра стабилизирует процесс горения при условии

$$N(\alpha - \alpha_2) [\xi_1^2 \rho_{п1} + (1 - \xi_1^2) \rho_{п2}] > N_1(\alpha_1 - \alpha_2) \xi_1^2 (\rho_{п1} - \rho_{п2}),$$

и наоборот;

3) для данных компонентов горючей системы, геометрии камеры и радиусов цилиндра ($\xi_1 = \text{const}$, $\xi_2 = \text{const}$) увеличение плотности быстрогорящего цилиндра понижает устойчивость режима горения, если удовлетворяется неравенство

$$N(\alpha - \alpha_2) (\xi_2^2 - \xi_1^2) > N_1(\alpha_2 - \alpha_1) \xi_1^2,$$

и повышает устойчивость — в противном случае.

На рис. 3 дана графическая интерпретация критерия (22) в пренебрежении теплотерями в стенки для комбинированной КС, состоящей из центрального быстрогорящего стержня (порох НЕС-4016) и наружного медленногорящего кольцевого блока (порох Н) при $T_0 = 25^\circ\text{C}$, $v_3 = 1$, $\beta = -0,5$, $\xi_1 = 0$, $R = \text{const}$. Устойчивым режимам горения отвечают ветви кривых $v_*(p, \xi_2)$, расположенные выше линии $v(p)$. Видно, что неполнота энергосодержания компонентов КС определяет верхний и нижний пределы горения по давлению. При этом с увеличением радиуса быстрогорящего стержня оба предела повышаются. Это означает, что если для исследуемой горючей системы (при фиксированной геометрии камеры) осуществляется верхний стационарный режим горения, то увеличение радиуса быстрогорящего стержня снижает устойчивость горения, если же осуществляется нижний режим, то — повышает устойчивость.

Конструктивная схема заряда с локально повышенной скоростью газообразования (см. рис. 1, а, б) является обобщением ряда других схем:

1. При $R_1 \rightarrow R_2$ имеем КС с бесконечно тонким быстрогорящим цилиндром, соответствующие условия устойчивости горения записываются в виде (20) — (22) при $\varepsilon \rightarrow 0$.

2. При $R_1 \rightarrow R_2 \rightarrow R$ получаем систему с периферийным бесконечно тонким быстрогорящим цилиндром и внутренней конической поверх-

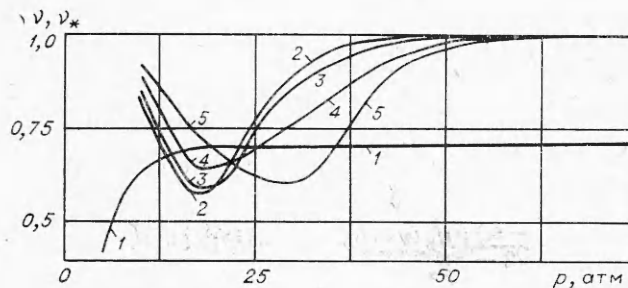


Рис. 3. Границы устойчивости горения комбинированного заряда с центральным быстрогорящим стержнем в функции безразмерного радиуса стержня.

1 — экспериментальная зависимость $v(p)$ для пороха НЕС-4016; 2—5 — теоретические зависимости $v_*(p, \xi_2)$ соответственно при $\xi_2 = 0; 0,25; 0,5; 0,75$.

ностью, в критериях устойчивости (20) — (22) необходимо положить $\varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon_1 \rightarrow 1$.

3. При $R_2 \rightarrow R_1 \rightarrow 0$ имеем схему с центральным бесконечно тонким стержнем («фитилем») и внешней конической поверхностью, граница устойчивости определяется формулами (20) — (22) при $\varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon_1 \rightarrow 0$.

4. При $R_1 \rightarrow 0$ получаем КС с центральным конечного радиуса быстрогорящим стержнем и периферийной конической поверхностью; в условиях устойчивости (20) — (22) следует $\varepsilon_1 \rightarrow 0$.

5. При $R_2 \rightarrow R$ имеем схему с периферийным конечной толщины быстрогорящим цилиндром и внутренней конической поверхностью; граница устойчивости находится из (20) — (22) при $\varepsilon + \varepsilon_1 \rightarrow 1$.

6. При $R_1 \rightarrow 0$, $R_2 \rightarrow R$ получаем торцевой однокомпонентный заряд; соответствующее условие устойчивости горения в квазистационарном приближении записывается в виде (22) при $\varepsilon \rightarrow 1$, $\varepsilon_1 \rightarrow 0$. Частные случаи этого критерия получены в [18, 21, 22].

Для третьего и четвертого частных случаев комбинированной КС условия устойчивости горения в изотермическом приближении и без учета времени релаксации камеры и теплопотерь в стенки получены в [10, 11].

Необходимые условия устойчивости горения клиновидных поверхностей

Для комбинированной КС, использующей для локального увеличения скорости газообразования две быстрогорящие пластины, одинаковой толщины и равноотстоящие от оси камеры (см. рис. 1, а, в), поверхность топлива состоит из трех клиновидных поверхностей (внутренней и двух периферийных) и двух плоских сегментов.

Примем для определенности, что периферийные клиновидные поверхности образованы одним сортом пороха, быстрогорящие пластины также имеют одинаковые физико-химические свойства. Проводя аналогичное исследование на устойчивость, получим, что граница колебательной устойчивости горения клиновидных поверхностей и критерий устойчивости в квазистационарном приближении определяются соответственно формулами (20), (21) и (22), где

$$\begin{aligned}
 H &= n(1 + \beta) + [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] (b\beta + 1/(1 - a)), \\
 E &= \varepsilon N (\alpha + v) + \varepsilon_1 N_1 (\alpha_1 + v_1) + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 (\alpha_2 + v_2) - \\
 &\quad - n v_3 - [\varepsilon N + \varepsilon_1 N_1 + (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 - n] b v_3 + \\
 &\quad + \frac{2\varepsilon_1 N_1 (v - v_1)}{B_1} \int_0^{\xi_1} (1 - \xi^2)^{1/2} \cos [\gamma \lambda (\xi - \xi_1)] d\xi + \\
 &\quad + \frac{2(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 (v - v_2)}{\pi/2 - B_2} \int_{\xi_2}^1 (1 - \xi^2)^{1/2} \cos [\gamma (\xi_2 - \xi)] d\xi, \\
 W &= \frac{2\varepsilon_1 N_1 (v - v_1)}{B_1} \int_0^{\xi_1} (1 - \xi^2)^{1/2} \sin [\gamma \lambda (\xi - \xi_1)] d\xi + \\
 &\quad + \frac{2(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) N_2 (v - v_2)}{\pi/2 - B_2} \int_{\xi_2}^1 (1 - \xi^2)^{1/2} \sin [\gamma (\xi_2 - \xi)] d\xi, \\
 X &= v_3 - \varepsilon v - \varepsilon_1 v_1 - (1 - \varepsilon - \varepsilon_1) v_2 - \frac{2\varepsilon_1 (v - v_1)}{B_1} \int_0^{\xi_1} (1 - \xi^2)^{1/2} \cos [\gamma \lambda (\xi - \\
 &\quad - \xi_1)] d\xi - \frac{2(1 - \varepsilon - \varepsilon_1) (v - v_2)}{\pi/2 - B_2} \int_{\xi_2}^1 (1 - \xi^2)^{1/2} \cos [\gamma (\xi_2 - \xi)] d\xi,
 \end{aligned}$$

$$Y = \frac{2\varepsilon_1(v-v_1)}{B_1} \int_0^{\xi_1} (1-\xi^2)^{1/2} \sin[\gamma\lambda(\xi_1-\xi)] d\xi + \\ + \frac{2(1-\varepsilon-\varepsilon_1)(v-v_2)}{\pi/2-B_2} \int_{\xi_2}^1 (1-\xi^2)^{1/2} \sin[\gamma(\xi-\xi_2)] d\xi.$$

Здесь $\xi_1=R_1/R$, $\xi_2=R_2/R$ — относительные расстояния внутренней и внешней граней пластин от оси камеры,

$$B_1 = \xi_1(1-\xi_1^2)^{1/2} + \arcsin \xi_1, \quad B_2 = \xi_2(1-\xi_2^2)^{1/2} + \arcsin \xi_2,$$

параметры ε , ε_1 характеризуют доли, которые соответственно составляют газоприходы за счет горения обеих пластин G_+ и внутренней клиновидной поверхности G_{+1} от суммарного прихода газов в стационарном режиме:

$$\varepsilon = \frac{G_+}{G_+ + G_{+1} + G_{+2}} = \frac{(B_2 - B_1) \rho_{\pi}}{(B_2 - B_1) \rho_{\pi} + B_1 \rho_{\pi 1} + (\pi/2 - B_2) \rho_{\pi 2}},$$

$$\varepsilon_1 = \frac{G_{+1}}{G_+ + G_{+1} + G_{+2}} = \frac{B_1 \rho_{\pi 1}}{(B_2 - B_1) \rho_{\pi} + B_1 \rho_{\pi 1} + (\pi/2 - B_2) \rho_{\pi 2}},$$

$$G_+ = 2(B_2 - B_1) R^2 \rho_{\pi} u^{\circ}, \quad G_{+1} = 2B_1 R^2 \rho_{\pi 1} u^{\circ}, \quad G_{+2} = (\pi - 2B_2) R^2 \rho_{\pi 2} u^{\circ},$$

χ — отношение времен релаксации камеры и формы одной периферийной клиновидной поверхности КС, смысл остальных обозначений прежний.

Можно показать, что выводы о влиянии на устойчивость горения варьирования внешнего и внутреннего радиусов быстрогорящего цилиндра, а также плотности цилиндра (см. рис. 1, а, б) в аналогичной форме справедливы и для конструкции заряда с быстрогорящими пластинами (см. рис. 1, а, в). При этом в зависимости от соотношения величин R_1 , R_2 , R комбинированная КС с быстрогорящими пластинами может быть сведена к ряду более простых конструкций с быстрогорящими элементами (например, к схеме с центральным «тепловым ножом» и двумя медленногорящими клиновидными поверхностями и др.), а формулы (20) — (22) — к соответствующим условиям низкочастотной устойчивости горения.

НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете

Поступила в редакцию
6/VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. A. C. Scurlock, K. E. Rumbel, R. Friedman. Пат. США, кл. 60—39. 47, № 3092968, заявл. 17.12.1959, опублик. 11.06.1963.
2. R. L. Glick. Пат. США, кл. 60—254, № 3381476, заявл. 10.08.1966, опублик. 7.05.1968.
3. K. E. Rumbel, M. Cohen а. о. Пат. ФРГ, кл. 7d, 1/01, (C 06d), № 1209035, заявл. 11.11.1961, опублик. 4.09.1969.
4. L. H. Caveny. Пат. США, кл. 60/234 (F 02k 9/04), № 630028, заявл. 1.12.1969, опублик. 23.12.1971.
5. H. J. Oldman. Пат. США, кл. 60—35.6, № 3128600, заявл. 18.05.1960, опублик. 14.04.1964.
6. R. W. Mc Jones. Пат. США, кл. 60—39.47, № 3136122, заявл. 24.04.1959, опублик. 9.06.1964.
7. G. E. Miles, M. H. Whitlock. Пат. США, кл. 102—102, № 3324795, заявл. 16.04.1964, опублик. 13.06.1967.
8. A. Jwama, S. Aoyagi а. о. Proc. 6-th Internat. Sympos. Space Technol. and Sci., Токуо, 1965, Токуо, 1966.

9. L. H. Caveny, R. L. Glick. J. Spacecraft and Rockets, 1967, 4, 1.
10. Л. К. Гусаченко.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972; ПМТФ, 1973, 3.
11. В. М. Бобылев, С. В. Бриль и др. ФГВ, 1974, 10, 3.
12. С. С. Рыбанин, Л. Н. Стесик. ФГВ, 1974, 10, 5.
13. Я. Б. Зельдович, М. А. Ривин, Д. А. Фрайк-Каменецкий. Импульс реактивной силы пороховых ракет. Н., Оборонгиз, 1963.
14. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.
15. V. L. Crawford, Jr. C. Huggett a. o. J. Analyt. Chem., 1947, 19, 9.
16. L. Вгусе, V. L. Crawford, Jr. a. o. J. Phys. and Colloid Chem. 1950, 54, 6.
17. Р. Д. Гекклер.—В сб.: Жидкие и твердые ракетные топлива. М., ИЛ, 1959.
18. В. Н. Вилюнов, А. П. Руднев. ПМТФ, 1972, 6.
19. R. L. Glick, R. E. Askins. Пат. США, кл. 60—254 (F 02 k), № 3452544, заявл. 27.12.1966, опубл. 1.07.1969.
20. В. Н. Вилюнов, А. П. Руднев.—В сб.: Материалы четвертой научной конференции Томского университета по математике и механике. Т. II. Томск, Изд-во ТГУ, 1974.
21. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.
22. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1967, 3, 1.

О ДВУХ РЕЖИМАХ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ КАПЕЛЬ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

У. И. Гольдшлегер, С. Д. Амосов

Для экспериментального изучения воспламенения и горения капель углеводородных топлив в окислительной среде чаще всего применялась методика подвешенной капли. При этом для наблюдения за процессом обычно использовались различные методы фоторегистрации (см. например, обзоры [1, 2]). В работе [3] для исследования процессов испарения и воспламенения капли была применена гравиметрическая методика. Использование этих экспериментальных методик позволяет определить следующие параметры процесса: время задержки воспламенения (по появлению видимого пламени), критические значения температуры среды в зависимости от начального размера капли, изменение размеров капли и границы пламени в процессе горения.

Однако эти характеристики не дают достаточной информации для детального понимания всей совокупности физико-химических процессов, протекающих вблизи поверхности капли при ее испарении. Поэтому для получения более ясной и полной картины о характере процесса необходимо измерение профилей температур и концентраций при воспламенении и горении капли. В настоящей работе предпринята попытка измерения при помощи микротермопар температур газовой фазы вблизи испаряющейся капли.

Методика эксперимента

Изучение закономерностей испарения и воспламенения капель углеводородных топлив парафинового ряда (*n*-гептана и *n*-декана спектральной чистоты) проводилось в атмосфере неподвижного воздуха.

Капля исследуемого вещества, подвешенная на тонкой нити, вводилась в полость электропечи с заданной температурой среды. Ввод осуществлялся за счет быстрого (время ввода $\sim 0,2$ с) перемещения печи по направляющим с помощью противовеса. Печь была выполнена из кварцевого стекла в форме цилиндра диаметром 70 мм и длиной 200 мм, обогреваемого электрической спиралью и снабженного для уменьшения теплопотерь обмоткой теплового экрана. Для визуальных