где

$$\Pi(\lambda_l, \xi) = \frac{p_{0кр}}{p_{0l}} = 1 - \frac{\xi k}{k-1} \frac{\pi(\lambda_l)\lambda^2 l}{\tau(\lambda_l)};$$

ξ — коэффициент гидродинамических потерь на участке выходное сечение канала — критическое сечение; $S_т$ — торцовая (со стороны переднего торца) поверхность горения; S_Σ — суммарная поверхность горения; $q(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $\tau(x)$ — газодинамические функции; p_{0l}, $p_{0кр}$ — полное давление на выходе из канала и в критическом сечении. По известному значению коэффициента относительно скорости можно определить количественное значение полимеров $\Phi(\lambda_l)$ и $\Phi(\lambda_0)$. Отличительная особенность функции $\Phi(\lambda)$ для каналов с компенсатором и без компенсатора в передней части будет состоять (в соответствии с зависимостями для скорости горения в турбулентном потоке (4)) в различии пороговых скоростей турбулентного горения.

По соотношениям (16) и (17) можно определить величину взмыва давления, обусловленную турбулентным горением и гидродинамическими потерями, и выбрать исходя из этого оптимальные размеры канала к-системы.

Поступила в редакцию
3/VI 1971

УДК 662.612.3

О СКОРОСТИ ПАДЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВВОДЕ В ПОЛУЗАМКНУТЫЙ ОБЪЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВЕЩЕСТВА

Б. Т. Ерохин, Ю. И. Федоров
(Москва)

В настоящее время одной из актуальных и вместе с тем сложных задач является изучение закономерностей гашения конденсированных систем.

Известно, что устойчивое гашение конденсированных систем достигается при определенных критических значениях скорости падения давления в полузамкнутом объеме. Для вывода критического значения скорости сброса давления воспользуемся выражением для нестационарной скорости горения [1]

$$u = u_1 p^\nu \left[1 + \frac{2a\nu}{u_1^2} p^{-(2\nu+1)} \frac{dp}{dt}\right]. \tag{1}$$

Условием гашения к-системы можно считать $u \leqslant 0$, тогда

$$0 \geqslant u_1 p^\nu \left[1 + \frac{2a\nu}{u_1^2} p^{-(2\nu+1)} \frac{dp}{dt}\right]$$

или

$$-1 \geqslant \frac{2a\nu}{u_1^2} p^{-(2\nu+1)} \frac{dp}{dt}, \quad -\frac{dp}{pdt} \leqslant \frac{u_1 p^\nu}{2a\nu},$$

или

$$-\frac{d\ \ln p}{dt} \leqslant \frac{[u_1 p^{\nu}]^2}{2a\nu}, \tag{2}$$

где $a = \frac{\lambda}{\rho_т\, c_p}$ — коэффициент температуропроводности.

Скорость спада давления для выбранной марки к-системы и данного полузамкнутого объема (в случае осуществления гашения путем впрыска в полузамкнутый объем охлаждающего вещества зависит от:

— количества вводимого в полузамкнутый объем охлаждающего вещества и его удельной теплоты парообразования;

— скорости и условий впрыска охлаждающего вещества;

— скорости испарения охлаждающего вещества.

Естественно, чем более рационально выполняются указанные условия, тем меньшее количество охлаждающего вещества потребуется для устойчивого гашения к-системы. Как следует из отмеченных физических соображений, расчет необходимого для устойчивого гашения количества охлаждающего вещества в принципе также должен сводиться к определению скорости спада давления. Причем вес охлаждающего вещества будет достаточным, если скорость спада давления будет больше или равна критическому значению, т. е.

$$\frac{d \ln p}{dt} \geqslant \frac{[u_1 p^{\nu}]^2}{2a\nu}.$$

Скорость спада давления можно представить в виде

$$\frac{dp}{dt} \approx \frac{\Delta p}{\Delta t},$$

где Δp — глубина сброса давления для малого промежутка времени; Δt — промежуток времени, существенно зависящий от скорости впрыска, смещения и испарения охлаждающего вещества.

Таким образом, для определения скорости спада давления необходимо определить глубину сброса давления для малых промежутков времени процесса гашения. Глубину сброса давления можно определить из совместного решения уравнений сохранения энергии и вещества. При этом термодинамические константы рабочей смеси (такие как молекулярный вес, энтальпия, удельная теплоемкость при постоянном объеме и газовая постоянная) определяются численным методом [2].

Количество смеси, находящееся в свободном объеме, после начала впрыска (смесь — это пары охлаждающего вещества плюс продукты горения) находится по формуле

$$m_c \int\limits_{t_{вп}}^{t} \dot{m}_{тп} dt + \int\limits_{t_{вп}}^{t} \dot{m}_{жп} dt + m_{то}(t_{вп}) - \int\limits_{t_{вп}}^{t} \dot{y}\, dt, \tag{3}$$

где $\dot{m}_{жп}$ — секундный приход пара в полузамкнутый объем. В предположении мгновенности смешения и равенстве скорости испарения бесконечности приход пара будет равен приходу охладителя. Приход пара легко найти, если известны скорость смешения охладителя с продуктами горения, секундный приход охладителя, характер его дробления и размеры капель.

По размеру капли можно приближенно найти время ее испарения [3]

$$t_{исп} = \frac{d^2 \rho_ж}{bD_п (C_{пов} - C_{\infty})(1 + \beta \mathrm{Re}^{1/2} S^{1/3})}. \tag{4}$$

При известном составе раздробленной жидкости можно определить скорость испарения охладителя.

Не останавливаясь детально на нахождении скорости смешения и испарения, будем считать, что величина прихода пара является известной, тогда расход смеси можно представить в виде:

$$\dot{y} = \sqrt{\frac{g}{RT}}\varphi F_{\text{кр}}\Gamma(k)p\delta\left(-p+\frac{p'}{\beta}\right)+F_{\text{кр}}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p}{v}\left[\left(\frac{p'}{p}\right)^{2/k}-\left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}\delta\left(-\frac{p'}{\beta}+p\right).$$

Вводя в рассмотрение массовые доли вещества в камере сгорания

$$g_{\text{т}} = \frac{m_{\text{т}}}{m_c};\quad g_{\text{ж}} = \frac{m_{\text{ж}}}{m_c};\quad \varkappa = \frac{m_{\text{ж}}}{m_{\text{г}}}, \tag{5}$$

уравнения сохранения вещества для паров охладителя и продуктов горения запишем в виде:

$$\dot{m}_{\text{ж}} = \int\limits_{t_{\text{вп}}}^{t} \dot{m}_{\text{исп}}\,dt - \int\limits_{t_{\text{вп}}}^{t} g_{\text{ж}}\,\dot{y}dt,$$

$$m_{\text{т}} = \int\limits_{t_{\text{вп}}}^{t} u\rho_{\text{т}}\,Sdt - \int\limits_{t_{\text{вп}}}^{i} g_{\text{т}}\,\dot{y}\,dt + m_{\text{то}}(t_{\text{вп}}).$$

Соотношение для массы смеси имеет вид:

$$m_c(t) = m_{\text{ж}}(t) + m_{\text{т}}(t).$$

Предполагая, что массы продуктов горения и вещества охладителя в момент прихода в полузамкнутый объем несут постоянную энергию, уравнение сохранения энергии можно записать так:

$$m_{\text{т}}\int\limits_0^{T_{\text{г}}} c_{v\text{г}}\,dT + m_{\text{ж}}\int\limits_0^{T_{\text{ж}}} c_{v\text{ж}}\,dT - m_c\int\limits_0^{T_c} c_{vc}\,dt = 0.$$

Вводя в рассмотрение условную температуру T^*, представим уравнение энергии в виде:

$$m_{\text{т}}\int\limits_0^{T_{\text{г}}} c_{v\text{г}}\,dT + m_{\text{ж}}\int\limits_0^{T_{\text{ж}}} - m_c\int\limits_0^{T^*} c_{vc}\,dT - m_c\int\limits_{T^*}^{T_c} c_{vc}\,dT = 0,$$

где T^* — некоторое приближение к неизвестной температуре смеси T_c. За начальное приближение T^* можно принять

$$T^* = \frac{T_{\text{г}}}{1+\varkappa}.$$

С учетом последнего соотношения уравнение энергии можно записать в виде:

$$m_{\text{т}}\int\limits_0^{T_{\text{г}}} c_{v\text{г}}\,dT + m_{\text{ж}}\int\limits_0^{T_{\text{ж}}} c_{v\text{ж}}\,dT - m_c\int\limits_0^{T^*} c_{vc}\,dT - (T_c - T^*)\,c_{vc} = 0$$

или с учетом уравнения Майера

$$c_v = c_p - \frac{R}{\mu},$$

$$m_{\text{т}}\int\limits_0^{T_{\text{г}}}\left(c_{p\text{г}} - \frac{R}{\mu_{\text{г}}}\right)dT + m_{\text{ж}}\int\limits_0^{T_{\text{ж}}} c_{v\text{ж}}dT - m_c\int\limits_0^{T^*}\left(c_{pc} - \frac{R}{\mu_c}\right)dt -$$

$$- c_{vc}\,m_c\,(T - T^*) = 0.$$

Заменяя соответствующие интегралы выражениями энтальпии, запишем уравнение энергии в виде:

$$m_{\text{т}}\left(I_{\text{г}} - \int\limits_{0}^{T_{\text{г}}} \frac{R}{\mu_{\text{г}}} dT\right) + m_{\text{ж}} I_{\text{ж}} - m_c \left[I_c(T^*) + \int\limits_{0}^{T^*} \frac{R}{\mu_c} dT\right] =$$

$$= m_c c_{vc} (T_c - T^*)$$

или окончательно

$$m_{\text{т}}\left(I_{\text{г}} - \int \frac{R}{\mu_{\text{г}}} T_{\text{г}}\right) + m_{\text{ж}} I_{\text{ж}} - m_c \left[I_c(T^*) + \frac{R}{\mu_c} T^*\right] = c_{vc} m_c (T_c - T^*). \quad (6)$$

Имея в виду уравнение состояния для смеси и газа

$$\left.\begin{aligned} p_c &= \rho_c T_c \frac{R}{\mu_c} \\ p_{\text{г}} &= \frac{R}{\mu_{\text{г}}} \rho_{\text{г}} T_{\text{г}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

и соотношение для относительной весовой доли охладителя

$$\varkappa = \frac{m_{\text{ж}}}{m_{\text{г}}}, \quad (8)$$

определим из уравнений (6)—(8) первое приближение к температуре T_c и давлению для конечного состояния смеси

$$T^{(1)} = \frac{I_{\text{г}} - \frac{R}{\mu_{\text{г}}} T_{\text{г}} + \varkappa I_* - (1+\varkappa)\left[I(T^*) - \frac{R}{\mu_c} T^*\right]}{(1+\varkappa) c_{vc}(T^*)} + T^*,$$

$$p_c^{(1)} = \frac{I_{\text{г}} - \frac{R}{\mu_{\text{г}}} T_{\text{г}} + \chi I_{\text{ж}} - (1+\varkappa)\left[I(T^*) - \frac{R}{\mu_c} T^*\right]}{(1+\varkappa) c_{vc}(T^*)} \rho_c \frac{R}{\mu_c}. \quad (9)$$

Для получения более точного значения T_c и p_c, необходимо вместо T^* брать $T_c^{(n-1)}$, полученное в предыдущем приближении, добиваясь, чтобы

$$T_c^{(n-1)} \approx T^{(n)}.$$

Относительное давление, равное отношению конечного к начальному давлению смеси, можно представить в виде:

$$\bar{p}_c = \frac{p_c}{p_{\text{г}}} = \frac{\mu_{\text{г}}}{\mu_c} \frac{T_c m_c}{T_{\text{г}} m_{\text{г}}}$$

или

$$\bar{p}_c = \frac{\mu_{\text{г}}}{\mu_c} \cdot \frac{T_c}{T_{\text{г}}} (1+\varkappa),$$

где T_c определяется из зависимости (9).

Глубину сброса давления можно найти по соотношению

$$\frac{\Delta p}{p_{\text{г}}} = \frac{p_c - p_{\text{г}}}{p_{\text{г}}} = \frac{\mu_{\text{г}}}{\mu_c} \frac{T_c}{T_{\text{г}}} (1+\varkappa) - 1.$$

Здесь предполагается, что объем неиспарившегося жидкого охладителя не влияет на изменение p в силу его малости. Относительное давление и глубину сброса давления можно приближенно определить и другим способом, суть которого состоит в следующем.

T	$P=50$ кГ/см², I, ккал/кг	S, ккал/кг·град	μ, кг/к·моль	Cp, ккал/кг·град	Z	$P=25$ кГ/см², I, ккал/кг	S, ккал/кг·град	μ, кг/к·моль	Cp, ккал/кг·град	Z
										$\varkappa=0{,}5$
2000	—1517,9	2,473	22,743	0,5256	0,220	—1517,7	2,533	22,741	0,5256	0,220
1700	—1675,3	2,3873	22,745	0,507	0,220	—1675,2	2,4479	22,7448	0,507	0,220
1400	—1828,5	2,2882	22,757	0,484	0,220	—1828,1	2,249	22,748	0,484	0,220
1100	—2019,7	2,1329	23,607	0,458	0,220	—1995,2	2,2136	23,099	0,4605	0,220
										$\varkappa=0{,}439$
2000	—1487,1	2,443	22,995	0,5187	0,2296	—1487,0	2,503	22,995	0,5187	0,2296
1700	—1642,5	2,359	22,998	0,500	0,2296	—1642,5	2,419	22,996	0,500	0,2296
1400	—1794,1	2,261	23,013	0,479	0,2296	—1793,5	2,321	23,00	0,479	0,2296
1100	—1991,8	2,0996	24,048	0,4545	0,2296	—1963,8	2,183	23,451	0,4556	0,2296
										$\varkappa=1{,}0$
2000	—1701,0	2,6425	21,342	0,5666	0,165	—1700,8	2,7072	21,341	0,5666	0,165
1700	—1870,0	2,551	21,344	0,544	0,165	—1870,0	2,6156	21,344	0,544	0,165
1400	—2032,5	2,4456	21,347	0,5183	0,165	—2032,8	2,5102	21,345	0,5183	0,165
1100	—2200,4	2,3104	21,541	0,4899	0,165	—2193,0	2,3814	21,405	0,489	0,165

Из уравнения энергии

$$dQ = \bar{I}_c - \bar{I}_\Sigma - v\,dp, \qquad (10)$$

где

$$\bar{I}_c = m_c\, I_c\ ,$$

$$\bar{I}_\Sigma = m_{ж} \cdot I_{ж} + m_{г} \cdot I_{г}\ ,$$

можно определить глубину сброса давления. В предположении отсутствия внешного теплообмена $dQ=0$ уравнение (10) примет вид:

$$dp = \frac{\bar{I}_c - \bar{I}_\Sigma}{v}\ .$$

Используя табличные или графические данные (см. таблицу), выбираем энтальпию смеси I_c такой, чтобы удовлетворить уравнению состояния

$$T_c = \frac{p_c\,\mu_c}{\rho_c\,R}\ .$$

Из перепада давления можно найти p_c для разных моментов времени, тогда скорость сброса давления будет равна

$$\frac{p_c\,(t_k) - p_c\,t_{k-1}}{\Delta t} \approx \frac{dp}{dt}\ .$$