

Зависимость критических условий горения стехиометрических смесей пропан + кислород + азот от адиабатической температуры горения

Y	T ₀₀ , К	$\gamma = \frac{RT_{00}}{E}$	ΔT_{Γ}^* , К			Δq^* , кал/г		
			без диссоциации		с учетом диссоц.	без диссоциации		с учетом диссоц.
			$\gamma=0$	$\gamma \neq 0$		$\gamma=0$	$\gamma \neq 0$	
1,0	3092	0,206	637	461	373	218	157	910
0,9	3064	0,204	625	454	369	214	154	826
0,8	3029	0,201	609	443	362	208	150	736
0,7	2986	0,199	594	434	354	203	148	633
0,6	2930	0,195	571	419	344	195	142	540
0,5	2853	0,19	542	400	331	185	136	433
0,4	2742	0,183	502	374	313	172	127	322
0,3	2563	0,171	438	332	285	150	113	208
0,15	1894	0,126	239	192	189	82	65	65

Результаты приведенного в настоящей работе рассмотрения пределов горения газовых смесей требуют экспериментальной проверки. В настоящее время достаточно подробно экспериментально исследованы лишь предельные размеры горения воздушных смесей. Установлено, что для них критическое число Пекле сохраняется [3]. Экспериментальное определение предельных размеров горения кислородных и обогащенных кислородом смесей проводилось в работах [4—6]. Полученных в них результатов, по-видимому, недостаточно для однозначного ответа на вопрос о влиянии диссоциации на пределы горения перемешанных газовых смесей. В свете настоящей работы необходимо проведение дальнейших исследований предельных диаметров горения кислородных и обогащенных кислородом смесей.

Поступила в редакцию 13/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
2. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
3. И. П. Стрижевский, В. Ф. Заказов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1966.
4. M. E. Harris, J. Grumer e. a. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1949.
5. Б. А. Иванов. Физика взрыва ацетилена. М.: Химия, 1969.
6. A. L. Berlad. J. Phys. Chem., 1954, 58, 1023.

**ВЛИЯНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ГОРЕНИЯ
ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ ТОПЛИВ**

*В. Г. Коростелев
(Черноголовка)*

Горение газопроницаемых топлив в определенных условиях резко ускоряется [1]. Динамика этого явления рассмотрена в [2]. Для плавящихся топлив разработана методика определения зависимости скорости горения от перепада давления на входе в поры и от фильтрационных, термодинамических и теплофизических характеристик топлива [3]. Цель данной работы — распространение этой методики на плавящиеся вещества.

Срыв нормального горения топлив, плавящихся при горении, происходит после нарушения сплошности расплава на поверхности горения и начала проникновения продуктов сгорания в поры [1]. Скорость u_c и давление p_c срыва в предположении определяющей роли термического расширения слоя расплава в изоляции пор определены в [4]. Остальные

параметры рассчитываются при использовании допущений работы [3]. Основные из них — предположения о квазистационарности условий фильтрации и применимости теплового критерия при определении времени задержки воспламенения. Поскольку рассматриваются плавящиеся системы, то ограничения [3] на размер пор снимаются.

Разлагая в ряд Тейлора соответствующее уравнение работы [3], предварительно получим необходимое для сравнений и более удобное для вычислений выражение для скорости горения при возникновении конвективного режима в неплавящихся системах:

$$z_* \approx (4/ab)^{1/3} - 8p_n/3 \cdot (ab/4)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь
$$a = \frac{a_k m_0 (T_r/\bar{T} - 1)}{2 [k(\bar{T}) - 1] \lambda_k (T_b - T_n)}; \quad b = \frac{a_k m_0 \mu}{0,656 K}; \quad z_* = u_*/u_n;$$

$$\bar{T} = T_n + \frac{(T_r - T_*)}{\ln \left(\frac{T_r - T_n}{T_* - T_n} \right)}; \quad \mu = \mu_n (\bar{T}/T_n)^\nu; \quad u_n = A_n p_0^{\nu_n};$$

λ_k, a_k — коэффициенты тепло- и температуропроводности твердой фазы; K, m_0 — газопроницаемость и открытая пористость топлива; u_n — скорость нормального горения; u_* — скорость горения при переходе на конвективный режим; $T_r, T_n, T_b, *$ — температура горения, начальная, поверхности горения в нормальном режиме и обрезки температурного профиля в порах топлива; p_n, p_0 — начальное давление газа в порах и внешнее; μ_n — вязкость остывших газообразных продуктов горения; μ — средняя вязкость газа в зоне прогрева; k — отношение теплоемкостей газа; ν_n — показатель степени в зависимости скорости нормального горения от давления.

Как и в [4], используем капиллярную модель пористой среды [5]. В этом случае K/m_0 и $m_0 \sim d_n^2$ (d_n — начальный диаметр пор), соответственно $b \sim d_n^2$ и $a \sim d_n^2$. Для плавящихся топлив $a_n \sim d_n^2, b_n \sim d_n^2$ (d_n — входной диаметр пор), поэтому применяя закон раскрытия пор при изменении внешнего давления [4], найдем:

$$a_n = a(1 - u_c/u_n)^2, \quad b_n = b/(1 - u_c/u_n)^2.$$

Из [3] с учетом равенства $a_n b_n = ab$ следуют зависимости для параметров, определяющих начало конвективного режима горения в плавящихся системах

$$p_k = p_n + b_n \frac{z_k^2}{4},$$

$$z_k = \left(\frac{4}{ab} \frac{p_k - p_n}{p_k + p_n} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в выражение для p_k , получаем уравнение для его определения

$$\frac{b}{4a^2 (p_k^2 - p_n^2) (p_k + p_n)} = \left[1 - \left(\frac{p_c}{p_k} \right)^{\nu_n} \right]^6. \quad (3)$$

Теперь, зная параметры срыва нормального горения [4] и начала конвективного режима (2) и (3), можно определить установившуюся скорость возмущенного горения [3]

$$z^3 + \frac{2}{b_n} \left(\frac{x_n}{a_n} - 2p_0 \right) v - \frac{2x_n}{ab} = 0, \quad z > 1, p_c < p_0 \leq p, \quad (4)$$

$$z^2 + \frac{2}{\sqrt{b_n \Delta p_0}} \left(\frac{x_n}{a_n} - 2p_0 \right) z - \frac{2x_n}{a_n \sqrt{b_n \Delta p_0}} = 0, \quad p_\Phi < p_0 < p_k.$$

Здесь $\Delta p_0 = p_0 - p_n; x_n = 1/(z_k - 1)$.

Давление p_Φ определяется пересечением кривых, описываемых уравнениями (4). Малые z удобнее вычислять по формуле $z \approx (1 - 2a_n p_0/x_n)^{-1}$.

Для начальной (стартовой) скорости возмущенного горения имеем [3]

$$z_{\text{н}}^2 - \frac{2x_{\text{н}}\mu_{\text{н}} + a_{\text{н}}\mu_1(p_0 + p_{\text{н}})}{x_{\text{н}}\mu_{\text{н}} + a_{\text{н}}\mu_1(p_0 + p_{\text{н}})} z_{\text{н}} + \frac{x_{\text{н}}\mu_{\text{н}} - 4a^2\mu\Delta p_0(p_0 + p_{\text{н}})^2/b_{\text{п}}x_{\text{н}}}{x_{\text{н}}\mu_{\text{н}} + a_{\text{н}}\mu_1(p_0 + p_{\text{н}})} = 0,$$

$$\mu_1 = \mu - \mu_{\text{н}}.$$

Параметры срыва возмущенного горения ($p_{\text{св}}$ и $u_{\text{св}}$) определяются графически как точка на кривой $u_{\text{к}}(p_0)$ с $v = v_{\text{н}} + 0,5$ [2]. Если не учитывать зависимость $T_{\text{г}}(p_0)$, то в отсутствие плавления с переходом на конвективный режим показатель степени v в зависимости $u_{\text{к}}(p_0)$ стабилизируется [2]. Для плавящихся систем вследствие изменения параметров пористой среды он продолжает оставаться переменным. С ростом давления по мере раскрытия пор v и $u_{\text{к}}$ будут стремиться к предельным значениям v_* и $u_1 = u_*(p_0/p_*)^{v*}$, соответствующим случаю $d_{\text{в}} = d_{\text{п}}$.

Согласно [3], после преобразований имеем

$$v_* = v_{\text{н}} + \frac{\bar{v}_*}{z_*} \cdot \frac{a\mu_1\mu_{\text{н}} + \frac{4a^2u}{b_{\text{п}}} [2a\mu_1p_*(p_* + p_{\text{н}})^2 + x_{\text{н}}(3p_*^2 + 2p_*p_{\text{н}} - p_{\text{н}}^2)]}{[2\mu_{\text{н}} + a\mu_1(p_* + p_{\text{н}})(2z_* - 1)] [x_{\text{н}}\mu_{\text{н}} + a\mu_1(p_* + p_{\text{н}})]}, \quad (5)$$

$x = 1/(z_* - 1)$; p_* — давление перехода на конвективный режим.

В конвективном режиме скорость горения определяется скоростью втекания газа в поры $u_{\text{в}}$ [2]. Поскольку $u_{\text{в}} \sim d_{\text{в}}$, то и $u_{\text{к}} \sim d_{\text{в}}$ или $u_{\text{к}} \sim (1 - u_{\text{с}}/u_{\text{н}})$. Полагаем

$$u_{\text{к}} = \varepsilon(1 - u_{\text{с}}/u_{\text{н}}) = \psi(p_0/p_{\text{к}})^v,$$

где ε , ψ — коэффициенты. Используя это выражение при $p_0 = p_{\text{к}}$ и произвольном $p_0 > p_{\text{к}}$, исключаем ε и ψ . Учитывая далее, что при $p_0 = p_{\text{к}}$ $u_{\text{к}}(p_{\text{к}}) = u_{\text{кк}}$, $u_{\text{н}}(p_{\text{к}}) = u_{\text{нк}}$, а $v = v_{\text{к}}$, получим уравнения для определения скорости конвективного горения ($p_0 > p_{\text{к}}$)

$$u_{\text{к}} = u_{\text{кк}} \cdot (p_0/p_{\text{к}})^v,$$

$$v = \lg \left(\frac{1 - u_{\text{с}}/u_{\text{н}}}{1 - u_{\text{с}}/u_{\text{нк}}} p_{\text{к}}^{v_{\text{к}}} \right) / \lg p_0,$$

$$v_{\text{к}} \approx \lg [u_{\text{кк}}/u_{\text{нк}}(p_1)] / \lg (p_{\text{к}}/p_1), \quad p_1 \approx 0,999p_{\text{к}}.$$

Здесь $u_{\text{нк}}$ — начальная скорость возмущенного горения; $v_{\text{к}}$ — показатель степени в законе скорости конвективного горения в точке $p_0 = p_{\text{к}}$, определенный по наклону кривой $u_{\text{кк}}(p_0)$ при $p_0 \rightarrow p_{\text{к}}$ [3]. В заключение расчета определяется область запирания потока оттекающих продуктов сгорания [6], в которой горение переходит во взрыв

$$w = \frac{p_0}{\rho_{\text{к}}(1 - m)} \cdot \sqrt{\frac{k(T_{\text{г}})M}{2[k(T_{\text{г}}) + 1]RT_{\text{г}}}}, \quad (6)$$

w — критическая скорость горения; M — средняя молекулярная масса продуктов горения; $\rho_{\text{к}}$ — плотность твердой фазы; R — универсальная газовая постоянная; m — общая пористость топлива.

Результаты расчета по предлагаемой методике и его исходные данные [4, 7—9] приведены в таблице и на рис. 1, 2 (сплошные кривые — расчет с учетом плавления, штриховые — без него, с — срыв нормального горения, *, к — начало конвективного горения, ●, + — данные, полученные при $\Delta p_0 = p_0 - p_{\text{н}}$ и $\Delta p_0 = 0$, условия эксперимента аналогичны [2]). Эксперимент лучше согласуется с расчетом, если считать, что $T_{\text{в}}$ не зависит от давления, т. е. полагать, что это характерная температура разложения вещества.

Рассмотрим случай, когда газопроницаемая система представляет собой смесь плавящегося топлива и инертного неплавящегося вещества. Считаем, что закрытие пор эквивалентно этому процессу в однородном плавящемся веществе с характеристиками термического расширения, соответствующими смеси. Тогда, используя условие нарушения сплошности расплава $d_{\text{п}}/l_0 = 2\bar{\xi}_{\text{н}}$ [4], получим выражения для определения параметров

срыва нормального горения смеси

$$p_c = \left[\frac{\sigma_{\text{ср}}}{A_0} \sqrt{\frac{m_0}{8K}} \ln \left(\frac{T_{\text{в}} - T_{\text{г}}}{T_{\text{пл}} - T_{\text{н}}} \right) \right]^{1/\nu_0},$$

$$u_c = A_{\text{н}} p_c^{\nu_{\text{н}}},$$

$$\bar{\xi}_{\text{н}} = \varphi \bar{\xi}_0 + (1 - \varphi) \bar{\xi}_{\text{д}}, \quad \varphi = \alpha \rho_{\text{к}} / \rho_0,$$

$$\bar{\xi}_i = \beta_i (T_{\text{п}} - T_{\text{пл}}),$$

$$T_{\text{п}} = T_{\text{н}} + (T_{\text{в}} - T_{\text{пл}}) / \ln [(T_{\text{в}} - T_{\text{н}}) / (T_{\text{пл}} - T_{\text{н}})],$$

где l_0 , a_0 , ρ_0 , α , φ — толщина слоя расплава, коэффициент температуропроводности, плотность, массовая и объемная доля плавящегося вещества; $T_{\text{пл}}$, $T_{\text{п}}$ — температура плавления и средняя температура расплава; β_i , $\bar{\xi}_i$, $\bar{\xi}_{\text{н}}$ — коэффициенты объемного расширения и среднее относительное изменение объема в слое расплава для отдельных компонентов и их смеси; ν_0 , $\nu_{\text{н}}$, A_0 , $A_{\text{н}}$ — показатели степени и коэффициенты в законе скорости нормального горения плавящегося вещества и смеси.

Расчет параметров возмущенного и конвективного режимов горения проводится по тем же уравнениям, что и в случае однородных плавящихся топлив. При определении области запыряния (6) необходимо учитывать массовую долю газифицирующихся компонентов смеси.

Исходные данные и примеры расчета приведены в таблице и на рис. 3, а, б. Теплоемкость смеси $c_{\text{к}}$ рассчитывалась по парциальным объемам v_0 и $v_{\text{д}}$ компонентов [10]

$$c_{\text{к}} \rho_{\text{к}} = c_0 \rho_0 v_0 + c_{\text{д}} \rho_{\text{д}} v_{\text{д}},$$

теплопроводность $\lambda_{\text{к}}$ по формуле [10]

$$\frac{\lambda_{\text{к}} - \lambda_{\text{п}} \left(\frac{\lambda_{\text{н}}}{\lambda_{\text{к}}} \right)^{1/3}}{\lambda_0 - \lambda_{\text{д}} \left(\frac{\lambda_{\text{н}}}{\lambda_{\text{к}}} \right)} = 1 - v_{\text{д}},$$

Для сравнения расчета с экспериментальными данными необходимо уяснить условия эксперимента. Для этого оценим и сравним характерные времена процесса. Используя результаты работы [1, 2, 11], получим

$$t_3 \approx \frac{a_{\text{к}}}{u_{\text{н}}^2}, \quad t_{\text{г}} = \frac{l_{\text{п}}}{u_{\text{к}}}, \quad t_0 = \frac{0,656 K_{\text{п}} \Delta p_0}{m_{\text{п}} \mu_{\text{н}} u_{\text{к}}^2},$$

$$t_* = 0,381 \frac{m_{\text{п}} \mu_{\text{н}} L^2}{K_{\text{п}} \Delta p_0}, \quad t_1 = \theta \frac{m_{\text{п}} \mu_{\text{н}} L^2}{3 K_{\text{п}} \Delta p_0} \ln \left(\frac{\Delta p_0}{\Delta p} \right),$$

$$t_{\text{п}} = t_* + t_1, \quad \theta = \frac{V_{\text{с}} + V_{\text{п}}}{V_{\text{п}}}, \quad L = L_{\text{н}} - \frac{L_{\text{с}}}{2},$$

$$\Delta p = b_{\text{н}} z^2 / 4.$$

Здесь $t_{\text{г}}$, t_3 , t_0 , t_* , $t_{\text{п}}$, t_1 — время выгорания измерительной базы длиной $l_{\text{п}}$, задержки воспламенения, формирования зоны фильтрации установившегося горения, прохождения фронтом фильтрации средней длины

Вещество	$\rho_{\text{к}}$, г/см ³	$C_{\text{к}}$, ккал/(г·град)	$\frac{\lambda_{\text{к}} \cdot 10^4, \text{ ккал}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}}$	$a_{\text{к}} \cdot 10^4, \text{ см}^2/\text{с}$	$T_{\text{пл}}$, К	$T_{\text{в}}$, К	$T_{\text{г}}$, К	$T_{\text{г}} \left(\frac{p_{\text{г}}}{K} \right), \text{ К}$	$m_{\text{о}}, n, \text{ см}^2$	$K \cdot 10^{12}, \text{ с}^2/\text{г}^2$	$u_{\text{н}}(p_0), \text{ см/с}$	$\bar{\xi}_{\text{н}} \cdot 10^2$
Гексен	1,806	0,26	4,6	9,8	475	613	3270	0,14	0,04 $P_0^{0,82}$	80	0,04 $P_0^{0,82}$	5,2
Тол	1,78	0,3	6	11,2	413	543	3430	0,08	0,011 P_0	7	0,011 P_0	5,0
Октан	1,96	0,24	8,3	17,6	551	653	3265	0,3	0,026 $P_0^{0,9}$	287	0,026 $P_0^{0,9}$	4,0
Гексен + 20% ZrO ₂	2,091	0,232	5,40	11,1	475	613	3075	0,18	4,685 $10^{-2} P_0^{0,756}$	58	4,685 $10^{-2} P_0^{0,756}$	4,83
Гексен + 40% ZrO ₂	2,484	0,204	6,85	13,5	475	613	2880	0,28	5,676 $10^{-2} P_0^{0,63}$	93,8	5,676 $10^{-2} P_0^{0,63}$	4,3

Примечание. $T_{\text{н}} = 290 \text{ К}$; $T_{\text{с}} = 300 \text{ К}$; $p_{\text{н}} = 1 \text{ атм}$; $\alpha = 0,8$; $\mu_{\text{н}} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ г/с}$; $K(T) = 1,35$; $K(T_{\text{г}}) = 1,25$.

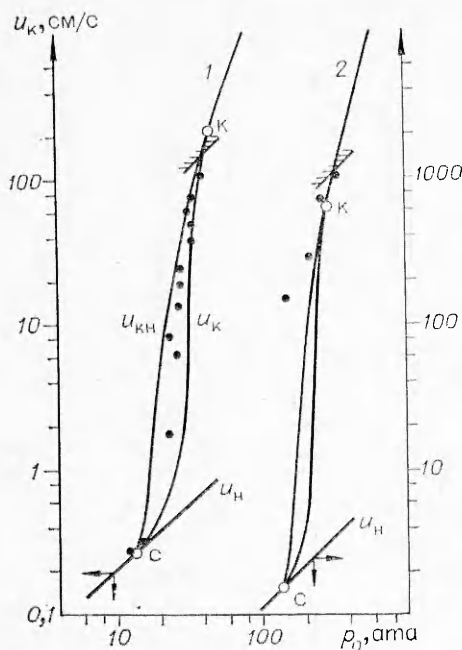


Рис. 1. Зависимость скорости горения u_k октогена (1) и тэна (2) от давления p_0 .

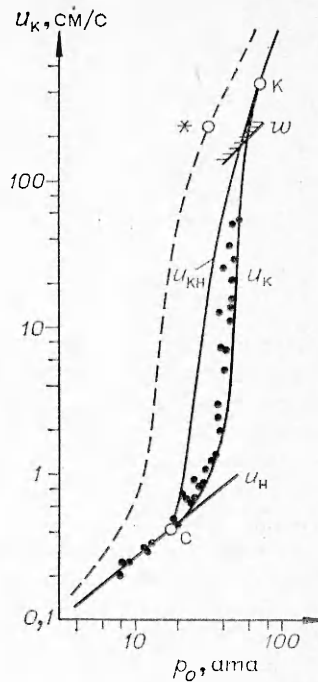


Рис. 2. Зависимость $u_k(p_0)$ для гексогена.

образца L , установления перепада давления Δp на границах области проникновения (переброски) газа [12], соответствующего установившемуся горению, и время повышения давления в свободном объеме V_c до достижения перепада Δp ; m_n , K_n — пористость и газопроницаемость, соответствующие входному диаметру пор; θ — коэффициент, учитывающий величину свободного объема на глухом торце заряда; L_c — длина сгоревшей части образца; L_n — начальная длина образца; V_n — объем пор в заряде до начала горения.

Если время процесса $t_z + t_r \leq t_*$, то отклонение от условий, обеспечивающих установившийся режим горения, можно определить по отношению

$$t_0 / (t_z - t_r) = \gamma_0.$$

Регистрируемая скорость горения u_r тем ближе к установившейся u_n , чем меньше γ_0 (при $\gamma_0 \approx 1$, $u_r \approx u_n$). Когда $t_z + t_r > t_*$, условия эксперимента может характеризовать величина параметра

$$\gamma = \frac{t_p}{t_0} \frac{t_z + t_r}{t_*} = [1 + 0,875 \theta \ln(\Delta p_0 / \Delta p)] \frac{1}{\gamma_0}.$$

В случае $\gamma \ll 1$, $u_r < u_n$. Если $\gamma \approx 1$, то $u_r \approx u_n$, а при $\gamma > 1$ $u_r > u_n$.

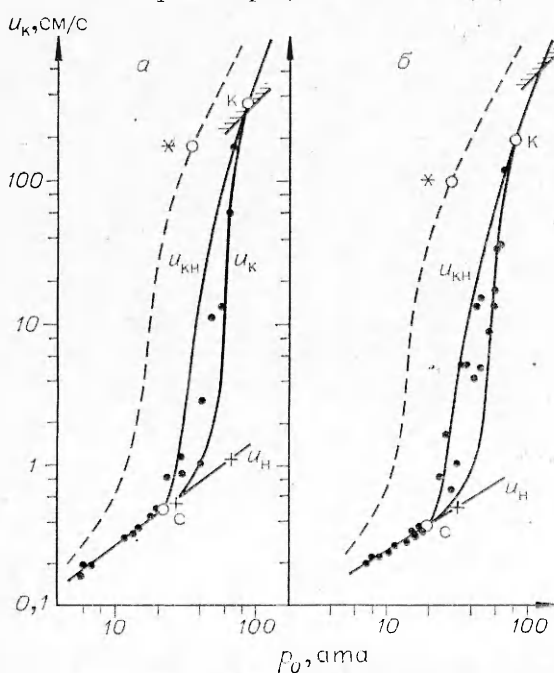


Рис. 3. Зависимость $u_k(p_0)$ для гексогена + 20% ZrO_2 (а) и гексогена + 40% ZrO_2 (б).

Установившемуся горению могут соответствовать участки, имеющие по давлению одну или две границы: $p_0 < 21$ атм (см. рис. 1, 1), $p_0 < 160$ и $p_0 > 220$ атм при $L_c \leq 2$ см (рис. 1, 2); $p_0 = 30 \div 40$ атм и $p_0 > 50$ атм (см. рис. 2).

Знание параметров γ и γ_0 позволяет объяснить имеющиеся отклонения расчета от эксперимента. При этом необходимо учитывать, что в конвективном режиме, развивающемся одномерно (без проскоков горения в отдельные поры) [2, 12, 13], ведущим является давление в зоне горения, а не внешнее (как в расчете). В возмущенном и неоднородном конвективном режимах эти давления поочередно ведут процесс [2, 13], поэтому эффективно действующее давление будет иметь некоторое промежуточное между ними значение.

Действующее давление повышается и при наличии препятствий оттоку продуктов горения во внешний объем. Например, для составов с ZrO_2 на начальном участке возмущенного горения наблюдалась тенденция к образованию каркаса из ZrO_2 , что сказалось на скорости горения (см. рис. 3). Направленно изменяя (по параметрам γ и γ_0) условия сгорания, можно видоизменять закон скорости возмущенного горения. Приближенное выражение (1), уравнения (5), (6), а также параметрическую оценку условий горения и учет зависимости $k(T)$ рекомендуется использовать и при расчете параметров горения неплавящихся систем (см. [3]).

В заключение отметим вытекающие из анализа результатов данной работы особенности горения плавящихся систем по сравнению с неплавящимися:

1) начало возмущенного и конвективного режимов горения отодвигается в область больших давлений и скоростей горения в соответствии с величиной среднего относительного изменения объема в слое расплава;

2) показатель степени в законе конвективного горения увеличивается и становится зависимым от давления;

3) благодаря неполному открытию пор ($d_a < d_n$), горение менее чувствительно к длине заряда (особенно вблизи давления срыва нормального режима горения).

*Поступила в редакцию 25/VII 1984,
после доработки — 19/XII 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1982, 18, 2, 3.
3. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1982, 18, 3, 25.
4. В. Г. Коростелев. ФГВ, 1985, 21, 6.
5. Л. С. Лейбензон. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.: Гостехиздат, 1947.
6. Б. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, В. Е. Храповский и др.— В кн.: Горение конденсированных систем. Черногоровка, 1977.
7. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1948, 22, 99.
8. В. М. Dodratz. LLNL Explosives Handbook, 1981.
9. Н. Н. Бахмаи, А. Ф. Беляев. Горение конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
10. Ли, Тэйлор. Теплопередача, 1978, 100, 4, 177.
11. Г. Н. Баренблатт. Изв. АН СССР. ОТН, 1954, 6, 97.
12. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1979, 15, 2, 88.
13. Yu. V. Frolov, V. G. Korostelev. Actes du colloque int. de pyrotechnie fondamentale et appliquee substances. October 1982 (Arcachon — France). V. 1.