УДК 622.311 · 1

ВОЛНОВАЯ НЕАКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССОВ В ДВИГАТЕЛЕ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил

(Москва)

Ранее на основании феноменологической теории нестацинарного горения пороха [1—3] была сформулирована [4] и исследована на устойчивость [5] полная система уравнений, описывающая поведение осредненных по объему камеры параметров. Была показана возможность возникновения неустойчивости, определяемой средним балансом энергии в камере двигателя.

Известно [6—9], однако, что нестационарное горение пороха сопровождается генерированием зоной горения акустических и температурных (энтропийных) волн, причем длины последних на два-три порядка короче длин акустических волн той же частоты. Если длина температурных волн при этом меньше характерного размера двигателя и диссипация их в объеме происходит недостаточно интенсивно, то такие волны, взаимодействуя с соплом и изменяя его расходные характеристики, приводят к возникновению колебаний давления в объеме, которые, в свою очередь, реагируют с зоной горения. Такой процесс в принципе может привести к появлению автоколебаний в системе.

Ниже на примере простой геометрической схемы двигателя в пределах феноменологической теории нестационарного горения исследуется случай самовозбуждения низкочастотных колебаний на тепловых волнах.

Рассмотрим торцевое горение заряда пороха в цилиндрическом полузамкнутом объеме длины L. В системе координат, жестко связанной с движущейся поверхностью горения, уравнения неразрывности, движения и энергии для идеальных продуктов сгорания имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t'} + u_s \frac{\partial \rho}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial x'}(\rho u_g) = 0,$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial t'} + u \frac{\partial u_g}{\partial x'} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x'}, \quad c_p \rho \left(\frac{\partial T_g}{\partial x'} + u \frac{\partial T_g}{\partial x'}\right) = \frac{\partial p}{\partial t'} + u \frac{\partial p}{\partial x'},$$

$$\frac{\partial h}{\partial t'} + u \frac{\partial h}{\partial x'} = 0, \quad p = R\rho T_g, \tag{1}$$

где $u = u_g + u_s$, а u_g и u_s — соответственно скорость продуктов и скорость горения пороха; T_g — температура газа; h — химическая энтальпия продуктов.

Переход от использованной в (1) системы координат $\{x', t'\}$ к неподвижной $\{x, t\}$ осуществляется посредством преобразования

$$x' = x + \int_0^t u_s(\zeta)\, d\zeta, \quad t = t' \tag{2}$$

(в начальный момент времени $x = L$).

Из (1) легко видеть, что стационарные значения газодинамических параметров не зависят от продольной координаты. При наличии малых возмущений в потоке

$$p = p^0 + \delta p, \quad T_g = T_g^0 + \delta T_g, \quad \rho = \rho^0 + \delta\rho, \quad u = u^0 + \delta u,$$
$$\delta u = \delta u_g + \delta u_s, \quad h = h^0 + \delta h. \tag{3}$$

система после линеаризации сводится к

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t'}+u^0\frac{\partial\delta\rho}{\partial x'}+\rho^0\frac{\partial\delta u_g}{\partial x'}=0,\quad \rho^0\left(\frac{\partial\delta u_g}{\partial t'}+u^0\frac{\partial\delta u_g}{\partial x'}\right)=-\frac{\partial\delta p}{\partial x'},$$

$$c_p\rho^0\left(\frac{\partial\delta T_g}{\partial t'}+u^0\frac{\partial\delta T_g}{\partial x'}\right)=\frac{\partial\delta p}{\partial t'}+u^0\frac{\partial\delta p}{\partial x'},\quad \frac{\partial\delta h}{\partial t'}+u^0\frac{\partial\delta h}{\partial x'}=0,$$

$$\delta p=R(\rho^0\delta T_g+T_g^0\delta\rho). \tag{4}$$

Вводя безразмерные

$$\delta\pi=\frac{\delta p}{p^0},\quad \delta w=\frac{\delta u}{c},\quad \delta\nu_g=\frac{\delta T_g}{T_g^0},\quad \delta i=\frac{\delta h}{h^0},\quad \tau'=t'\omega',\quad \xi'=\frac{x'}{L}$$

(c — скорость звука, ω' — частота возмущения), исключая из (4) плотность ρ, можно получить

$$\frac{L}{\Lambda_a}\left(\frac{\partial\delta\pi}{\partial\tau'}-\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\tau'}\right)+\frac{\Lambda_T}{\Lambda_a}\left(\frac{\partial\delta\pi}{\partial\xi'}-\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\xi'}\right)=\frac{\partial\delta\omega}{\partial\xi'},$$

$$\frac{L}{\Lambda_a}\frac{\partial\delta\omega'}{\partial\tau'}+\frac{\Lambda_T}{\Lambda_a}\frac{\partial\delta\omega}{\partial\xi'}+\frac{1}{\gamma}\frac{\partial\delta\pi}{\partial\xi'}=0,\quad \frac{\partial\delta i}{\partial\tau'}+\frac{\Lambda_T}{L}\frac{\partial\delta i}{\partial\xi'}=0,$$

$$\frac{L}{\Lambda_T}\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\tau'}+\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\xi'}-\frac{\gamma-1}{\gamma}\left(\frac{L}{\Lambda_T}\frac{\partial\delta\pi}{\partial\tau'}+\frac{\partial\delta\pi}{\partial\xi'}\right)=0. \tag{5}$$

Здесь $\Lambda_a=c/\omega'$, $\Lambda_T=u^0/\omega'$ —длины акустической и тепловой волн. Из (5) видно, что в зависимости от соотношения между длинами волн и характерным размером двигателя возможны следующие предельные случаи:
а) $L/\Lambda_a\ll 1{,}0$; $L/\Lambda_T\ll 1{,}0$ физически соответствует неволновым процессам низкой частоты, когда длины и звуковой и температурной волн больше характерных размеров двигателя (этот случай исследован ранее в [5]);
б) $L/\Lambda_a\ll 1{,}0$; $L/\Lambda_T\sim 1{,}0$ соответствует волновым неакустическим процессам, когда в объеме существуют энтропийные (но не акустические) волны.

Для варианта б) в новых безразмерных переменных

$$\delta\vartheta=\frac{\delta u_s}{u_s^0},\quad \delta\omega=\frac{\delta u}{u^0},\quad \vartheta=\frac{T-T_0}{T_s^0-T_0},\quad \xi''=\frac{x'u_s^0}{\varkappa},$$

$$\tau''=\frac{t'u_s^{0^2}}{\varkappa},\quad N''=\frac{u_s^0}{u^0},\quad \Omega''=\frac{\omega'\varkappa}{u_s^2}$$

(эти переменные удобнее, так как в дальнейшем будет необходимо решать задачу нестационарного горения пороха, которая наиболее просто формулируется именно в таких безразмерных. Здесь T_0, T_s^0— соответственно начальная температура топлива и стационарная температура горящей поверхности, $\varkappa$ — коэффициент температуропроводности конденсированной среды) имеем

$$\frac{\partial\delta w}{\partial\xi''}=0,\quad \frac{\partial\delta\pi}{\partial\xi''}=0,\quad N''\frac{\partial\delta i}{\partial\tau''}+\frac{\partial\delta i}{\partial\xi''}=0,$$

$$N''\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\tau''}+\frac{\partial\delta\vartheta_g}{\partial\xi''}-N''\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{\partial\delta\pi}{\partial\tau''}=0. \tag{6}$$

Граничными условиями к (6) на срезе сопла (сопло безынерционно для данной задачи) и у поверхности горения будут

$$\delta w = 1/2\delta\vartheta_g \text{ при } \xi'' = l(\tau''),$$

$$\delta\vartheta_g = \delta\vartheta_F\,, \quad \delta w = \delta v - \delta\pi + \delta\vartheta_F \text{ при } \xi'' = 0. \tag{7}$$

($\delta\vartheta_F$ — возмущение температуры пламени, а $l(\tau'')$ — безразмерное расстояние от горящей поверхности до сопла). Начальные условия для (6) однородны

$$\delta w = \delta\vartheta_g = \delta\pi = \delta i = 0 \text{ при } \tau'' = 0. \tag{8}$$

Для полного описания нестационарных процессов в двигателе к (6) — (8) необходимо добавить уравнения, определяющие собственно горение пороха. В пределах феноменологической теории нестацинарного горения конденсированных систем с переменной температурой неизотермического пламени эти уравнения имеют вид [2,3]

$$\frac{\partial^2\delta\vartheta}{(\partial\xi'')^2} - \frac{\partial\delta\vartheta}{\partial\xi''} - \frac{\partial\delta\vartheta}{\partial\tau''} = (\exp\xi'')\,\delta v, \quad (-\infty < \xi'' \leqslant 0);$$

$$\delta v = \left(\frac{\partial v}{\partial\pi}\right)_\varphi \delta\pi + \left(\frac{\partial v}{\partial\varphi}\right)_\pi \delta\varphi, \qquad \varphi = \left(\frac{\partial\vartheta}{\partial\xi''}\right)_{\xi''=-0};$$

$$\delta\vartheta_s = \left(\frac{\partial\vartheta_s}{\partial\pi}\right)_\varphi \delta\pi + \left(\frac{\partial v_s}{\partial\varphi}\right)_\pi \delta\varphi, \; \delta v_F = \left(\frac{\partial v_F}{\partial\pi}\right)_\varphi \delta\pi + \left(\frac{\partial\vartheta_F}{\partial\varphi}\right)_\pi \delta\varphi \tag{9}$$

с граничными и начальными условиями

$$\delta\vartheta(\xi'' \to -\infty) = 0, \; \delta\vartheta(\xi'' = 0, \tau'') = \delta\vartheta_s, \; \delta\vartheta(\xi'', \tau'' = 0) = 0,$$

$$\delta\vartheta_s(\tau'' = 0) = \delta v(\tau'' = 0) = \delta\vartheta_F(\tau'' = 0) = 0. \tag{10}$$

Таким образом, рассматриваемая здесь проблема неакустической неустойчивости двигателя с учетом температурных волн сводится к системе (6) — (10).

Решение уравнений (6) — (8) для газа будем искать в виде волн

$$\delta\vartheta_g = \Delta\Theta_g \exp j(\zeta''\xi'' + \Omega''\tau''), \; \delta i = \Delta I \exp j(\zeta''\xi'' + \Omega''\tau''),$$

$$\delta\pi = \Delta\Pi \exp j\Omega''\tau''$$

(ζ'' — безразмерное волновое число для волн энергии). Тогда имеем

$$\delta\vartheta_g = \Delta\left[\Theta_g \exp j\Omega''(\tau'' - N''\xi'') + \frac{\gamma-1}{\gamma}\Pi \exp j\Omega''\tau''\right],$$

$$\delta i = \Delta I \exp j\Omega''(\tau'' - N''\xi''). \tag{11}$$

Уравнения (9) — (10) при гармоническом изменении давления рассмотрены в работе [9], и их решение имеет вид:

$$\Theta_F = \Pi\left(s - \nu\frac{q}{k} + \frac{q}{k}V_1\right), \quad V = V_1\Pi,$$

$$V_1 = \frac{\nu + \delta(\alpha - 1)}{1 - k + (\alpha - 1)(r - jk/\Omega'')}, \tag{12}$$

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 + 4j\Omega''}\right),$$

где V — комплексная амплитуда скорости горения, а коэффициенты ν, q,

k, r, δ, s определяют свойства зоны горения. Используя (7), (11)—(12), можно получить

$$\Theta_g\left[-1+\frac{1}{2}\exp\left(-jN''\Omega''l''\right)\right]+\Pi\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}-V_1\right)=0, \qquad (13)$$

$$\Theta_g+\Pi\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}-s+\nu\frac{q}{k}-\frac{q}{k}V_1\right)=0.$$

Переходя далее в (13) к неподвижной системе отсчета с помощью обратного преобразования (2) и выполняя линеаризацию экспоненциального члена при Θ_g, будем иметь в качестве характеристического уравнения для (13) выражение

$$\left\{-1+\frac{1}{2}\exp\left[-j\Omega\left(\chi^0+N\tau\right)\right]\right\}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}-s+\nu\frac{q}{k}-\frac{q}{k}V_1\right)=\frac{\gamma+1}{2\gamma}-V_1. \qquad (14)$$

Здесь

$$N=u_s^0/u_g^0, \quad \chi^0=Lu_s^{0^2}/(\varkappa u_g^0), \quad \Omega=\omega\varkappa/u_s^{0^2}.$$

Вводя величины

$$D_1=\frac{k}{q+k}\left(\frac{3\gamma-1}{2\gamma}-s+\nu\frac{q}{k}\right), \quad \Lambda=\chi^0+N\tau,$$

$$D_2=\frac{k}{q}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}-s+\nu\frac{q}{k}\right), \quad M=\frac{2(q+k)}{q},$$

уравнение (14) можно привести к более удобной форме

$$M\left[D_1-V_1(\Omega)\right]=\left[D_2-V_1(\Omega)\right]\exp\left(-j\Lambda\Omega\right). \qquad (15)$$

Частота возмущений Ω в (15), вообще говоря, является комплексной величиной, причем если ее мнимая часть отрицательна, то все функции будут расти во времени и искомое решение неустойчиво. Случай $Im\Omega=0$ определяет нейтральные колебания (автоколебания) системы. В дальнейшем характеристическое уравнение (15) исследуется именно для этого случая.

Форма (15) позволяет произвести его разложение на два уравнения, одно из которых связывает между собой только модули функций, а другое — только их аргументы. (Такой метод был использован в [10].) После преобразований (15) сводится к

$$M^2\left[(D_1-A)^2+B^2\right]=\left[(D_2-A)^2+B^2\right], \qquad (16)$$

$$\frac{1}{\Omega^*}\left(\operatorname{arctg}\frac{B}{D_1-A}-\operatorname{arctg}\frac{B}{D_2-A}\right)=\Lambda^*+\frac{2\pi K}{\Omega^*}, \quad K=0,1,\ldots,n), \qquad (17)$$

где
$\Omega^*=\operatorname{Re}\Omega$ при $Im\Omega=0$, $A=|V|\cos\psi$, $B=|V|\sin\psi$,

$$|V|=\left(\frac{a^2+b^2}{c^2+d^2}\right)^{1/2}, \quad \psi=\operatorname{arctg}\frac{bc-ad}{ac+bd}, \quad a=\nu+\frac{\delta}{2}\left(\frac{\Omega^*}{\beta}-1\right), \quad b=\delta\beta,$$

$$c=1+\left(\frac{\Omega^*}{\beta}-1\right)\left(\frac{r}{2}-\frac{k\beta}{\Omega^*}\right), \quad \delta=\nu r-\mu k,$$

$$d=\beta r-\frac{k}{2\Omega^*}\left(\frac{\Omega^*}{\beta}-1\right), \quad \beta=\frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\sqrt{1+16\Omega^2}-1\right]^{1/2}.$$

Уравнения (16) и (17) содержат две неизвестные величины: собственную частоту Ω^* и соответствующую ей безразмерную длину двигателя Λ^*. Совместное решение этих уравнений можно выполнить следующим образом. Из (16) находится критическая частота возмущений как функция параметров горения k, ν, r, μ, q, s. Подставляя найденное значение Ω^* в (17), находим искомую величину Λ^*, соответствующую выбранным значениям параметров и Ω^*. Общий характер численного решения уравнения (17) в зависимости от частоты для различных значений k, ν r, μ, q, s

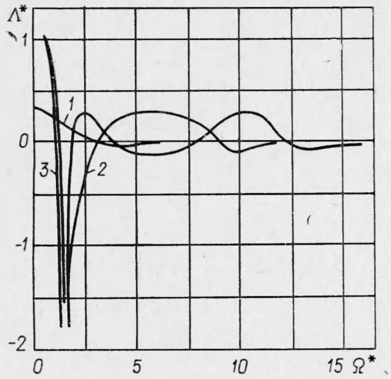

Рис. 1.

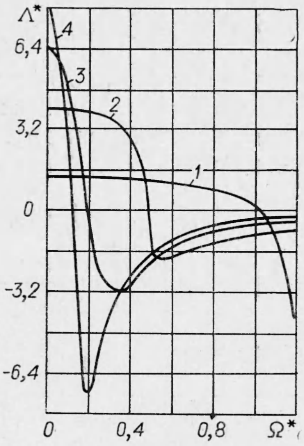

Рис. 2.

представлен на рис. 1 (кривые *1*, *2*, *3* построены для $s=0{,}1$ и $k=0{,}5$, 0,1 и 1,5 соответственно. Для всех кривых $\nu=0{,}67$, $r=0{,}30$, $\mu=0{,}10$ и $q=0{,}10$). Видно, что существует достаточно широкий спектр частот колебаний, потенциально способных к самовозбуждению в. двигателе, причем вероятно и появление колебаний с частотами, меньшими характерной частоты перестройки теплового слоя конденсированной фазы. Так как со временем значение параметра Λ^* возрастает (поверхность горения удаляется от сопла), то, как это следует из рис. 1, низкочастотные колебания с $\Omega^*<1{,}0$ становятся единственно возможными, а затем с дальнейшим ростом Λ^* исчезают и они (уравнения не имеют больше положительных корней для выбранных параметров горения). Указанная возможность самовозбуждения низкочастотных колебаний в двигателе представляется особо интересной и новой для горения пороха в объеме, поэтому исследуем подробнее решение (16)—(17) при $\Omega^*<1{,}0$.

На рис. 2 представлена детальная картина решения (17) для малых частст (у всех кривых $k=1{,}0$, параметры ν, μ, r, q те же, что и для рис. 1, величина параметра s варьируется у кривых *1*—*4*: 0,1; 0,30 и 0,40).

Выполняя разложение функций $A(\Omega^*)$ и $B(\Omega^*)$ в ряд Тейлора вблизи точки $\Omega^*=0$ и находя коэффициенты разложения

$$A(0)=\nu, \quad \left(\frac{dA}{d\Omega}\right)_0=0, \quad \left(\frac{d^2A}{d\Omega^2}\right)_0=\frac{m_1-m_2\nu^2-m_0^2}{\nu}, \quad \left(\frac{d^3A}{d\Omega^3}\right)_0=0$$

$$B(0)=0, \quad \left(\frac{dB}{d\Omega}\right)_0=0, \quad \left(\frac{d^2B}{d\Omega^2}\right)_0=0, \quad \left(\frac{d^2B}{d\Omega^3}\right)_0=\frac{m_0\,[3\,(m_1-m_2\nu^2)-m_0^2]}{\nu^2}+$$

$$+\frac{2\,(3m_4\nu-m_0m_3)}{\nu}-2m_0\,(2m_3\nu+m_0^2),$$

$$m_0=k(\nu-\mu), \; m_1=2\nu\delta+\delta^2, \; m_2=2(r-2k)+(r-k)^2,$$
$$m_3=\nu(r-2k)+\delta(1+r-k), \; m_4=2r\nu-\delta(2+k),$$

уравнения (16), (17) приведем к виду

$$\Omega_*^2 = \frac{(D_2 - \nu)^2 - M(D_1 - \nu)^2}{2k[(2-k+r)\nu - \mu(1+r-k)][D_2 - \nu - M^2(D_1-\nu)] + m_0^2(M^2-1)}, \tag{16''}$$

$$\Lambda_* = m_0\left(\frac{1}{D_1-\nu} - \frac{1}{D_2-\nu}\right) + \frac{\Omega_*^2}{6}\left\{\left(\frac{d^3B}{d\Omega^3}\right)_0\left(\frac{1}{D_1-\nu} - \frac{1}{D_2-\nu}\right) + \right.$$

$$\left. + 3m_0\left(\frac{d^2A}{d\Omega^2}\right)_0\left[\frac{1}{(D_1-\nu)^2}\right] - \frac{1}{(D_2-\nu)^2}\right] - 2m_0^3\left[\frac{1}{(D_1-\nu)^3} - \frac{1}{(D_2-\nu)^3}\right]\right\}. \tag{17'}$$

Графический анализ (16′) для области значений параметров, где уравнение имеет действительные решения Ω^* (область подозрительная на возникновение неустойчивости), дает картину, представленную на рис. 3. Уравнения кривых *1, 2, 3* даются выражениями

$$\nu = 1 - \frac{s}{2}, \quad \nu = \frac{2\gamma - 1}{\gamma} - \frac{3}{2}s,$$

$$\nu_{1,2} = -\left\{(2-k+r)\left[q\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} - s\right) - 4(q+k)\left(\frac{3\gamma-1}{2\gamma} - s\right)\right] - 4\mu(q+k)(1+r-\right.$$

$$-k) - \mu[4(q+k)^2 - q^2] \mp \sqrt{\left\{(2+r-k)\left[q\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} - s\right) - 4(q+k)\left(\frac{3\gamma-1}{2\gamma} - s\right)\right] + \right.}$$

$$\overline{+ 4\mu(q+k)(1+r-k)\}^2 - 2\mu[4(q+k)^2 - q^2]\left[q\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} - s\right) - 4(q+k) \times \right.}$$

$$\left.\left. \times \left(\frac{3\gamma-1}{2\gamma} - s\right) + 4\mu(q+k)\right]\right\} / [8(q+k)(2-k+r) + 4(q+k)^2 - q^2]$$

и построены для тех же значений параметров μ, r, q, k, что и на рис. 2.

На рис. 4 на основе рис. 3 изображен график изменения положительных корней Ω^* решения (16′) в зависимости от s для $\nu = 0{,}67$. Имея результаты рис. 2 и 4, можно найти область совместимости уравнений (16′) и (17′), а значит, и значения частоты Ω^* и длины Λ^* для низкочастотных нейтральных колебаний.

Например, из рис. 4 при $k = 1{,}0$ и $s = 0{,}35$ находим $\Omega^* = 0{,}15$. Входя с этим значением Ω^* в график рис. 2 на кривую $s = 0{,}35$, определяем $\Lambda^* = 2{,}8$. Видно, что уравнения (16′), (17′) имеют для выбранных значений параметров горения совместное решение и возможно появление автоколебаний с частотой $\omega = 0{,}15\ \varkappa/u_*^2$ при найденной длине камеры сгорания.

Аналогичная ситуация имеет место для другой ветви кривой $k = 1{,}0$ на рис. 4 (при $s = 0{,}1$ и $\Omega^* = 0{,}74$, $\Lambda^* = 0{,}8$). Иная картина наблюдается для значений $k = 1{,}0$, $s = 0{,}40$ и $\Omega^* = 0{,}20$ из рис. 4, при которых нет положительных решений Λ^* для уравнения (16′), а следовательно, самовоз-

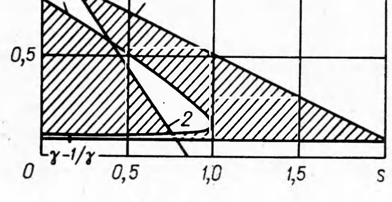

Рис. 3.

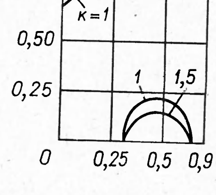

Рис. 4.

буждение колебаний с частотой $\Omega^*=0{,}20$ при данных характеристиках зоны горения невозможно.

Заметим, что возможность возникновения волновой неакустической неустойчивости в двигателе, естественно, не могла быть предсказана ранее на основе анализа системы уравнений, описывающей поведение осредненных по объему параметров [5]. Механизм рассмотренных здесь автоколебаний определяется генерированием энтропийных (температурных) волн пламенем. Возбуждение низкочастотной неустойчивости при горении пороха в двигателе с торцевым зарядом неоднократно обнаруживалось экспериментально [7, 8].

Поступила в редакцию
19/I 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 11—12.
2. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1967, 1
3. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 5.
4. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1970, **195**, 1.
5. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 6.
6. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1966, 2.
7. H. Krier, M. Summerfield a. o. AIAAJ, 1969, 7, 11.
8. J. Tien, W. Sirignano, M. Summerfield a. d. AIAAJ, 1970, 8, 1.
9. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1971, **200**, 4.
10. Л. Крокко. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетах двигателях М., ИЛ, 1958.

О НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОКИСЛЕНИИ СМЕСЕЙ ВОДОРОД — ВОЗДУХ, МЕТАНОЛ — ВОЗДУХ

В. А. Бунев
(Новосибирск)

Согласно теории теплового взрыва [1] в смеси, находящейся в реакторе с температурой стенок T_0, достигается стационарная температура T_1, определяемая равенством теплоотдачи на стенку и тепловыделением за счет экзотермических реакций. Результаты работ [2, 3] указывают на то, что выгорание смеси при T_1 происходит с постоянной скоростью. Поэтому, если пренебречь изменением состава при разогревании смеси от T_0 до T_1, то скорость стационарной реакции можно рассчитать, зная начальный состав и конечный, соответствующий определенному времени реакции. Если время реакции равно промежутку времени, через который воздушная смесь топлива становится взрывобезопасной, то конечный состав (концентрация топлива и кислорода) соответствует границе области распространения пламени [3]. Следовательно, для оценки параметров ($E_{эфф}$, W), характеризующих скорость низкотемпературной реакции окисления водорода и метанола воздухом, достаточно определить границу этой области (время реакции известно из [3]).