УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО ОБДУВА НА ГОРЕНИЕ ТВЕРДОГО РАКЕТНОГО ТОПЛИВА ПРИ ГАРМОНИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕМСЯ ДАВЛЕНИИ

Б. В. Новожилов

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, novozhilov@starnet.ru

В линейном приближении феноменологической теории нестационарного горения найдена с учетом тангенциального обдува (эрозии) функция отклика скорости горения твердого ракетного топлива (пороха) на периодически меняющееся давление. Численные результаты получены для простейшей модели пороха, содержащей минимальное число параметров. Рассмотрено элементарное акустическое возмущение — плоская монохроматическая бегущая звуковая волна. Выяснена роль стационарной и нестационарной составляющих тангенциального обдува при малых и больших значениях эрозионного отношения.

Ключевые слова: твердое ракетное топливо, нестационарное горение, переменное давление, функция отклика, тангенциальный обдув, эрозионное горение.

ВВЕДЕНИЕ

При изучении нестационарных процессов в твердотопливном ракетном двигателе решающую роль играет взаимодействие процесса горения пороха с акустическим полем, возникающим в камере сгорания. Линейный анализ этой проблемы, который (в совокупности с приближением линейной акустики) может быть использован для выяснения условий устойчивости стационарного режима работы двигателя, проведен в [1, 2]. В этих работах была найдена связь между амплитудами скорости горения пороха и давления в акустической волне. Колебания давления в продольной акустической волне сопровождаются тангенциальными колебаниями скорости продуктов сгорания вблизи поверхности пороха. Поэтому упомянутый выше анализ должен быть обобщен так, чтобы учесть влияние эрозионного горения. В [3] было указано, как это можно сделать, однако конкретных результатов получено не было.

Цель настоящей работы — рассмотреть в рамках феноменологической теории нестационарного горения пороха [4–6] отклик скорости горения на периодически меняющиеся давление и тангенциальный массовый поток продуктов сгорания.

Известное выражение для линейного отклика скорости горения пороха на осциллирующее давление [1] обобщено на случай эрозионного режима горения. При этом рассматривается простейшее акустическое поле — бегущая звуковая волна. Полученная связь между амплитудами скорости горения, давления и тангенциального потока справедлива для любой модели гомогенного твердого ракетного топлива [6] и включает в себя параметры, определяющие стационарные зависимости скорости горения и температуры поверхности от начальной температуры, давления и скорости тангенциального потока продуктов горения. Проведена конкретизация модели горения пороха. Упомянутые выше стационарные зависимости выбраны так, чтобы они содержали минимальное количество экспериментально определяемых параметров и с точностью до ошибок опыта удовлетворительно описывали стационарное эрозионное горение. Приведены численные результаты и качественно исследовано влияние стационарной и нестационарной эрозии на отклик скорости горения пороха на осциллирующее давление. При больших значениях эрозионного отношения стационарная эрозия приводит к более устойчивому стационарному режиму горения и, как следствие, к существенному подавлению резонанса между давлением и скоростью горения. При малых значениях эрозионного отношения наличие тангенциального акустического возмущения потока продуктов сгорания может существенно увеличить отклик скорости горения на осциллирующее давление.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-03-33093).

ОТКЛИК СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА НА ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЕ ДАВЛЕНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЭРОЗИИ

Найдем в линейном приближении отклик скорости горения пороха на осциллирующее давление при наличии эрозии. При этом воспользуемся известным решением этой задачи для случая, когда эрозия отсутствует [1].

Напомним определение функции отклика. Пусть давление вблизи поверхности горящего пороха осциллирует с малой амплитудой p_1:

$$p = p^0 + p_1 \cos \Omega t, \quad p_1 \ll p^0.$$

Тогда линейная скорость горения пороха будет изменяться с той же частотой, но с некоторым фазовым сдвигом ψ по отношению к давлению:

$$u = u^0 + u_1 \cos(\Omega t + \psi), \quad u_1 \ll u^0.$$

Верхний индекс 0 относится к стационарному режиму горения.

Комплексная величина

$$U_p(\Omega) = \frac{u_1/u^0}{p_1/p^0} \exp(i\psi)$$

называется линейной функцией отклика скорости горения на осциллирующее давление.

При аналитических исследованиях удобно использовать метод безразмерных комплексных амплитуд. При этом давление и скорость горения записываются в виде

$$\eta_p = 1 + [\eta_{p1} \exp(i\omega\tau) + \text{c.c.}],$$

$$v = 1 + [v_1 \exp(i\omega\tau) + \text{c.c.}],$$

где

$$\eta_p = \frac{p}{p^0}, \quad v = \frac{u}{u^0}, \quad \eta_{p1} = \frac{p_1}{2p^0},$$

$$v_1 = \frac{u_1}{2u^0} \exp(i\psi), \quad \tau = \frac{(u^0)^2 t}{\text{æ}}, \quad \omega = \frac{\text{æ}\Omega}{(u^0)^2}.$$

Здесь æ — температуропроводность конденсированной фазы, а c.c. означает комплексное сопряжение.

В этих переменных функция отклика есть коэффициент пропорциональности между комплексными амплитудами скорости горения и давления:

$$v_1 = U_p(\omega)\eta_{p1}. \tag{1}$$

В рамках феноменологической теории нестационарного горения [4–6] линейный отклик скорости горения на осциллирующее давление был найден в [1]:

$$U_p(\omega) = \frac{\nu + \delta(z-1)}{1 + (z-1)(r - k/z)}, \qquad z = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 + 4i\omega}). \tag{2}$$

Входящие в это выражение параметры пороха

$$k = (T_s^0 - T_a)\left(\frac{\partial \ln F_u}{\partial T_a}\right)_{p^0},$$

$$r = \left(\frac{\partial F_s}{\partial T_a}\right)_{p^0}, \quad \nu = \left(\frac{\partial \ln F_u}{\partial \ln p^0}\right)_{T_a}, \tag{3}$$

$$\mu = \frac{1}{T_s^0 - T_a}\left(\frac{\partial F_s}{\partial \ln p^0}\right)_{T_a}, \quad \delta = \nu r - \mu k$$

вычисляются через стационарные зависимости скорости горения и температуры поверхности T_s от начальной температуры T_a и давления:

$$u^0 = F_u(T_a, p^0), \quad T_s^0 = F_s(T_a, p^0). \tag{4}$$

Они могут быть найдены из опытов по стационарному горению или из рассмотрения какой-либо теоретической модели пороха.

При эрозионном горении, т. е. в случае, когда на скорость горения влияет тангенциальный поток газа, стационарные законы (4) должны быть заменены новыми, которые учитывают эрозионный эффект:

$$u_\varepsilon^0 = F_{u\varepsilon}(T_a, p^0, g^0), \quad T_{s\varepsilon}^0 = F_{s\varepsilon}(T_a, p^0, g^0). \tag{5}$$

Здесь g^0 — массовая скорость потока газа, параллельного поверхности горения.

Обезразмеривая нестационарную скорость горения на новое значение стационарной скорости, введем также новые безразмерные время и частоту:

$$v_\varepsilon = \frac{u_\varepsilon}{u_\varepsilon^0}, \quad \tau_\varepsilon = \frac{(u_\varepsilon^0)^2 t}{\text{æ}}, \quad \omega_\varepsilon = \frac{\text{æ}\Omega}{(u_\varepsilon^0)^2}.$$

Если тангенциальный массовый поток гармонически зависит от времени по закону

$$g = g^0 + g_1 \cos(\Omega t + \psi_g), \quad g_1 \ll g^0,$$

то с учетом нового определения безразмерных времени и частоты имеем

$$v_\varepsilon = 1 + [v_{\varepsilon 1} \exp(i\omega_\varepsilon \tau_\varepsilon) + \text{c.c.}],$$

$$\eta_p = 1 + [\eta_{p1} \exp(i\omega_\varepsilon \tau_\varepsilon) + \text{c.c.}],$$

$$\eta_g = 1 + [\eta_{g1} \exp(i\omega_\varepsilon \tau_\varepsilon) + \text{c.c.}],$$

где

$$\eta_g = \frac{g}{g^0}, \quad \eta_{g1} = \frac{g_1}{2g^0} \exp(i\psi_g).$$

В линейном приближении вклады давления и эрозии в нестационарную скорость горения суммируются. Поэтому вместо (1) получаем

$$v_1 = U_p(\omega_\varepsilon)\eta_{p1} + U_g(\omega_\varepsilon)\eta_{g1}, \tag{6}$$

где

$$U_p(\omega_\varepsilon) = \frac{\nu_p + \delta_p(z_\varepsilon - 1)}{1 + (z_\varepsilon - 1)(r_\varepsilon - k_\varepsilon/z_\varepsilon)},$$

$$U_g(\omega_\varepsilon) = \frac{\nu_g + \delta_g(z_\varepsilon - 1)}{1 + (z_\varepsilon - 1)(r_\varepsilon - k_\varepsilon/z_\varepsilon)}, \tag{7}$$

$$z_\varepsilon = \frac{1}{2}\,(1 + \sqrt{1 + 4i\omega_\varepsilon}).$$

В приведенные выше выражения входит безразмерная частота ω_ε, соответствующая стационарной эрозионной скорости горения u_ε^0. Для того чтобы иметь возможность сравнивать частотные зависимости функций отклика при различных значениях эрозионного отношения ε, вернемся к частоте ω, обезразмеренной с помощью стационарной скорости горения u^0 (отсутствие эрозии). Тогда соотношения (6), (7) записываются в виде

$$v_1 = U_p(\omega)\eta_{p1} + U_g(\omega)\eta_{g1},$$

$$U_p(\omega) = \frac{\nu_p + \delta_p(z_\varepsilon - 1)}{1 + (z_\varepsilon - 1)(r_\varepsilon - k_\varepsilon/z_\varepsilon)},$$

$$U_g(\omega) = \frac{\nu_g + \delta_g(z_\varepsilon - 1)}{1 + (z_\varepsilon - 1)(r_\varepsilon - k_\varepsilon/z_\varepsilon)}, \tag{8}$$

$$z_\varepsilon = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 + 4i\frac{\omega}{\varepsilon^2}}\right).$$

Входящие сюда коэффициенты чувствительности стационарного горения пороха по отношению к изменениям начальной температуры, давления и массовой скорости тангенциального потока вычисляются при помощи стационарных законов горения (5):

$$k_\varepsilon = (T_{s\varepsilon}^0 - T_a)\left(\frac{\partial \ln F_{u\varepsilon}}{\partial T_a}\right)_{p^0,\,g^0},$$

$$r_\varepsilon = \left(\frac{\partial F_{s\varepsilon}}{\partial T_a}\right)_{p^0,\,g^0},$$

$$\nu_p = \left(\frac{\partial \ln F_{u\varepsilon}}{\partial \ln p^0}\right)_{T_a,\,g^0}, \quad \nu_g = \left(\frac{\partial \ln F_{u\varepsilon}}{\partial \ln g^0}\right)_{T_a,\,p^0},$$

$$\mu_p = \frac{1}{T_{s\varepsilon}^0 - T_a}\left(\frac{\partial F_{s\varepsilon}}{\partial \ln p^0}\right)_{T_a,\,g^0}, \tag{9}$$

$$\mu_g = \frac{1}{T_{s\varepsilon}^0 - T_a}\left(\frac{\partial F_{s\varepsilon}}{\partial \ln g^0}\right)_{T_a,\,p^0},$$

$$\delta_p = \nu_p r_\varepsilon - \mu_p k_\varepsilon, \quad \delta_g = \nu_g r_\varepsilon - \mu_g k_\varepsilon.$$

Конкретизируем теперь тип акустической волны. Простейшей является плоская монохроматическая бегущая волна, в которой все акустические возмущения (давление, плотность, скорость) находятся в фазе. Если h — амплитуда возмущения давления, то для амплитуд акустических возмущений, которые обозначены штрихом, имеем

$$\frac{p'}{p^0} = h, \quad \frac{\rho'}{\rho^0} = \frac{h}{\gamma}, \quad \frac{w_t'}{a} = \frac{h}{\gamma},$$

где ρ и w_t — плотность и тангенциальная скорость газа, a — скорость звука, а γ — постоянная адиабаты. Отсюда для возмущения массового тангенциального потока получаем

$$\frac{g'}{g^0} = \left(1 + \frac{a}{w_t^0}\right)\frac{h}{\gamma}.$$

Таким образом, для рассматриваемого случая амплитуды давления и тангенциального потока записываются в виде

$$\eta_{p1} = h, \quad \eta_{g1} = \left(1 + \frac{a}{w_t^0}\right)\frac{h}{\gamma}.$$

Поскольку возмущения давления и тангенциального потока находятся в фазе, а их амплитуды пропорциональны друг другу, можно определить функцию отклика скорости горения пороха на осциллирующее давление при наличии эрозии

$$U(\omega) = \frac{v_1}{\eta_{p1}}. \tag{10}$$

Запишем ее в виде

$$U(\omega) = \frac{N}{D},$$

$$N = \nu_p + \delta_p(z_\varepsilon - 1) + \frac{\nu_g + \delta_g(z_\varepsilon - 1)}{\gamma}\left(1 + \frac{a}{w_t^0}\right),$$
$$D = 1 + (z_\varepsilon - 1)(r_\varepsilon - k_\varepsilon/z_\varepsilon), \tag{11}$$
$$z_\varepsilon = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 + 4i\frac{\omega}{\varepsilon^2}}\right).$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением только плоских монохроматических бегущих волн, поскольку в линейном приближении всякая волна может быть представлена в виде суперпозиции таких волн с различными волновыми векторами и частотами.

МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ

Необходимым элементом феноменологической теории нестационарного горения пороха являются стационарные зависимости скорости горения и температуры поверхности от давления и начальной температуры. Стационарные законы горения при наличии эрозии удобно записать через массовую скорость горения

$$m^0 = \rho_c u^0, \quad m_\varepsilon^0 = \rho_c u_\varepsilon^0,$$

где ρ_c — плотность конденсированной фазы.

Результаты, которые приводятся ниже, относятся к конкретной модели пороха. Она выбрана так, чтобы задача содержала минимальное число параметров. Простейшая модель, удовлетворяющая этому условию, определяется следующими стационарными зависимостями:

$$m^0 = A(p^0)^n \exp(\beta T_a), \; m^0 = B\exp(\beta_s T_s^0), \tag{12}$$

где A, B, β и β_s — константы.

Параметры линейной чувствительности скорости горения и температуры поверхности к изменению начальной температуры для данной модели имеют вид

$$k = \beta(T_s^0 - T_a), \quad r = \beta/\beta_s, \quad \nu = n,$$
$$\mu = \nu r/k, \quad \delta = 0. \tag{13}$$

Примем, что при наличии эрозии стационарные законы могут быть записаны в форме

$$m_\varepsilon^0 = m^0\sqrt{1 + b\left(\frac{g^0}{m^0}\right)^2},$$
$$m_\varepsilon^0 = B\exp(\beta_s T_{s\varepsilon}^0), \tag{14}$$

причем $b = \text{const}$. Здесь для простоты предполагается, что при наличии эрозии массовая скорость горения также определяется только температурой поверхности. Первое соотношение (14) должно рассматриваться как однопараметрическая интерполяция экспериментальной зависимости эрозионного отношения от тангенциального массового потока продуктов сгорания. Ему, однако, можно дать некое теоретическое обоснование.

Первые попытки построить теорию стационарной эрозии были предприняты в [7, 8]. Было показано, что эрозионное отношение ε должно зависеть от безразмерного параметра $I = \sqrt{\zeta}g^0/m^0$, где ζ — коэффициент сопротивления. Этот параметр носит имя В. Н. Вилюнова. При разработке теории в указанных работах были сделаны довольно грубые предположения (слишком упрощенное описание структуры фронта горения, изотермическое приближение для турбулентного потока, пренебрежение вдувом и т. п.). В [7] удалось получить довольно простую связь между эрозионным отношением и упомянутым выше параметром

$$\varepsilon = \sqrt{K(I) + LI}, \tag{15}$$

где $K(I)$ практически не зависит от I, причем $K(I) \approx 1$ и $L = \text{const}$. К сожалению, в [7] вкралась опечатка — второе слагаемое под корнем должно быть пропорционально I^2. Учитывая это и полагая постоянным коэффициент сопротивления (зависимость его от числа Рейнольдса очень слабая), из (15) получаем первое соотношение (14). Оно хорошо интерполирует экспериментальные данные, приведенные в [9, 10] (заметим, что основные результаты диссертации [9] воспроизведены в книге [11]).

Сравнивая стационарные законы горения (12) и (14), легко получить связь между температурными коэффициентами чувствительности скорости горения β и β_ε и температурами поверхности T_s^0 и $T_{s\varepsilon}^0$ в отсутствие и при наличии эрозии:

$$\beta_\varepsilon = \frac{\beta}{\varepsilon^2}, \quad \beta_\varepsilon = \left(\frac{\partial \ln m_\varepsilon^0}{\partial T_a}\right)_{p^0,\, g^0}, \tag{16}$$
$$T_{s\varepsilon}^0 = T_s^0 + \frac{1}{\beta_s}\ln\varepsilon.$$

Отметим также полезное соотношение

$$\frac{g^0}{m^0} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2 - 1}{b}}. \tag{17}$$

Простые вычисления приводят к следующим выражениям для параметров линейной чувствительности скорости горения и температуры поверхности к изменениям начальной температуры, давления и массовой скорости тангенциального потока при наличии эрозии:

$$k_\varepsilon = \frac{k + r\ln\varepsilon}{\varepsilon^2}, \quad r_\varepsilon = \frac{r}{\varepsilon^2},$$
$$\nu_p = \frac{\nu}{\varepsilon^2}, \quad \nu_g = \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2}, \quad \mu_p = \frac{r_\varepsilon}{k_\varepsilon}\nu_p, \tag{18}$$
$$\mu_g = \frac{r_\varepsilon}{k_\varepsilon}\nu_g, \quad \delta_p = 0, \quad \delta_g = 0.$$

С учетом этих соотношений функция отклика скорости горения на гармонически меняющееся давление при наличии эрозии (11) конкретизируется в следующем виде:

$$U(\omega) = \frac{N}{D},$$
$$N = \frac{\nu}{\varepsilon^2} + \frac{1}{\gamma\varepsilon^2}\left(\varepsilon^2 - 1 + \frac{\sqrt{b(\varepsilon^2 - 1)}}{\mathrm{M}_b}\right), \tag{19}$$
$$D = 1 + \frac{z_\varepsilon - 1}{\varepsilon^2}\left(r - \frac{k + r\ln\varepsilon}{z_\varepsilon}\right),$$
$$z_\varepsilon = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 + 4i\frac{\omega}{\varepsilon^2}}\right),$$

где $\mathrm{M}_b = w_n^0/a$ — число Маха для нормальной скорости продуктов сгорания.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенные на рисунках графики, касающиеся зависимости отклика скорости горения от частоты ω и эрозионного отношения ε, построены для следующих значений параметров:

$$\nu = 0.7, \quad k = 1.8, \quad r = 0.35,$$
$$\gamma = 1.25, \quad b = 4.5 \cdot 10^{-5}, \quad \mathrm{M}_b = 1.3 \cdot 10^{-3}.$$

Они соответствуют режиму горения баллиститного пороха при давлении порядка сотни атмосфер.

Прежде всего, отметим различие откликов скорости горения на периодически меняющееся давление при больших и малых значениях эрозионного отношения. На рис. 1,*а* представлены зависимости абсолютной величины отклика от частоты при слабо выраженной стационарной эрозии, т. е. при $\varepsilon - 1 \ll 1$. Из рисунка видно, что с ростом эрозионного отношения абсолютная величина отклика возрастает вплоть до $\varepsilon = 1.05$ (кривая *4*). При этом максимальное значение отклика примерно в два раза превышает таковое без эрозии (кривая *1*). Отметим также, что при рассматриваемых значениях

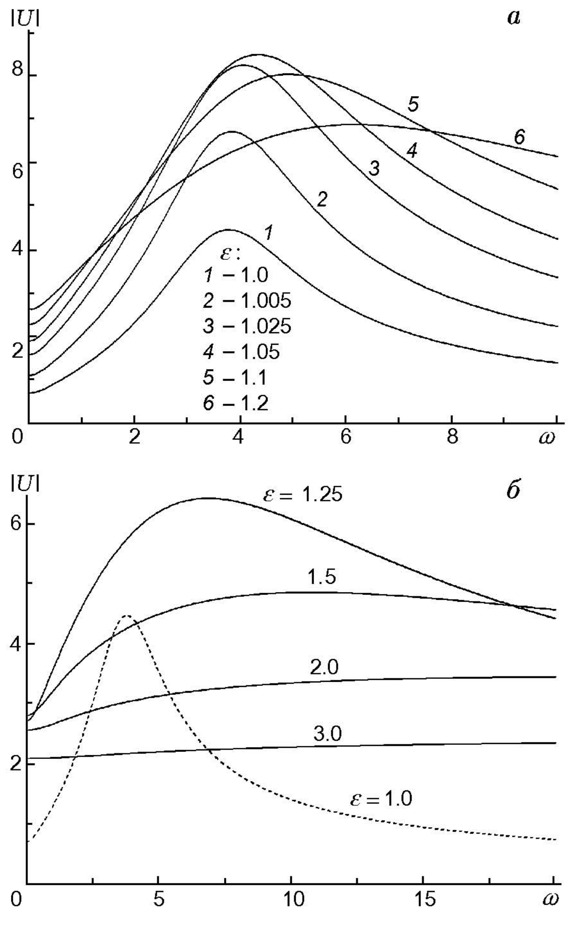

Рис. 1. Частотная зависимость модуля функции отклика при различных значениях эрозионного отношения:
а — $\varepsilon - 1 \ll 1$, *б* — $\varepsilon - 1 \approx 1$

эрозионного отношения сохраняется резонансный характер отклика, причем резонансная частота практически не меняется. При дальнейшем увеличении ε резонанс уширяется и величина отклика в резонансе уменьшается (кривые *5* и *6*).

Частотная зависимость отклика скорости горения при сильно выраженной стационарной эрозии, т. е. при $\varepsilon - 1 \approx 1$, носит качественно иной характер. Это иллюстрирует рис. 1,*б*. В данном случае абсолютная величина отклика уменьшается с ростом эрозионного отношения, а частотная его зависимость теряет резонансный характер.

Эти особенности отклика легко понять, если учесть, что эрозия влияет на него двояким образом. Стационарная эрозия изменяет параметры чувствительности скорости горения пороха и его температуры поверхности в стационарном режиме (k_ε и r_ε) в зависимости от вариации начальной температуры. Для принятой модели горения эти параметры уменьшаются с ростом эрозионного отношения. Таким образом, стационарная эрозия существенно изменяет знаменатель функции отклика (19). При этом стационарный режим горения оказывается более устойчивым, а резонанс становится менее выраженным. В числителе функции отклика (19) первое слагаемое связано с изменением давления, второе — вклад от нестационарной эрозии. Они также сильно зависят от эрозионного отношения.

На рис. 2 приведены числитель и модули знаменателя и функции отклика в зависимости от эрозионного отношения для некоторого значения частоты. Она выбрана равной собственной частоте пороха $\tilde{\omega}$ при $\varepsilon = 1$ [1]:

$$\tilde{\omega} = \sqrt{\frac{k}{r^2} - \lambda^2}, \quad \lambda = \frac{r(k+1) - (k-1)^2}{2r^2}.$$

Для указанных в начале этого параграфа значений параметров k и r имеем $\tilde{\omega} = 3.57$.

В области $\varepsilon - 1 \ll 1$ числитель достаточно быстро возрастает, затем проходит через слабо выраженный максимум, после чего очень медленно стремится к асимптотической величине γ^{-1}. Модуль же знаменателя монотонно возрастает с ростом эрозионного отношения. В результате модуль отклика имеет резкий максимум вблизи $\varepsilon = 1$. Для других значений частоты, как следует из рис. 3, модуль функции отклика также имеет максимум при некотором значении эрозионного отношения.

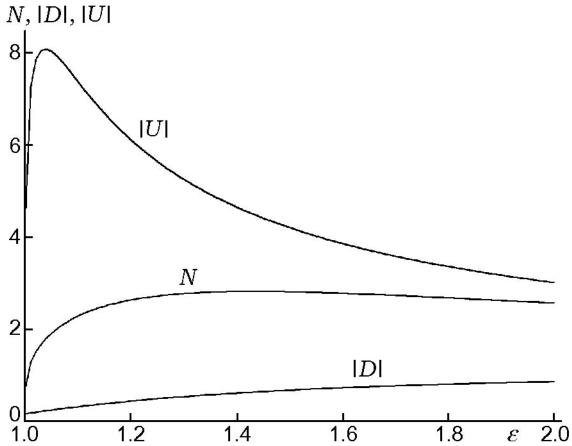

Рис. 2. Числитель и модули знаменателя и функции отклика (19) в зависимости от эрозионного отношения ($\tilde{\omega} = 3.57$)

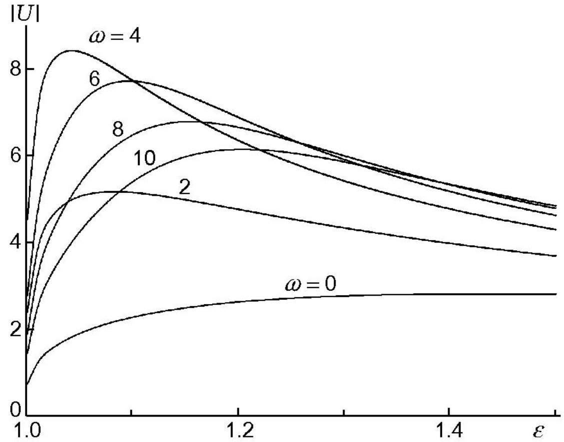

Рис. 3. Модуль функции отклика в зависимости от эрозионного отношения

Относительную роль стационарной и нестационарной составляющих эрозии иллюстрирует рис. 4. Из него видно, что нестационарная составляющая увеличивает отклик скорости горения на осциллирующее давление. Наоборот, стационарная составляющая может практически подавить резонанс между давлением и скоростью горения.

В заключение напомним, что полученные результаты относятся только к конкретной зависимости эрозионного отношения от скорости тангенциального потока (14) и простейшему типу акустической волны. Аналогичным образом могут быть рассмотрены другие законы эрозии (например, пороговые зависимости, принятые в [10, 12]) и типы акустических волн (например, стоячая звуковая волна).

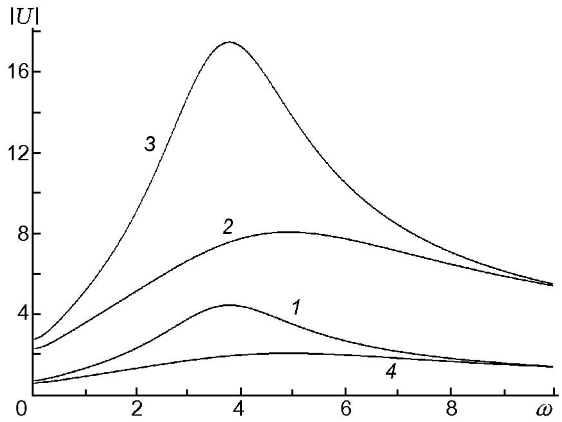

Рис. 4. Влияние эрозии на функцию отклика:

1 — без эрозии, *2* — с эрозией, *3* — только с нестационарной эрозией, *4* — только со стационарной эрозией; $\varepsilon = 1.1$

ВЫВОДЫ

Отклик скорости горения на гармонически меняющееся давление меняется под действием как стационарной, так и нестационарной составляющей эрозии.

Стационарная составляющая эрозии подавляет резонанс между давлением и скоростью горения.

Нестационарная составляющая эрозии может существенно увеличить величину отклика скорости горения на осциллирующее давление.

Абсолютная величина отклика проходит через максимум при изменении частоты или эрозионного отношения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Новожилов Б. В.** Горение пороха при гармонически меняющемся давлении // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1965. № 6. С. 141–144.
2. **Culick F. E. C.** A review of calculations for unsteady burning of solid propellant // AIAA Journal. 1968. V. 6. P. 2241–2255.
3. **Новожилов Б. В.** Уравнение для нестационарной скорости горения пороха // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1970. № 4. С. 73–78.
4. **Зельдович Я. Б.** К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Журн. эксперим. и теор. физики. 1942. Т. 12, вып. 11/12. С. 498–524.
5. **Новожилов Б. В.** Критерий устойчивости стационарного режима горения пороха // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1965. № 4. С. 157–160.
6. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. (Перевод: AFSC FTD-MD-24-317-74).
7. **Вилюнов В. Н.** К теории эрозионного горения порохов // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 2. С. 381–383.
8. **Зельдович Я. Б.** К теории горения пороха в потоке газов // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 463–476.
9. **Лейпунский О. И.** К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1945.
10. **Беляев А. А., Зенин А. А., Кулешов В. В. и др.** Горение пороха Н в турбулентном потоке // Хим. физика. 1982. Т. 1, № 10. С. 1421–1427.
11. **Теория** горения порохов и взрывчатых веществ / Под ред. О. И. Лейпунского, Ю. В. Фролова. М.: Наука, 1982.
12. **Вилюнов В. Н., Руднев А. П.** О влиянии эрозии на устойчивость горения пороха в полузамкнутом объеме // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 483–488.

Поступила в редакцию 13/IV 2006 г.