

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА КАК ЗАМКНУТОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В. М. Бобылев
(Москва)

Широко используемый в технической кибернетике функциональный подход, при котором устанавливают связь между входными и выходными величинами, участвующими в рассматриваемом динамическом процессе, не вдаваясь в детальное существо протекающих при этом конкретных физических явлений, позволяет применить для исследования нестационарной скорости горения хорошо разработанный и практически удобный аппарат частотных методов теории автоматического регулирования.

Рассмотрим задачу в ее линейном приближении, принимая обычные допущения о безынерционности процессов как в газовой фазе, так и в реакционной зоне конденсированной фазы, учитывая лишь инерционность распределения температуры в прогретом слое при изменяющихся скорости горения и температуре горячей поверхности.

Аналитическое исследование нестационарной скорости горения с учетом переменной температуры поверхности впервые проведено Б. В. Новожиловым [1—3].

На основании известных положений теории горения пороха, впервые высказанных Я. Б. Зельдовичем [4], можно записать уравнение баланса тепловых потоков на границе прогретого слоя пороха в отклонениях

$$\Delta q = \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{p_0} \Delta p - \lambda \Delta \varphi, \quad (1)$$

где q — поток тепла; λ — коэффициент теплопроводности; p — давление; φ — градиент температуры у поверхности пороха.

В свою очередь, отклонение скорости горения от стационарного значения

$$\Delta u = \left(\frac{\partial u}{\partial q} \right)_{q_0} \Delta q. \quad (2)$$

Поскольку единственным инерционным элементом рассматриваемой динамической системы является прогретый слой пороха, отклонение градиента φ при принятых допущениях является функцией отклонения скорости горения, температуры поверхности и времени

$$\Delta \varphi = \Delta \varphi (\Delta u, \Delta \tilde{T}_k, t), \quad (3)$$

а изменение температуры поверхности $\Delta \tilde{T}_k$ однозначно определяется приращениями давления и градиента φ :

$$\Delta \tilde{T}_k = \Delta \tilde{T}_k (\Delta p, \Delta \varphi). \quad (4)$$

Переходя к безразмерным отклонениям и используя в качестве базовых стационарные значения переменных, можно получить систему уравнений динамики скорости горения в виде

$$\begin{aligned} x_u &= K_u (K_q x_p - x_\varphi), \\ x_\varphi &= W_{\varphi \tau k}(s) x_{\tau k} + W_{\varphi u}(s) x_u, \\ x_{\tau k} &= K_{p\tau} x_p + K_{\varphi \tau} x_\varphi, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$x_u = \frac{\Delta u}{u_0}; \quad x_p = \frac{\Delta p}{p_0}; \quad x_\varphi = \frac{\Delta \varphi}{\varphi_0};$$

s — переменная Лапласа; $\bar{W}_{\varphi \tau k}(s)$ и $\bar{W}_{\varphi u}(s)$ — передаточные функции, учитывающие динамические свойства градиента φ при изменении соответственно температуры поверхности и давления;

$$K_u = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial \ln q} \right)_{q_0}, \quad K_q = \left(\frac{\partial \ln q}{\partial \ln p} \right)_{p_0},$$

$$K_{p\tau} = \left(\frac{\partial x_{\tau k}}{\partial x_p} \right)_{\varphi_0}, \quad K_{\varphi\tau} = \left(\frac{\partial x_{\tau k}}{\partial x_\varphi} \right)_{p_0}.$$

Динамика процесса горения, описываемая системой (5), может быть наглядно представлена структурной схемой, изображенной на рис. 1, в которой передаточные функции и коэффициенты при переменных представлены в виде динамических звеньев направленного действия.

Из приведенной структурной схемы видно, что динамические свойства процесса горения определяются главной обратной связью системы, замкнутой по градиенту φ , в которую включены передаточные функции $\bar{W}_{\varphi u}(s)$ и (через внутреннюю положительную обратную связь) $\bar{W}_{\varphi \tau k}(s)$.

Используя известные правила преобразования структурных схем [5], приводим структурную схему нашей системы к виду, изображенному на рис. 2, откуда передаточная функция скорости горения

$$W_{up}(s) = \frac{x_u}{x_p} = \frac{K_q W_{п.с}(s)}{1 + W_{п.с}(s)}, \quad (6)$$

где $\bar{W}_{п.с}(s) = K_u$ — передаточная функция прямой связи;

$$W_{п.с}(s) = W_{\varphi p}(s) = \frac{K_u \left[W_{\varphi u}(s) + \frac{K_{p\tau}}{K_{\varphi\tau}} W_{\varphi \tau k}(s) \right]}{1 - \left(K_{\varphi\tau} + \frac{K_{p\tau}}{K_q} \right) W_{\varphi \tau k}(s)}. \quad (7)$$

— передаточная функция разомкнутого контура системы, которая является также передаточной функцией градиента φ по давлению.

Подставив в (6) значения $\bar{W}_{п.с}(s)$ и $W_{п.с}(s)$, получим

$$W_{up}(s) = \frac{K_q K_u \left[1 - \left(K_{\varphi\tau} + \frac{K_{p\tau}}{K_q} \right) W_{\varphi \tau k}(s) \right]}{1 + K_u W_{\varphi u}(s) - K_{\varphi\tau} W_{\varphi \tau k}(s)}. \quad (8)$$

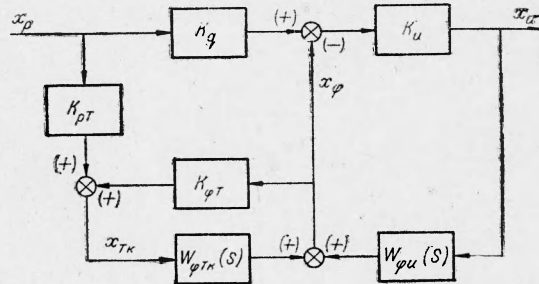


Рис. 1. Структурная схема процесса горения пороха как замкнутой динамической системы.

Передаточные функции $W_{\varphi_{rk}}(s)$ и $W_{\varphi u}(s)$ градиента могут быть найдены из решения операционным методом линеаризованного уравнения теплопроводности [3]:

$$\frac{x}{u_0^2} \frac{\partial x_T}{\partial t} = \frac{x^2}{u_0^2} \frac{\partial^2 x_T}{\partial x^2} + \frac{x}{u_0} \frac{\partial x_T}{\partial x} - x_u, \quad (9)$$

$$x_T = \frac{\tilde{T} - \tilde{T}_0}{\tilde{T}_k - \tilde{T}_0}, \quad x_T(-\infty) = 0, \quad x_T(0) \approx x_{rk}.$$

Откуда

$$x_\varphi = \frac{\sqrt{4T_\varphi s + 1} + 1}{2} x_T + \frac{\sqrt{4T_\varphi s + 1} - 1}{2T_\varphi s} x_u, \quad (10)$$

$$W_{\varphi_{rk}}(s) = \frac{\sqrt{4T_\varphi s + 1} + 1}{2}, \quad W_{\varphi u}(s) = \frac{\sqrt{4T_\varphi s + 1} - 1}{2T_\varphi s}. \quad (11)$$

Выражения (11) свидетельствуют о том, что $W_{\varphi_{rk}}(s)$ обладает дифференцирующими свойствами, т. е. вызывает «опережающее» действие изменений температуры поверхности на градиент φ . Напротив, $W_{\varphi u}(s)$ имеет интегрирующие свойства и своей инерцией «задерживает» изменение градиента φ при переменной скорости горения.

Коэффициенты усиления K_q , K_u , K_{pT} и $K_{\varphi T}$ можно определить из системы (5), имея в виду, что в установившемся состоянии

$$W_{\varphi_{rk}}(s) = 1, \quad W_{\varphi u}(s) = 1,$$

$$x_\varphi = x_u + x_{rk} + x_{r0},$$

$$\left(x_{r0} = \frac{\Delta \tilde{T}_0}{\tilde{T}_k - \tilde{T}_0} \right).$$

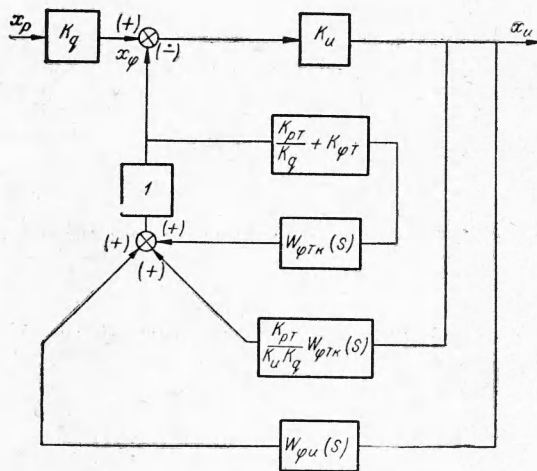


Рис. 2. Преобразованная структурная схема динамики процесса горения пороха.

и используя экспериментальные параметры

$$\nu = \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial \ln p} \right)_{\tilde{T}_0}, \quad k = (\tilde{T}_k - \tilde{T}_0) \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial \tilde{T}_0} \right)_{p_0},$$

$$\mu = \frac{1}{(\tilde{T}_{k0} - \tilde{T}_0)} \left(\frac{\partial \tilde{T}_k}{\partial \ln p} \right)_{\tilde{T}_0}, \quad r = \left(\frac{\partial \tilde{T}_k}{\partial \tilde{T}_0} \right)_{p_0}.$$

Тогда

$$K_u = \frac{-k}{k+r-1}, \quad K_q = \frac{\nu}{k} (1-r) + \mu, \quad (12)$$

$$K_{pT} = \frac{\mu(k-1) - r\nu}{k+r-1}, \quad K_\varphi = \frac{r}{k+r-1}.$$

После подстановки полученных значений коэффициентов в (8) и ряда преобразований передаточная функция скорости горения может быть представлена в виде

$$W_{up}(s) = \frac{\frac{\nu}{1-k} \left(\frac{\delta}{\nu} W_{\varphi}(s) + 1 \right)}{\frac{k}{1-k} \frac{\left(\frac{r}{k} T_{\varphi} s + 1 \right)}{T_{\varphi} s} W_{\varphi}(s) + 1}, \quad (13)$$

где

$$\delta = \nu r - \mu k; \\ W_{\varphi}(s) = \frac{\sqrt{4 T_{\varphi} s + 1} - 1}{2}. \quad (14)$$

Непосредственно из передаточных функций (7) и (13) можно получить выражения для преобразованных по Лапласу поправок и скорости горения и градиенту φ при переменном давлении, найденные Б. В. Новожиловым [3].

Приравняв нулю знаменатель передаточной функции (13), можно получить уравнение собственного движения системы

$$\frac{k}{1-k} \frac{\left(\frac{r}{k} T_{\varphi} s + 1 \right)}{T_{\varphi} s} W_{\varphi}(s) + 1 = 0, \quad (15)$$

которое приводится к виду

$$T_u^2 s^2 + 2 \xi T_u s + 1 = 0,$$

где

$$T_u = \frac{r}{\sqrt{k}} T_{\varphi} - \text{постоянная времени};$$

$$\xi = \frac{r(1+k) - (1-k)^2}{2r\sqrt{k}} \quad (16)$$

— коэффициент демпфирования.

Для устойчивости собственного движения системы необходимо выполнение условия положительности коэффициента демпфирования

$$\xi > 0 \text{ или } k > 0, \quad r > \frac{(1-k)^2}{1+k}. \quad (17)$$

Последнее выражение является критерием устойчивости горения при постоянном давлении [1].

Из (17) можно найти наибольшее предельное значение $k = k_{пр}$, соответствующее границе устойчивого горения:

$$k_{пр} = \frac{2 + r + \sqrt{r(8+r)}}{2}. \quad (18)$$

Следует отметить, что таким же образом при выводе передаточной функции — скорости горения — помимо инерции прогрева твердого пороха можно учесть также и динамические свойства других физико-химических процессов, происходящих при горении.

Так, например, если принять во внимание инерционность процесса газификации в реакционной зоне на горящей поверхности, то взамен ко-

эфициента K_u в прямую связь структурной схемы рис. 1 войдет звено с передаточной функцией

$$W_{np}(s) = K_u W_{p.z}(s), \quad (19)$$

где $W_{p.z}(s)$ — передаточная функция реакционной зоны. Тогда передаточная функция замкнутой системы будет

$$W_{up}(s) = \frac{\frac{\nu}{1-k} W_{p.z}(s) \left(\frac{\delta}{\nu} W_{\varphi}(s) + 1 \right)}{\frac{r}{1-k} \left(\frac{k}{r} \frac{W_{p.z}(s)}{T_{\varphi} s} + 1 \right) W_{\varphi}(s) + 1}. \quad (20)$$

Наиболее полно свойства динамической системы, определяющей нестационарное горение пороха, могут быть выражены ее частотными характеристиками, которые физически представляют собой реакцию системы на гармоническое входное воздействие и в теории акустической неустойчивости горения носят название функции чувствительности горения [6].

Частотные характеристики однозначным образом определяют переходный процесс в линейной динамической системе. Если зависимость скорости горения от давления является стационарным «законом горения» пороха, то частотные характеристики в определенном смысле можно назвать динамическим «законом горения».

Использование частотных характеристик позволяет применить для решения как линейных (исследования устойчивости и переходного процесса), так и ряда нелинейных задач (обнаружение автоколебаний), наглядные графоаналитические методы теории автоматического регулирования, почти не требующие вычислительной работы.

Логарифмические частотные характеристики: амплитудная $L(\omega)$ и фазовая $\Theta(\omega)$ нестационарной скорости горения могут быть построены исходя из передаточной функции (13), либо аналитически по формулам [5]

$$L(\omega) = 20 \lg \sqrt{\frac{a^2 + b^2}{c^2 + d^2}}, \quad \Theta(\omega) = \arctg \left(\frac{bc - ad}{ac + bd} \right), \quad (21)$$

где

$$a = \nu = \frac{\delta}{2} (\bar{A} - 1); \quad b = \frac{\delta}{2} \bar{B};$$

$$c = 1 - k + \frac{1}{2} \left[r (\bar{A} - 1) + \frac{k}{T_{\varphi} \omega} \bar{B} \right];$$

$$d = \frac{r}{2} \bar{B} - \frac{k}{2 T_{\varphi} \omega} (\bar{A} - 1);$$

$$\bar{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{16 T_{\varphi}^2 \omega^2 + 1} + 1}; \quad \bar{B} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{16 T_{\varphi}^2 \omega^2 + 1} - 1},$$

либо графически с применением известной номограммы для замыкания системы [7]. При этом необходимые для графического построения частотные характеристики, соответствующие передаточной функции $W_{\varphi}(s)$ определяются по формулам

$$L_{\varphi}(\omega) = 20 \lg \frac{\sqrt{(\bar{A} - 1)^2 + \bar{B}^2}}{2}, \quad \Theta_{\varphi}(\omega) = \arctg \frac{\bar{B}}{\bar{A}}. \quad (22)$$

Частотные характеристики $L_u(\omega)$ и $\Theta_u(\omega)$ могут быть определены также и экспериментально, например путем прямого измерения мгновенной скорости горения при синусоидальном изменении давления.

Амплитудная характеристика при этом определится как

$$L_u(\omega) = 20 \lg \frac{x_u^{\max}}{x_p^{\max}}, \quad (23)$$

а фазовая характеристика $\Theta_u(\omega)$ как фазовый сдвиг колебаний скорости горения по отношению к колебаниям давления.

Несмотря на очевидные аппаратные трудности непрерывного измерения скорости горения, прямое экспериментальное определение частотных характеристик предпочтительнее их расчета, исходя из значений параметров ν, k, μ, r , во-первых, ввиду неизбежности при расчете погрешностей, вызванных допущениями, принятыми при выводе передаточной функции, во-вторых, потому, что определение указанных параметров само по себе является сложной и трудоемкой экспериментальной задачей.

Частотные характеристики скорости горения могут быть также определены косвенно, исходя из экспериментальных частотных характеристик $L_p(\omega)$ и $\Theta_p(\omega)$ изменения давления в полузамкнутом объеме, содержащем горящий порох, при переменной площади критического сечения сопла.

Можно показать, что передаточная функция давления в этом случае имеет вид

$$W_p(s) = \frac{W_k(s)}{1 - W_k(s) W_{up}(s)}, \quad (24)$$

$W_k(s)$ — передаточная функция полузамкнутого объема.

Используя упомянутую номограмму для замыкания [7], получаем частотные характеристики разомкнутой системы $L_p^{p.c}(\omega)$ и $\Theta_p^{p.c}(\omega)$, соответствующие передаточной функции разомкнутой системы

$$W_{p.c}(s) = W_k(s) W_{up}(s). \quad (25)$$

С учетом (25) частотные характеристики скорости горения определяются как

$$\begin{aligned} L_{up}(\omega) &= L_p^{p.c}(\omega) - L_k(\omega), \\ \Theta_{up}(\omega) &= \Theta_p^{p.c}(\omega) - \Theta_k(\omega), \end{aligned} \quad (26)$$

где $L_k(\omega), \Theta_k(\omega)$ — известные частотные характеристики полузамкнутого объема.

На основе экспериментальных частотных характеристик можно получить приближенную экспериментальную передаточную функцию скорости горения. При этом экспериментальные характеристики аппроксимируются комбинацией частотных характеристик элементарных динамических звеньев, передаточные функции которых известны таким образом, чтобы

$$\begin{aligned} L_{up}(\omega) &= \sum L_{эл}(\omega), \\ \Theta_{up}(\omega) &= \sum \Theta_{эл}(\omega). \end{aligned} \quad (27)$$

В качестве элементарных наиболее удобно использовать звенья с дробно-рациональными выражениями для передаточных функций, тогда

приближенная экспериментальная передаточная функция скорости горения будет

$$W_{up}(s) = W_{1эл}(s) \cdot W_{2эл}(s) \dots W_{nэл}(s) = \frac{M(s)}{D(s)}, \quad (28)$$

где $W_{1эл}(s)$, $W_{2эл}(s)$, ..., $W_{nэл}(s)$ — передаточные функции элементарных звеньев; $M(s)$, $D(s)$ — операторные полиномы.

На рис. 3 приведены логарифмические частотные характеристики нестационарной скорости горения баллиститного пороха, рассчитанная по формулам (21) (сплошная линия). Расчет проводился по исходным данным, полученным на основе обработки экспериментальных результатов А. А. Зенина [8]. Принималось при $p=10$ атм: $\nu=0,82$; $k=1,90$;

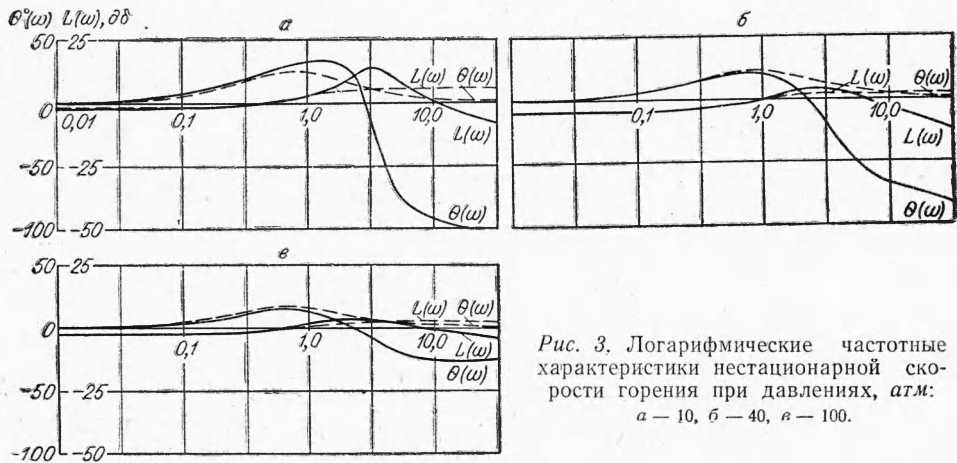


Рис. 3. Логарифмические частотные характеристики нестационарной скорости горения при давлениях, атм: а — 10, б — 40, в — 100.

$\mu=0,24$; при $p=40$ атм: $\nu=0,59$; $k=1,59$; $\mu=0,18$; при $p=100$ атм: $\nu=0,75$; $k=1,16$; $\mu=0,16$. Для всех давлений было принято постоянное значение $r=0,4$.

Из графиков рис. 3, построенных по формулам (21), видно, что указанные характеристики имеют четко выраженную резонансную частоту, причем резонансный пик амплитудной характеристики уменьшается с повышением давления, что свидетельствует об увеличении демпфирующих свойств рассматриваемой динамической системы. Нетрудно заметить, что указанному обстоятельству соответствует увеличение коэффициента демпфирования ξ при уменьшении величины k в выражении (17).

Характер графиков частотных характеристик $L_{up}(s)$ и $\Theta_{up}(s)$ показывает, что в диапазоне частот $0 \div \frac{1}{T_\varphi}$ они весьма близко совпадают с характеристиками интегро-дифференцирующего звена с дробно-рациональной передаточной функцией вида

$$W_{up}(s) = \frac{\bar{K}_p (\bar{K}_\varphi T_\varphi s + 1)}{\bar{K}_u \bar{K}_\varphi T_\varphi s + 1}. \quad (29)$$

При этом

$$\begin{aligned} L_{up}(\omega) &= 20 \lg \bar{K}_p - 20 \lg \sqrt{(\bar{K}_u \bar{K}_\varphi T_\varphi \omega)^2 + 1} + 20 \lg \sqrt{(\bar{K}_\varphi T_\varphi \omega)^2 + 1}, \\ \Theta_{up}(\omega) &= \arctg \bar{K}_\varphi T_\varphi \omega - \arctg \bar{K}_u \bar{K}_\varphi T_\varphi \omega. \end{aligned} \quad (30)$$

Величины коэффициента \bar{K}_φ и \bar{K}_u хорошо аппроксимируются зависимостями

$$\bar{K}_\varphi = \frac{3}{7} \left(\frac{5}{3} k_{np} - 1 \right) \left(1 + \frac{10}{9} \nu \right),$$

$$\bar{K}_u = 1 - \frac{k}{k_{np}} \left(1 - 3\mu^2 \right). \quad (31)$$

Практические расчеты показывают, что при использовании зависимостей (31) и значений параметров $\nu = 0,3 \div 0,85$; $k = 1 \div 0,8 k_{np}$; $r = 0,3 \div 1$; $\mu = 0 \div 0,2$ и при условии $\nu > \bar{K}_u$ приближенные формулы (30) в диапазоне частот $\omega = 0 \div \frac{1}{T_\varphi}$ дают наибольшую ошибку по амплитудной характеристике $\Delta L(\omega) = 1 \partial \delta$ (12% по амплитуде), а по фазовой характеристике $\Delta \theta(\omega) = 12^\circ$ (в диапазоне $\omega = 0 \div \frac{1}{2 T_\varphi}$ $\Delta L(\omega) = 0,5 \partial \delta$, $\Delta \theta(\omega) = 5^\circ$).

Сравнение точных и приближенных частотных характеристик баллистического пороха при указанных давлениях, вычисленных соответственно по формулам (21) и (30) приведено на рис. 3, где приближенные частотные характеристики изображены штриховой линией.

Использование частотных методов позволяет, исходя непосредственно из частотных характеристик, получить переходные процессы скорости горения как при скачкообразном, так и при непрерывном по времени изменении давления по любому закону. В последнем случае искомым является переходный процесс, возникающий в динамической системе с обобщенной передаточной функцией, которая при нулевых начальных условиях имеет вид

$$W_{об}(s) = W_{up}(s) F(s), \quad (32)$$

где $F(s)$ — изображение внешнего воздействия $f(t)$.

Для нахождения переходного процесса целесообразно воспользоваться методом трапецеидальных характеристик [9], в которых переход от частотных характеристик к переходной функции основан на применении интеграла

$$x_u(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{P(\omega)}{\omega} \sin \omega t d\omega, \quad (33)$$

где $P(\omega)$ — вещественная часть амплитудно-фазовой частотной характеристики $W_{об}(j\omega)$.

Практически сущность метода, применимого к любой устойчивой линейной системе, сводится к аппроксимации вещественной частотной характеристики типовыми трапецеидальными характеристиками и определению по специальным таблицам составляющих переходного процесса, графическим суммированием которых (с учетом масштабов) находят искомым переходный процесс.

На рис. 4 приведены переходные процессы скорости горения при ступенчатом и экспоненциальном изменении давления, полученные указанным методом для приведенных выше исходных данных в виде зависи-

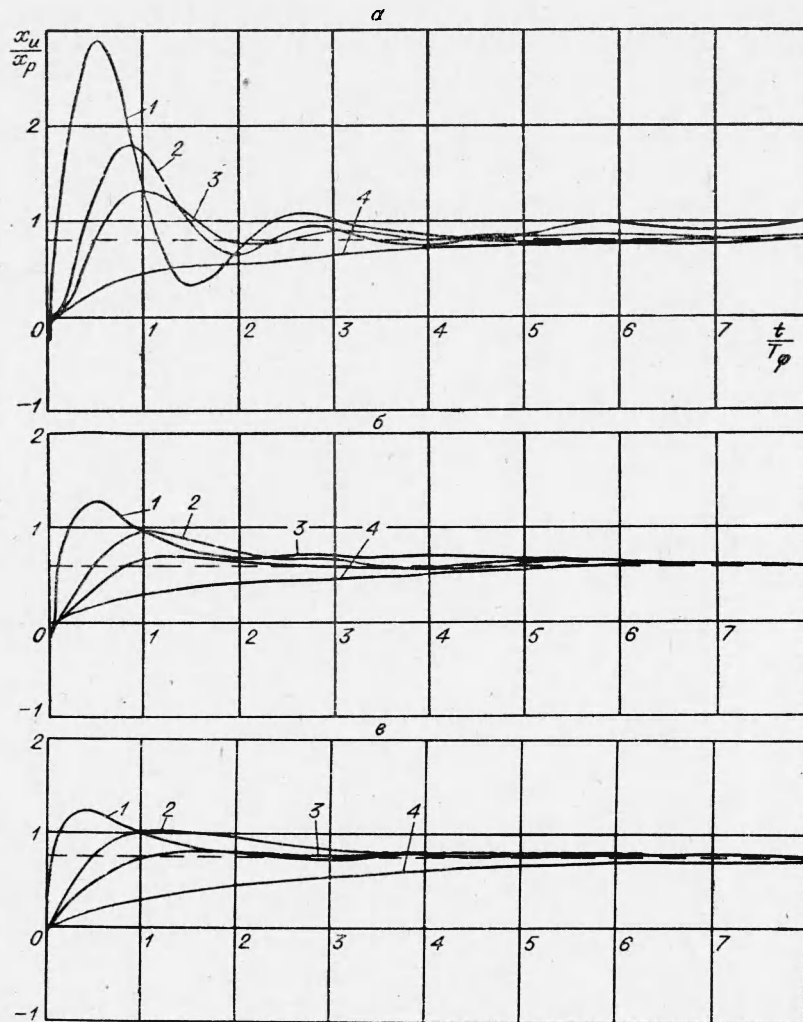


Рис. 4. Переходные процессы скорости горения при скачкообразном и экспоненциальном изменении давления при стационарных значениях давления, атм:
 $\alpha - 10; \text{б} - 40, \text{в} - 100. T_k/T_\varphi: 1 - 0; 2 - 0,5; 3 - 1,0; 4 - 4,0.$

мостей $\frac{x_u}{x_{p0}} \left(\frac{t}{T_\varphi} \right)$ (где x_{p0} — значение x_p при $t = \infty$). Изображение возмущающего воздействия при этом принималось в виде

$$F(s) = \frac{1}{T_k s + 1}, \tag{34}$$

а значения относительной постоянной времени процесса изменения давления $\frac{T_k}{T_\varphi} = 0; 0,5; 1,0; 4,0.$

Как видно из рис. 4, колебательность и перерегулирование переходного процесса резко возрастают с понижением давления и увеличением скорости его изменения. Из сравнения переходных процессов и соответствующих им исходных данных можно видеть, что возрастание колебатель-

ности при понижении давления также связано с увеличением k , которое приводит к уменьшению коэффициента демпфирования ξ .

При малой скорости изменения давления, когда можно пренебречь колебательной составляющей, переходный процесс может быть определен исходя из приближенной передаточной функции (29). В частности, при экспоненциальном законе изменения давления использование передаточной функции (29) приводит к зависимости

$$\frac{x_u}{x_{p0}} = v \left[1 - e^{-\frac{1}{\bar{K}_u \bar{K}_\varphi T_\varphi} t} - \frac{\frac{T_k}{T_\varphi} - \bar{K}_\varphi}{\frac{T_k}{T_\varphi} - \bar{K}_u \bar{K}_\varphi} \left(e^{-\frac{t}{T_k}} - e^{-\frac{t}{\bar{K}_u \bar{K}_\varphi T_\varphi}} \right) \right]. \quad (35)$$

Сравнение переходных процессов, определенных по формуле (35) (штриховая линия) и точным методом (сплошная линия) для давления 40 атм при указанных выше исходных данных, показано на рис. 5, откуда видно, что точные и приближенные зависимости для переходных процессов находятся в достаточно хорошем соответствии при $T_k > T_\varphi$.

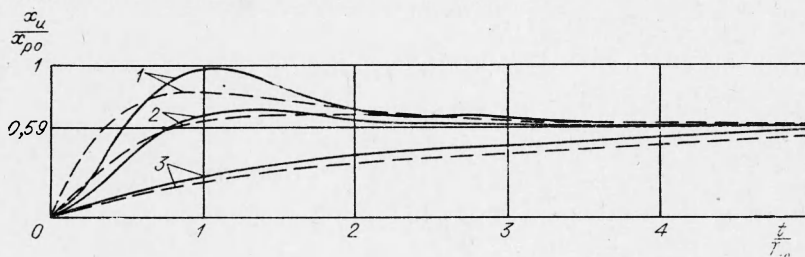


Рис. 5. Сравнение переходных процессов, определенных точным и приближенным методами.

$T_k T_\varphi$: 1 — 0,5; 2 — 1,0; 3 — 4,0.

Применение методов теории автоматического регулирования к исследованию динамики нестационарной скорости горения в линейном приближении позволяет получить все результаты, которые были получены [1—3] или могут быть получены аналитическими методами.

Высокий порядок уравнений динамики, обычно значительно усложняющий аналитическое решение задачи, при использовании частотных методов не вызывает серьезных затруднений, что позволяет при исследовании нестационарного горения пороха помимо инерции прогретого слоя учитывать динамические свойства других физико-химических процессов (например, немгновенность химических реакций в реакционной зоне).

Частотные характеристики скорости горения полностью определяют ее динамические свойства при любой закономерности изменения давления и являются в этом смысле универсальными характеристиками.

Возможность определения частотных характеристик экспериментальным путем позволяет, с одной стороны, использовать их для проверки правильности математических моделей нестационарного горения пороха, а с другой стороны, для получения непосредственно из эксперимента приближенного математического описания динамических свойств процесса горения.

Анализ частотных характеристик скорости горения позволяет получить простое приближенное выражение для передаточной функции скорости горения, применимое в диапазоне частот изменения давления

$$\omega = 0 \div \frac{1}{T_\varphi}$$

Использование частотных характеристик дает возможность применить наглядные и практически нетрудоемкие частотные методы теории автоматического регулирования для исследования как самой нестационарной скорости горения, так и динамики других более сложных систем, в которых нестационарное горение пороха является одним из определяющих динамических процессов. К таким системам можно отнести, например, горение пороха в замкнутом или полузамкнутом объеме.

Поступила в редакцию
11/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 4.
2. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 6.
3. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1967, 1.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12.
5. В. В. Солодовников и др. Теория автоматического регулирования. Кн. 1, М., «Машиностроение», 1967.
6. M. R. Devison, E. Baum. ARSJ, 1961, 31.
7. Н. Т. Кузовков. Теория автоматического регулирования, основанная на частотных методах. М., Оборонгиз, 1960.
8. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.
9. В. В. Солодовников, Ю. И. Топчеев, Г. В. Крутикова. Частотный метод построения переходных процессов с приложением таблиц и номограмм. М., Гостехиздат, 1955.
10. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.

УДК 662.216.4

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ДИНЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

А. С. Штейнберг, Б. М. Слуцкер, А. Г. Мержанов

(Москва)

Кинетика термического разложения дины (динитроксиэтилнитрамина) изучалась в работах [1—3], тепловой взрыв — в работах [4—5]. Экспериментально было установлено [1], что при малых значениях m/V кинетика процесса хорошо описывается уравнением первого порядка

$$\frac{d\eta}{dt} = k_0 t^{-E/RT} (1 - \eta) \quad (1)$$

с константами $k_0 = 4,3 \cdot 10^{18} \text{ сек}^{-1}$; $E = 45000 \text{ кал/моль}$. Здесь: m — масса вещества; V — объем реакционного сосуда; η — глубина превращения вещества; t — время; E — энергия активации; k_0 — предэкспоненциальный фактор; ρ — плотность вещества. В работах [2, 3] было показано, что с ростом параметра m/V происходит заметное возрастание скорости процесса, обусловленное автокаталитическим действием газообразных продуктов разложения. В предельном случае $m/V = \rho$ [7] этот эффект приводит не только к большому (на 2 порядка) увеличению скорости распада, но также и к значительному возрастанию теплового эффекта реакции (приблизительно в полтора раза). На изменение механизма