

3. В. И. Кодолов. Замедлители горения полимерных материалов. М.: Химия, 1980.
4. Р. М. Асеева, Г. Е. Заиков. Горение полимерных материалов. М.: Наука, 1981.
5. С. Р. Fenimore, F. J. Martin. Mod. Plast., 1966, 44, 141.
6. Л. И. Алдабаев, Н. Н. Бахман, Б. Н. Кондриков и др. Докл. АН СССР, 1978, 241, 5, 1109.
7. N. N. Bakhman, L. I. Aldabaev, B. N. Kondrikov et al. Combust. Flame, 1981, 41, 1, 17, 35.
8. Л. И. Алдабаев, Н. Н. Бахман, Б. Н. Кондриков и др. ФГВ, 1981, 17, 2, 82.
9. Н. Н. Бахман, Б. Н. Кондриков, С. О. Раубель и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 7.
10. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
11. J. N. de Ris. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1969.
12. Н. Н. Бахман. V Всесоюз. конф. по горению полимеров. Волгоград, 1983.
13. Н. Н. Бахман, Л. И. Алдабаев. Arch. termodynamiki i spalania, 1978, 9, 2, 299.

Поступила в редакцию 18/VI 1985

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПЫТНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ЗАДАЧАХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

О. Я. Романов, В. С. Тархов

(Ленинград)

В теоретических исследованиях скорости нестационарного горения конденсированных веществ [1, 2 и др.] обычно рассматриваются приложения разработанных математических моделей к решению практических задач, что позволяет оценить качество моделирования путем сопоставления с экспериментальными данными. Проведение прямых измерений скорости нестационарного горения при стандартных воздействиях внешних факторов дает возможность их обобщения методами теории автоматического управления в форме, также пригодной для приложений [3]. В настоящей статье на ряде примеров иллюстрируется применение опытных динамических параметров, допускающее сравнение с результатами феноменологической теории.

Основная информация о динамических свойствах зоны горения конденсированных веществ содержится в передаточных функциях  $W$  и соответствующих им импульсных переходных функциях  $k(t)$ . Не умаляя общности, можно рассматривать для определенности вариант воздействия переменных давлением. Согласно опытным данным, для пороха типа Н, исследованного в [3], передаточная функция скорости горения по давлению  $W_p$  дается соотношением

$$W_p(\tilde{p}) = v \frac{1 + a\sigma + b\tilde{p}}{1 + (2\lambda\tilde{p} + \tilde{p}^2)/\omega_0^2}, \quad (1)$$

где  $\tilde{p}$  — оператор дифференцирования;  $v$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $\lambda$ ,  $\omega_0$  — опытные динамические параметры, численные значения которых приведены в [3];  $\sigma = \sqrt{\tilde{p} + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2}$ ;  $\text{Re} \sqrt{\tilde{p} + \frac{1}{4}} \geq 0$ .

Скорость нестационарного горения в линейном приближении определяется по формуле [1, 2]

$$\bar{v} = W_p(\tilde{p})\bar{\eta}. \quad (2)$$

Здесь величина с чертой — изображения по Лапласу безразмерных скорости  $v = u/u_0 - 1$  и давления  $\eta = p/p_0 - 1$ , причем  $u$ ,  $p$  — соответствующие размерные функции времени  $t$ , а с индексом 0 — их стационарные значения.

Медленным изменениям давления соответствует линеаризованная относительно  $\tilde{p}$  передаточная функция (1). К безразмерной скорости  $v$  в линейном приближении переходим с помощью применения обратного

преобразования Лапласа к (2), что приводит к соотношению

$$v = v \left[ \eta + (a + b - 2\lambda/\omega_0^2) \frac{d\eta}{d\tau} \right] \quad (3)$$

( $\tau = u_0^2 t / \kappa$ ;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности).

Путем формальной замены  $\tilde{p}$  на  $i\omega$  ( $\omega$  — текущая частота) в (1) найдем соответствующую частотную передаточную функцию  $W_p(i\omega)$ . Применяя обратное преобразование Фурье по той же схеме, приходим вновь к соотношению (3), однако операция позволяет установить связь коэффициента при производной в (3) с фазовой частотной характеристикой  $\Phi(\omega)$ :

$$\Phi_0 = \left( \frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow 0} = a + b - 2\lambda/\omega_0^2.$$

Поэтому для анализа поведения скорости горения в окрестности различных стационарных значений давления можно непосредственно использовать приведенные в [3] фазовые частотные характеристики, откуда, в частности, следует, что только в ограниченной области низких давлений (до 0,4 МПа)  $\Phi_0 > 0$ . Здесь имеет место опережение изменения скорости горения рассматриваемого пороха по отношению к зависимости квазистационарной скорости  $v_k(\tau)$ , а при более высоких давлениях ( $\Phi_0 < 0$ ) — запаздывание.

Если проводить сравнение с результатами теории [1, 2], то также удобно воспользоваться значениями  $\Phi_0$ . Обозначая параметры Зельдовича — Новожилова [1]  $k, r, \nu, \mu$ , в модели с постоянной температурой поверхности получаем  $\Phi_0 = k$ , а в модели с переменной температурой поверхности  $\Phi_0 = k(1 - \mu/\nu)$ . Таким образом, при желании оперировать указанными параметрами как формальными для описания опытных данных в области малых частот приходится допустить возможность иметь  $k < 0$  или  $\mu/\nu > 1$ .

Рассмотрим отклик скорости нестационарного горения на ступенчатое изменение давления. Можно опустить амплитудное значение и оперировать единичной функцией времени  $\eta = I(\tau)$ . В этом случае  $\bar{\eta} = 1/\tilde{p}$  и отклик на единичное ступенчатое воздействие получается из (2) посредством обратного преобразования Лапласа как переходная функция системы автоматического управления [4].

Строгости ради необходимо отметить, что отклик на ступенчатый сигнал можно анализировать, если частотная передаточная функция достаточно точно описывает поведение системы во всем возможном интервале частот  $0 \leq \omega < \infty$ . Опытные данные [3], обработанные в виде аппроксимирующей зависимости, справедливы лишь в ограниченной области малых частот. Поэтому наибольшую неточность воспроизведения отклика скорости горения следует ожидать в начале переходного процесса, когда преобладающую роль играют высшие частоты. (Единичная ступенчатая функция имеет, как известно, сплошной спектр частот.)

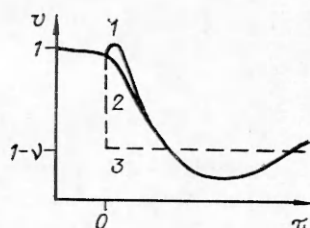
Проанализируем поведение отклика при  $\tau \ll 1$ . Как и в [1], положим в (2)  $\tilde{p} \gg 1$  и ограничимся первыми членами разложения. Тогда после применения обратного преобразования Лапласа получаем

$$v(\tau) = vb\omega_0^2\tau. \quad (4)$$

В отличие от результатов [1, 2] скорость горения в момент скачка давления не претерпевает разрыва, наблюдается лишь разрыв производной.

Учитывая, что  $b < 0$  [3], получаем картину, качественно представленную на рис. 1: в начале переходного процесса кривая  $v(\tau)$  проявляет противоположную тенденцию поведения по отношению к входному сигналу в виде ступенчатой зависимости  $v_k(\tau)$ . Такое развитие процесса есть следствие представления опытных данных в форме, удовлетворяю-

Рис. 1.



щей требованиям минимального математического описания [3], целиком вписывается в поле ошибки и с точки зрения практических приложений не имеет существенного значения. Продемонстрируем, однако, роль выбора аппроксимирующей функции в решении данного вопроса. С этой целью представим передаточную функцию шестью динамическими параметрами

$$W_p(\tilde{p}) = v \frac{1 + a\sigma + b\tilde{p} + c\sigma\tilde{p}}{1 + (2\lambda\tilde{p} + \tilde{p}^2)/\omega_0^2}$$

Для нее вместо (3) получаем

$$v(\tau) = 2v\omega_0^2 \sqrt{\frac{\tau}{\pi}},$$

где  $c$  — шестой динамический параметр, определяемый при обработке опытных данных (согласно [3],  $c > 0$ ). Его введение несколько изменяет значения всех других параметров, кроме  $v$ , практически не улучшая точности аппроксимации частотной характеристики в целом, но усложняя математическое описание. Качественная картина, соответствующая  $c > 0$ , показана на рис. 1, 2. Видно, насколько радикально меняется ее характер в начале процесса.

Продолжая сопоставление с [1, 2], уместно отметить, что математические модели феноменологической теории, ориентированные на отражение низкочастотных эффектов, связанных с инерционностью только прогретого слоя  $\kappa$ -фазы, по тем же причинам приводят к наибольшей погрешности при  $\tau \ll 1$ . В этом аспекте следует рассматривать полученные с их помощью [1, 2] результаты.

Применяя к (2) с передаточной функцией (1) обратное преобразование Лапласа [5], приходим при единичном ступенчатом воздействии к переходной функции

$$h(\tau) = v \left\{ 1 - \frac{a}{2} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\tau}}{2} - e^{-\lambda\tau} (C \cos \omega_1\tau + D \sin \omega_1\tau) + \frac{a}{\omega_1} e^{-\lambda\tau} [(nF + mG) \sin \omega_1\tau + (nG - mF) \cos \omega_1\tau] \right\}, \quad (5)$$

где

$$C = 1 - \frac{a}{2}; \quad D = \frac{\lambda}{\omega_1} \left( 1 - \frac{a}{2} \right) - \frac{b}{\omega_1} \omega_0^2;$$

$$n = \beta\omega_1 - \alpha\lambda; \quad m = \lambda\beta + \alpha\omega_1;$$

$$\alpha = \left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{\left( \frac{1}{4} - \lambda \right)^2 + \omega_1^2} + \frac{1}{4} - \lambda \right) \right]^{1/2}; \quad \beta = \frac{\omega_1}{2\alpha};$$

$$F = \operatorname{erf}(\alpha \sqrt{\tau}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2\tau} \int_0^{\beta\sqrt{\tau}} e^{y^2} \sin(2\alpha \sqrt{\tau} y) dy;$$

$$G = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2\tau} \int_0^{\beta\sqrt{\tau}} e^{y^2} \cos(2\alpha \sqrt{\tau} y) dy;$$

$y$  — безразмерная плотность.

Качественно о зависимости  $h(\tau)$  можно судить по рис. 1, а также по опытным кривым при резком сбросе давления, представленным в [3].

При входном сигнале произвольной формы имеем [4]

$$v(\tau) = \int_0^{\tau} h(\tau - \Theta) \frac{d\eta(\Theta)}{d\Theta} d\Theta.$$

Одна из стандартных форм внешнего воздействия — сигнал, меняющийся по гармоническому закону. Выражение для отклика (скорости горения) существенно зависит от начальной фазы сигнала. Наименьшей сложностью оно обладает при мягком включении, когда начальная фаза меняющегося по синусоиде давления равна нулю. Но и в этом случае запись оказывается весьма громоздкой, поэтому, а также из соображений практической потребности ограничимся здесь приведением только затухающей части отклика устойчивой системы с частотой входного сигнала. Единичной амплитуде входного синусоидального сигнала и безразмерной циклической частоте его изменения  $\omega$  соответствует  $\bar{\eta} = \omega / (\bar{p}^2 + \omega^2)$ . После подстановки  $\bar{\eta}$  в (2) и применения обратного преобразования Лапласа приходим к следующему соотношению, описывающему колебания скорости нестационарного горения в условиях, когда начальные данные «забыты»:

$$v(\tau) = \frac{v\omega_0^2}{4\lambda^2\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2} [(C_1 - D_1\lambda + H) \sin \omega\tau + (\omega D_1 + K) \cos \omega\tau]. \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{Здесь } C_1 &= \left(1 - \frac{a}{2}\right) (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\lambda b\omega^2; \quad D_1 = b(\omega_0^2 - \omega^2) - 2\lambda \left(1 - \frac{a}{2}\right); \\ H &= a\varepsilon (2\lambda^2 + \omega_0^2 - \omega^2) - 2a\delta\lambda\omega; \quad K = a\delta (2\lambda^2 + \omega_0^2 - \omega^2) - 2a\varepsilon\lambda\omega; \\ \varepsilon &= \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{1}{16} + \omega^2} + \frac{1}{4}\right)\right]^{1/2}; \quad \delta = \omega/2\varepsilon. \end{aligned}$$

Амплитуда этих колебаний представляет собой амплитудную частотную характеристику  $A_p(\omega)$  и определяет усилительные свойства системы в зависимости от частоты, а фаза — фазовую частотную характеристику  $\varphi(\omega)$ . Примеры таких функций, построенных по опытным динамическим параметрам для одного пороха, а также их общее описание приведены в [3].

**Устойчивость стационарного режима в полузакнужном объеме.** Задача низкочастотной устойчивости стационарного режима в полузакнужном объеме, как известно, приводит к совместному рассмотрению уравнений динамики камеры сгорания и нестационарной скорости горения конденсированного вещества. В нульмерной постановке, когда параметры продуктов сгорания осреднены по свободному объему, их плотность  $\rho$ , температура  $T$  и давление  $p$  в камере описываются соотношениями [6]

$$\begin{aligned} V \frac{d\rho}{dt} &= \rho_{\text{п}} S u - \varphi_2 \Gamma \frac{F_{\text{кр}}}{\sqrt{RT}}, \\ V \frac{d\rho}{dt} &= \rho_{\text{п}} S u \gamma \psi R T_{\Gamma} - \varphi_2 \Gamma p F_{\text{кр}} \gamma \sqrt{RT}, \\ p &= \rho R T, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $S$  — поверхность горения;  $F_{\text{кр}}$  — площадь критического сечения сопла;  $\rho_{\text{п}}$  — плотность пороха;  $\varphi_2$  — коэффициент расхода;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $\Gamma$  — функция расхода;  $R$  — газовая постоянная;  $V$  — свободный объем;  $T_{\Gamma} = \text{const}$  — температура продуктов сгорания равновесного состава при заданных значениях  $p$  и начальной температуры  $T_{\text{н}}$ .

Соизмеряя относительную глубину и скорость изменения параметров в переходном процессе, можно традиционно положить неизменными  $V$ ,  $\varphi_2$ ,  $R$ ,  $\gamma$ , а также  $\psi$  — коэффициент, определяющий полноту сгорания в теплоизолированной камере и отклонение температуры пламени от  $T_{\Gamma}$  в нестационарном режиме. Надлежащим выбором этого  $\psi$ , как показано в [6], можно также косвенно учесть тепловые потери в камере без тепло-

изоляции. В обоих случаях следует положить  $\psi = \psi(p, u)$ , причем данная функция отражает общую закономерность для стационарных и нестационарных условий. Поэтому допустимо ее определять опытным путем в стационарных условиях.

Процессу горения с постоянной энтальпией продуктов сгорания равновесного состава, поступающих от горячей поверхности в камеру, соответствует  $\psi = 1$ ; изотермическому процессу в камере —  $\gamma = 1$ .

Систему уравнений (7) необходимо дополнить зависимостями для скорости нестационарного горения и внешних воздействий (пусть это будут поверхность горения и площадь критического сечения) как функций времени:

$$u = u(p, T_n, t), \quad S = S(t), \quad F_{кр} = F_{кр}(t). \quad (8)$$

Введем дополнительные обозначения для малых отклонений от стационарных значений (индекс 0):

$$y = \rho/\rho_0 - 1, \quad \Theta = T/T_0 - 1, \quad s = S/S_0 - 1, \quad f = F_{кр}/F_{кр0} - 1,$$

причем  $T_0 = \psi_0 T_r$ . Для определенности полагаем режим истечения надкритическим:  $\Gamma = \Gamma(\gamma)$ . После линеаризации (7) и (8) и перехода к изображениям по Лапласу получим

$$\begin{aligned} \left(1 - \psi_p + \frac{\chi \tilde{p}}{\gamma}\right) \bar{\eta} - (1 + \psi_u) \bar{v} + \frac{\bar{\Theta}}{2} &= \bar{s} - \bar{f}, \\ \bar{\eta} + \chi \tilde{p} \bar{y} - \bar{v} - \frac{\bar{\Theta}}{2} &= \bar{s} - \bar{f}, \quad \bar{\eta} - \bar{y} - \bar{\Theta} = 0, \\ W_p \bar{\eta} - \bar{v} &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\psi_p = \left(\frac{\partial \ln \psi_0}{\partial \ln p_0}\right)_u$ ;  $\psi_u = \left(\frac{\partial \ln \psi_0}{\partial \ln u_0}\right)_p$ ;  $\chi = \frac{V_0 u_0^2}{\varphi_2 \Gamma F_{кр0} \kappa \sqrt{\psi_0 R T_r}} =$   
 $= \frac{p_0 V_0 u_0}{\rho_n S_0 \psi_0 R T_r \kappa}$  — аппаратная константа.

Заключение об устойчивости получаем в результате анализа характеристического уравнения, которое выводим, приравнявая нулю определитель системы (9):

$$W_p = v_k \frac{1 + h_1 \chi \tilde{p} + h_2 \chi^2 \tilde{p}^2}{1 + h_2 \chi \tilde{p}}. \quad (10)$$

Здесь  $h_1 = \frac{(3\gamma + 1)/\gamma - 2\psi_p}{2 - \psi_p}$ ;  $h_2 = \frac{2}{\gamma(2 - \psi_p)}$ ;  $h_3 = \frac{2(1 + \psi_u)}{2 + \psi_u}$ ;  $v_k = \frac{2 - \psi_p}{2 + \psi_u}$ .

Правая часть (10) представляет собой выражение, обратное передаточной функции  $W_k$  разомкнутой системы автоматического управления при рассмотрении скорости горения как входного сигнала и получении на выходе давления в камере. В этом легко убедиться после очевидных преобразований системы (9), а именно исключения последнего уравнения, переноса слагаемых, содержащих  $v$ , в вектор свободных членов и последующего решения. Аналогичное соотношение для  $\psi_u = \psi_p = 0$  и  $W_p$ , определяемой теоретическим путем, приведено в [7].

Асимптотически устойчивым стационарным режимам горения пороха в камере сгорания соответствуют корни уравнения (10) с отрицательными вещественными частями. При  $\tilde{p} = 0$  из (10) с учетом (1) получаем условие статической устойчивости

$$v < v_k. \quad (11)$$

На колебательной границе устойчивости имеем, согласно (10), связь между частотными передаточными функциями

$$W_p(i\omega) = W_k^{-1}(i\omega), \quad (12)$$

которая позволяет найти частоту потери устойчивости  $\omega_*$  и значение ап-

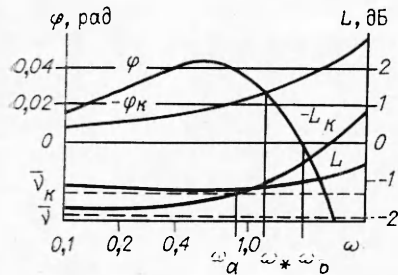


Рис. 2.

$v_k$  переведены в децибелы, что отмечено чертой сверху, а их уровни на графике показаны штриховыми линиями.  $\omega_*$  соответствует одновременное пересечение  $\varphi(\omega)$ ,  $L(\omega)$  с взятыми с обратными знаками частотными характеристиками, построенными по  $W_k$ . При закрепленном значении  $v_k$  пересечение возможно в диапазоне частот  $(\omega_a, \omega_b)$ , где наблюдается превышение  $L$  над  $v_k$  и фаза  $\varphi$  положительна. Численно  $\omega_a$  и  $\omega_b$  определяются из условий

$$\left(\frac{2 - \psi_p}{2 + \psi_u}\right)^2 = v^2 [(1 + a \operatorname{Re} \sigma_a)^2 + (b\omega_a + a \operatorname{Im} \sigma_a)^2] \left[ \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{4\lambda^2 \omega_a^2}{\omega_0^4} \right], \quad (13)$$

$$\frac{b\omega_b + a \operatorname{Im} \sigma_b}{1 + a \operatorname{Re} \sigma_b} - \frac{2\lambda\omega_b/\omega_0^2}{1 - \omega_b^2/\omega_0^2} = 0,$$

$$\sigma_a = \sigma(i\omega_a), \quad \sigma_b = \sigma(i\omega_b).$$

Поскольку в нульмерной постановке задачи внутрикамерных процессов индивидуальные особенности камеры косвенно учитываются величиной  $\psi$ , можно допустить некоторую вариацию коэффициента  $v_k$ , связанного с ней. Из рис. 2 следует, что для статически устойчивой системы динамическая неустойчивость возникает при изменении  $v_k$  от  $\bar{v}$  до значения  $L_b = L(\omega_b)$  и, следовательно,  $\omega_a$  изменяется от нуля до  $\omega_b$ . При  $v_k > L_b$  горение пороха в камере устойчиво для любых  $\chi$ .

Можно показать, что в рассматриваемой системе существует единственный корень  $\omega_*$ . С этой целью достаточно проварьировать величины  $\psi_u$  и  $\psi_p$  так, чтобы  $v_k$  менялся в интервале  $(\bar{v}, L_b)$ . Берем  $\gamma = 1,25$ . Во всех вариантах корень знаменателя правой части (10) меньше старшего корня числителя. Поэтому на основании правил построения асимптотических частотных характеристик [4]  $-\varphi_k(\omega)$  и  $-L_k(\omega)$  представляют собой монотонно возрастающие функции, дающие одно значение  $\omega_*$  при пересечении с  $\varphi(\omega)$  и  $L(\omega)$ .

На рис. 3 показаны границы устойчивости в зависимости от изменения параметров при давлении 0,1 МПа. Взяты положительные значения  $\psi_p$ , что отвечает росту с давлением полноты сгорания. Учтена возможность, что  $\psi_u$  может иметь значение ниже нуля, так как с увеличением скорости движения продуктов уменьшается их время пребывания в камере, возрастает теплоотдача в стенки. При закрепленных величинах  $\psi_u$  выявляется диапазон изменения  $\psi_p$  на границе устойчивости. Минимальное значение  $\psi_p$  при  $\chi_* = 0$  устанавливается из условия  $v_k = L_b$ , которое получается из (13) путем формальной замены  $\omega_a$  на  $\omega_b$ .

Верхняя величина  $\psi_p$  определяется в результате уменьшения  $\omega_*$  до нуля и удовлетворения равенству  $v_k = v$ , что формирует вертикальные

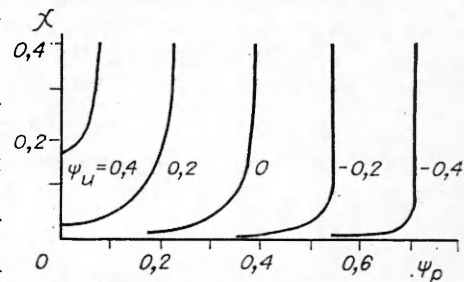


Рис. 3.

паратурной константы  $\chi_*$  как результат решения системы двух уравнений, составленных из вещественной и мнимой частей (12).

На рис. 2 графически отображена ситуация, возникающая при сопоставлении логарифмических частотных характеристик. В качестве примера взяты опытные амплитудная  $L(\omega)$  и фазовая  $\varphi(\omega)$  характеристики для пороха, исследованного в [3] ( $p = 0,1$  МПа, горение при постоянном давлении устойчиво). Величины  $v$  и

асимптоты на рис. 3. Полностью конфигурация границы устойчивости устанавливается посредством решения трансцендентных уравнений, вытекающих из равенства фаз и амплитуд, согласно (12).

В рассматриваемом примере дифференцирующие свойства передаточной функции  $W_p$  весьма ограничены, положительные  $\varphi$  малы,  $\omega_*$  близко  $\omega_a$ . Кривая  $\chi_*(\psi_p)$  быстро приближается к асимптоте в области малых  $\chi$ . Положив  $\omega_* = \omega_a$  и пренебрегая степенями  $\chi\omega$  выше первой, получаем из условия равенства фаз  $\varphi(\omega_a) = -\varphi_k(\omega_a)$  приближенное соотношение для границы устойчивости в зоне быстрого изменения  $\psi_p$ :

$$\chi_* = \varphi(\omega_a)/\omega_a (h_1 - h_3).$$

На рис. 3 область устойчивости располагается слева от каждой границы.

В случае докритического истечения из сопла последовательность расчета сохраняется. В левых частях первых двух уравнений системы (9) добавляются члены  $z\eta$ , а

$$z = \frac{d \ln \Gamma_0}{d \ln p_0} - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \left[ \left( \frac{p_0}{p_{*1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]^{-1} - \frac{1}{\gamma};$$

$p_n$  — наружное давление;  $z > 0$  вплоть до перехода к сверхкритическому истечению, где  $z = 0$ . Изменения затрагивают следующие составляющие соотношения (10):

$$v_k = \frac{2 - \psi_p + 2z}{2 + \psi_u}, h_1 = \frac{(3\gamma + 1)/\gamma - 2\psi_p + 2z}{2 - \psi_p + 2z}, h_2 = \frac{2}{\gamma(2 - \psi_p + 2z)}.$$

Из условия  $v = v_k$  следует, что область устойчивости расширяется за счет перемещения границы в сторону увеличения  $\psi_p$ .

Наличие опытных динамических параметров скорости горения конденсированного вещества, таким образом, позволяет решить основные задачи линейной теории нестационарного горения с достаточной точностью. Положительная особенность состоит в том, что исходная информация получена непосредственно в экспериментах по горению и не требует построения структурных моделей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
2. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
3. О. Я. Романов, В. С. Тарханов. ФГВ, 1986, 22, 4.
4. В. А. Бесекерский, Е. П. Попов. Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1966.
5. В. А. Диткин, А. П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. М.: Высшая школа, 1965.
6. Б. А. Райзберг, Б. Т. Ерохин, К. П. Самсонов. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1972.
7. В. М. Бобылев. ФГВ, 1974, 7, 1, 29.

Поступила в редакцию 12/VI 1985

## ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ЧАСТИЧНО ПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

В ряде технических устройств горение происходит при смешении чистого воздуха и чистого топлива, либо богатой топливно-воздушной смеси. При этом часто рабочий процесс идет по схеме, несколько отличающейся от классической схемы диффузионного горения, так как по