

## ОЦЕНКА ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ РЕГУЛИРУЕМОГО ДАВЛЕНИЯ

С. М. Иванов, Н. А. Цуканов

Федеральное государственное унитарное предприятие «Московский институт теплотехники»,  
129273 Москва, sm\_ivanov@aport.ru

Представлены результаты оценки динамических характеристик нестационарного горения твердого ракетного топлива в камере сгорания, в которой давление автоматически регулируется по заданной программе. Оценка проведена по экспериментальным данным методом математического моделирования с использованием упрощенной модели нестационарных процессов в камере сгорания. Получены линейное приближение передаточной функции скорости нестационарного горения и аналитические выражения для определения ее коэффициентов через параметры упрощенной модели нестационарных процессов. Приведены результаты идентификации модели для нескольких фрагментов экспериментальных процессов. Построены семейства приближенных частотных характеристик скорости нестационарного горения, дан их анализ и выполнено сравнение с результатами других исследований.

В ряду проблем исследования механизма горения твердых ракетных топлив (ТРТ) большое внимание уделяется разработке способов регистрации параметров нестационарного процесса [1]. При определении скорости горения применяются как прямые, так и косвенные методы. Прямые методы основаны на измерении скорости движения поверхности горения (например, ультразвуковой [2] или микроволновый [3, 4] метод) либо скорости изменения массы горящего ТРТ [5–7]. Косвенные методы основаны на анализе экспериментальной зависимости давления от времени [8–10] путем решения обратной задачи внутренней баллистики (ОЗВБ) [11], а также на использовании экспериментальных зависимостей скорости стационарного горения и температуры поверхности от давления и начальной температуры (с последующим применением теории нестационарного горения Зельдовича — Новожилова) [12] или на использовании экспериментальных данных по скоростям реакций теплового разложения компонентов ТРТ [13].

Рассмотрим задачу оценки динамических характеристик нестационарного горения ТРТ в полузамкнутом объеме (камере сгорания многорежимного газогенератора на твердом ракетном топливе (ГГТТ)) при изменении давления в нем по заданной временной программе с помощью системы автоматического регулирова-

ния, осуществляемого посредством изменения площади критического сечения газохода (сопла). При исследовании процессов в камере сгорания (в том числе, при определении нестационарного газоприхода по измеряемому давлению) будем использовать термодинамическое (нульмерное) приближение, которое справедливо [10] для процессов с характерными временами не менее 0,2 времени релаксации свободного объема камеры. Для аппроксимации явлений нестационарного горения в камере сгорания ГГТТ воспользуемся упрощенной моделью, предложенной в работе [14].

Уравнения, описывающие состояние продуктов сгорания ТРТ в полузамкнутом объеме в рамках термодинамического приближения для идеального газа, можно получить, рассматривая одновременно закон сохранения массы и закон сохранения энергии [11]. Однако часто при анализе динамики изменения давления и скорости горения ТРТ можно пренебречь законом сохранения энергии [8, 10] и даже изменением температуры продуктов сгорания [8]. В этом случае уравнение сохранения массы приобретает вид

$$\frac{V}{RT} \frac{dp}{dt} = S\rho u - G, \quad (1)$$

а температура определяется соотношением

$$T = \chi T_p. \quad (2)$$

Здесь  $S\rho u$  — газоприход за счет горения ТРТ;  $G$  — расход газов через сопло;  $p, T$  — давление и температура газов в камере сгорания;  $V$  — свободный объем камеры сгорания;  $S, u, \rho$  — площадь горячей поверхности, скорость горения и плотность ТРТ;  $R, T_p$  — приведенная газовая постоянная и изобарная термодинамическая температура продуктов сгорания ТРТ;  $\chi$  — коэффициент, позволяющий учесть теплотери на нагрев стенок камеры и на возможную неполноту химических реакций. При изменении давления в небольших пределах и удачном выборе коэффициента  $\chi$  расчет по формулам (1), (2) может дать удовлетворительные результаты.

Для определения расхода используется выражение, соответствующее установившемуся течению замороженной смеси газов при сверхкритическом истечении:

$$G = A\rho\sigma, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{\varphi B(k)}{\sqrt{RT}};$$

$$B(k) = \sqrt{k} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}};$$

$\sigma$  — площадь критического сечения сопла;  $k$  — показатель адиабаты;  $\varphi$  — коэффициент расхода, позволяющий учесть отличие эффективной площади критического сечения от ее геометрического значения. Изменение свободного объема камеры сгорания описывается уравнением

$$\frac{dV}{dt} = Su. \quad (4)$$

Линеаризация уравнения (1) в окрестности рабочей точки с установившимися (стационарными) значениями параметров с последующим применением преобразования Лапласа приводит к передаточной функции  $W_{\sigma p}(s)$ , описывающей изменение давления в камере сгорания при изменении площади критического сечения газоотводящего канала в отклонениях от их стационарных значений. Эту передаточную функцию можно записать в виде

$$W_{\sigma p}(s) = -\frac{k_{gg}}{T_{gg}s + \frac{1}{1-\nu} - \frac{\nu}{1-\nu} W'_{pu}(s)}, \quad (5)$$

где

$$k_{gg} = \frac{Ap_0}{S\rho \left( \frac{u_0}{p_0} - \frac{\partial u}{\partial p} \Big|_{p=p_0} \right)};$$

$$T_{gg} = \frac{V}{S\rho R\chi T_p \left( \frac{u_0}{p_0} - \frac{\partial u}{\partial p} \Big|_{p=p_0} \right)};$$

$$W'_{pu}(s) = W_{pu}(s) / \frac{\partial u}{\partial p} \Big|_{p=p_0};$$

$p_0, u_0$  — стационарные (равновесные) значения давления и скорости горения;  $W_{pu}(s)$  — передаточная функция, описывающая в отклонениях изменение скорости горения ТРТ при изменении давления в камере сгорания;

$$\nu = \frac{\partial u}{\partial p} \Big|_{p=p_0} / \frac{u_0}{p_0}$$

— логарифмическая производная квазистационарного закона горения ТРТ по давлению;  $s$  — комплексная переменная.

В случае использования модели квазистационарного горения ТРТ  $W_{pu}(s) = W_{pu}(0) = \frac{\partial u}{\partial p} \Big|_{p=p_0}$  и  $W'_{pu}(s) \equiv 1$ , а передаточная функция (5) преобразуется к виду

$$W_{\sigma p}(s) = -\frac{k_{gg}}{T_{gg}s + 1}. \quad (6)$$

Анализ результатов математического моделирования динамики изменения давления в камере сгорания регулируемого многорежимного ГГТТ при отработке программы, состоящей из чередующихся участков стабилизации заданного уровня давления и участков перехода с одного стабилизируемого уровня на другой, показывает, что различие переходных процессов, полученных при использовании моделей с учетом и без учета закона сохранения энергии, несущественно. Заметные отличия проявляются только на участках перехода с одного стабилизируемого уровня на другой, но и они не превосходят  $4 \div 6\%$  при изменении уровня стабилизируемого давления в  $3 \div 5$  и более раз. Причем уточнение по экспериментальным данным закона изменения коэффициента  $\chi$  во времени позволяет уменьшить эту ошибку моделирования в  $2 \div 3$  раза. Аналогичные результаты приведены в работе [10], где отмечается, что расхождение в рассчитанных значениях давления с учетом и без учета закона сохранения энергии не превышает  $4\%$ .

При использовании выражений для передаточных функций  $W_{\sigma p}(s)$ , проведя замену переменной  $s = i\omega$  ( $i$  — мнимая единица,  $\omega$  — циклическая частота), можно построить соответствующие логарифмические частотные характеристики (ЛЧХ) ГГТТ для квазистационарного закона горения ТРТ и двух моделей с учетом и без учета закона сохранения энергии. При этом максимальное различие амплитудных ЛЧХ составит не более  $2 \div 2,5$  дБ, а фазовых ЛЧХ —  $3 \div 4^\circ$ . Этот результат также свидетельствует о том, что учет закона сохранения энергии при исследовании динамики изменения давления не позволяет существенно повысить точность моделирования. Следовательно, при решении ОЗВБ без заметного ущерба для точности получаемого результата можно ограничиться моделью, основанной на использовании только закона сохранения массы (1).

На рис. 1 представлены результаты решения ОЗВБ для нескольких характерных участков экспериментальных процессов изменения давления в камере сгорания регулируемого многорежимного ГГТТ, оснащенного торцевым зарядом безметалльного смесового ТРТ на основе перхлората аммония. Для анализа выбраны участки экспериментальных процессов, на которых имели место колебания давления с достаточной амплитудой (не менее 0,1 МПа). Рассмотрены случаи возникновения колебаний как на участке постоянного заданного уровня давления (рис. 1,а), так и на участках спада (рис. 1,б,в) и нарастания (рис. 1,г) давления. Результаты представлены в фазовых координатах «давление — линейная скорость горения ТРТ» (использованы показания датчика давления в камере сгорания, снятые во время проведения эксперимента с некоторым шагом квантования по времени и уровню; линейная скорость горения ТРТ рассчитана в результате решения ОЗВБ). Полученные точки на координатной плоскости соединены прямыми пунктирными линиями. Направление процесса во времени показано стрелками. Толстой сплошной линией на всех рисунках нанесен расчетный квазистационарный закон горения.

Во всех показанных процессах наблюдается качественно одинаковая картина поведения скорости горения при изменении давления. Для одного и того же давления в камере сгорания на участках уменьшения давления рассчитанная (по ОЗВБ) скорость горения оказывается ниже ее значения, соответствующего сле-

дующему участку подъема давления. Одинаковым рассчитанным значениям скорости горения соответствуют разные значения давления в динамике. Причем давление на участке его уменьшения оказывается выше соответствующего давления на участке его подъема. Такая картина, наблюдаемая во всех рассмотренных примерах, отражает наличие фазовых сдвигов между колебаниями давления и скорости горения ТРТ, что подтверждает нестационарный характер процессов в камере сгорания. Заметим, что для пороховых зарядов уменьшение скорости нестационарного горения по отношению к ее стационарному значению в условиях спада давления в камере было отмечено в работе [8].

Для оценки динамических характеристик нестационарных процессов в камере сгорания воспользуемся упрощенной моделью, предложенной в работе [14]. Эта модель получена на основе анализа частотных характеристик изменения давления в камере сгорания регулируемого многорежимного ГГТТ при изменении критического сечения газоотводящего канала для двух режимов горения ТРТ — стационарного и нестационарного. При этом в качестве модели нестационарного горения ТРТ применяется модель, основанная на теории Зельдовича — Новожилова. При использовании упрощенной модели нестационарных процессов в камере сгорания ГГТТ математическая модель камеры сгорания ГГТТ представляет собой последовательное соединение нелинейной квазистационарной модели (система уравнений (1)–(4) и квазистационарный закон горения  $u(p)$ ) и линейной модели, аппроксимирующей процесс нестационарного горения. При этом передаточная функция камеры сгорания (описывающая изменение давления в ней при изменении площади критического сечения газохода (или сопла), отводящего из нее продукты сгорания ТРТ) представляет собой последовательное соединение передаточной функции квазистационарной математической модели ГГТТ  $W_{\sigma p}(s)$ , записанной в форме (6), и передаточной функции  $W_a(s)$ , аппроксимирующей процесс нестационарного горения [14]:

$$W_a(s) = \frac{(k_{a1}T_a)^2 s^2 + 2k_{a1}T_a \xi_{a1} s + 1}{T_a^2 s^2 + 2T_a \xi_{a2} s + 1} \times \frac{k_{a2}T_a s + 1}{k_{a1}^2 k_{a2} T_a s + 1}, \quad (7)$$

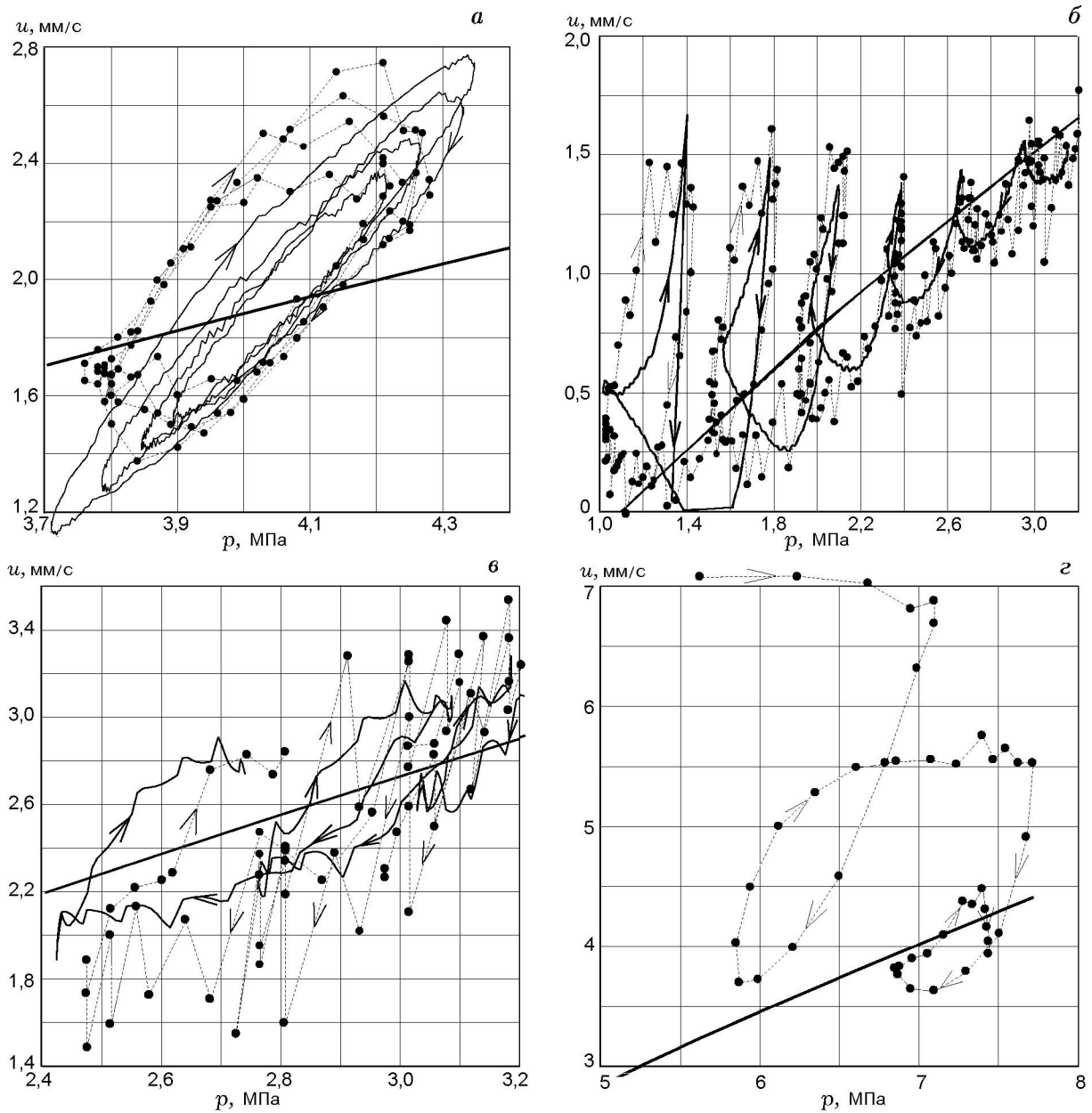


Рис. 1. Фазовая диаграмма «скорость горения — давление»:

*а* — возникновение колебаний на участке постоянного заданного давления, *б, в* — на участке спада давления, *г* — на участке нарастания давления; толстая сплошная линия — расчетный квазистационарный закон горения

где  $T_a$ ,  $\xi_{a1}$ ,  $\xi_{a2}$ ,  $k_{a1}$ ,  $k_{a2}$  — определяемые по экспериментальным данным параметры модели.

Параметры передаточной функции (7) находили по результатам огневых испытаний регулируемого многорежимного ГГТТ, представленным в виде экспериментальных процессов изменения давления в камере сгорания в функции хода штока рулевой машины, перемещающей регулирующий орган, изменяющий критическое сечение газоотводящего канала (сопла). Важно отметить, что при решении данной задачи используется замкнутая математическая модель системы регулирования давления, в которой учитывается не только влияние колебаний газоприхода на изменение давления в камере сгорания (как это сделано, например, авторами работы [10]), но и обратное воздействие давления на скорость горения. Заметим также, что математические модели нестационарного горения ТРТ типа форсирующего звена первого порядка (см., например, [15, с. 47]) дают неплохой результат при идентификации разомкнутой модели камеры сгорания без учета обратной связи по давлению, но оказываются совершенно неприменимыми при анализе работы замкнутой по давлению системы автоматического регулирования и не позволяют добиться приемлемого совпадения экспериментального и моделируемого процессов изменения давления.

На рис. 2 показаны экспериментальные процессы изменения давления  $p_{exp}$  и положения штока рулевой машины D1 и те же процессы, полученные численным расчетом по квазистационарной ( $p_q$  и D1 $_q$ ) и нестационарной моделям ( $p_n$  и D1). На этих рисунках рассмотрены те же участки экспериментальных процессов, что и при решении ОЗВБ на рис. 1 (рис. 2,а соответствует рис. 1,а и т. д.; процессы, соответствующие рис. 1,г, приведены в работе [14] на рис. 8). На рис. 2 пунктирными линиями показано изменение скорости нестационарного горения  $u_{exp}$ , полученное в результате решения ОЗВБ. Экспериментальные результаты представлены в виде дискретных отсчетов из-за квантования экспериментальных сигналов по уровню и по времени. Штриховыми линиями показаны идентифицированные процессы изменения давления, полученные на квазистационарной модели, а сплошными линиями — идентифицированные процессы для упрощенной нестационарной модели.

В рассматриваемых примерах огневых испытаний использовалась конструкция ГГТТ с

несколькими регулируемыми соплами, через которые истекают продукты сгорания ТРТ. На рис. 2 показаны процессы изменения положения штока рулевой машины первого регулирующего органа D1(t). В экспериментах, показанных на рис. 2,а,б, эти процессы имеют пилообразный характер из-за использования (для компенсации влияния нелинейностей типа «люфт» в кинематических передачах) вибрационной линейаризации, широко известной в практике реализации нелинейных систем автоматического регулирования. Линейаризующие колебания подавались на каждую пару регулирующих органов в противофазе, что обеспечивало неизменность суммарной площади критических сечений всех сопел и не вносило дополнительных возмущений в контур регулирования давления. В эксперименте, показанном на рис. 2,в, линейаризующие колебания не использовались.

Характер процессов изменения давления, полученных на нестационарной модели и в экспериментах, по отношению к процессам, воспроизводимым на квазистационарной модели, позволяет считать нестационарные процессы отклонением от квазистационарного режима горения ТРТ. Это подтверждает рациональность выбранной структуры модели и возможность аппроксимации процесса нестационарного горения дробно-рациональной передаточной функцией, описывающей поведение давления в нестационарном режиме в отклонениях от квазистационарного. О том же свидетельствует и сходство процессов изменения давления в нестационарных режимах, полученное на нестационарной модели и в экспериментах с разными условиями: колебания давления относительно заданного постоянного уровня (рис. 1,а; 2,а), спад давления (рис. 1,б,в; 2,б,в), нарастание давления (рис. 1,г).

Если считать, что нестационарность в условиях эксперимента и ее несоответствие процессам, воспроизводимым квазистационарной моделью (см. рис. 2), вызвана нестационарным горением ТРТ, то, пользуясь полученными результатами идентификации параметров передаточной функции (7), можно получить приближенное аппроксимирующее выражение для передаточной функции нестационарной скорости горения  $W_{pu}(s)$  и численные значения ее параметров, соответствующие полученным численным значениям коэффициентов передаточной функции (7).

Действительно, с одной стороны, переда-

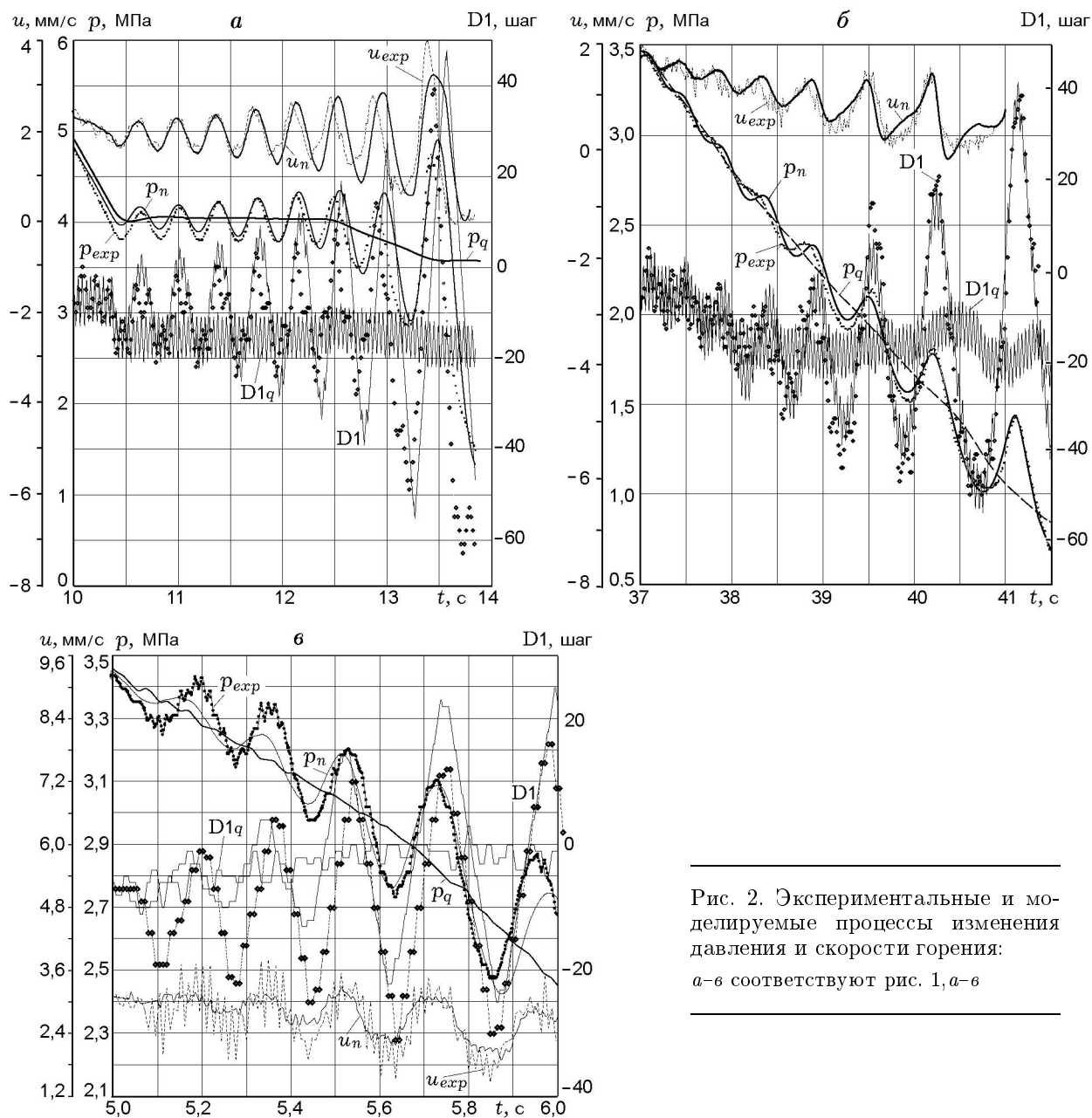


Рис. 2. Экспериментальные и моделируемые процессы изменения давления и скорости горения:  
*a-в* соответствуют рис. 1, *a-в*

точная функция нестационарной модели ГГТТ записывается в форме (5), а с другой стороны, при использовании упрощенной модели нестационарных процессов в камере сгорания эта функция представляется в виде произведения передаточных функций (6) и (7), т. е.

$$\begin{aligned} \frac{k_{gg}}{T_{gg}s + \frac{1}{1-\nu} - \frac{\nu}{1-\nu} W'_{pu}(s)} = \\ = \frac{k_{gg}}{T_{gg}s + 1} \frac{(k_{a1}T_a)^2 s^2 + 2k_{a1}T_a \xi_{a1} s + 1}{T_a^2 s^2 + 2T_a \xi_{a2} s + 1} \times \\ \times \frac{k_{a2}T_a s + 1}{k_{a1}^2 k_{a2} T_a s + 1}. \quad (8) \end{aligned}$$

Разрешив это соотношение относительно  $W'_{pu}(s)$ , можно определить приближенное выражение передаточной функции скорости горения ТРТ по давлению. Приближенным это выражение будет потому, что стоящее справа в соотношении (8) выражение передаточной функции нестационарной модели ГГТТ является ее приближенной аппроксимацией.

Ввиду сложности и громоздкости алгебраических преобразований при разрешении соотношения (8) относительно  $W'_{pu}(s)$  воспользуемся методом неопределенных коэффициентов, задав выражение для записи передаточной функции  $W'_{pu}(s)$  в общем виде

$$W'_{pu}(s) = \frac{g_3 s^3 + g_2 s^2 + g_1 s + 1}{h_3 s^3 + h_2 s^2 + h_1 s + 1} \quad (9)$$

и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях  $s$  соответственно в полиномах числителей и знаменателей левой и правой частей соотношения (8). Выполнив указанные действия, получим следующие выражения для коэффициентов передаточной функции (9):

$$h_3 = k_{a1}^2 k_{a2} T_a^3;$$

$$h_2 = k_{a1}^2 T_a^2 + 2k_{a1} k_{a2} T_a^2 \xi_{a1},$$

$$h_1 = k_{a2} T_a + 2k_{a1} T_a \xi_{a1},$$

$$g_1 = \frac{1-\nu}{\nu} \left( \frac{1}{1-\nu} b_1 - 2T_a \xi_{a2} - 2k_{a1}^2 k_{a2} T_a \right), \quad (10)$$

$$g_2 = \frac{1-\nu}{\nu} \left( T_{gg} b_1 + \frac{1}{1-\nu} b_2 - T_a^2 - \right.$$

$$\left. - 2T_a \xi_{a2} (T_{gg} + k_{a1}^2 k_{a2} T_a) - k_{a1}^2 k_{a2} T_a T_{gg} \right),$$

$$g_3 = \frac{1-\nu}{\nu} \left( T_{gg} b_2 + \frac{1}{1-\nu} b_3 - \right.$$

$$\left. - T_a^2 (T_{gg} + k_{a1}^2 k_{a2} T_a) - 2k_{a1}^2 k_{a2} T_a^2 T_{gg} \xi_{a2} \right).$$

Полученные соотношения позволяют, используя информацию плановых огневых испытаний многорежимных регулируемых ГГТТ и результаты идентификации параметров передаточной функции (7), получать приближенную оценку передаточной функции нестационарной модели горения ТРТ  $W_{pu}(s)$  для разных значений давления в камере сгорания, а также ее частотные характеристики. Нестационарная модель ГГТТ была дополнена дифференциальным уравнением, соответствующим выражению передаточной функции (9). Полученные результаты моделирования позволили приближенно получить процессы изменения нестационарной скорости горения ТРТ  $u_n(t)$  (тонкие сплошные линии на рис. 2). Сравнение этих процессов с результатами решения ОЗВБ  $u_{exp}(t)$  показывает, что полученная приближенная модель нестационарного горения ТРТ (с использованием передаточной функции  $W_{pu}(s)$  с переменными параметрами) достаточно хорошо отражает изменение нестационарной скорости горения, рассчитанной по экспериментальным данным. Эти процессы моделирования изменения скорости нестационарного горения ТРТ приведены также на рис. 1, а-в (тонкие сплошные линии). Эти рисунки также подтверждают хорошее качественное и приемлемое количественное согласие моделируемых процессов и экспериментальных данных.

На рис. 3 приведены семейства ЛЧХ скорости нестационарного горения ТРТ, построенные с использованием выражения передаточной функции (9) и значений ее коэффициентов, рассчитанных по выражениям (10) для известных (определенных по результатам огневых испытаний) значений параметров аппроксимирующей передаточной функции (7). Семейства ЛЧХ построены для четырех значений давления в камере сгорания, так как параметры передаточных функций (7) и (9) зависят от значения стационарного давления. Для удобства сравнения с результатами, полученными в других работах, ЛЧХ построены в виде функции

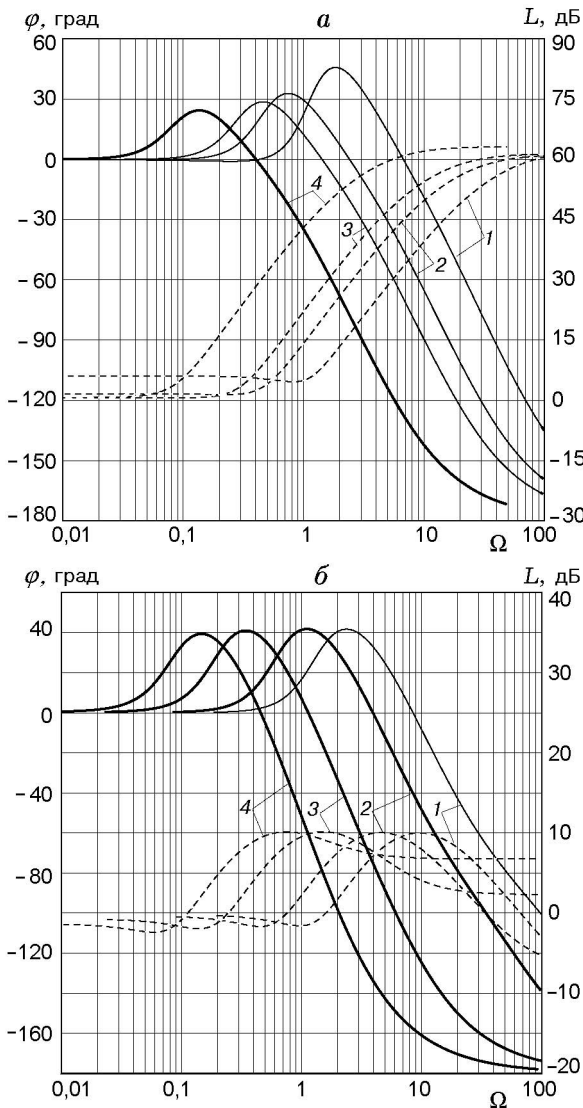


Рис. 3. Приближенные ЛЧХ скорости нестационарного горения ТРТ: амплитудные ЛЧХ — штриховые линии, фазовые — сплошные; а:  $p = 3$  (1), 4 (2), 5 (3), 10 МПа (4); б:  $p = 1$  (1), 1,5 (2), 3 (3), 5 МПа (4)

безразмерной частоты  $\Omega$ , которая равна циклической частоте  $\omega$ , умноженной на время релаксации прогретого слоя конденсированной фазы ТРТ  $t_c = a/u^2$  ( $a$  — температуропроводность конденсированной фазы ТРТ), т. е.  $\Omega = \omega t_c$ . На рис. 3,а представлены ЛЧХ, соответствующие ТРТ, использованному в экспериментах, фрагменты которых показаны на рис. 2,а,б, а на рис. 3,б — ЛЧХ, соответствующие модифицированному ТРТ, использованному в эксперименте, фрагмент которого показан на рис. 2,в. Значения коэффициентов передаточных функций (7) и (9) в зависимости от давления, использованные при построении семейства ЛЧХ на рис. 3,а, приведены в табл. 1, а для ЛЧХ рис. 3,б — в табл. 2.

Соответствующие рис. 3 семейства действительных  $\text{Re}(W_{pu}(i\Omega))$  (сплошные линии) и мнимых  $\text{Im}(W_{pu}(i\Omega))$  (штриховые линии) частотных характеристик показаны на рис. 4.

Проанализируем полученные семейства приближенных частотных характеристик скорости нестационарного горения и сравним их с результатами других исследований.

Рассмотрим поведение частотных характеристик нестационарной скорости горения ТРТ в пределе при  $\Omega \rightarrow 0$  и при  $\Omega \rightarrow \infty$  для известных аналитических выражений, вытекающих из теории Зельдовича — Новожилова (см., например, [12, 16]), и приближенного выражения  $W_{pu}(i\Omega)$ , полученного в настоящей работе. Теоретически установлено, что  $\lim_{\Omega \rightarrow 0} W(i\Omega) = \nu$ , и это справедливо как для известных выражений  $W_{pu}(i\Omega)$  [12, 16], так и для  $W_{pu}(i\Omega) = \nu W'_{pu}(i\Omega)$  с учетом формулы (9). Это означает, что для ТРТ с  $\nu > 0$  амплитудная ЛЧХ будет иметь начальный горизонтальный участок с асимптотой  $20 \lg(\nu)$  [16], фазовая ЛЧХ будет начинаться со значения  $\varphi = 0$ , действительная частотная характеристика будет начинаться на положительной части оси ординат в точке  $\text{Re}(W_{pu}(i\Omega)) = \nu$ , а мнимая частотная характеристика — в начале координат. Для выражений  $W_{pu}(i\Omega)$ , вытекающих из теории Зельдовича — Новожилова,  $\lim_{\Omega \rightarrow \infty} W(i\Omega) = (\nu r - \mu k)/\nu$ , где  $r, \mu, k$  — параметры Зельдовича — Новожилова, а для полученного приближенного выражения  $W_{pu}(i\Omega) = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} W(i\Omega) = \nu g_3/h_3$ , т. е. в обоих рассмотренных случаях это константа. Следовательно, при  $\Omega \rightarrow \infty$  амплитудная ЛЧХ  $L$  будет стремиться к горизонтальной асимптоте, фазовая ЛЧХ будет стремиться



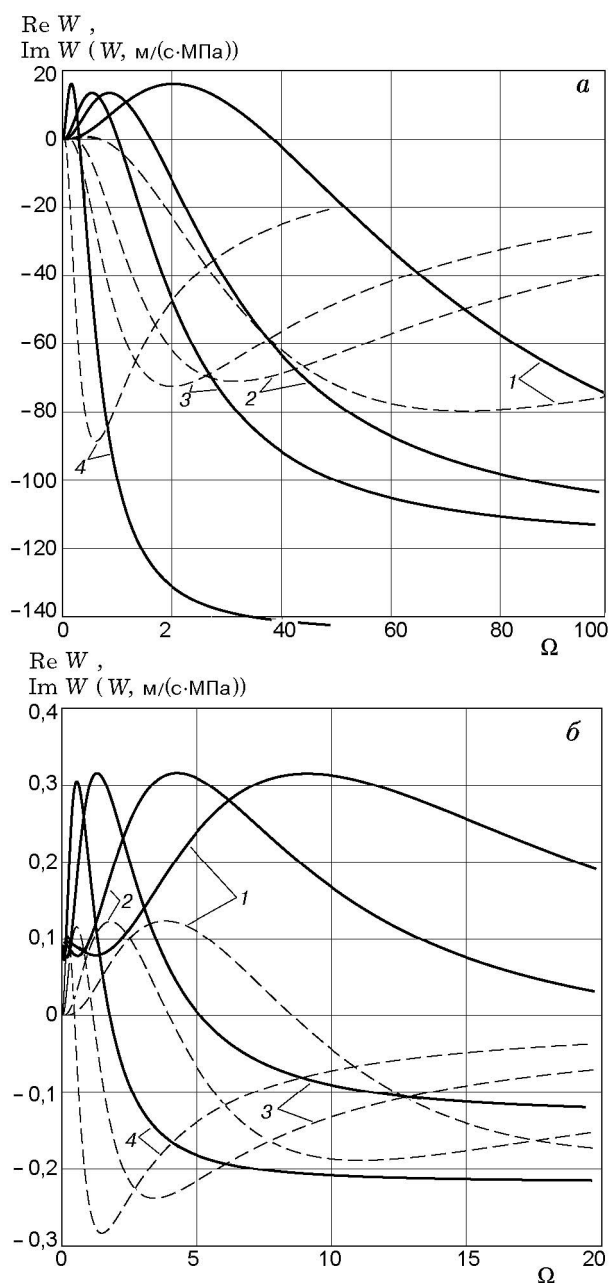


Рис. 4. Семейства действительных (сплошные линии) и мнимых (штриховые линии) частотных характеристик скорости нестационарного горения:

*a:*  $p = 3$  (1), 4 (2), 5 (3), 10 МПа (4); *б:*  $p = 1$  (1), 1,5 (2), 3 (3), 5 МПа (4)

либо к нулевому значению (при положительном значении рассматриваемого предела), либо к значению  $\varphi = -180^\circ$  (при отрицательном значении предела), действительная и мнимая частотные характеристики будут иметь горизонтальные асимптоты. Всем этим свойствам поведения частотных характеристик в пределе удовлетворяют семейства, представленные на рис. 3 и 4.

Полученные результаты (см. рис. 3) отражают наличие резонансных явлений при нестационарном горении исследованного ТРТ, что выражается в повышении амплитуды колебаний скорости горения при приближении частоты гармонически изменяющегося давления к значению частоты свободных колебаний скорости нестационарного горения ТРТ. Из рис. 3 видно, что с увеличением стационарного давления частотные характеристики смещаются влево, что соответствует уменьшению резонансного значения относительной частоты с ростом давления. Это, в свою очередь, (для топлив с  $\nu > 0$  из-за возрастания квазистационарной скорости горения с ростом давления) соответствует увеличению циклической резонансной частоты скорости нестационарного горения ТРТ с возрастанием давления. Такое изменение резонансной частоты экспериментально подтверждено как для баллиститных [7, 16, 17], так и для смесевых [18] ТРТ на основе перхлората аммония.

В определенной области частот ниже резонансной наблюдается фазовое опережение скорости нестационарного горения ТРТ по отношению к гармонически изменяющемуся давлению. Причем с ростом стационарного значения давления максимум фазового опережения уменьшается. Эта тенденция лучше заметна на рис. 3, *a*. Подобное поведение фазовой частотной характеристики нестационарной скорости горения ТРТ наблюдалось в работе [16]. Аналогичный результат (качественное поведение ЛЧХ) получен при построении частотных характеристик для скорости нестационарного горения октогена, выполненном с использованием численных значений параметров Зельдовича — Новожилова из работы [19].

Построенные семейства ЛЧХ и результаты работ [7, 16, 17] позволяют сделать вывод, что нестационарность горения ТРТ в полузакнутом объеме проявляется сильнее с уменьшением стационарного значения давления в нем. При этом значение круговой частоты, начи-

ная с которой при моделировании процессов в полужамкнутом объеме необходимо учитывать свойства нестационарного горения ТРТ, снижается при уменьшении стационарного давления. Уменьшение неустойчивости горения с ростом давления отмечено также в работе [20].

При сравнении показанных на рис. 4 семейств приближенных действительных и мнимых частотных характеристик с теми же частотными характеристиками нитраминсодержащего пороха, приведенными в работе [12], можно убедиться в совпадении форм сравниваемых кривых. Совпадают следующие свойства частотных характеристик нитраминсодержащего пороха и исследуемого в настоящей работе ТРТ. Действительная частотная характеристика начинается на положительной части оси ординат и имеет максимум в области частот  $\Omega < 20$ . С ростом давления наблюдаются тенденция смещения максимума  $\text{Re}(W_{pu}(i\Omega))$  влево и его сужение. Мнимая частотная характеристика начинается в начале координат и при изменении частоты от нуля в сторону увеличения имеет сначала положительный максимум (меньший по величине, чем максимум  $\text{Re}(W_{pu}(i\Omega))$ ), а затем отрицательный минимум.

Таким образом, изложенные в данной работе результаты для приближенной передаточной функции нестационарной скорости горения ТРТ или функции отклика, как ее еще принято называть, согласуются с результатами других исследований и могут быть использованы в практике проектирования регулируемых энергетических установок, работающих на ТРТ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты решения задачи идентификации экспериментальных процессов изменения давления при горении ТРТ в полужамкнутом объеме, в котором давление регулируется по замкнутой схеме за счет изменения площади критического сечения газотока (сопла), отводящего продукты сгорания ТРТ. При решении использована приближенная модель нестационарных процессов, включающая нелинейную квазистационарную модель и линейную аппроксимацию явлений нестационарного горения в виде дробно-рациональной передаточной функции третьего порядка с переменными коэффициентами.

Полученные результаты использованы для получения приближенного выражения

передаточной функции скорости нестационарного горения ТРТ по давлению и аналитических выражений для определения ее коэффициентов через переменные параметры упрощенной модели. С использованием полученной передаточной функции проведено математическое моделирование процессов изменения нестационарной скорости горения ТРТ на замкнутой модели, позволяющей учитывать как влияние изменения газоприхода на изменение давления, так и влияние непрерывно изменяющегося давления на скорость горения. Дано сравнение результатов моделирования и результатов решения обратной задачи внутренней баллистики для нескольких фрагментов экспериментальных процессов.

Построены и исследованы семейства приближенных частотных характеристик нестационарной скорости горения ТРТ. Проведенный анализ показал, что вид полученных приближенных частотных характеристик нестационарной скорости горения ТРТ согласуется с известными результатами других исследований. Предложенный в статье метод позволяет оценивать динамические характеристики нестационарной скорости горения ТРТ по результатам плановых испытаний регулируемых газогенераторов на ТРТ и использовать полученные данные при проектировании систем автоматического регулирования энергетических твердотопливных установок.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Зарко В. Е.** Проблемы исследования механизма горения высокоэнергетических материалов // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 111–112.
2. **Коти Ф., Ерейдес Ч.** Ультразвуковой метод измерения скорости горения: ошибки, шумы и чувствительность // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 59–67.
3. **Зарко В. Е., Вдовин Д. В., Перов В. В.** Методические проблемы измерения скорости горения твердых топлив с использованием СВЧ-излучения // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 68–78.
4. **Жарков А. С., Потапов М. Г., Лушев В. П. и др.** Применение микроволнового метода для измерения скорости горения высокоэнергетических композиционных материалов // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 79–82.
5. **Симоненко В. Н., Зарко В. Е.** Реактивная сила продуктов сгорания как мера нестационарной скорости горения пороха // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 129–132.

6. Кискин А. Б., Симоненко В. Н. Особенности применения метода регистрации реактивной силы для измерения нестационарной скорости горения // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 52–58.
7. Романов О. Я., Тархов В. С. Динамические параметры массовой скорости горения конденсированного вещества // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 3–11.
8. Истратов А. Г., Маршаков В. Н., Мелик-Гайказов Г. В. Аномальное горение длинных пороховых трубок в ракетной камере // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 90–95.
9. Хесслер Р. О., Глик Р. Л. Анализ ошибок в методиках определения скорости горения // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 107–118.
10. Архипов В. А., Зимин Д. А. Анализ условий применимости обратных методов восстановления нестационарной скорости горения // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 39–43.
11. Соркин Р. Е. Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твердом топливе: внутренняя баллистика. М.: Наука, 1983.
12. Зенин А. А., Финяков С. В. Функции отклика скорости горения нитраминсодержащих порохов и октогена по данным микротермопарных измерений // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 12–22.
13. Вейше В., Веноград Дж. Расчет скоростей горения твердого топлива на основе кинетики разложения конденсированной фазы // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 138–148.
14. Иванов С. М., Цуканов Н. А. Регулирование давления в полужамкнутом объеме при горении твердых топлив с показателем степени в законе горения больше единицы // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 45–56.
15. Шишков А. А., Панин С. Д., Румянцев Б. В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива: Справочник. М.: Машиностроение, 1988.
16. Бобылев В. М. Об исследовании нестационарного горения пороха как замкнутой динамической системы // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 4. С. 454–464.
17. Симоненко В. Н., Зарко В. Е., Куценогий К. П. Экспериментальное изучение режимов авто- и вынужденных колебаний скорости горения пороха // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 3. С. 60–68.
18. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Мысов В. Г., Новиков С. С. Роль гетерогенности смесового твердого топлива в механизме пульсационного горения // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 3. С. 498–501.
19. Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. Характеристики волн горения октогена при различных давлениях и начальных температурах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 59–66.
20. Фоменко В. В., Трофимов Н. И. Нестационарное горение перхлората аммония в вязкой углеводородной среде при давлениях до 5 кбар // Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. 19–24 ноября 1989 г., Суздаль. Черно-головка, 1989. С. 56–59.

*Поступила в редакцию 4/XII 2000 г.,  
в окончательном варианте — 23/II 2001 г.*