

УДК 519.9, 629.7

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЫХОДЕ НА РЕЖИМ РАБОТЫ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ ТВЁРДОГО ТОПЛИВА

Г.Н. Амарантов<sup>1</sup>, М.Ю. Егоров<sup>2</sup>, С.М. Егоров<sup>2</sup>, Д.М. Егоров<sup>2</sup>, В.И. Некрасов<sup>1</sup><sup>1</sup>ФГУП «Научно-исследовательский институт полимерных материалов», Пермь, Россия<sup>2</sup>Пермский государственный технический университет, Пермь, Россия

Проведено комплексное численное моделирование внутрикамерных процессов, протекающих при выходе на расчётный режим работы ракетного двигателя твёрдого топлива. Рассматривается сопряжённая задача, включающая в себя: – нестационарное срабатывание воспламенительного устройства; – прогрев, воспламенение и последующее нестационарное горение заряда твёрдого топлива; – нестационарное трёхфазное гомогенно-гетерогенное течение продуктов сгорания в камере сгорания, сопле и за сопловым блоком ракетного двигателя; – разгерметизацию двигателя и вылет заглушки соплового блока. Приводятся результаты расчётов.

*Ключевые слова:* численное моделирование, внутрикамерные процессы, ракетный двигатель твёрдого топлива

## NUMERICAL MODELING OF INTRACHAMBER PROCESSES AT THE OUTPUT SETTLEMENT MODE OF A SOLID PROPELLANT ROCKET ENGINE

G.N. Amaratov<sup>1</sup>, M.Y. Egorov<sup>2</sup>, S.M. Egorov<sup>2</sup>, D.M. Egorov<sup>2</sup> and V.I. Nekrasov<sup>1</sup><sup>1</sup>FSUE «Research Institute of Polymeric Materials», Perm, Russia<sup>2</sup>Perm State Technical University, Perm, Russia

Complex numerical modeling of the intrachamber processes, proceeding at the output settlement mode of operation of a solid propellant rocket engine, is carried out. We consider the coupled problem, which involves non-stationary operation of an ignition device; warming up, ignition and subsequent non-stationary burning of a propellant grain; non-stationary three-phase homogeneous-heterogeneous flow of the products of combustion in the combustion chamber, in the nozzle and behind the nozzle of the rocket engine; depressurization and moving of the nozzle block membrane. The results of modeling are given.

*Key words:* numerical modeling, inside chamber processes, solid propellant rocket engine

### 1. Введение

В ряде случаев при выходе на расчётный режим работы в камере сгорания ракетного двигателя твёрдого топлива (РДТТ) возникает интенсивный ударно-волновой процесс [1–3]. Он характеризуется высокой амплитудой колебаний давления и других газодинамических параметров. Ракетный двигатель в целом и прочно скреплённый с корпусом двигателя заряд твёрдого топлива (ТТ) в частности жестко нагружаются. В осевом направлении заряд получает значительные перемещения, причём со сменой знака во времени. В теле заряда ТТ, особенно в канально-щелевой его части, возникают

большие деформации и напряжения, что может быть причиной разрушения заряда и демонтажа ракетного двигателя.

Для устранения (или минимизации влияния) этих нежелательных эффектов в предлагаемой работе предпринята попытка детального комплексного численного моделирования переходных внутрикамерных процессов, протекающих при выходе на расчётный режим работы РДТТ. Рассматривается сопряжённая задача, включающая:

- срабатывание воспламенительного устройства;
- прогрев, воспламенение и последующее горение заряда ТТ;
- течение продуктов сгорания в камере сгорания, сопле и за сопловым блоком ракетного двигателя;
- движение заглушки соплового блока.

Каждая из подзадач рассматривается во взаимосвязи и разрешается одновременно, то есть на одном шаге по времени. Учитываются особенности процесса срабатывания воспламенительного устройства, постепенность прогрева, воспламенения, нестационарный и турбулентный режим горения заряда ТТ, нестационарный гомогенно-гетерогенный ударно-волновой характер течения в камере сгорания сложной пространственной формы и неравномерно-ускоренное движение заглушки соплового блока.

Во всех подзадачах используются обозначения:  $P$  — давление;  $T$  — температура;  $V$  — объём;  $\rho$  — плотность;  $c$  — удельная теплоёмкость;  $c_p$  — удельная теплоёмкость при постоянном давлении;  $v$  — скорость горения;  $q$  — плотность теплового потока;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности;  $\alpha_\tau$  — коэффициент теплоотдачи;  $a$  — коволюм газа;  $t$  — время.

## 2. Срабатывание воспламенительного устройства

Процесс срабатывания воспламенительного устройства (ВУ) с перфорированным корпусом и вкладным зарядом воспламенительного состава описывается на основе экспериментально-теоретического подхода. Путём решения обратной задачи внутренней баллистики для системы «ВУ — имитатор свободного объёма камеры сгорания РДТТ» рассчитывается реальный газоприход от ВУ с учётом особенности горения заряда воспламенительного состава, а именно догорания продуктов сгорания за корпусом ВУ. Продукты сгорания воспламенительного состава рассматриваются как газ с «эффективными» показателем адиабаты и газовой постоянной, учитывающими наличие в газе твёрдой фазы.

Основная система дифференциальных уравнений, описывающих процесс срабатывания ВУ РДТТ, имеет следующий вид:

- изменение давления в корпусе ВУ

$$\frac{dP_g}{dt} = \frac{R_g \cdot T_g}{V_g} \cdot [v_g \cdot s_g \cdot (\rho_g^{uu} - \rho_g) - \dot{m}]; \quad (1)$$

- изменение давления в камере сгорания РДТТ

$$\frac{dP_{kc}}{dt} = \frac{R_{kc} \cdot T_{kc}}{V_{kc}} \cdot \dot{m}. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) приняты обозначения:  $\dot{m}$  — массовый расход (приход);

$R$  — газовая постоянная;  $s$  — площадь поверхности горения. Буквенные индексы указывают на параметры воспламенителя ( $\epsilon$ ), камеры сгорания ( $кс$ ), шашки ( $ш$ ).

Выразив из (1) массовый секундный расход из корпуса ВУ в камеру сгорания РДТТ —  $\dot{m}$ , подставив его в (2) и разрешив полученное соотношение относительно скорости горения заряда ВУ, имеем

$$v_{\epsilon} = \frac{1}{s_{\epsilon} \cdot (\rho_{\epsilon}^{ш} - \rho_{\epsilon})} \cdot \left( \frac{V_{\epsilon}}{R_{\epsilon} \cdot T_{\epsilon}} \cdot \frac{dP_{\epsilon}}{dt} + \frac{V_{кс}}{R_{кс} \cdot T_{кс}} \cdot \frac{dP_{кс}}{dt} \right). \quad (3)$$

Выражение (3) является основным расчётным соотношением, в котором давление в корпусе ВУ —  $P_{\epsilon}$ , и давление в камере сгорания РДТТ —  $P_{кс}$ , а также их производные по времени определяются экспериментально на специально созданной лабораторной установке.

Однако такой способ определения скорости горения неудобен, так как для каждого конкретного ВУ сначала необходимо провести эксперимент по замеру рабочего давления в корпусе ВУ и камере сгорания РДТТ, а затем осуществить расчёт. Удобнее обобщить и связать напрямую значение скорости горения заряда ВУ —  $v_{\epsilon}$ , с параметрами, определяющими процесс горения конкретного воспламенительного состава в корпусе ВУ (площадью перфорации корпуса ВУ —  $F_{кр}$ , площадью поверхности горения заряда ВУ —  $s_{\epsilon}$ , и свободным объёмом в корпусе ВУ —  $V_{\epsilon}$ ), в виде  $v_{\epsilon} = f(F_{кр}, s_{\epsilon}, V_{\epsilon})$ . Такого рода связи, не вникая в сущность сложного физико-химического процесса горения, можно найти в статистическом подходе, используя полиномиальные модели, например вида

$$v_{\epsilon} = A_0 + A_1 \cdot X1 + A_2 \cdot X2 + A_3 \cdot X1 \cdot X2 + A_4 \cdot X1^2 + A_5 \cdot X2^2 + A_6 \cdot X1 \cdot X2^2, \quad (4)$$

$$X1 = \left( \frac{F_{кр}}{V_{\epsilon}} - B_1 \right) / B_2, \quad X2 = \left( \frac{s_{\epsilon}}{V_{\epsilon}} - C_1 \right) / C_2,$$

а для нахождения коэффициентов полинома применить теорию планирования эксперимента [4]. Здесь  $A_0, \dots, A_6, B_1, B_2, C_1, C_2$  — коэффициенты полинома, зависящие от конкретного типа воспламенительного состава и интервалов варьирования конструктивных параметров ВУ. По полиномиальной зависимости вида (4) в дальнейшем определяется газоприход от ВУ в камеру сгорания РДТТ.

### 3. Воспламенение и горение заряда твёрдого топлива

Описание процесса нестационарного прогрева, воспламенения и последующего нестационарного турбулентного горения заряда ТТ базируется на модели Мержанова–Дубовицкого с учётом влияния газовой фазы на процесс горения в конденсированной фазе ( $k$ -фазе) [5]. ТТ рассматривается как твёрдое тело, к которому применимы известные уравнения теплопроводности и химической кинетики. Для удобства эти уравнения записываются в связанной с поверхностью горения системе координат, ось  $y$  которой перпендикулярна поверхности горения и направлена внутрь ТТ. Считается, что реакции в  $k$ -фазе удовлетворяют закону Аррениуса. Тогда в предположении «0»-мерности порядка химических реакций данная система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_k}{\partial t} &= \kappa_k \cdot \frac{\partial^2 T_k}{\partial y_k^2} + v_k \cdot \frac{\partial T_k}{\partial y_k} + \frac{Q_k}{c_k} \cdot \Phi_k(T_k), \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= v_k \cdot \frac{\partial \beta}{\partial y_k} + \Phi_k(T_k),\end{aligned}\quad (5)$$

где  $\Phi_k(T_k) = Z_k \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{R_0 \cdot T_k}\right)$ . Здесь дополнительно приняты обозначения:  $E$  — энергия активации;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $R_0$  — универсальная газовая постоянная;  $Z$  — предэкспонент;  $\beta$  — глубина превращения (выгорания)  $k$ -фазы.

До воспламенения в (5) полагается, что  $v_k = 0$ . Условие горения принимается в виде:  $\beta_s = \beta_* = 1$ , где  $\beta_s$  — глубина превращения на поверхности горения и  $\beta_*$  — критическое значение глубины превращения соответственно. Это же условие выбирается и в качестве условия воспламенения.

До воспламенения начальные и граничные условия для задачи (5) принимаются в виде:

$$\begin{aligned}t = 0, \quad y_k \geq 0, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0; \\ t \geq 0, \quad y_k = 0, \quad -\lambda_k \cdot \frac{\partial T_k}{\partial y_k} = \alpha_\tau \cdot (T_g - T_s), \quad \beta < \beta_*; \\ t \geq 0, \quad y_k = \infty, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь буквенные индексы указывают на параметры, соответствующие газу ( $g$ ) и поверхности горения ( $s$ ), символ «0» — на начальное значение величины.

После воспламенения систему уравнений (5) необходимо решать совместно с уравнениями, описывающими процесс горения с учетом параметров газовой фазы. При этом на поверхности горения записываются граничные условия четвертого рода:

$$\begin{aligned}t > t_*, \quad y_k = 0, \quad T_k = T_s, \quad \beta_s = \beta_*, \\ -\lambda_k \cdot \frac{\partial T_k}{\partial y_k} = q_s - (c_{ps} - c_k) \cdot \rho_k \cdot v_k \cdot T_s - \left(a - \frac{1}{\rho_k}\right) \cdot \rho_k \cdot v_k \cdot P; \\ t > t_*, \quad y_k = \infty, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0.\end{aligned}\quad (7)$$

Основным назначением уравнений газовой фазы зоны горения ТТ является реализация связи между параметрами осреднённого газодинамического течения и тепловым потоком, попадающим на поверхность ТТ. Для определения этой связи используются критериальные соотношения в рамках подхода Ленуара–Робийяра–Каракозова. В соответствии с развитыми в этом подходе представлениями, плотность полного теплового потока, попадающего на поверхность ТТ —  $q_s$ , складывается из двух составляющих: плотности теплового потока, зависящей от давления —  $q_p$ , и плотности теплового потока, обусловленной течением газа вдоль поверхности горения —  $q_u$ . Таким образом, имеем (см. [5], где приводится подробное описание этих зависимостей):

$$q_s = q_p + q_u. \quad (8)$$

Скорость горения ТТ определяется из уравнения химической кинетики (5) итерационным способом с помощью метода секущих.

Система дифференциальных уравнений (5)–(7), с учётом замыкающих соотношений (8 и других [5]), интегрируется численно конечно-разностным методом [5]. Используется неравномерная сетка. В расчётах применяются явные и неявные схемы аппроксимации первого и второго порядков точности. Неявные конечно-разностные соотношения разрешаются методом прогонки.

#### 4. Газодинамика в камере сгорания РДТТ

Для математического описания течения в камере сгорания, сопле и за сопловым блоком РДТТ используем подходы механики сплошных многофазных сред [5–9]. Согласно этим подходам, воздух в камере сгорания и вне её, газообразные продукты сгорания заряда ТТ и воспламенительного состава называются 1-й фазой, мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания заряда ТТ (окисел алюминия) — 2-й фазой, мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания воспламенительного состава (окисел магния) — 3-й фазой. 1-я, 2-я и 3-я фазы считаются гомогенно-гетерогенной смесью, компоненты которой имеют свою температуру и скорость движения. В такой системе каждая фаза занимает часть объёма смеси:  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ . Здесь  $\alpha_i = \rho_i / \rho_i^{uc}$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $\rho_i^{uc}$  — истинная плотность фазы. Движение фаз рассматривается как движение взаимопроникающих и взаимодействующих сред.

Полная система нестационарных дифференциальных уравнений газовой динамики для трёхмерного трёхфазного гомогенно-гетерогенного потока включает (используется декартова система координат  $OXYZ$ ):

– уравнения неразрывности (сохранения массы)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \mathbf{W}_1) &= G_{gw} + G_{ge}, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 \mathbf{W}_2) &= G_{pw}, \\ \frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 \mathbf{W}_3) &= G_{pe}, \\ \frac{\partial(\rho_1 \phi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \phi \mathbf{W}_1) &= \phi_w \cdot G_{gw} + \phi_e \cdot G_{ge} \quad (\phi = \gamma, c_p, \mu, \lambda, a); \end{aligned} \quad (9)$$

– уравнения сохранения импульса в направлении осей координат

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 u_1 \mathbf{W}_1) + \alpha_1 \cdot \frac{\partial P}{\partial x} &= -\tau_x^{12} - \tau_x^{13} + W_{xw} \cdot G_{gw} + W_{xe} \cdot G_{ge}, \\ \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 v_1 \mathbf{W}_1) + \alpha_1 \cdot \frac{\partial P}{\partial y} &= -\tau_y^{12} - \tau_y^{13} + W_{yw} \cdot G_{gw} + W_{ye} \cdot G_{ge}, \\ \frac{\partial(\rho_1 w_1)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 w_1 \mathbf{W}_1) + \alpha_1 \cdot \frac{\partial P}{\partial z} &= -\tau_z^{12} - \tau_z^{13} + W_{zw} \cdot G_{gw} + W_{ze} \cdot G_{ge}, \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 u_2 \mathbf{W}_2) + \alpha_2 \cdot \frac{\partial P}{\partial x} &= \tau_x^{12} + W_{xw} \cdot G_{pw}, \\ \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 v_2 \mathbf{W}_2) + \alpha_2 \cdot \frac{\partial P}{\partial y} &= \tau_y^{12} + W_{yw} \cdot G_{pw}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_2 w_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 w_2 \mathbf{W}_2) + \alpha_2 \cdot \frac{\partial P}{\partial z} &= \tau_z^{12} + W_{zw} \cdot G_{pw}, \\ \frac{\partial(\rho_3 u_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 u_3 \mathbf{W}_3) + \alpha_3 \cdot \frac{\partial P}{\partial x} &= \tau_x^{13} + W_{xv} \cdot G_{pe}, \\ \frac{\partial(\rho_3 v_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 v_3 \mathbf{W}_3) + \alpha_3 \cdot \frac{\partial P}{\partial y} &= \tau_y^{13} + W_{yv} \cdot G_{pe}, \\ \frac{\partial(\rho_3 w_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 w_3 \mathbf{W}_3) + \alpha_3 \cdot \frac{\partial P}{\partial z} &= \tau_z^{13} + W_{zv} \cdot G_{pe}; \end{aligned}$$

– уравнения сохранения внутренней удельной энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_2 J_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 J_2 \mathbf{W}_2) &= q_k^{12} + q_l^{12} + J_{p2} \cdot G_{pw}, \\ \frac{\partial(\rho_3 J_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 J_3 \mathbf{W}_3) &= q_k^{13} + q_l^{13} + J_{p3} \cdot G_{pe}; \end{aligned} \quad (11)$$

– уравнение сохранения полной удельной энергии смеси

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 E_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 E_1 \mathbf{W}_1) + \operatorname{div}(\rho_2 E_2 \mathbf{W}_2) + \operatorname{div}(\rho_3 E_3 \mathbf{W}_3) + \\ + \operatorname{div}(\alpha_1 P \mathbf{W}_1) + \operatorname{div}(\alpha_2 P \mathbf{W}_2) + \operatorname{div}(\alpha_3 P \mathbf{W}_3) = \\ = (E_{gw} \cdot G_{gw} + E_{p2} \cdot G_{pw}) + (E_{ge} \cdot G_{ge} + E_{p3} \cdot G_{pe}) - q_{lo}^1. \end{aligned} \quad (12)$$

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (9)–(12) используем уравнение состояния в виде:

$$P = (\gamma - 1) \cdot \rho_1^{uc} \cdot \left( E_1 - \frac{W_1^2}{2} \right) \cdot \frac{1}{1 - a \cdot \rho_1^{uc}}. \quad (13)$$

В выражениях (9)–(13) приняты обозначения:  $E$  — полная удельная энергия;  $J$  — внутренняя удельная энергия;  $G$  — расходно-приходный комплекс;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $u, v, w$  — проекции вектора скорости на оси  $OX, OY, OZ$ ;  $\mathbf{W}, W$  — вектор скорости и его модуль;  $x, y, z$  — текущие координаты вдоль осей  $OX, OY, OZ$ ;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $q^{ij}$  — функция теплового межфазного взаимодействия (здесь и далее верхний цифровой индекс указывает на взаимодействие между  $i$ -й и  $j$ -й фазами);  $\tau$  — функция силового межфазного взаимодействия. Нижние цифровые индексы указывают на номер фазы, а буквенные индексы — на параметры, соответствующие газу ( $g$ ), частицам ( $p$ ), заряду ТТ ( $w$ ), воспламенителю ( $v$ ), типу теплообмена ( $k$  — конвективный,  $l$  — лучистый,  $lo$  — лучистый объёмный). Входящие в (9)–(12) выражения для расходно-приходных комплексов, функций силового и теплового межфазного взаимодействия, а также используемые в расчётах дополнительные соотношения подробно рассматриваются в работах [5], [7].

Система дифференциальных уравнений (9)–(12) с замыкающими соотношениями интегрируется численно методом Давыдова (методом крупных частиц), хорошо себя зарекомендовавшим при решении многих нелинейных задач механики сплошных сред [3, 5, 7–10]. В расчётах применяется явная параметрическая (с тремя параметрами)

полностью консервативная конечно-разностная схема метода. Используется равномерная (однородная и изотропная) расчётная сетка. На нерегулярных (не совпадающих с расчётной сеткой) границах расчётной области применяется аппарат дробных ячеек. Приход от ВУ и с поверхности горения заряда ТТ продуктов сгорания учитывается путём задания параметров (плотности, скорости, температуры и прочих), изменяющихся во времени, в расчётных ячейках, геометрически расположенных в месте установки ВУ и на поверхности горения заряда ТТ.

На закрытых границах области интегрирования выполняются условия непротекания. На открытых границах используется экстраполяция параметров потока изнутри расчётной области.

## 5. Движение заглушки соплового блока

Принимается следующая модель движения заглушки соплового блока РДТТ [5]. На начальный момент времени камера сгорания ракетного двигателя герметично закрыта заглушкой. Заглушка неподвижна. При срабатывании ВУ и последующем воспламенении поверхности горения заряда ТТ давление в камере сгорания РДТТ постепенно возрастает. В момент, когда давление продуктов сгорания в зоне дна заглушки достигает некоторого критического значения (давления страгивания), заглушка начинает своё движение. При страгивании и в процессе движения заглушка соплового блока сохраняет свою первоначальную форму и массу. Траектория движения заглушки совпадает с осью симметрии ракетного двигателя и не имеет отклонений в радиальном направлении. Поступательное движение заглушки соплового блока РДТТ описывается уравнением (второй закон Ньютона):

$$m_3 \cdot \frac{du_3}{dt} = \int_0^{s_3^l} P_3^l ds - \int_0^{s_3^r} P_3^r ds. \quad (14)$$

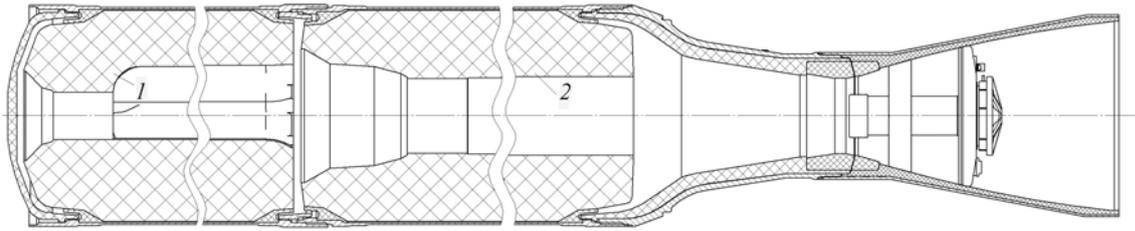
В (14) приняты следующие обозначения:  $m_3, u_3$  — масса и скорость заглушки,  $P_3^l$  и  $P_3^r$  — давление на внутренней  $s_3^l$  и внешней  $s_3^r$  поверхностях заглушки.

Уравнение движения заглушки соплового блока РДТТ разрешается численно конечно-разностным методом Эйлера. На стенках заглушки задаются подвижные граничные условия непротекания [5].

## 6. Результаты расчётов

Приведём некоторые результаты численного моделирования внутрикамерных процессов при выходе на расчётный режим работы РДТТ, схематично изображенного на рисунке 1. Ракетный двигатель имеет двухсекционный канально-щелевой заряд ТТ, прочно скреплённый с корпусом. ВУ установлено в сопловом блоке. На рассматриваемом отрезке времени работы РДТТ ( $t = 0 \dots 70$  мс) площадь поверхности горения заряда ТТ практически не меняется, свободный объем камеры сгорания за счёт выгорания ТТ увеличивается незначительно. Поэтому изменением этих параметров пренебрегаем.

Свойства разностной схемы метода Давыдова, которым решается основная газодинамическая подзадача (наиболее критическая с точки зрения вычислительной устойчивости в комплексе рассматриваемых подзадач), анализируются с помощью аппарата дифференциальных приближений и представлений разностных схем [9, 10].



**Рис. 1.** Ракетный двигатель твёрдого топлива (1 и 2 – первая и вторая секции заряда ТТ)

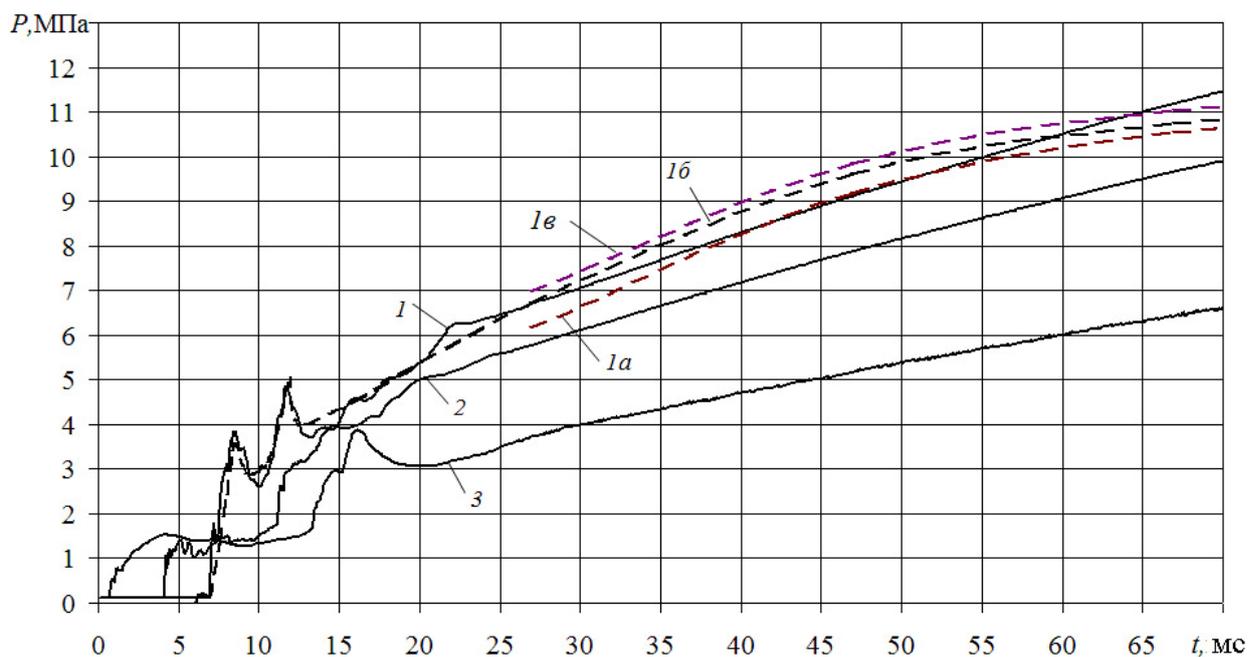
В этом подходе оценивается знак коэффициентов диффузии у диссипативных членов параболической формы их дифференциального приближения, содержащих частные производные второго порядка по пространственным переменным. Эти коэффициенты обычно группируются в виде матрицы — матрицы аппроксимационной вязкости. Критерием вычислительной устойчивости является условие положительности следа матрицы. След матрицы непрерывно вычисляется во времени в нескольких десятках расчётных точек.

В расчете приняты шаги интегрирования: по координатам —  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,0015$  м, по времени —  $\Delta t = 3,0 \cdot 10^{-7}$  с. С учетом симметрии течение рассматривается в половине объема двигателя (половина поперечного сечения в плоскости  $XOY$ ; ось  $OZ$  — ось симметрии двигателя, Рис. 1). Непосредственно в области интегрирования размещается  $\sim 8000000$  расчетных ячеек. Один шаг интегрирования по времени реализуется рабочей станцией, имеющей конфигурацию CPU AMD Phenom II X4 965BE, MB GA-MA790GPT-UD3H, DDR3 1333MHz 4Gb, за  $\sim 7$  с процессорного времени.

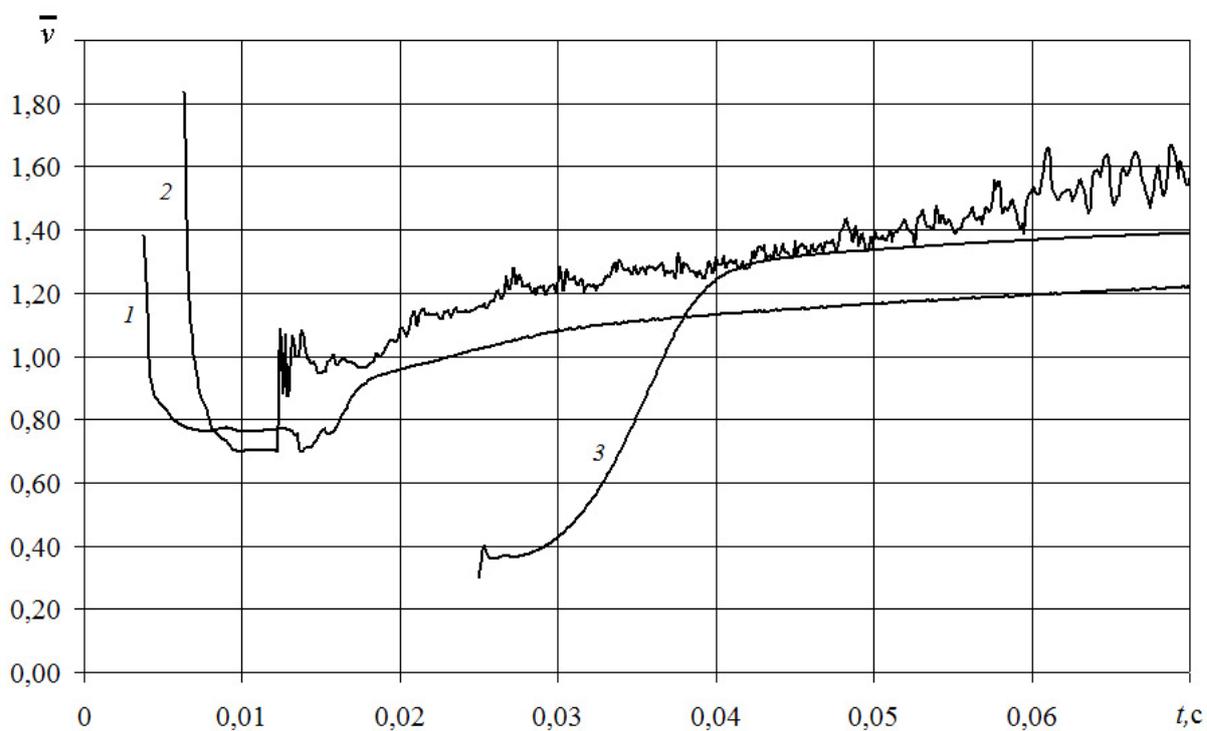
На рисунке 2 представлено изменение во времени давления в фиксированных точках камеры сгорания РДТТ: вблизи переднего днища (кривая 1), между секциями заряда ТТ у стенки камеры сгорания (кривая 2) и вблизи заднего днища (кривая 3). Дополнительно для сравнения дано изменение во времени давления вблизи переднего днища, полученное в результате трёх стендовых испытаний рассматриваемого РДТТ (кривые 1а, 1б, 1в). Расчётные данные хорошо согласуются с данными эксперимента. В начальной стадии процесса (до  $\sim 25$  мс) на рисунке отчётливо виден интенсивный ударно-волновой характер течения, особенно вблизи переднего днища двигателя.

На рисунке 3 дано изменение во времени относительной скорости горения заряда ТТ ( $\bar{v} = v_k / v_k^0$ , где  $v_k^0$  — стационарная скорость горения) в фиксированных точках поверхности горения. На торцевой поверхности второй секции заряда ТТ вблизи заднего днища РДТТ (кривая 1), в среднем сечении цилиндрического канала второй секции заряда (кривая 2) и в канально-щелевом сечении первой секции заряда вблизи переднего днища двигателя (кривая 3). Заряд ТТ воспламеняется во времени постепенно, режим горения — нестационарный и турбулентный.

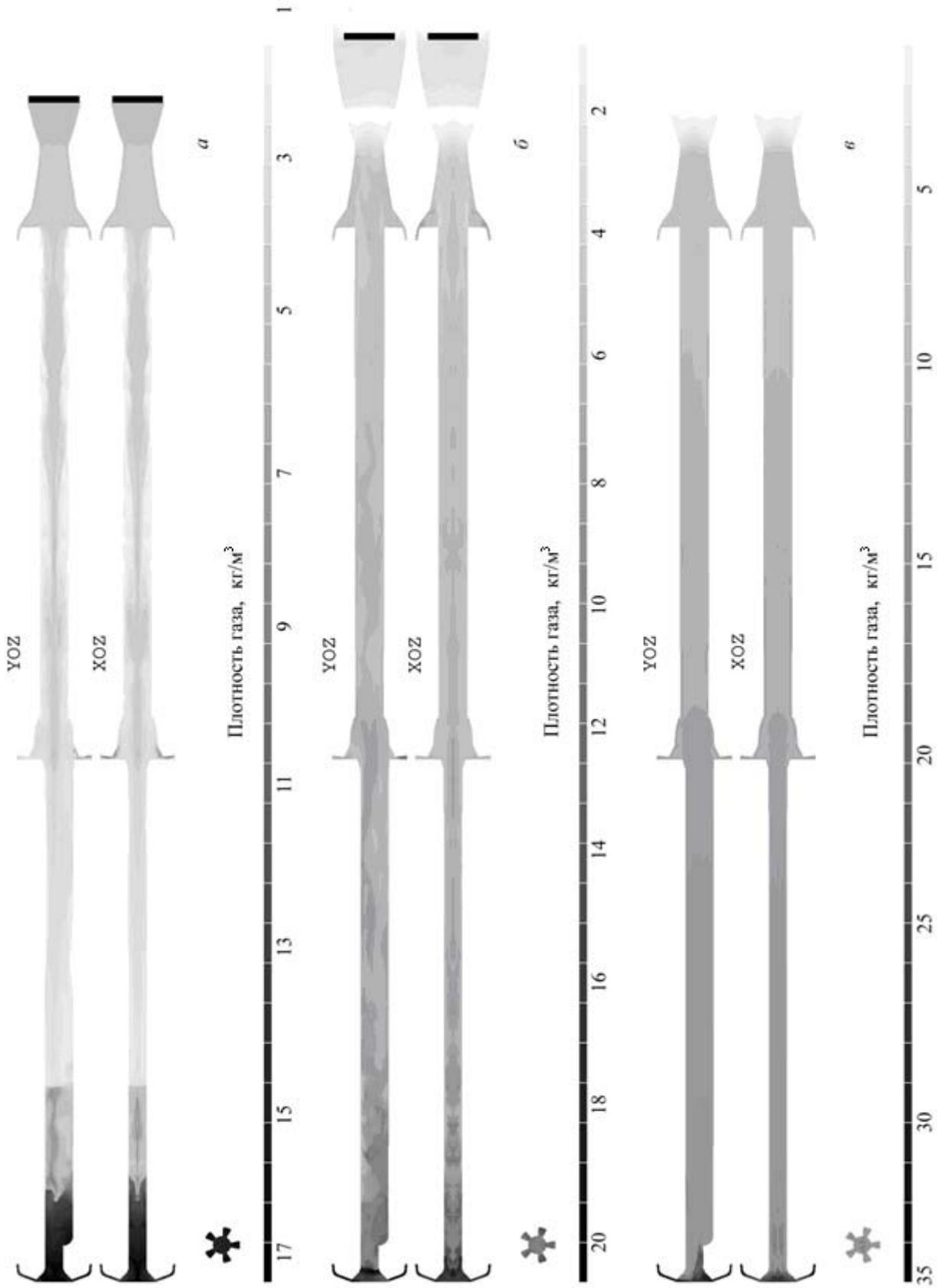
На рисунках 4–6 показано распределение газодинамических параметров пространственного трёхмерного течения в камере сгорания РДТТ, сопле и за сопловым блоком в фиксированные моменты времени  $t = 9,0; 18,0; 68,4$  мс. Поле течения дано в двух продольных плоскостях  $YOZ$  и  $XOZ$  (в плоскости  $XOZ$  соблюдается геометрическая симметрия камеры сгорания) и в поперечной плоскости  $XOY$  вблизи канально-щелевой секции заряда ТТ. Наблюдаются чётко выраженные области больших градиентов параметров потока, а также обширные области обратного и обратно-циркуляционного течения. Параметры процесса течения существенно изменяются во времени. Динамика потока особенно ярко выражена вблизи переднего и заднего днищ ракетного двигателя, а также в средней части камеры сгорания между секциями заряда ТТ.



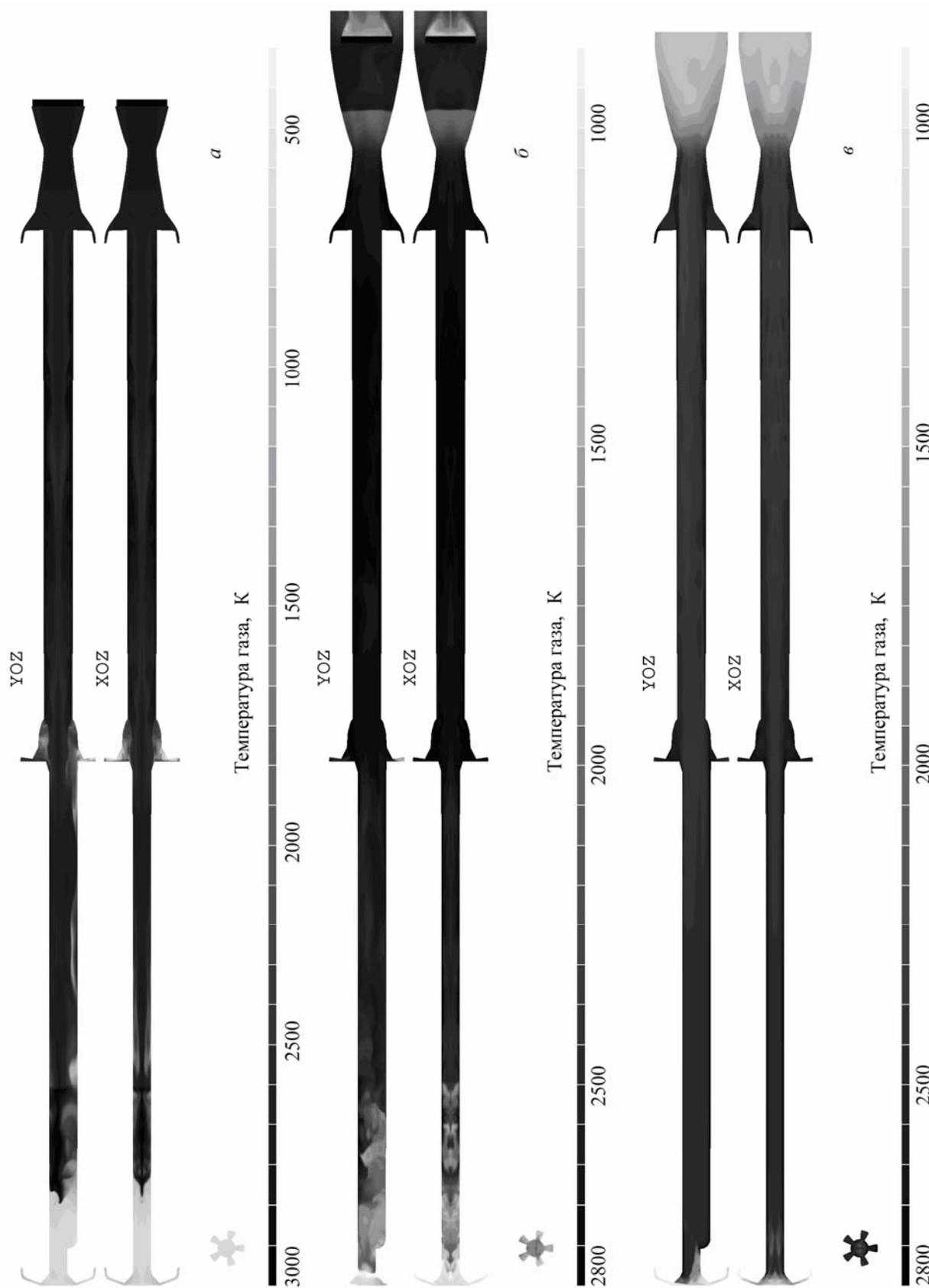
**Рис. 2.** Изменение во времени давления в фиксированных точках камеры сгорания РДТТ: около переднего днища – 1 (расчет), 1а, 1б, 1е (экспериментальные данные), между секциями заряда ТТ – 2, около заднего днища – 3



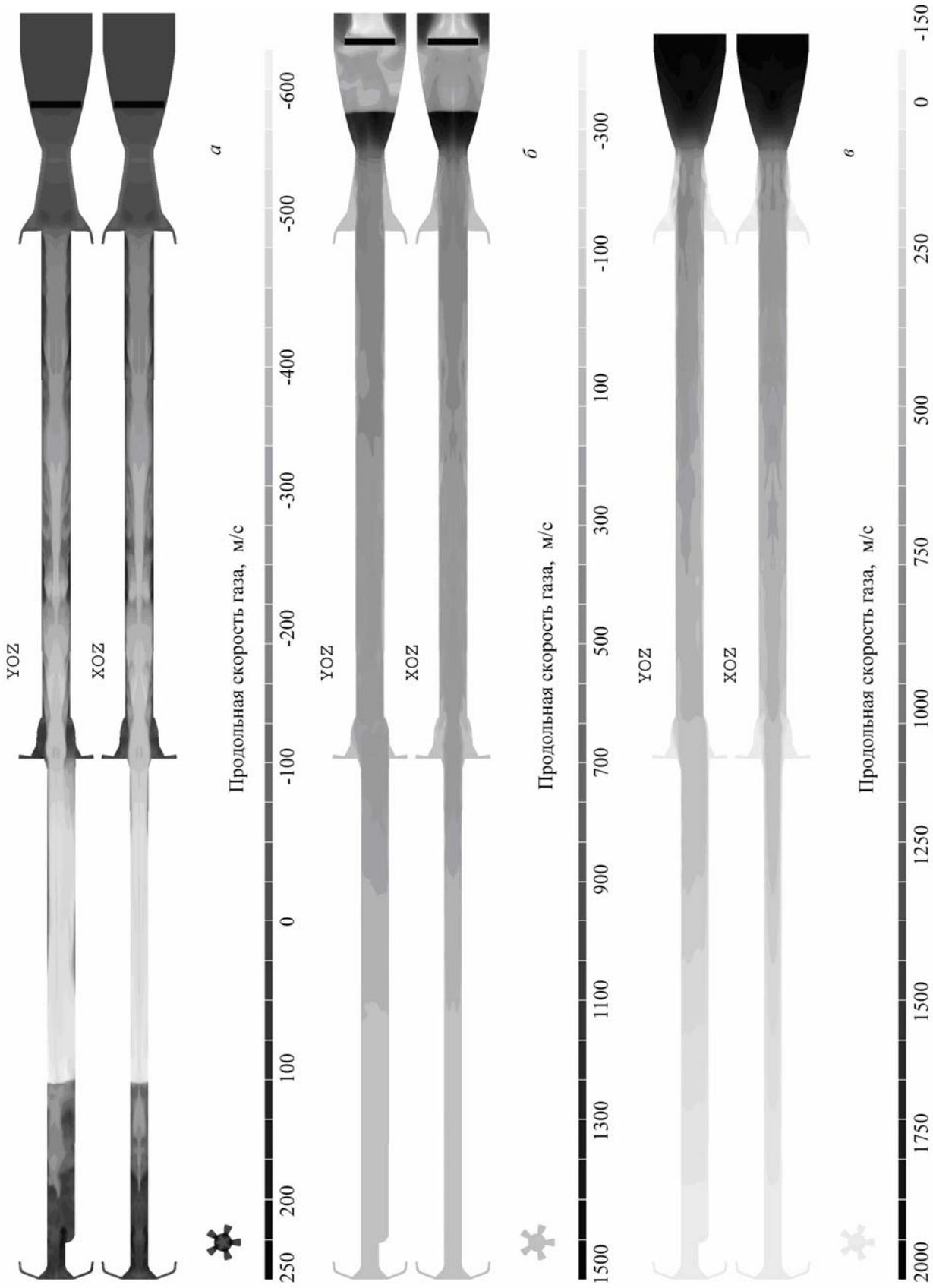
**Рис. 3.** Изменение во времени относительной скорости горения заряда ТТ в фиксированных точках поверхности горения.



**Рис. 4.** Распределение плотности газа в камере сгорания РДТГ, сопле и за сопловым блоком в фиксированные моменты времени  $t$ , мс:  
9,0 (*a*); 18,0 (*b*); 68,4 (*c*)



**Рис. 5.** Распределение температуры газа в камере сгорания РДТТ, сопле и за сопловым блоком в фиксированные моменты времени  $t$ , мс: 9,0 (*a*); 18,0 (*б*); 68,4 (*в*)



**Рис. 6.** Распределение продольной составляющей (вдоль оси OZ) вектора скорости газа в камере сгорания РДТТ, сопле и за сопловым блоком в фиксированные моменты времени  $t$ , мс: 9,0 (*a*); 18,0 (*b*); 68,4 (*e*)

## 7. Заключение

Разработанная физико-математическая модель и созданный на её базе пакет прикладных программ позволяют проводить детальное комплексное исследование нестационарных переходных внутрикамерных процессов при срабатывании РДТТ. Изменяя состав ТТ (а значит, скорость горения, состав продуктов сгорания и прочее), геометрию зарядов ТТ, расположение ВУ и другие параметры ракетного двигателя, можно снизить интенсивность ударно-волновых процессов в камере сгорания, уменьшить динамическую составляющую нагрузки на заряд ТТ и тем самым обеспечить высокую надёжность работы РДТТ. Полученная информация может быть успешно использована в процессе проектирования и отработки новых образцов ракетной техники с высокими энергомассовыми характеристиками.

Работа отмечена специальной премией отраслевого конкурса ФГУП Федеральный центр двойных технологий «Союз» 2009 года.

## Литература

1. *Ерохин Б.Т., Липанов А.М.* Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. – М.: Машиностроение, 1977. – 200 с.
2. *Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П.* Теория ракетных двигателей. – М.: Машиностроение, 1980. – 533 с.
3. *Внутренняя баллистика РДТТ: Справочная библиотека разработчика-исследователя.* / Под ред. А.М. Липанова, Ю.М. Милёхина. – М.: Машиностроение, 2007. – 504 с.
4. *Стиридонов А.А.* Планирование эксперимента при исследовании технологических процессов. – М.: Машиностроение, 1981. – 184 с.
5. *Давыдов Ю.М., Егоров М.Ю.* Численное моделирование нестационарных переходных процессов в активных и реактивных двигателях. – М.: НАПН РФ, 1999. – 272 с.
6. *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
7. *Давыдов Ю.М., Давыдова И.М., Егоров М.Ю.* Совершенствование и оптимизация авиационных и ракетных двигателей с учётом нелинейных нестационарных газодинамических эффектов. – М.: НАПН РФ, 2002. – 303 с.
8. *Давыдов Ю.М., Егоров М.Ю.* Неустойчивость рабочего процесса в камере сгорания ракетного двигателя на твёрдом топливе // Доклады Академии наук. – 2001. – Т. 377, № 2. – С. 194-197.
9. *Давыдов Ю.М., Егоров М.Ю., Липанов А.М. и др.* Численное исследование актуальных проблем машиностроения и механики сплошных и сыпучих сред методом крупных частиц: в 5 т. / Под ред. Ю.М. Давыдова. – М.: НАПН РФ, 1995. – 1658 с.
10. *Давыдов Ю.М.* Крупных частиц метод // Математическая энциклопедия. Т. 3. – М.: Советская энциклопедия, 1982. – С. 125-129.

Поступила в редакцию 30.03.10

---

### Сведения об авторах

*Амарантов Георгий Николаевич*, дтн, проф., зам. Ген. дир. – главный конструктор ФГУП «НИИ полимерных материалов» (ФГУП НИИ ПМ), 614113, Пермь, ул. Чистопольская, 16; E-mail: niipm@pi.ccl.ru

*Егоров Михаил Юрьевич*, дфмн, проф., зав.лаб., Пермский государственный технический университет (ПГТУ), 614990, Пермь, Комсомольский пр., д. 29; E-mail: egorov-m-j@yandex.ru

*Егоров Сергей Михайлович*, асп., ПГТУ; E-mail: egorov-m-j@yandex.ru

*Егоров Дмитрий Михайлович*, асп., ПГТУ; E-mail: egorov-m-j@yandex.ru

*Некрасов Валентин Иванович*, ктн, нач. отдела, ФГУП НИИ ПМ; E-mail: niipm@pi.ccl.ru