

УДК 629.76

## РАСЧЕТ МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДА РДТТ НА РАБОЧИЙ РЕЖИМ

Ю. М. Милёхин, А. Н. Ключников, В. С. Попов, Н. Д. Пелипас

Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090 Дзержинский, Fcdt@monnet.ru

Представлены физико-математическая модель и метод расчета параметров выхода РДТТ на рабочий режим с учетом конструктивных особенностей заряда, начальных условий в двигателе и взаимосвязанных процессов: формирования и движения по каналу заряда волн сжатия и ударных волн; движения и смешения продуктов сгорания воспламенителя, содержащих конденсированную фазу, с начальным газом и продуктами горения заряда; постепенного прогрева и воспламенения поверхности заряда. Разработанная программа применена к обоснованию различающихся экспериментальных зависимостей давление — время на участке выхода на рабочий режим крупногабаритного модельного двигателя, полученных на стенде при атмосферных условиях и в баростенде при начальном давлении в двигателе  $0.25 \cdot 10^5$  Па. Показано, что при зажигании заряда в вакууме создаются более благоприятные условия для теплоотдачи, чем при атмосферном давлении: в канале — за счет повышения скорости движения продуктов сгорания воспламенителя за прошедшей ударной волной, в утопленной области и щелях заряда — за счет минимального поглощения излучения продуктов сгорания находящимся там разреженным начальным газом (воздухом).

Ключевые слова: ракетный двигатель на твердом топливе (РДТТ), воспламенительное устройство, пусковой двигатель, выход на рабочий режим, волновые процессы, начальное давление, поглощение излучения.

### ВВЕДЕНИЕ

Выход ракетного двигателя на твердом топливе (РДТТ) на рабочий режим — сложный процесс, включающий в себя совокупность взаимосвязанных газодинамических и физико-химических явлений, протекающих в свободном объеме камеры сгорания и в поверхностных слоях заряда твердого топлива.

Начинается этот процесс с горения воспламенительного состава в замкнутом объеме воспламенительного устройства (ВУ) или пускового двигателя. По достижении давления, равного давлению разрушения герметизирующей оболочки ВУ или заглушки в пусковом двигателе, происходит истечение продуктов сгорания воспламенителя и их распространение по свободному объему камеры сгорания. Последнее сопровождается образованием в канале заряда волн сжатия или слабых ударных волн в зависимости от газоприхода от сгорания воспламенителя, свойств продуктов сгорания и параметров начального газа в двигателе. Начальный газ (воздух) частично вытесня-

ется из камеры двигателя и частично перемешивается с продуктами сгорания воспламенителя (в пограничном слое и зоне контактной поверхности). В непроточных зонах свободного объема двигателя начальный газ сохраняет длительное время и вытесняется в момент воспламенения поверхности в этой зоне. В результате вытеснения и перемешивания с продуктами сгорания параметры смеси непрерывно изменяются: уменьшается концентрация начального газа и соответственно увеличивается концентрация продуктов сгорания, растут температура и давление смеси и др.

С другой стороны, смесь продуктов сгорания, двигаясь по каналу заряда, отдает часть тепла на нагрев поверхности заряда твердого топлива и частично охлаждается. Нагрев элементов поверхности заряда нестационарным потоком продуктов сгорания воспламенителя и движущейся впереди ударной волной осуществляется путем вынужденной конвекции и за счет теплового излучения, в непроточных зонах — кондукцией и излучением высокотемпературного газа. Для конкретизации действующих факторов нагревания поверхности опреде-

ляли суммарный коэффициент теплоотдачи с учетом конструктивных особенностей воспламеняемого участка заряда.

Из анализа следует, что на параметры выхода РДТТ на рабочий режим большое влияние оказывают конструктивные особенности заряда и начальные условия в двигателе: начальное давление, свойства начального газа, состояние и температура воспламенения поверхности заряда и др.

В статье предложено решение задачи расчета параметров выхода РДТТ на рабочий режим с учетом конструктивных особенностей заряда, начальных условий в двигателе и взаимосвязанных процессов, таких как формирование и движение по каналу заряда волн сжатия и ударных волн, движение и смешение продуктов сгорания воспламенителя, содержащих конденсированную фазу, с начальным газом и продуктами горения заряда, постепенный прогрев и воспламенение поверхности заряда. Рассмотрены особенности перечисленных процессов при начальном атмосферном давлении в двигателе, а в случае разгерметизации двигателя перед запуском — в вакууме. В непроточной «утопленной» области предсопловой объема и щелях заряда учитывается влияние находящегося там начального газа на последовательное развитие процесса воспламенения заряда.

Уравнения одномерной нестационарной газодинамики для канала заряда решались методом характеристик, предложенным в работе [1], позволяющим корректно рассчитывать параметры волновых и разрывных течений в довоспламенительный период работы РДТТ, в том числе при начальном давлении в двигателе, близком к вакууму. При выборе метода характеристик руководствовались рекомендациями работы [2] по конструированию алгоритмов численных методов.

В открытой литературе публикации по выходу РДТТ на стационарный рабочий режим с детальным исследованием внутрикамерных процессов в довоспламенительный период работы практически отсутствуют. Следует отметить созданную по модульному принципу программу [3], базирующуюся на трехмерном газодинамическом модуле и вычислительном методе крупных частиц [4].

В работе [3] газоприход из ВУ моделируется на основе экспериментально-теоретического подхода. Отдельно решается обратная задача

внутренней баллистики для системы, состоящей из ВУ и имитатора свободного объема камеры сгорания РДТТ, в нульмерной постановке, в адиабатическом приближении. Строится полиномиальная зависимость для удельного газоприхода из ВУ через проницаемые границы области. Тепловой поток на поверхность топлива определялся не через параметры теплового пограничного слоя, что могло повысить точность тепловых расчетов (погрешность  $6 \div 9 \%$ ) при трехмерном газодинамическом расчете, а по критериальным соотношениям для «осредненного газодинамического течения». Однако в работе [3] ничего не сказано о формировании и движении ударных волн, об увеличенных тепловых потоках и динамических нагрузках на заряд в довоспламенительный период работы РДТТ.

Важно отметить, что для проведения расчетов модульные программные комплексы требуют применения многопроцессорных компьютеров и достаточно большого времени счета, что не всегда оправданно.

### СХЕМА МОДЕЛЬНОГО ДВИГАТЕЛЯ И ОБЛАСТИ ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Схема модельного двигателя и области течения продуктов сгорания (области интегрирования) показаны на рис. 1. На левой границе области интегрирования размещается воспламенительное устройство или пусковой двигатель 1. Принимается, что корпус воспламенительного устройства хорошо перфорирован, и это позволяет пренебрегать перепадом давления между устройством и каналом 2 при расчете газоприхода (расхода) от горящего воспламенительного состава. Параметры пускового двигателя рассчитываются индивидуально с

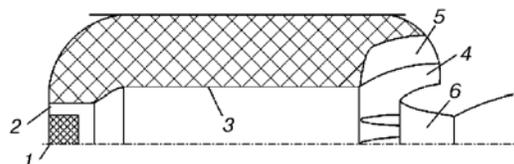


Рис. 1. Схема области течения (области интегрирования):

1 — воспламенительное устройство (пусковой двигатель), 2 — канал заряда для размещения ВУ (пускового двигателя), 3 — основной канал заряда, 4 — утопленная область сопла, 5 — щели заряда, 6 — сопловой блок

учетом его конструктивных размеров и термодинамических характеристик топлива. Расход продуктов сгорания топлива из пускового двигателя рассчитывается с учетом перепада давления между двигателем и каналом 2 заряда (на левой границе). Область течения включает в себя цилиндрические участки 2, 3 и характерные зоны с развитой поверхностью горения (предсопловые объемы 4 с утопленным соплом 6, кольцевые проточки, щели 5 и др.). Для общности задания геометрических характеристик области интегрирования в исходные данные для таких зарядов, представляемые в табличном виде, входят необходимые для расчетов функции периметра  $h(x)$  и площади сечения канала  $F(x)$ . Производные этих функций находятся методами численного дифференцирования [5]. Прогрев и воспламенение поверхности горения в канале заряда рассчитываются по полуэмпирическим соотношениям для вынужденной конвекции и излучения [6].

Правая граница канала сопряжена с предсопловым объемом двигателя, который характеризуется величиной объема  $W_c$  и поверхностью горения заряда  $S_c$ , поджигаемой продуктами сгорания из ВУ или пускового двигателя и от воспламенившегося в канале топлива, втекающими в объем из канала заряда. Из-за сохранения определенной массы начального газа в утопленной области предсоплового объема и в щелях теплообмен и воспламенение поверхности заряда существенно затруднены. Теплообмен реализуется излучением и кондукцией, при этом поток тепловой энергии ослабевает при прохождении через слой начального газа за счет поглощения излучения [6]. Прогрев и воспламенение поверхности рассматриваются в квазиодномерной постановке, позволяющей моделировать распределение коэффициента теплоотдачи по длине утопленной области. В качестве критерия воспламенения используется условие достижения заданной температуры на поверхности, в общем случае зависящей от давления и теплового потока в стенку.

## СИСТЕМА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Система уравнений одномерного неустановившегося движения идеального газа [7], преобразованная к условиям расчета параметров потока комбинированных продуктов сгорания при работе двигателя на этапе выхода на рабочий режим, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} &= \\ &= \frac{\Pi_T \delta \theta + \Pi_B \delta_B + \Pi_{\Pi}(1 - \delta_B)}{F} - \frac{1}{F} \rho v \frac{\partial F}{\partial x} = f_1, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \\ &= - \frac{v[\Pi_T \delta \theta + \Pi_B \delta_B + \Pi_{\Pi}(1 - \delta_B)] - \tau h}{F \rho} = f_2, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} + k p \frac{\partial v}{\partial x} &= \\ &= \frac{[\Pi_T \delta \theta + \Pi_B \delta_B + \Pi_{\Pi}(1 - \delta_B)](k - 1)v^2}{2F} + \\ &+ \frac{\Pi_T \delta \theta R_T k_T T_{pT}}{F} + \frac{\Pi_B \delta_B R_B k_B T_{pB}}{F} + \\ &+ \frac{\Pi_{\Pi}(1 - \delta_B) R_{\Pi} k_{\Pi} T_{p\Pi}}{F} - \\ &- \left[ \frac{\Pi_T \delta \theta}{\rho_T} + \frac{\Pi_B \delta_B}{\rho_B} + \frac{\Pi_{\Pi}(1 - \delta_B)}{\rho_B} \right] \frac{P}{F} - \\ &- \frac{k p v}{F} \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{(k - 1)h}{F} (v \tau + \Delta Q) = f_3, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\Pi_T = h \rho_T u_1 (P \cdot 10^{-5})^\nu, \quad \Pi_{B,\Pi} = \frac{G_{B,\Pi}}{\Delta x},$$

$$\Delta Q = \tilde{\alpha}_{\Sigma} (T - \theta), \quad \tau = \frac{\xi \rho v^2}{4 \cdot 2},$$

$$\xi = 0.00332 + 0.221 \text{Re}^{-0.237}.$$

Здесь  $t$  — время, с;  $x$  — осевая координата, м;  $F$  — площадь поперечного сечения канала, м<sup>2</sup>;  $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $v$  — скорость, м/с;  $p$  — давление, Па;  $k$  — показатель адиабаты;  $R$  — газовая постоянная, Дж/(кг · К);  $T$  — температура газа, К;  $\theta$  — температура поверхности заряда, К;  $\xi$  — коэффициент сопротивления потока;  $\tau$  — трение, Н/м<sup>2</sup>;  $\text{Re}$  — критерий Рейнольдса;  $P \cdot 10^{-5}$  — давление, отнесенное к атмосферному;  $\Pi$  — распределенный по координате массоприход, включающий скорость эрозийного горения, кг/(м · с);  $G$  — расход продуктов сгорания из ВУ и пускового двигателя, кг/с;  $\Delta Q$  — теплопотери, Вт/м<sup>2</sup>;  $\tilde{\alpha}_{\Sigma}$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup> · К);  $h$  — периметр канала заряда, м;  $\delta$  — символ Кронекера; индексы: т — топливо, в — воспламенитель,

$\Pi$  — пусковой двигатель,  $\theta$  — температура топлива,  $p$  — постоянное давление.

Правые части этих уравнений являются функциями времени  $t$ , координаты  $x$ , плотности  $\rho$ , давления  $p$ , скорости газа  $v$  и массовых, термодинамических, баллистических характеристик заряда и воспламенителя.

Уравнения системы (1) имеют три семейства характеристик, которые в плоскости независимых переменных  $(x, t)$  выражаются уравнениями следующего вида [7]: для первого семейства

$$\frac{dx}{dt} = v + a; \quad (2)$$

для второго семейства

$$\frac{dx}{dt} = v - a; \quad (3)$$

для третьего семейства

$$\frac{dx}{dt} = v. \quad (4)$$

Здесь  $a$  — скорость звука, м/с.

На характеристиках первого семейства выполняются условия:

$$\frac{dv}{dt} + a \frac{d \ln p^{1/k}}{dt} = \varphi = f_2 + f_3 \frac{a}{kp}; \quad (5)$$

на характеристиках второго семейства

$$\frac{dv}{dt} - a \frac{d \ln p^{1/k}}{dt} = \psi = f_2 - f_3 \frac{a}{kp}; \quad (6)$$

на характеристиках третьего семейства

$$\frac{d}{dt} \ln \left( \frac{\rho}{p^{1/k}} \right) = \omega = \frac{f_1}{\rho} - \frac{f_3}{kp}, \quad (7)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = (1 - \alpha) \frac{\Pi_T}{F\rho} \delta\theta - \alpha \frac{\Pi_{\Pi,В}}{F\rho}, \quad (8)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = (1 - \beta) \frac{\Pi_{\Pi,В}}{F\rho} - \beta \frac{\Pi_T}{F\rho} \delta\theta. \quad (9)$$

Здесь  $\alpha$  — массовая концентрация продуктов сгорания топлива,  $\beta$  — концентрация продуктов сгорания воспламенителя.

Концентрацию начального газа в образовавшейся смеси газов и массовую долю конденсированной фазы в продуктах сгорания рассчитывали по соотношениям

$$q_H = 1 - \alpha - \beta, \quad (10)$$

$$\gamma = \alpha\gamma_T + \beta\gamma_B + q_H\gamma_H.$$

Через концентрации продуктов сгорания определяли термодинамические и теплофизические характеристики смеси продуктов сгорания, а также интегральные характеристики составляющих суммарного расхода для проверки сходимости результатов расчета (допустимые отклонения  $\leq \pm 1.5\%$ ).

Продукты сгорания воспламенителя и топлива рассматривались как идеальные газы с «эффективными» показателями адиабаты и газовыми постоянными, учитывающими наличие конденсированной фазы в газах. При рассмотрении топлива для пускового и основного двигателей этот подход в случае, когда массовая доля высокодисперсной конденсированной фазы в продуктах сгорания равна  $\gamma < 35\%$ , является обоснованным и общепринятым при расчете внутрибаллистических параметров камер сгорания двигателей.

Для ВУ коробчатого типа, снаряженных зерненым дымным порохом ( $\gamma_B > 50\%$ ), принимается допущение о разлете зерен по объему двигателя после вскрытия оболочки ВУ и распределении газоприхода по всей обогреваемой поверхности (в системе уравнений (1) для  $\Pi_B$  принимается  $\Delta x = x_N$ ). В этом случае ударные волны в канале заряда не формируются. Дополнительное тепловое воздействие на обогреваемую поверхность учитывается через скорость оттока продуктов сгорания от горящих зерен (см. далее формулу (32)).

Для расчета параметров в предопловом объеме методом Эйлера решается система обыкновенных дифференциальных уравнений для комбинированных продуктов сгорания [7], включающая уравнения для концентраций продуктов сгорания топлива, воспламенителя, начального воздуха, конденсированных частиц и аналитические соотношения для термодинамических и теплофизических характеристик продуктов сгорания при аддитивном смешении.

Для канала заряда система представляет собой уравнения с частными производными и при заданных начальных и граничных условиях является задачей Коши.

Задание начальных данных для области интегрирования заключается в распределении параметров по точкам  $j$  ( $0 \leq j \leq N$ ) вдоль координаты  $x$  (рис. 2), а также в предопловом

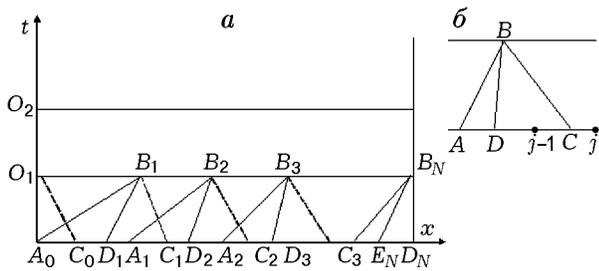


Рис. 2. Схема численного счета

объеме двигателя. При решении задачи в пространственной области канала заряда и предсоплового объема в качестве начальных данных брали параметры неподвижного начального газа, осредненные по объему камеры.

При непрерывных начальных данных параметры внутри канала и в предсопловом объеме могут быть полностью рассчитаны. Однако на границах  $x = x_0$  и  $x = x_N$  выполнить расчет параметров без задания дополнительных (граничных) условий невозможно. В граничную точку  $x = x_0$  не приходят характеристики из первого и третьего семейств при  $t > 0$ , а в точке  $x = x_N$  не имеет смысла характеристика из второго семейства. Вместо них должны быть заданы дополнительные граничные условия.

Левая граница области интегрирования представляет собой глухую стенку, в окрестность которой поступают продукты сгорания из воспламенительного устройства и пускового двигателя.

При допущении малости осредненной скорости потока на левой границе в качестве 1-го условия принимаем

$$v_0 = 0. \quad (11)$$

Для интегрирования дифференциальных уравнений расчета концентраций продуктов сгорания и воздуха не требуется задавать граничные условия, так как характеристика из третьего семейства, вдоль которой изменяются концентрации, лежит в плоскости границы. В этой ситуации адиабатическая температура смеси продуктов сгорания на левой границе может быть определена из энергетического баланса, включающего равновесные термодинамические температуры и найденные концентрации продуктов сгорания топлива, воспламенителя и начального газа (2-е граничное условие):

$$T_0 = \frac{1}{c_{p0}} (\alpha_0 c_{pT} T_{pT} + \beta_0 c_{pB} T_{pB} + q_0 c_{pH} T_H), \quad (12)$$

где  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении.

Выразив скорость потока на границе из условия на характеристике второго семейства (6), с учетом равенства (11) получаем уравнение для определения давления  $p_0$ :

$$v_0 = \psi_2 \Delta t - a_2 \left[ \ln p_0^{1/k_0} - \ln p_2^{1/k_2} \right] + v_2, \quad (13)$$

$$p_0 = p_2 \exp \left[ \left( \frac{\bar{k}}{a_2} \right) (-v_2 - \psi_2 \Delta t) \right],$$

где индексом 2 обозначены параметры в точке  $C_0$  на характеристике второго семейства, проходящей в точку  $O_1$  левой границы (см. рис. 2),  $\bar{k}$  — среднее значение показателя адиабаты.

Для обеспечения устойчивости счета при замене дифференциалов разностями показатели адиабаты между точками на характеристиках осреднялись.

На правой границе через точку  $x = x_N$  проходят характеристики первого и третьего семейств. Характеристики второго семейства правую границу не пересекают, поэтому при дозвуковом потоке в качестве граничного условия требуется ввести недостающую связь. Таковой может быть, например, равенство давлений в предсопловом объеме и на правой границе:

$$p_c = p_N. \quad (14)$$

## МЕТОД И СХЕМА ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Для численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, записанной в форме характеристик, использовали метод Массо, изложенный в работе [5].

Для численного счета применяли схему интегрирования по слоям, которая позволяет для каждой точки с координатами  $(t, x)$  (рис. 2, а) определять газодинамические и тепловые параметры: газодинамические — методом характеристик, тепловые — разностным методом.

Разбивали длину заряда на  $N$  точек, в каждой из которых в начальный момент времени начальный газ с известными параметрами находился в покое.

Шаг интегрирования по координате  $x$  выбирали максимальным из значений, при которых точность результатов оставалась практически неизменной. Расчеты показали, что на

персональном компьютере достижима сходимость результатов с точным решением в пределах  $\pm 0.5\%$  за приемлемое время (в пределах 1 ч счета до времени выхода на рабочий режим).

Область интегрирования по координате  $t$  разбивали прямыми, параллельными оси  $x$ , на слои с шагом по времени  $\Delta t$ . Полученные точки обозначали буквами  $O_1, O_2, \dots, O_n$ . На левой границе в точке  $O_1$  рассчитывали параметры в момент времени  $t = \Delta t$ . В точку  $O_1$  приходит только одна характеристика второго семейства —  $C_0O_1$ . Две недостающие характеристики заменяли граничными условиями (11), (12).

Затем из точек  $A_0, A_1, A_2, \dots, A_j$  координатной линии при  $t = 0$  проводили характеристики из первого семейства до пересечения со второй линией ( $t = \Delta t$ ) в точках  $B_1, B_2, \dots, B_j$  и рассчитывали в них параметры. В точки  $B_1, B_2, \dots, B_j$  приходят характеристики всех трех семейств, необходимые для вычисления параметров. Характеристики из второго семейства исходили из вспомогательных точек  $C_0, C_1, \dots, C_j$ , а характеристики из третьего семейства — из точек  $D_1, \dots, D_j$ . Координаты точек  $x_C$  и  $x_D$  определяли по формулам (см. рис. 2, б)

$$x_C = \frac{-\Delta t x_j (v - a)_{j-1} + \Delta t x_{j-1} (v - a)_j}{x_j - x_{j-1} + \Delta t [(v - a)_j - (v - a)_{j-1}]}, \quad (15)$$

$$x_D = x_A + (x_C - x_A) \frac{x_B - x_A - \Delta t v_A}{x_C - x_A + (v_C - v_A) \Delta t}, \quad (16)$$

где  $j - 1, j$  — номера точек с известными параметрами, между которыми находится точка  $C$ ; для точки  $D$ , из которой выходят характеристики третьего семейства, использовали параметры в точках  $A$  и  $C$ .

По известным координатам параметры в точках  $C_j$  и  $D_j$  расчетной области определяли линейным интерполированием.

Конечные выражения для вычисления параметров на следующем шаге по времени в точках  $B_j$  имели вид:

$$x_3 = x_1 + (v + a)_1 \Delta t,$$

$$p_3 = \exp \left\{ \frac{\bar{k}}{a_1 + a_2} [\varphi_1 \Delta t + v_1 + a_1 \ln(p_1^{1/k}) - \right.$$

$$\left. - \psi_2 \Delta t - v_2 + a_2 \ln(p_2^{1/k}) \right\}, \quad (17)$$

$$v_3 = \varphi_1 \Delta t + v_1 - a_1 [\ln(p_3^{1/k}) - \ln(p_1^{1/k})],$$

$$p_3 = \frac{\rho_4}{p_4^{1/k}} p_3^{1/k} \exp(\omega_4 \Delta t).$$

Здесь параметры в точке  $A$  обозначены индексом 1, в точке  $C$  — индексом 2, в точке  $B$  — индексом 3, в точке  $D$  — индексом 4.

Величины  $\varphi, \psi, \omega$  вычисляли по формулам (5)–(7), а необходимые значения правых частей исходных дифференциальных уравнений  $f_1, f_2, f_3$  — по формулам (1). Для вычисления указанных величин в точках  $A, C, D$  использовали соответствующие параметры в этих точках.

Концентрации продуктов сгорания  $\alpha, \beta$  находили из дифференциальных уравнений для характеристик третьего семейства (8), (9), записанных в конечных разностях, а концентрации начального газа  $q$  и конденсированных частиц  $\gamma$  — по алгебраическим уравнениям (10).

Параметры в точке  $B_N$  на правой границе при  $v_N < a_N$  рассчитывали аналогично по формулам (1), (5), (7)–(10) с граничным условием (14).

Координаты точек  $A, D$  для построения характеристик первого и третьего семейств, приходящих в точку  $B$ , определяли интерполированием, используя разностные уравнения для характеристик (2), (4), по формулам (см. рис. 2, а):

$$x_1 = [(x_{j+1} - x_j)x_3 + (v_{j+1} + a_{j+1})x_j \Delta t - (v_j + a_j)x_{j+1} \Delta t] / \{ [(v_{j+1} + a_{j+1}) - (v_j + a_j)] \Delta t + x_{j+1} - x_j \} \quad (18)$$

при условии  $x_j + (v_j + a_j) \Delta t < x_3, x_{j+1} + (v_{j+1} + a_{j+1}) \Delta t > x_3, j = 0, \dots, N - 1$ ;

$$x_4 = [(x_{j+1} - x_j)x_3 + (v_{j+1} - v_j)x_j \Delta t - (x_{j+1} - x_j)v_j \Delta t] / [(v_{j+1} - v_j) \Delta t + (x_{j+1} - x_j)] \quad (19)$$

при условии  $x_j + v_j \Delta t < x_3, x_{j+1} + v_{j+1} \Delta t > x_3, j = 0, \dots, N - 1$ . Здесь параметры в точке  $E_N$  обозначены индексом 1, в точке  $B_N$  — индексом 3, в точке  $D_N$  — индексом 4.

При сверхзвуковом истечении из канала параметры в точке  $B_N$  определяли по соотношениям (5)–(10) на характеристиках первого–третьего семейств, при этом дополнительных условий не требовалось.

Интегрирование на последующих временных слоях проводилось в том же порядке. В случае пересечения каких-либо двух одноименных характеристик внутри области одну из узловых точек выбрасывали, а чтобы количество точек значительно не сокращалось, предусматривали их перераспределение интерполированием в заданные на оси  $x$  точки. Изложенный подход дал возможность, не усложняя расчета в области образующихся слабых ударных волн, выполнять расчеты по простой и единой во всей области схеме.

Применение схемы сквозного послойного вычисления параметров течений со слабыми ударными волнами впервые предложено в работе [1]. Как показано в работе [8] и получено в представленных выше расчетах, это практически не отражается ни на устойчивости, ни на сходимости, ни на точности результатов.

Проведенные расчеты при варьировании шагов разбиения области по времени и по координате  $x$  показали, что на компьютере типа РС достижима сходимость результатов с точным решением в пределах  $\pm 0.5\%$  за приемлемое время счета ( $\approx 1$  ч) до установления рабочего режима.

## УРАВНЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЗАРЯДА

В соответствии с принятой схемой газодинамического расчета прогрев топлива в сечениях канала заряда с координатами  $x_i$  определяли решением одномерных уравнений теплопроводности с учетом тепловыделения от разложения конденсированной фазы, записанных с соответствующими начальными и граничными условиями, включающими температуру воспламенения поверхности заряда  $T_s$  [9–12]. Скорость распространения пламени по поверхности при воспламенении заряда определяли через координаты сечений  $x_i$  и время  $t_i$  достижения в них температуры воспламенения:  $v_{пл} = (x_i - x_{i-1}) / (t_i - t_{i-1})$ .

В известных работах по теории зажигания конденсированных систем [10, 11] общепринято описывать физико-химические процессы в поверхностном слое воспламеняемого топлива

при заданном тепловом воздействии нагревающей среды с классическими граничными условиями.

Отметим, что воспламенение в РДТТ представляет собой совокупность газодинамических и физико-химических процессов, протекающих в свободном объеме камеры, заполненном газообразными продуктами, и в поверхностном слое заряда в период его зажигания. Из-за многостадийности и индивидуальности химических реакций для каждого сорта топлива общепринятые константы химических реакций — энергия активации  $E$ , предэкспонент  $k_0$ , тепловой эффект  $Q$  — становятся согласующими коэффициентами расчетных и опытных данных, поскольку не соответствуют элементарным актам реакций. Применительно к смежным составам в зарубежной и отечественной литературе получила распространение так называемая гетерогенная теория зажигания, когда передаваемое от продуктов сгорания воспламенителя тепло затрачивается в основном на газификацию связки и окислителя и последующее воспламенение продуктов газификации.

Таким образом, общепринятого универсального условия воспламенения твердого топлива не существует.

В данной статье принято условие, предложенное в работе [9] и использованное при расчете параметров выхода РДТТ на рабочий режим и нестационарной скорости горения топлив при переменном давлении:

$$T_s + \alpha \frac{Q_s}{c_T} = \theta(p), \quad (20)$$

где  $\alpha$  и  $\theta(p)$  — константа и функция давления, устанавливаемые экспериментально для каждого сорта топлива,  $c_T$  — удельная теплоемкость топлива.

С использованием определенных в экспериментах [12] значений скорости горения  $u$ , температуры горячей поверхности  $T_s$  и тепловыделения на поверхности  $Q_s$  при горении пороха Н при различных давлениях в работе [9] проведен анализ опытных данных и получено подтверждение предложенного условия горения. Условие воспламенения поверхности заряда (20) можно использовать, если предварительно экспериментально определены необходимые физико-химические и кинетические константы процесса горения рассматриваемого топлива при различных давлениях и началь-

ных температурах. При проведении практических расчетов указанные данные для конкретных топлив, как правило, отсутствуют.

В этом случае для расчетов можно использовать доказанное в [9, 12] свойство независимости от давления «инертной» температуры воспламенения топлива, рассчитываемой по соотношению  $T_{s,ин} = T_s - Q_s/c_T$ .

Из теплового баланса на поверхности горящего топлива, связывающего поток тепла из газовой фазы и отток из конденсированной фазы при стационарном горении топлива, следующего из первого интеграла стационарного уравнения теплопроводности для горящего топлива [7], получено выражение

$$\tilde{\alpha}_\Sigma(T_\Gamma - T_s) = c_T \gamma_T u(p) \left( T_s - \frac{Q_s}{c_T} - T_H \right), \quad (21)$$

где  $T_\Gamma$  — температура газа,  $T_H$  — начальная температура.

В начальный момент воспламенения заряда при низком давлении в двигателе  $Q_s \rightarrow 0$  [9]. Скорость горения определяли по сжиганию образцов топлива в установке постоянного давления, коэффициент теплоотдачи  $\tilde{\alpha}_\Sigma$  и температуру газа в камере предварительно определяли из газодинамического расчета. Из выражения для теплового баланса (21) вычисляли температуру воспламенения поверхности:

$$T_{s,ин} = \frac{\tilde{\alpha}_\Sigma T_\Gamma + c_T \gamma_T u(p) T_H}{\tilde{\alpha}_\Sigma + c_T \gamma_T u(p)}. \quad (22)$$

Данное упрощенное условие воспламенения использовали при расчете параметров выхода на рабочий режим без учета тепловыделения при неизвестных кинетических константах реакций в конденсированной фазе.

Несколько проще в реализации подход определения  $T_{s,ин}$  с использованием расчетных данных для двигателя-аналога (обозначены индексом «ан») или рассматриваемого двигателя при других стационарных давлениях, подтвержденных экспериментально:

$$T_{s,ин} = T_H + \frac{[c_T \gamma_T u_T(p_{ст}) t_{вых}]_{ан}}{c_T \gamma_T u_T(p_{ст}) t_{вых}} (T_{s,ан} - T_H), \quad (23)$$

где  $t_{вых}$  — время выхода на рабочий режим,  $p_{ст}$  — стационарное давление рассматриваемого двигателя и аналога.

Коэффициент теплоотдачи при вынужденной конвекции определяли с помощью полуэмпирического соотношения для турбулентного потока, выраженного через критерии Рейнольдса и Прандтля [6, 14]:

$$\tilde{\alpha}_{конв} = 0.023 \frac{\lambda}{d_{эф}} Re^{0.8} Pr^{0.4}, \quad (24)$$

а при кондуктивном теплообмене — с помощью соотношения для критерия Рэлея (для продуктов сгорания топлива при  $Pr \cong 1$  — критерия Грасгофа):

$$\tilde{\alpha}_{конд} = 0.068 \frac{\lambda}{d_{эф}} \left[ \frac{g d_{эф}^3 \rho^2}{\mu^2} \left( 1 - \frac{\theta}{T} \right) \right]^{0.333}. \quad (25)$$

Для определения коэффициента теплоотдачи излучением использовалось выражение падающего теплового потока излучения продуктов сгорания в виде закона Стефана — Больцмана:

$$\tilde{\alpha}_{изл} = \sigma_0 \varepsilon_\Sigma (T + \theta)(T^2 + \theta^2). \quad (26)$$

Здесь  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости,  $\sigma_0$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\varepsilon_\Sigma$  — эффективная степень черноты продуктов сгорания топлива,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $d_{эф}$  — эффективный диаметр канала.

В соответствии с законом Бугера [13, 14] интенсивность излучения, проходящего через поглощающий слой газа толщиной  $L$  при давлении  $p$ , определяется экспоненциальной зависимостью вида

$$\tilde{\alpha}_{рез} = \tilde{\alpha}_{изл} \exp(-\sigma_\nu L(t)p(t)), \quad (27)$$

где  $\sigma_\nu$  — коэффициент поглощения излучения средой на частоте  $\nu$ ;  $L(t)$  — толщина слоя;  $p(t)$  — давление среды.

Текущее значение толщины поглощающего слоя в утолщенной области в процессе численного счета определяли по положению границы воспламенения с учетом адиабатического поджатия начального газа:

$$L_c(t) = [L_H - L_{восп}(t)] \frac{R_H p_H^{1/k_H}}{R(t) p_c(t)^{1/k(t)}}, \quad (28)$$

где  $R$  — газовая постоянная начального газа и смеси продуктов сгорания в утолщенной области,  $k$  — соответствующие показатели адиабаты.

Для канала заряда толщину слоя начального газа определяли исходя из его концентрации в продуктах сгорания  $q(t)P_n \cdot 10^{-5}$ :

$$L_{\text{кан}}(t) = \frac{d}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{R_n T_n q(t) (P_n \cdot 10^{-5})}{R(t) T(t) (p_n/p(t))^{(k_n-1)/k_n}}} \right]. \quad (29)$$

Окончательные выражения для результирующих коэффициентов теплоотдачи излучением имели вид для канала заряда

$$\tilde{\alpha}_{\text{изл.рез}i} = 5.7 \cdot 10^{-8} \varepsilon_{\Sigma} (T_i + \theta_i) (T_i^2 + \theta_i^2) \times \exp[-\sigma L_{\text{кан}}(t) p_i(t) (P_n \cdot 10^{-5})], \quad (30)$$

для утепленной области

$$\tilde{\alpha}_{\text{изл.рез}} = 5.7 \cdot 10^{-8} \varepsilon_{c,\Sigma} (T_c + \theta_c) (T_c^2 + \theta_c^2) \times \exp[-\sigma L_c(t) p_c(t) (P_n \cdot 10^{-5})], \quad (31)$$

где  $\sigma$  — интегральный коэффициент поглощения излучения начальным газом (для воздуха вычисляли применительно к трехатомным газам  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и др.).

На левой границе канала заряда в области расположения воспламенительного устройства или пускового двигателя на расстоянии  $\Delta x$  тепловой поток в топливо при слабой вынужденной конвекции определяли по скорости истечения продуктов сгорания через отверстия в корпусе по формуле [15]

$$\tilde{\alpha}_{\text{ист}} = 0.763 \frac{\lambda_{\text{в}}}{d_{\text{эф}}} \times \left\{ \frac{[\Pi_{\text{в}} \delta_{\text{в}} + \Pi_{\text{п}} (1 - \delta_{\text{в}})] \pi d_{\text{эф}}}{F_{\text{отв}} \mu_{\text{в}}} \right\}^{0.5} \text{Pr}^{0.4}, \quad (32)$$

где  $F_{\text{отв}}$  — эффективная площадь отверстий в корпусе воспламенительного устройства и пускового двигателя,  $\mu_{\text{в}}$  — коэффициент динамической вязкости продуктов сгорания состава воспламенителя.

Для дымного пороха с учетом разлета зерен по объему двигателя тепловой поток распределялся по всей воспламеняемой поверхности и в соответствии с (32) определялся скоростью оттока продуктов сгорания от поверхности зерен.

Результирующие коэффициенты теплоотдачи в каждом сечении канала заряда и в утепленной области соплового объема, используемые при решении уравнений прогрева и воспламенения топлива, получали суммированием рассчитанных для каждого сечения значений перечисленных выше коэффициентов.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РДТТ В ДОВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНЫЙ И ВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНЫЙ ПЕРИОДЫ РАБОТЫ

Ниже приведены результаты расчетов параметров волновых процессов в камере РДТТ в довоспламенительный период работы с целью исследования влияния волновых процессов на последовательное развитие воспламенения заряда и на параметры выхода двигателя на рабочий режим. Исследовали уровень и место достижения максимальной интенсивности ударных волн и характер ее изменения по длине заряда, параметры потока и движение продуктов сгорания воспламенителя в области за прошедшей ударной волной.

Основное внимание в сформулированной задаче и в проводимых исследованиях уделялось влиянию начальных и граничных условий на параметры волновых процессов, закономерности воспламенения заряда и выхода двигателя на рабочий режим.

Для демонстрации возможностей программного комплекса использовали экспериментальные данные, ранее полученные на крупногабаритном модельном двигателе (КМД) при проведении энергетических огневых стендовых испытаний в земных условиях и на специальном баростенде в высотных условиях.

Среднестатистические опытные зависимости давления от времени при выходе КМД на рабочий режим, полученные в ходе огневых стендовых испытаний в земных условиях и в баростенде, а также расчетные кривые приведены на рис. 3. Статистический анализ результатов испытаний, таких как время выхода на рабочий режим и скорость нарастания давления  $dp/dt$  на участке выхода на рабочий режим, показал, что данные, полученные в условиях стенда ( $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па) и баростенда ( $p_n = 0.25 \cdot 10^5$  Па), имеют качественное различие. Поскольку в испытаниях применялись идентичные воспламенительные устройства и

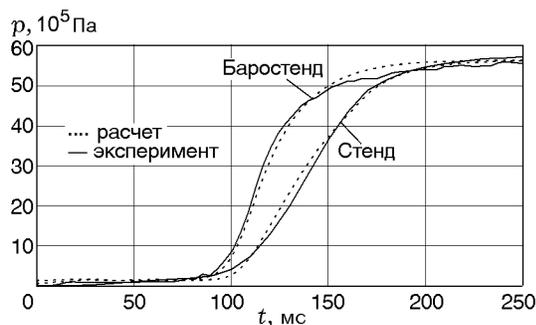


Рис. 3. Сравнение среднестатистических опытных и расчетных зависимостей давления от времени выхода на режим КМД для условий стенда ( $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па) и баростенда ( $p_n = 0.25 \cdot 10^5$  Па)

#### Основные исходные данные

Характеристики	Значение характеристик
Пусковой двигатель	
Массовый расход $G_n$ , кг/с	6.7
Температура продуктов сгорания $T_n$ , К	2430
Газовая постоянная $R_n$ , Дж/(кг·К)	256.5
Показатель адиабаты $k$	1.134
Заряд КМД	
Общая длина канала заряда $x_N$ , м	1.18
Диаметр канала (основной) $d_{эф}$ , м	0.4
Скорость горения заряда $u_T$ , м/с	0.0129
Температура продуктов сгорания $T_T$ , К	3800
Температура воспламенения топлива $\theta_{воспл}$ , К	620
Начальные данные	
Давление $p_n$ , Па:	
в стендовых условиях	$1.0 \cdot 10^5$
в баростенде	$0.25 \cdot 10^5$
Температура начального газа $T_n$ , К:	
в стендовых условиях	293
в баростенде	185
Коэффициент поглощения излучения начальным газом [10, 11] $\sigma$ , $1/(м \cdot Па)$	$80 \cdot 10^{-5}$

заряды твердого топлива, причиной отличия внутрибаллистических характеристик участка выхода на рабочий режим могут быть особенности начальных условий в двигателе в момент его запуска в земных условиях и в баростенде.

В расчетах в качестве основных исходных данных принимали характеристики, приведенные в таблице.

В результате исследования параметров выхода на рабочий режим удалось получить расчетные зависимости давления от времени, удовлетворительно согласующиеся с данными испытаний КМД в земных условиях и в вакууме (см. рис. 3, расхождение с опытными данными  $\leq 3\%$ ). При этом были определены интегральный коэффициент поглощения излучения начальным газом  $\sigma = 80 \cdot 10^{-5} (м \cdot Па)^{-1}$  и адиабатическая температура разреженной газовой среды, соответствующие предварительному вскрытию заглушки при запуске двигателя в баростенде  $T_n = 185$  К (см. таблицу).

Разработанный метод характеристик и программа расчета позволили исследовать параметры течения продуктов сгорания воспламенителя по каналу заряда, условия формирования волн сжатия и ударных волн в канале, параметры потока газовой среды и условия нагревания горячей поверхности во фронте и за фронтом ударной волны, в зоне контактного разрыва концентраций продуктов сгорания и сжатого воздуха.

Распределение по координате  $x$  в моменты времени  $t = 0.001, 0.002, 0.003$  и  $0.004$  с довоспламенительного перепада давления  $p$ , плотности газов  $\rho$ , скорости потока  $v$ , концентрации продуктов сгорания воспламенителя  $\beta$ , коэффициента теплоотдачи  $\tilde{\alpha}_\Sigma$ , скорости звука  $a$  для вариантов с земными и высотными начальными условиями в КМД приведены на рис. 4–9 соответственно. Движение фронтов ударной волны и концентраций продуктов сгорания воспламенителя иллюстрирует рис. 10.

Анализ и сравнение данных, полученных в земных условиях и в вакууме, показал следующее.

Соотношение между параметрами во фронте волны и в начальном газе удовлетворяет уравнению адиабаты Гюгоню — Ренкина:

$$\frac{p_\Phi - p_n}{p_\Phi + p_n} = \frac{\rho_\Phi - \rho_n}{\rho_\Phi + \rho_n} k.$$

Близкие значения левой и правой частей уравнения (0.1597 и 0.1591 для стендовых условий;

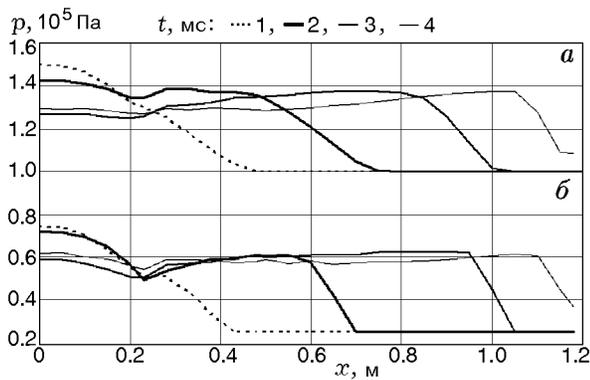


Рис. 4. Распределение давления за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

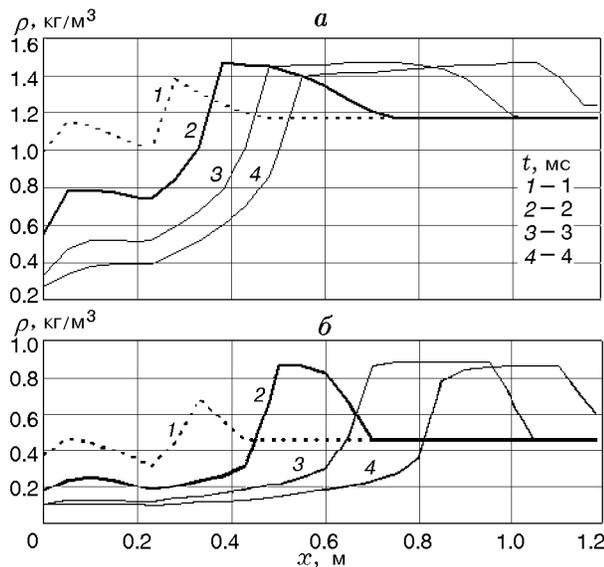


Рис. 5. Распределение плотности потока за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

0.4316 и 0.440 для вакуума) свидетельствуют о формировании в канале заряда слабой ударной волны.

Скорость распространения продуктов сгорания воспламенителя по каналу заряда в вакууме примерно в 2.8 раза выше скорости потока при атмосферном давлении, 195 и 70 м/с (см. рис. 7, 10). При этом скорости распространения волн давления в обоих вариантах отличались несущественно 300 и 260 м/с (см. рис. 10). Объясняется это тем, что в коэффициентах ( $v \pm a$ )

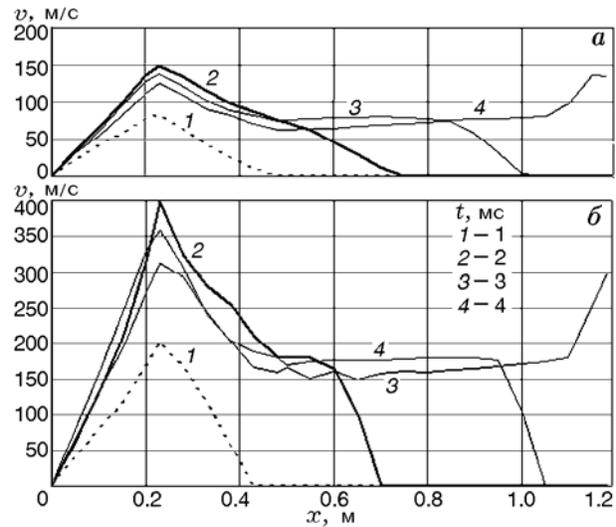


Рис. 6. Распределение скорости потока за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

уравнений (2), (3), определяющих закон движения волн, при высокой скорости  $v_\beta$  потока за ударной волной начальная скорость звука в вакууме значительно ниже, чем в атмосфере (см. рис. 9).

Вследствие повышенной скорости движения продуктов сгорания и сжатого воздуха за ударной волной (см. рис. 6) интенсивность волны давления в вакууме ( $p_\phi/p_n$ ) в 1.83 раза выше интенсивности волны в атмосферных условиях (2.52 и 1.38). При этом приращения давления по абсолютной величине примерно равны ( $\Delta p_\phi \cong 0.38 \cdot 10^5$  Па) (см. рис. 4), а приращение плотности ( $\Delta \rho_\phi = 0.3$  и  $0.43$  кг/м<sup>3</sup>) в вакууме в 1.43 раза больше (см. рис. 5).

Коэффициент теплоотдачи в зоне расположения пускового двигателя практически не зависит от начальных условий в двигателе и изменяется в рассмотренные интервалы времен от 500 до 950 Вт/(м<sup>2</sup> · К).

В основном канале в результате увеличенной скорости движения продуктов сгорания воспламенителя за ударной волной коэффициент теплоотдачи и тепловой поток больше в вакууме, чем при атмосферных условиях, в 1.3 раза (650 и 500 Вт/(м<sup>2</sup> · К), рис. 8) и в 6 ÷ 7 раз ( $6 \div 7 \cdot 10^4$  и  $1 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>) соответственно.

В предснопловом объеме и щелях заряда коэффициенты теплоотдачи и уровни тепловых потоков снижаются за счет действия кондук-

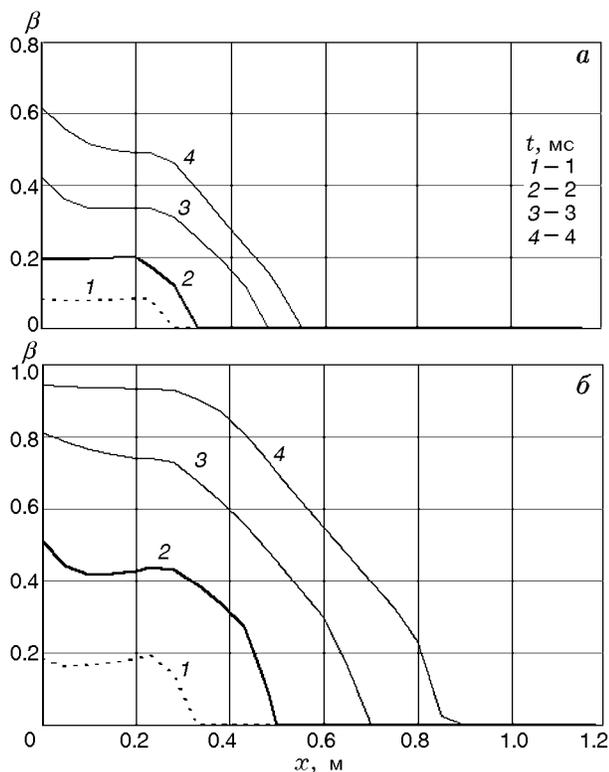


Рис. 7. Распределение концентрации продуктов сгорания воспламенителя за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

тивного теплообмена, а в варианте с атмосферными условиями они дополнительно уменьшаются за счет учета поглощения при расчете излучения продуктов сгорания.

В итоге скорость распространения пламени по воспламеняемой поверхности заряда оказывается сложной функцией, зависящей от координаты  $x$  и времени  $t$ ; в рассматриваемой конструкции КМД она изменяется от  $-100$  м/с в канале в зоне расположения пускового двигателя (см. рис. 10, скорость отрицательна, так как раньше воспламеняется правая граница канала) до 47 м/с (среднее значение) в основном канале заряда. Начальные условия в двигателе влияют на время начала воспламенения и практически не влияют на скорость распространения пламени в каналах заряда (рис. 11). В уплотненной области в условиях вакуума скорость распространения пламени равна 10 м/с. При атмосферных условиях в уплотненной области из-за смешения продуктов сгорания с воздухом и, соответственно, за счет кондуктивно-

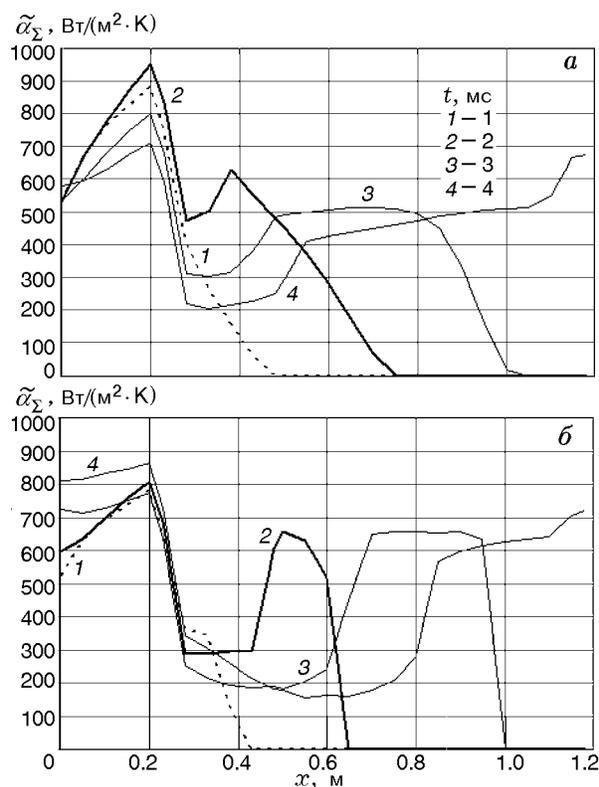


Рис. 8. Распределение коэффициентов теплоотдачи за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

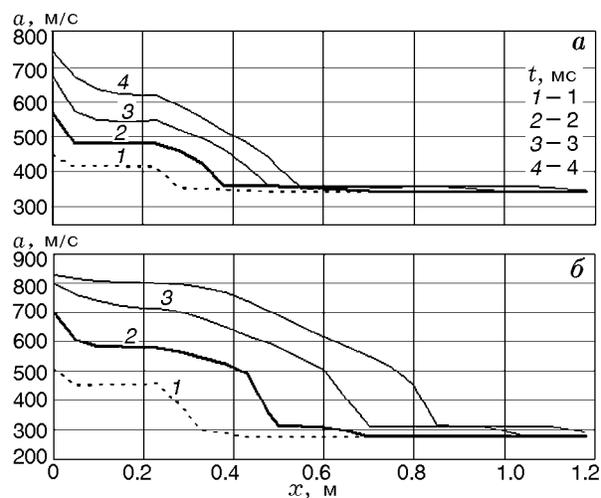


Рис. 9. Распределение скорости звука за прошедшей ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период:

*a* — для условий стенда,  $p_n = 1 \cdot 10^5$  Па, *б* — баростенда,  $p_n = 0.25 \cdot 10^5$

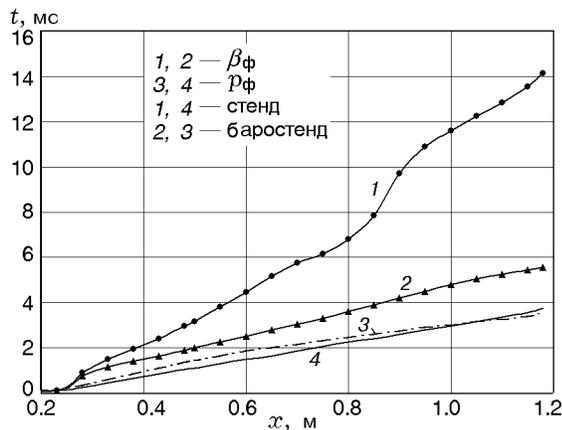


Рис. 10. Движение фронта ударной волны  $p_f$  и фронта концентраций продуктов сгорания воспламенителя  $\beta_f$  за ударной волной в канале заряда КМД в довоспламенительный период

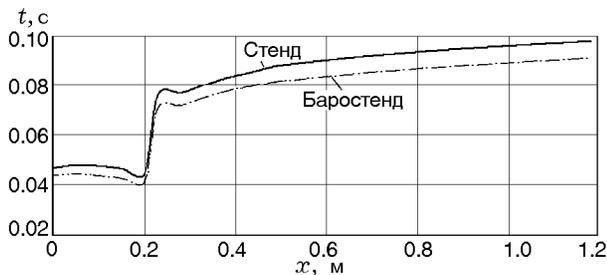


Рис. 11. Распространение фронта пламени в канале заряда в воспламенительный период работы КМД

го теплообмена, а также поглощения излучения скорость распространения пламени в соответствии с результатами расчетов уменьшалась примерно в три раза по сравнению с вариантом для вакуума.

При испытании в вакууме время начала воспламенения составило в канале заряда для размещения пускового двигателя 0.04 с, в основном канале — 0.07 с. Задержка начала воспламенения в основном канале связана с увеличением площади сечения канала, уменьшением скорости потока и коэффициентов теплоотдачи. В стендовых условиях указанные времена задержки воспламенения увеличивались на 0.004 и 0.006 с соответственно (см. рис. 11).

Таким образом, в вакууме создаются более благоприятные условия для нагрева и воспламенения канала заряда — за счет увеличенных скоростей потока продуктов сгорания воспламенителя и коэффициентов теплоотдачи, а также воспламенения в уплотненной области в рай-

оне сопла и щелях заряда — за счет снижения коэффициента поглощения излучения начальным газом.

Разработанный метод расчета, учитывающий перечисленные факторы, позволил согласовать экспериментальные данные по выходу КМД на рабочий режим с результатами расчета в земных и высотных условиях (расхождение не превышает 3 %) и рекомендуется к применению на этапах согласования технических заданий, проектирования воспламенительных устройств и отработки высотных ступеней ракетных комплексов и РДТТ космического назначения.

Расчетный метод также дает возможность проводить исследование и прогнозирование динамических и статических нагрузок, действующих на заряд в довоспламенительный период при срабатывании воспламенительного устройства, в процессе воспламенения заряда и выхода двигателя на рабочий режим.

## ВЫВОДЫ

1. Сформулирована и решена задача расчета параметров выхода РДТТ на рабочий режим с учетом конструктивных особенностей заряда, влияния начальных и граничных условий на газодинамику и тепло- и массообмен в двигателе, а также влияния сложных взаимосвязанных процессов: формирования и движения по каналу заряда волн сжатия и ударных волн, движения и смешения продуктов сгорания воспламенителя, содержащих конденсированную фазу, с начальным газом и с продуктами горения заряда, постепенного прогрева и воспламенения горячей поверхности заряда при действии переменных конвективных потоков, излучения и поглощения излучения. Для корректного расчета параметров волновых и разрывных течений уравнения одномерной нестационарной газодинамики решались методом характеристик.

2. Установлено, что в довоспламенительный период работы РДТТ в канале заряда за счет газоприхода и распространения продуктов сгорания воспламенителя формируется стационарная ударная волна конечной интенсивности.

Изучены закономерности формирования и распространения ударной волны и изменения ее параметров в зависимости от конструктивных характеристик заряда и начальных условий в двигателе. Исследованы процессы тепло-

и массообмена во фронте и за прошедшей ударной волной и их зависимость от интенсивности волны.

3. Разработанная программа применена к прогнозированию экспериментальных зависимостей давление — время на участке выхода на рабочий режим крупногабаритного модельного двигателя, полученных на стенде при атмосферных условиях и в баростенде при начальном давлении в двигателе  $0.25 \cdot 10^5$  Па.

Показано, что в вакууме создаются более благоприятные условия для теплоотдачи, чем при атмосферном давлении, как в канале заряда — за счет повышения скорости движения продуктов сгорания воспламенителя за прошедшей ударной волной, так и в утопленной области и щелях заряда — за счет минимального поглощения излучения продуктов сгорания находящимся там разреженным начальным газом (воздухом).

4. Разработанный метод характеристик расчета параметров выхода РДТТ на рабочий режим рекомендуется к применению на этапах согласования технических заданий, проектирования воспламенительных устройств и отработки высотных ступеней ракетных комплексов и РДТТ космического назначения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков А. И. Применение метода характеристик к численному решению одномерных задач газовой динамики // Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова, 1960. — Т. 58.
2. Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики / под ред. К. И. Бабенко. — М.: Наука, 1979.
3. Амарантов Г. Н., Егоров М. Ю., Егоров С. М. и др. Численное моделирование внутрикамерных процессов при выходе на рабочий режим работы ракетного двигателя твердого топлива // Вычислительная механика сплошных сред. — 2010. — Т. 3, № 3.
4. Давыдов Ю. М., Егоров М. Ю. Численное моделирование нестационарных переходных процессов в активных и реактивных двигателях. — М.: НАПН РФ, 1999.
5. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. — М.: Физматгиз, 1966. — Т. 1, 2.
6. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Изд. 5-е. — М.: Атомиздат, 1979.
7. Соркин Р. Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. — М.: Наука, 1967.
8. Липанов А. М., Ерохин Б. Т. Нестационарные и квазистационарные рабочий режимы работы РДТТ. — М.: Машиностроение, 1977.
9. Соркин Р. Е. Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твердом топливе. — М.: Наука, 1983.
10. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
11. Merzhanov A. G., Averson A. E. The present state of the thermal ignition theory: an invited review // Combust. Flame. — 1971. — V. 16, N 1. — P. 89–124.
12. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
13. Шорин С. Н. Теплопередача. — М.: Вышш. шк., 1964.
14. Теория тепломассообмена / под ред. А. И. Леонтьева. — М.: Машиностроение, 1979.
15. Юдаев Б. Н. Теплопередача. — М.: Вышш. шк., 1981.

*Поступила в редакцию 17/X 2013 г.,  
в окончательном варианте — 18/IV 2014 г.*