
УДК 629.7.036.54-63-225.5

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

© 2025 г. Д. М. Борисов¹*, В. В. Миронов¹, А. М. Руденко¹, Ю. А. Шураев¹

¹Акционерное общество Государственный научный центр Российской Федерации
“Исследовательский центр имени М.В. Келдыша”, Москва, Россия

*e-mail: borisovdm62@mail.ru

Поступила в редакцию 21.12.2024 г.

После доработки 24.02.2025 г.

Принята к публикации 28.02.2025 г.

Рассмотрено явление гидродинамической неустойчивости течений в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей и его влияние на возникновение и развитие высокочастотных колебаний параметров рабочего процесса. На основании численного решения двух модельных задач показано, что гидродинамическая неустойчивость течения может непосредственно являться причиной возникновения высокочастотных колебаний в камере двигателя. Первая из указанных задач соответствует равномерно по сечению вдуву продуктов сгорания в камеру. В данной постановке, как и следовало ожидать, пульсаций не наблюдается, а параметры течения на установившемся режиме соответствуют условиям термодинамического равновесия, что может быть принято в качестве верификации предложенной математической модели. Вторая задача соответствует щелевому вдуву продуктов сгорания в камеру, имитирующему работу форсуночной головки с расположенными на ней концентрическими рядами смесительных элементов. Наличие щелевого вдува приводит к возникновению гидродинамической неустойчивости течения с образованием интенсивных вихревых зон в рабочем объеме камеры сгорания и дозвуковой части сопла. Указанный процесс сопровождается появлением высокочастотных колебаний величин параметров течения. Приведены результаты расчетов и выполнено тестирование полученного численного решения.

Ключевые слова: гидродинамическая неустойчивость течения, высокочастотные колебания, камера сгорания и сопло ракетного двигателя, щелевой вдув, форсуночная головка, смесительные элементы, численное решение

DOI: 10.31857/S0002331025020042

ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотная устойчивость рабочего процесса в камере сгорания ЖРД является одним из основных критериев, определяющих работоспособность двигателя. Исследованию процессов возникновения и развития высокочастотной

неустойчивости в проточных трактах ракетных двигателей посвящено большое число исследований [1–4]. Однако, несмотря на значительное число предложенных моделей возникновения и развития колебаний, до настоящего времени не создано законченной теории указанного явления. Остается также не ясной роль отдельных физических процессов в формировании и развитии колебаний. Одним из таких процессов, который может как самостоятельно приводить к возникновению пульсаций, так и служить пусковым механизмом для развития вибрационного горения топлива в области форсуночной головки, является гидродинамическая неустойчивость течения. В настоящей работе исследование влияния гидродинамической неустойчивости на возникновение и развитие ВЧ-колебаний выполнено на примере решения двух модельных задач. Первая из указанных задач соответствует равномерному по сечению вдуву продуктов сгорания в камеру. В данной постановке, как и следовало ожидать, пульсаций не наблюдается, а параметры течения на установившемся режиме соответствуют условиям термодинамического равновесия, что может быть принято в качестве верификации предложенной математической модели. Вторая задача соответствует щелевому вдуву продуктов сгорания в камеру, имитирующему работу форсуночной головки с расположенными на ней концентрическими рядами смесительных элементов. Наличие щелевого вдува приводит к возникновению гидродинамической неустойчивости течения с образованием интенсивных вихревых зон в рабочем объеме камеры сгорания и дозвуковой части сопла. Указанный процесс сопровождается появлением высокочастотных колебаний величин параметров течения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Для описания геометрии течения используется регулярная ортогональная криволинейная система координат, связанная с двумя опорными поверхностями — осью и образующей сопла камеры двигателя (рис. 1).

Построение указанной регулярной криволинейной координатной системы осуществляется методом отображений с последующей ортогонализацией преобразованной системы координат посредством построения ортогональных траекторий 3-го семейства [5].

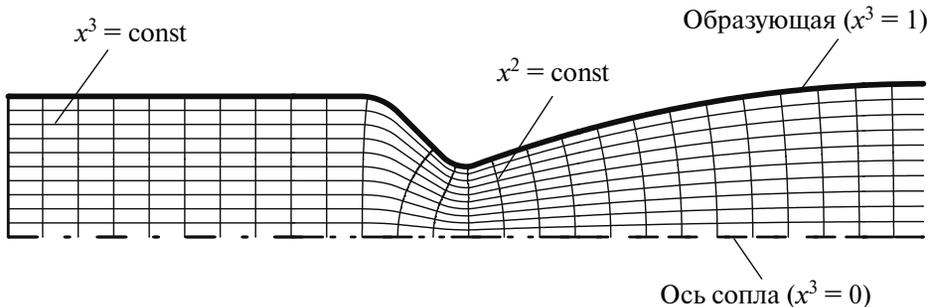


Рис. 1. Линии криволинейной системы координат.

Если ввести традиционные обозначения

$$x^2 = x, x^3 = y, v^2 = u, v^3 = v,$$

то в принятой координатной системе уравнения рабочего процесса в камере сгорания и сопле двигателя принимают следующий вид:

проекция уравнения движения на \vec{e}_2 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\Gamma_{22}^2 u + 2\Gamma_{23}^2 v \right) u + \\ & + \left[v - \frac{1}{g_{33}} \left(2\Gamma_{23}^2 - \Gamma_{33}^3 \right) \frac{\mu}{\rho} + \frac{1}{g_{22}} \Gamma_{22}^3 \frac{\mu}{\rho} + \frac{1}{g_{11}} \Gamma_{11}^3 \frac{\mu}{\rho} - \frac{1}{g_{33}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mu}{\partial y} \right] \frac{\partial u}{\partial y} - \\ & - \frac{1}{g_{22}} \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{g_{33}} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{1}{\text{Re}} \Gamma_{33}^2 v v + \frac{1}{g_{22}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \end{aligned}$$

проекция уравнения движения на \vec{e}_3 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{g_{33}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{g_{33}} \left[\frac{\lambda + \mu}{\rho} \left(\Gamma_{21}^1 + \Gamma_{22}^2 + \Gamma_{32}^3 \right) + \frac{1}{g_{22}} \Gamma_{22}^3 \frac{\mu}{\rho} + \frac{2\mu}{\rho} \Gamma_{23}^3 \right] \frac{\partial u}{\partial y} + \\ & + \text{Re} \Gamma_{22}^3 u u + u \frac{\partial v}{\partial x} + \left(\Gamma_{33}^3 v + 2\Gamma_{23}^3 u \right) v + \left[v - \frac{1}{g_{33}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\lambda + 2\mu)}{\partial y} \right] \frac{\partial v}{\partial y} - \\ & - \frac{1}{g_{22}} \frac{\mu}{\rho} \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{g_{33}} \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{g_{33}} \text{Re} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \end{aligned}$$

уравнение внутренней энергии:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} - \left[\frac{1}{\text{Re}} \frac{\lambda + 2\mu}{\rho c_p} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{2\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial v}{\partial y} \right] \frac{\partial u}{\partial x} - \left[\frac{g_{22}}{g_{33}} \frac{\mu}{\rho c_p} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{2\mu}{\rho c_p} \frac{\partial v}{\partial x} \right] \frac{\partial u}{\partial y} + \\ & + \left[u - \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{g_{22}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{1}{g_{22}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Sc}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \sum_i c_{pi} \frac{\partial c_i}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \right] \frac{\partial T}{\partial x} + \\ & + \left[v - \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{g_{33}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\rho c_p} \frac{1}{g_{33}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Sc}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \sum_i c_{pi} \frac{\partial c_i}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right] \frac{\partial T}{\partial y} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{1}{g_{22}} \sqrt{g} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{1}{g_{33}} \sqrt{g} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \\
& - \frac{u}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{v}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\rho c_p} \sum_i H_i \dot{m}_i, \quad (1)
\end{aligned}$$

уравнение давления:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial p}{\partial t} - \left[\frac{1}{\text{Re}} (\lambda + 2\mu) (\gamma - 1) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} 2\lambda (\gamma - 1) \frac{\partial v}{\partial y} - \gamma p \right] \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2g} \frac{\partial g}{\partial x} \gamma p u - \\
& - \left[\mu (\gamma - 1) \frac{g_{22}}{g_{33}} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} 2\mu (\gamma - 1) \frac{\partial v}{\partial x} \right] \frac{\partial u}{\partial y} + \gamma p \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2g} \frac{\partial g}{\partial y} \gamma p v - \\
& - \left[\frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{g}} (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{g_{22}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \right) + \right. \\
& \left. + \frac{1}{\text{Re}} (\gamma - 1) \frac{1}{g_{22}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Sc}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \sum_i c_{pi} \frac{\partial c_i}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \right] \frac{\partial T}{\partial x} - \\
& - \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{g}} (\gamma - 1) \frac{\sqrt{g}}{g_{22}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \\
& - \left[\frac{1}{\sqrt{g}} (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{g_{33}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \right) + \right. \\
& \left. + (\gamma - 1) \frac{1}{g_{33}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Sc}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \sum_i c_{pi} \frac{\partial c_i}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right] \frac{\partial T}{\partial y} - \\
& - \frac{1}{\sqrt{g}} (\gamma - 1) \frac{\sqrt{g}}{g_{33}} \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) c_p \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\gamma}{R} \frac{dR}{dt} p - \\
& - \frac{1}{\text{Re}} D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - D_p \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = -(\gamma - 1) \sum_i H_i \dot{m}_i + (\gamma - 1) q_V,
\end{aligned}$$

уравнение диффузии:

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho v^k \frac{\partial c_i}{\partial x^k} = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^k} \left[\sqrt{g} \left(\frac{\mu_m}{\text{Sc}_m} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) g^{kl} \frac{\partial c_i}{\partial x^l} \right] + \dot{m}_i,$$

где g_{ij} , g , Γ_{ij}^k — компоненты, определитель метрического тензора и символы Кристоффеля используемой криволинейной системы координат; D_p — коэффициент искусственной диффузии давления.

Уравнения обезразмерены в соответствии со следующей системой масштабов переменных

$$x_s = L, R_s = R_a, g_{11_s} = R_s^2, g_{22_s} = 1, g_{33_s} = R_s^2, g_s = g_{11_s} g_{22_s} g_{33_s}, u_s = u_{кр},$$

$$\rho_s = 0.05 \rho_{кр}, p_s = \rho_s u_s^2, t_s = x_s / u_s, c_{p_s} = 1000 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}, T_s = u_s^2 / c_{p_s},$$

$$R_{gas} = c_{p_s}, \mu_s = \mu_{кр}, Re = \frac{\rho_s u_s x_s}{\mu_s}, v_s = \frac{u_s}{\sqrt{g_{33_s}} \sqrt{Re}}, y_s = \frac{x_s}{\sqrt{g_{33_s}} \sqrt{Re}},$$

$$q_{V_s} = \frac{\rho_s u_s^3}{x_s}, h_s = u_s^2, m_s = \frac{\rho_s u_s}{x_s}, \Gamma_{22_s}^3 = \frac{1}{g_{33_s}} \frac{g_{22_s}}{y_s}, \Gamma_{11_s}^3 = \frac{1}{g_{33_s}} \frac{g_{11_s}}{y_s}, \text{ и т.д.,}$$

где L – максимальный продольный размер расчетной области; $u_{кр}$, $\rho_{кр}$, $\mu_{кр}$ – скорость, плотность и молекулярная вязкость продуктов сгорания в критическом сечении на оси сопла.

Уравнение давления получается из уравнений внутренней энергии и неразрывности посредством замены искомой функции. Слагаемое с искусственной диффузией давления добавлено в уравнение с целью сглаживания разрывов параметров течения во фронте волн сжатия.

Охлаждение стенки камеры сгорания и сопла двигателя осуществляется пристеночным рядом форсунок, работающих с избыточным расходом горючего, а также посредством системы щелевого вдува охладителя в поясах завесы по длине проточного тракта. Вследствие чего коэффициент избытка окислителя в точках расчетной области является неизвестной величиной, зависящей от положения линии тока. Данное обстоятельство не позволяет использовать для определения состава продуктов сгорания топлива хорошо отработанные методы расчета химических равновесий [6]. По указанной причине, следуя предложенной в работе [7] термохимической модели течения, исходная система уравнений дополняется соотношениями для определения массовых скоростей образования компонентов смеси \dot{m}_i , которые решаются совместно с уравнениями Навье–Стокса и диффузии (1)

$$\sum_i \frac{1}{M_{m_i}} \frac{\partial K_{pj}}{\partial \delta n_i} \delta V_i \dot{m}_i = \frac{dK_{pj}}{dT} \frac{dT}{dt} - \frac{\partial K_{pj}}{\partial p} \frac{dp}{dt} - \sum_i \frac{1}{M_{m_i}} \frac{\partial K_{pj}}{\partial \delta n_i} \nabla_k f_{Di}^k \delta V_i, j = 1, \dots, m - n, \quad (2)$$

$$\sum_i \frac{a_{li}}{M_{m_i}} \dot{m}_i = 0, \quad l = 1, \dots, n,$$

где

K_{pj} – константа равновесия для парциальных давлений j -й реакции;

M_{m_i} – молярная масса i -го компонента смеси;

a_{li} – число атомов элемента l в составе i -го вещества;

m – число компонентов в смеси;

n – число химических элементов в составе смеси;

$\delta n_i, \delta V_i$ – число молей вещества и индивидуальный объем элементарной частицы сплошной среды i -го компонента смеси.

Использование указанной термохимической модели позволяет построить эффективный двухшаговый итерационный алгоритм численного решения исходной системы дифференциальных уравнений (1, 2). На первом шаге задаются приближенные значения массовых скоростей образования компонентов смеси \dot{m}_i , после чего из решения системы уравнений (1) определяются газодинамические параметры течения. На втором шаге при найденных газодинамических параметрах течения решается система термохимических уравнений (2), откуда определяются уточненные значения \dot{m}_i . После чего итерационный процесс продолжается до достижения требуемой точности.

Конечно-разностная аппроксимация системы уравнений Навье–Стокса и диффузии (1) выполняется по неявной разностной схеме с первым порядком точности по времени и вторым по пространственным переменным. Для численного решения уравнений Навье–Стокса используется метод приближенной факторизации разностного оператора [8, 9] который позволяет свести решение исходной многомерной задачи к последовательному решению одномерных, каждая из которых решается наиболее экономичным методом матричной прогонки.

Согласно методу приближенной факторизации система уравнений Навье–Стокса записывается в операторном виде

$$\frac{\partial \vec{f}}{\partial t} + A\vec{f} = \vec{F},$$

где $\vec{f} = (u, v, T, p)$ – вектор-столбец неизвестных; A – матричный дифференциальный оператор, представляемый в виде суммы более простых операторов $A = \sum_i A_i$.

Если в качестве A_i выбраны операторы, каждый из которых содержит производные только по одному из Гауссовых параметров сетки (x или y), то разностная схема может быть представлена расщепленной по направлениям.

Аналогично получают расщепленными по направлениям разностные схемы для решения уравнений диффузии.

Отличительной особенностью численных расчетов по факторизованным разностным схемам является необходимость согласования граничных условий для переменных на первом и втором дробном шаге. В данном случае граничные условия для переменной с первого шага определяются из решения уравнений второго шага в точках на граничных поверхностях.

Термохимические уравнения (2) относительно скоростей образования компонентов смеси \dot{m}_i представляют линейную алгебраическую систему уравнений, которая решается методами линейной алгебры. Число уравнений указанной системы может быть уменьшено посредством использования в качестве неизвестных величин скоростей изменения степеней диссоциации [7].

Безразмерные величины шагов дискретной сетки для численного расчета определяются из следующих соотношений

$$\Delta x = 1 / (N_x - 1), \quad \Delta y = k\sqrt{\Delta x}, \quad k = 0.5 \div 1,$$

где N_x – число точек дискретной сетки по продольной координате, безразмерная длина расчетной области равна единице. Величина размерного шага по времени составляет $\Delta t = (10^{-9} \div 10^{-8})$ с. Для предотвращения потери точности вычислений, возникающей вследствие машинных ошибок округления, величины шагов дискретной сетки должны входить в разностные уравнения в виде отношений $\Delta t/\Delta h$, $\Delta t/\Delta h^2$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ТЕСТИРОВАНИЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Исследование влияния гидродинамической неустойчивости на возникновение и развитие ВЧ-колебаний было выполнено на примере решения двух модельных задач.

Первая из указанных задач соответствует равномерному по сечению вдуву продуктов сгорания в камеру кислород-водородного двигателя. Расчет проводился до достижения в камере величины статического давления 6 МПа при нулевой полной энтальпии компонентов топлива и коэффициенте избытка окислителя равным $\alpha = 1$. На рис. 2 представлены продольные распределения величины статического давления в различные моменты времени $\tau = t/t_s$, соответствующие процессу распространения волн сжатия в прямом и обратном (вверх по течению) направлениях.

Зависимость величины статического давления в критическом сечении на оси сопла от времени показана на рис. 3.

На рис. 4 изображены линии тока установившегося течения.

Как и следовало ожидать, при равномерном вдуве продуктов сгорания высокочастотные колебания отсутствуют, и к моменту времени $\tau = 4.5$ в камере наблюдается полностью установившееся течение. На входе в сужающуюся часть сопла у стенки формируется стационарная вихревая зона с обратным течением.

На графиках (рис. 5, 6) представлены продольные распределения величины статического давления на стенке и оси камеры сгорания и сопла двигателя. Крестиками отмечены значения указанных параметров, посчитанные по методике [6]. Небольшое отличие расчетной величины статического давления от данных [6] объясняется наличием в пристеночной области дозвуковой части сопла вихревой зоны, которая вызывает повышение статического давления на входе в сопло и ниже по течению.

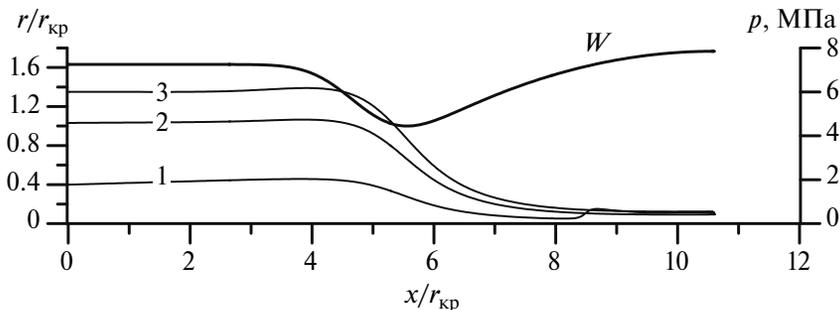


Рис. 2. Распределения величины статического давления вдоль оси камеры и сопла двигателя в различные моменты времени: 1 – $\tau = 0.662$; 2 – $\tau = 2.297$; 3 – $\tau = 3.659$.

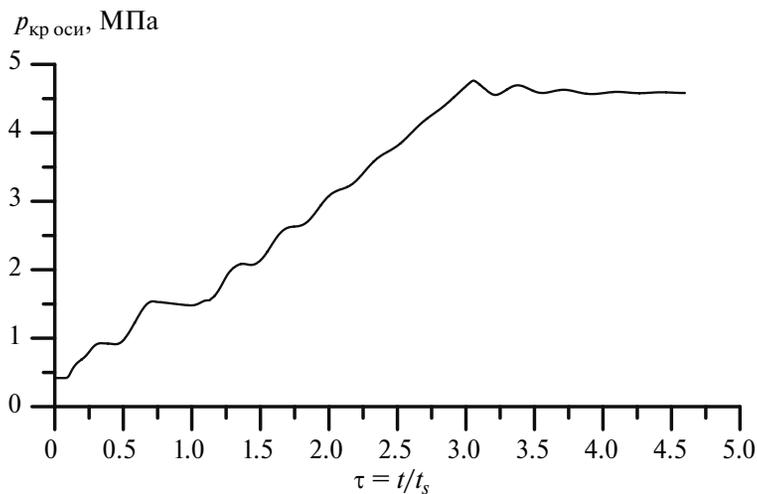


Рис. 3. Зависимость величины статического давления в критическом сечении на оси сопла от времени.



Рис. 4. Линии тока установившегося течения.

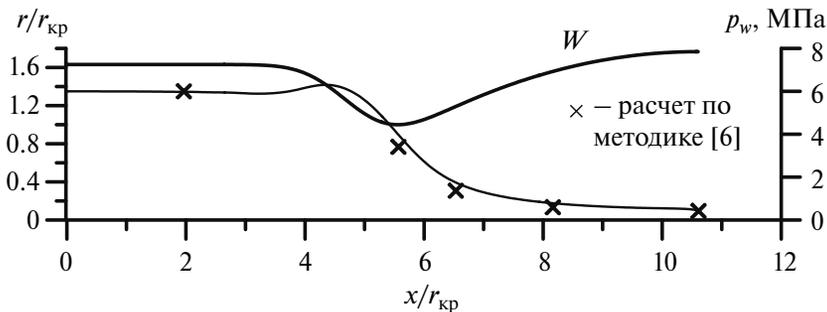


Рис. 5. Продольное распределение величины статического давления на стенке сопла.

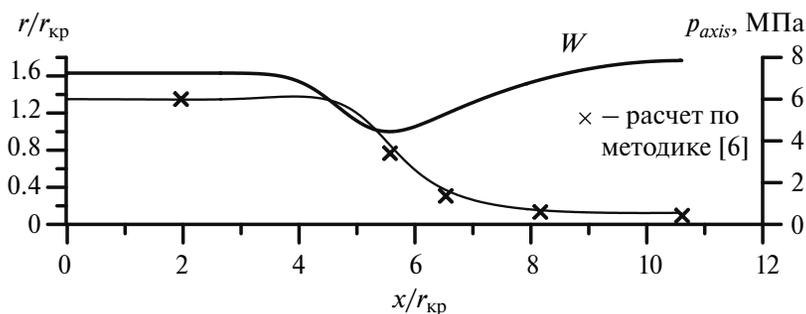


Рис. 6. Распределение величины статического давления вдоль оси сопла.

Распределения вдоль оси сопла статической температуры и массовых концентраций продуктов сгорания топлива показаны на рис. 7 и 8, там же крестиками даны результаты, полученные по методике [6].

Представленные результаты позволяют сделать вывод о приемлемой точности предложенного расчетного метода.

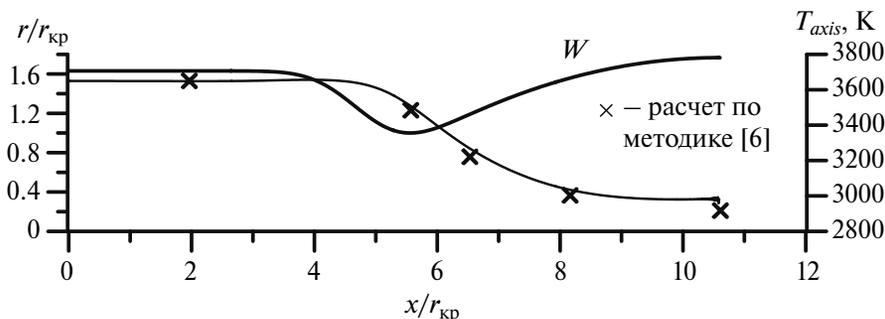


Рис. 7. Распределение величины статической температуры вдоль оси сопла.

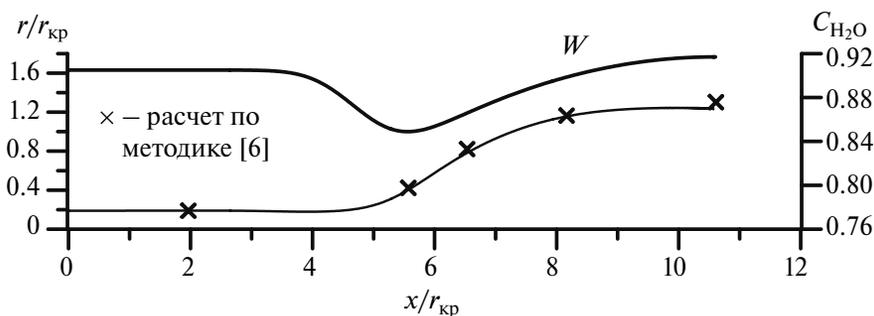


Рис. 8. Распределение величины массовой концентрации воды вдоль оси сопла.

Вторая задача, на примере решения которой исследовалось влияние гидродинамической неустойчивости на возникновение и развитие высокочастотных колебаний, соответствует щелевому вдуву продуктов сгорания в камеру кислород-водородного двигателя, имитирующему работу форсуночной головки с расположенными на ней концентрическими рядами смесительных элементов. Расчет проводился до выхода двигателя на номинальный режим работы.

На рис. 9 показаны линии тока в камере сгорания и сопле двигателя в различные моменты времени, соответствующие: (а) — максимальному, (б) — минимальному и (в) — среднему значению амплитуды колебаний статического давления в критическом сечении на оси сопла при номинальном режиме работы двигателя.

Наличие щелевого вдува приводит к потере устойчивости течения и образованию интенсивных вихревых зон в рабочем объеме камеры сгорания и дозвуковой части сопла с непрерывным по времени изменением структуры течения — слиянием и дроблением вихрей, исчезновением и образованием вихревых зон. Указанный процесс, как и предполагалось, сопровождается возникновением высокочастотных колебаний величин параметров течения. На графике (рис. 10) представлена зависимость величины статического давления в критическом сечении на оси сопла от времени. Откуда видно, что колебания давления происходят с амплитудой порядка $\sim 10\text{--}12\%$

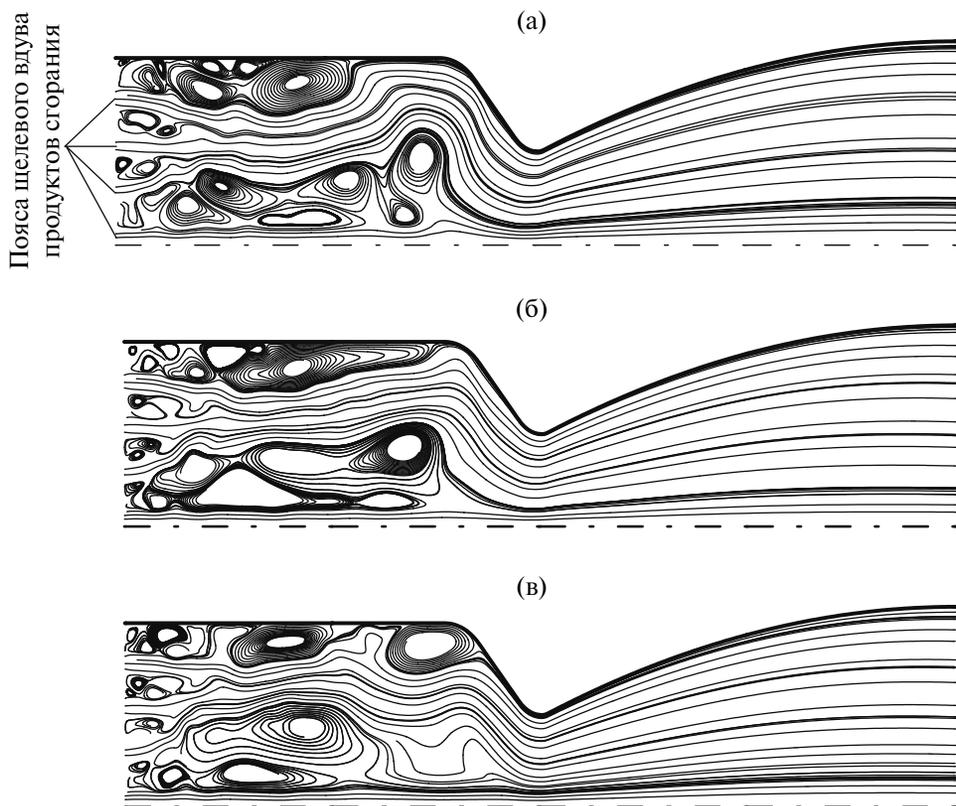


Рис. 9. Линии тока в камере сгорания и сопле двигателя в различные моменты времени.

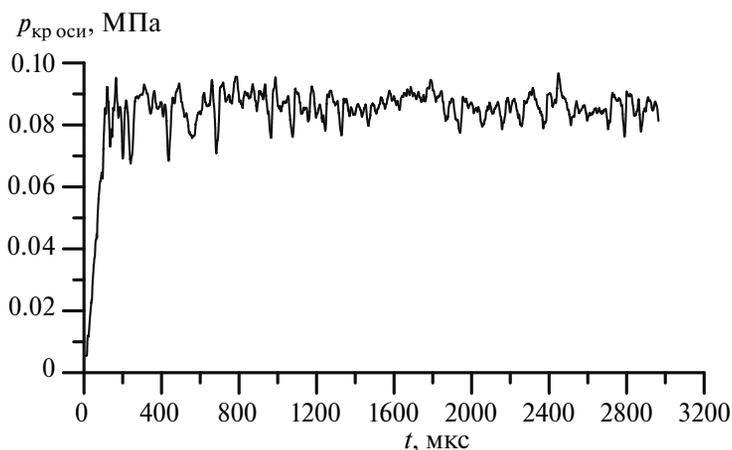


Рис. 10. Зависимость величины статического давления в критическом сечении на оси сопла от времени.

и периодом ~ 100 мкс, что соответствует циклической частоте равной $\sim 10^4$ Гц. Полученный результат расширяет существующие представления о механизме возникновения высокочастотных колебаний, подтверждая гипотезу о том, что источником колебаний может являться не только процесс вибрационного горения топлива в области огневого днища камеры, но и гидродинамическая неустойчивость течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена математическая модель и метод расчета параметров гидродинамической неустойчивости течений в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей. На основании численного решения уравнений Навье—Стокса показано, что гидродинамическая неустойчивость течения может приводить к возникновению высокочастотных колебаний параметров рабочего процесса с амплитудой порядка $\sim 10\text{--}12\%$ и циклической частотой равной $\sim 10^4$ Гц. Указанный результат расширяет существующие представления о механизме возникновения высокочастотных колебаний, подтверждая гипотезу о том, что источником колебаний может являться не только процесс вибрационного горения топлива в области огневого днища камеры, но и гидродинамическая неустойчивость течения.

Результаты тестирования подтверждают высокую точность предложенного расчетного метода и позволяют рекомендовать предложенный метод для прогнозирования параметров устойчивости рабочего процесса при модернизации существующих и разработке перспективных жидкостных ракетных двигателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неустойчивость горения в ЖРД / под ред. Д. Харрье и Ф.Г. Рирдона. М., 1975.
2. Лебединский Е.В., Калмыков Г.П., Мосолов С.В. и др., под ред. академика РАН Коротева А.С. Рабочие процессы в жидкостном ракетном двигателе и их моделирование. М.: Машиностроение, 2008.

3. *Jianxiu Qin and Huiqiang Zhang*. Numerical analysis of self-excited combustion instabilities in a small MMH/NTO liquid rocket engine. *Hindawi, International Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 2020, Article ID 3493214, 17 pages, <https://doi.org/10.1155/2020/3493214>
4. *Urbano A., Selle L., Staffelbach G., Cuenot B., Schmitt T., Ducruix S., Candel S.* Exploration of combustion instability triggering using Large Eddy Simulation of a multiple injector Liquid Rocket Engine. *Combustion and Flame*, Elsevier, 2016, 169, pp. 129–140. 10.1016/j.combustflame.2016.03.020. hal-01320509
5. *Борисов Д.М., Шураев Ю.А., Миронов В.В.* Метод расчета сжимаемых вязких течений в каналах энергодвигательных установок со сложной геометрией проточного тракта // Изв. РАН. Энергетика, 2015. № 5. С. 152–158.
6. *Трусов Б.Г.* Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах (Астра-4/рс). М.: Изд. МВТУ им. Э. Баумана, 1991.
7. *Борисов Д.М., Миронов В.В., Шураев Ю.А.* Термохимическое моделирование неизоэнтропических процессов в камерах сгорания и соплах ракетных двигателей. // Изв. РАН. Энергетика, 2020. № 1. С. 21–39.
8. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Издательство “Наука”. Сибирское отделение. Новосибирск, 1981 год.
9. *Марчук Г.И.* Методы расщепления. Москва. “Наука”. Главная редакция физико-математической литературы, 1988 год.

Mathematical Modeling of Hydrodynamic Instability of the Flows in Combustion Chambers Liquid Propellant Rocket Engines

D. M. Borisov^{1,*}, V. V. Mironov¹, A. M. Rudenko¹, Y. A. Shuraev¹

¹JSC SSC “Research Center named after M.V. Keldysh”, Moscow

**e-mail: borisovdm62@mail.ru*

The phenomenon of hydrodynamic instability of flows in combustion chambers of liquid-propellant rocket engines and its influence on occurrence and development of high-frequency oscillations of working process parameters are considered. Based on the numerical solution of two model problems, it is shown that hydrodynamic instability of the flow can directly cause high-frequency oscillations in the engine chamber. The first of the above tasks corresponds to uniform blowing of combustion products into the chamber through the section. In this formulation, the expected pulsations are not observed, and the flow parameters at the steady-state mode correspond to the conditions of thermodynamic equilibrium, which can be taken as verification of the proposed mathematical model. Second task corresponds to slotted injection of combustion products into chamber simulating operation of injector head with concentric rows of mixing elements arranged on it. The presence of slotted injection leads to the emergence of hydrodynamic instability of the flow with the formation of intense vortex zones in the working volume of the combustion chamber and the subsonic part of the nozzle. This process is accompanied by the appearance of high-frequency oscillations in the values of the flow parameters. Calculation results are given and the obtained numerical solution is tested.

Keywords: hydrodynamic instability of the flow, high-frequency oscillations, combustion chamber and nozzle of the rocket engine, slot blowing, injector head, mixing elements, numerical solution