

УДК 544.452.42

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В МОДЕЛЬНОМ КАНАЛЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЕ ТЕЧЕНИЯ

© 2022 г. Н. В. Кукшинов^{1, 2}, Д. Л. Мамышев^{1, 2}, *

¹ФАУ “Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова”, Москва, Россия

²НИУ “Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана”, Москва, Россия

*E-mail: dlmamyshev@ciam.ru

Поступила в редакцию 07.07.2021 г.

После доработки 10.12.2021 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

В работе представлены результаты численного моделирования горения водородно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке в модельном канале конфигурации, исследованной в проекте “HyShot”. Решается осредненная по Фавру система уравнений Навье–Стокса, дополненная различными моделями турбулентности, моделями взаимодействия турбулентности с горением, а также описанием химико-кинетических механизмов. Выполнено сравнение результатов расчетов с применением различных моделей с экспериментальными данными, определены отклонения расчетных и экспериментальных значений статического давления по длине модели. Проведено исследование влияния угла подачи топлива на характеристики потока, определены границы теплового запыряния в зависимости от этого фактора. Исследовано влияние начального уровня турбулентности потока на структуру течения.

DOI: 10.31857/S0040364422040068

ВВЕДЕНИЕ

Исследование горения топливно-воздушных смесей в высокоскоростном потоке с ударно-волновой структурой направлено на решение задачи создания комбинированных силовых установок, разрабатываемых для многоцелевых авиационно-космических систем [1–3]. Ввиду больших скоростей потока в камере сгорания возникает необходимость интенсификации смешения и горения топливных компонентов [4–6]. В качестве топлива может рассматриваться как водород, обеспечивающий высокий удельный импульс, высокие экологические характеристики и имеющий большой потенциал применения в энергетических установках [7], так и углеводородные топлива, например этилен [8, 9].

Обеспечение эффективного процесса горения топлива, в частности, связано со способом подачи горючего в набегающий поток. Горючее может подаваться как со стенки, так и с использованием пилонов топливоподачи. Первый вариант рассмотрен, например, в работе [10], где проведено экспериментальное и численное исследование горения водородно-воздушной смеси в камере сгорания проекта LARCAT II со сверхзвуковым режимом течения. Для камеры сгорания, которая имеет четыре секции, проводятся эксперименты со следующими параметрами: полное давление $p_0 = 0.40$ МПа, полная температура $1414 < T_0 < 1707$ К, ко-

эффициент избытка горючего – 0.15. Использование второго варианта рассмотрено в [11], где проводится исследование при числе Маха $M = 2.5$, $p_0 = 0.6$ МПа, $T_0 = 1620$ К и коэффициенте избытка горючего 0.45. Для данного эксперимента рассматриваются различные типы пилонов и проводится их сравнение по эффективности обеспечиваемого смешения.

Одним из экономически выгодных методов, позволяющих исследовать процессы смешения и горения горючего и окислителя в сверхзвуковом потоке и выявить эффективные способы их интенсификации, является численное моделирование. Среди ряда примеров можно рассмотреть работу [12], основанную на данных из [13], где исследуется модернизированный пилон для создания дополнительных вихрей в продольном направлении в сверхзвуковом потоке, которые в свою очередь интенсифицируют смешение водорода с воздухом. В [14] рассматривается влияние коэффициента избытка топлива на горение в сверхзвуковом потоке с помощью LES- и PaSR-моделирования. Выявлено, в частности, что с увеличением коэффициента избытка топлива среднее число Маха в камере сгорания и сопле уменьшается. В [15] проводится RANS-моделирование с поправкой в модели турбулентности для учета влияния шероховатости стенки на развитие горения в сверхзвуковом потоке. Показано,

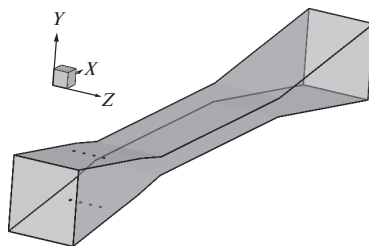


Рис. 1. Трехмерная конфигурация модели.

что шероховатость существенно влияет на результат, а ее учет в моделировании позволяет обеспечить лучшее совпадение с экспериментальными данными. Ряд летных и наземных экспериментов, а также численных исследований выполнен в проекте “HyShot”. Так, в [16] с помощью численного моделирования исследовалась модельная камера с разными высотами горла для оценки влияния этого геометрического фактора на характеристики горения при ударно-волновой структуре течения. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными из [17]. Выявлена сильная зависимость от выбора модели турбулентности и модели взаимодействия горения и турбулентности (ВТГ).

При численном моделировании горения в сверхзвуковом потоке необходимо правильно использовать расчетные модели, которые описывают процессы воспламенения и горения, турбулентное перемешивание и их взаимодействие друг с другом. Применение той или иной модели может качественно влиять на получаемый результат. Так, выбор модели химической кинетики горения водорода может по-разному воспроизводить задержку воспламенения [18, 19] и приводить к различным значениям ламинарной скорости пламени [19].

Основная задача данной работы заключается в валидации численных методов расчета горения водородно-воздушной смеси по экспериментальным данным, полученным при исследовании модельной камеры сгорания конфигурации проекта “HyShot” [17], а также в определении степени влияния различных условий на результаты расчета. При трехмерном численном моделировании решались осредненные по Фавру уравнения Навье–Стокса, дополненные моделями турбулентности и механизмами химической кинетики. При этом варьировались модели турбулентности ($k-\omega$ SST Менера [20], γ -Re Θ [21] и ее развитие γ , $k-\epsilon$ -модель [22]) и модели ВТГ (laminar finite-rate – LFR и eddy-dissipation-concept – EDC [23]). Валидация результатов расчетного исследования проводилась путем сравнения расчетных и экспериментальных распределений давления на стенках модели. Дополнительно исследовалось влияние разных условий однозначности на полу-



Рис. 2. Схематическое изображение модели: размеры – в мм.

чаемые значения характеристик эффективности сгорания топлива.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Конфигурация модели. Численное моделирование проводится для конфигурации экспериментальной модели проекта “HyShot” [17]. Трехмерная конфигурация модели, а также ее схематическое изображение представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

Модель симметрична относительно плоскостей XY и XZ и состоит из входного устройства, камеры сгорания, а также сопла. Длина модели – 625 мм, ширина – 75 мм. В исследовании рассматривается вариант с высотой горла 20 мм и высотой входного устройства 82 мм. Общая длина камеры сгорания составляет 250 мм. Модель имеет два клина сжатия, первый из которых расположен под углом 9° , а второй – под углом 12° по отношению к плоскости XZ . Первый клин сжатия удален от начальной точки входного устройства на 135 мм. В качестве горючего используется водород, который подается в спутный поток с двух клиньев сжатия (верхний и нижний); оба имеют по четыре форсунки диаметром 2 мм. Форсунки расположены под углом 45° по отношению к плоскости клина сжатия или под углом $\alpha = 54^\circ$ по отношению к плоскости XZ .

Расчетная область. В данном численном моделировании первоначально рассматривалась двумерная блочно-структурированная расчетная сетка. Использование такой сетки позволило оценить необходимое количество ячеек в продольном и поперечном сечениях на основе сходимости сетки и значения параметра Y^+ . Дальнейшее исследование проводится уже с использованием трехмерной блочно-структурированной расчетной сетки. Ввиду того что модель симметрична относительно центральных плоскостей, сеточная область строится только для $1/4$ модели, что позволяет ускорить процесс счета. Общий вид расчетной сетки представлен на рис. 3а. На рис. 3б показано распределение ячеек в области форсунок на поверхности клина сжатия.

Для детального описания структуры пограничного слоя и его взаимодействия с ударными

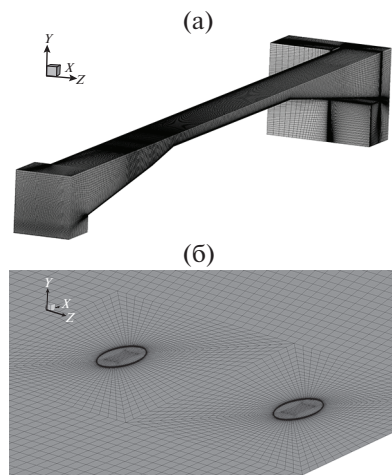


Рис. 3. Трехмерная расчетная сетка: (а) — общий вид расчетной сетки, (б) — распределение ячеек в области форсунок.

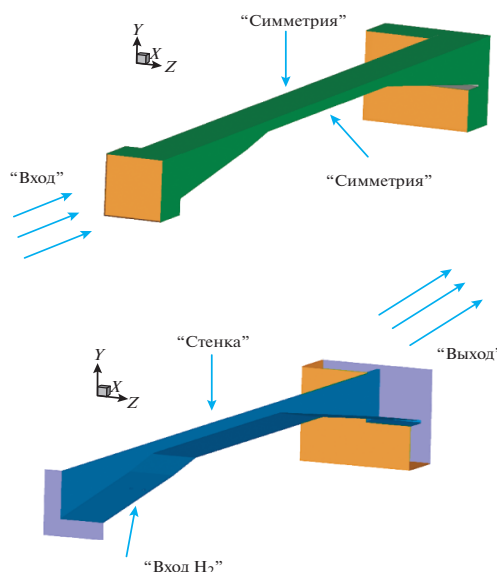


Рис. 4. Типы граничных условий.

волнами проводится сгущение сетки ко всем стенкам модели, а также вблизи форсунок. Расчетная сетка содержит $\sim 4 \times 10^6$ ячеек (4213920). Минимальный размер ячеек равен 5×10^{-3} мм. В областях входа и выхода расчетная сеточная область расширяется за счет дополнительных ячеек, которые учитывают развитость потока, а также обеспечивают независимость получаемого решения от граничных условий. Значение параметра Y^+ для режима без подачи топлива, как и с подачей топлива, < 5 .

Граничные условия и замыкающие модели. Физические параметры набегающего потока и впрыска топлива, которые используются при численном моделировании, соответствуют экспериментальным и представлены в табл. 1. Здесь T — статическая температура, ρ — плотность, u — скорость, Y_{O_2} , Y_{N_2} , Y_{H_2} — массовые доли кислорода, азота, водорода, p — статическое давление, ϕ — эквивалентное отношение топлива.

Численное моделирование проводится для двух режимов. Первый, когда форсунки закрыты, т.е. без подачи топлива, — “холодный” запуск. Вторым, когда форсунки открыты, т.е. с подачей топлива, — “горячий” запуск.

На рис. 4 представлены типы граничных условий, используемых при численном моделировании.

На входе в расчетную область (“вход” на рис. 4) задается число Маха, статическое давление и статическая температура в соответствии с табл. 1. Также в одном из расчетов для выявления независимости получаемого решения от граничного условия на входе окислителя задаются удельный расход, статическое давление и полная температура, на выходе из расчетной области (“выход”) — условие экстраполяции. На граничном условии “вход H_2 ” задаются число Маха, статическое давление и статическая температура, на границах “симметрия” (зеленый цвет) — условие симметричности, на стенках модели “стенка” (синий цвет) — условие адиабатической стенки и условие “прилипания”.

Для описания процессов протекания химических реакций при взаимодействии горючего и окислителя используются химико-кинетический механизм, разработанный в [24] (Dimitrov), а также механизм из [25] (Hong). Механизм Dimitrov содержит девять компонент (O , O_2 , H , H_2 , H_2O , H_2O_2 , N_2 , включая радикалы OH , HO_2) и 30 общих реакций; механизм Hong — 10 компонент (O , O_2 , H , H_2 , H_2O , H_2O_2 , N_2 , AR , включая радикалы OH , HO_2) и 20 общих реакций с учетом диапазоновых ограничителей.

Таблица 1. Параметры для численного моделирования

	Запуск	T , К	ρ , кг/м ³	u , м/с	Y_{O_2}	Y_{N_2}	Y_{H_2}	M	p , Па	ϕ
Воздух	“Холодный”	280	0.0902	2275	0.23	0.77	0	6.78	7253	—
	“Горячий”	422	0.0755	2634	0.23	0.77	0	6.4	9131	0.46
Топливо	—	250	0.543	1206	0	0	1	—	—	—

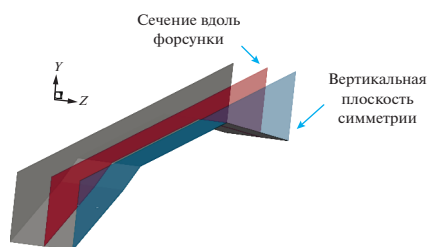


Рис. 5. Изображение сечений вдоль модели.

Для описания процессов взаимодействия химических реакций и турбулентности используются модели LFR и EDC.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

“Холодный” запуск. Результаты численного моделирования сравниваются с результатами эксперимента, в котором проводились замеры статического давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии проточного тракта (рис. 5).

Для режима “холодного” запуска распределения давления при использовании разных замыкающих моделей представлены на рис. 6. Вертикальные серые линии соответствуют координатам мест подачи топлива, начала второго клина сжатия, начала и конца камеры сгорания.

Показано, что в целом все варианты расчетов качественно схожи между собой. Удастся выявить несколько пиков: первый образуется при прохождении потока через ударную волну от второго клина сжатия; второй, третий, четвертый приходятся на область камеры сгорания; пятый – в области сопла. Максимальные значения давлений второго и четвертого пика не достигают уровня значений в эксперименте, а величины третьего пика, наоборот, завышены. Пространственное расположение первых четырех пиков совпадает с экспериментом. Основное отличие приходится на пятый пик, который в расчетах оказывается раньше, чем в эксперименте. Видно, что в этой области расчет с моделью химико-кинетического механизма Dimitrov и моделью турбулентности $k-\epsilon$ дает завышенные значения по сравнению с другими моделями турбулентности. Давления же при использовании модели $\gamma\text{-Re}\Theta$ (Dimitrov, $\gamma\text{-Re}\Theta$) незначительно меньше, чем при использовании модели $k-\omega$ SST (Dimitrov, SST).

При сравнении моделей химико-кинетического механизма с одной моделью турбулентности $k-\omega$ SST (Dimitrov, SST и Hong, SST) результаты качественно схожи между собой. Распределение давления с другим типом граничного условия (Dimitrov, SST), т.е. с заданием на входе в расчетную область удельного расхода, статического давления и полной температуры, не приводит к отличию от результата при задании на входе числа

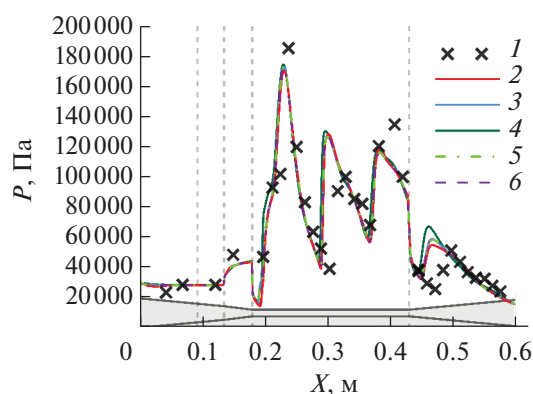


Рис. 6. Распределения давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “холодного” запуска с разными замыкающими моделями: 1 – эксперимент [17]; расчет: 2 – Dimitrov, $\gamma\text{-Re}\Theta$; 3 – Dimitrov, SST; 4 – Dimitrov, $k-\epsilon$; 5 – Dimitrov, SST, второе граничное условие; 6 – Hong, SST.

Маха, статического давления и статической температуры.

В целом, несмотря на сложный процесс взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, использование численного моделирования позволяет достаточно точно воспроизвести распределение давления на стенках камеры сгорания.

Для варианта расчета с химико-кинетическим механизмом Dimitrov при использовании модели турбулентности $\gamma\text{-Re}\Theta$ поля числа Маха, давления и температуры в плоскости симметрии представлены на рис. 7.

Показано, что внутри камеры сгорания при прохождении потока воздуха через ударные волны, образующиеся от первого и второго клиньев сжатия, наблюдается четыре крупных области сжатия и разрежения (рис. 7б). Видно, что при взаимодействии падающей, отраженной ударных волн и волны разрежения от поверхности стенки в области стенок образуются зоны с повышенными давлением и температурой (рис. 7в). Данные зоны благоприятны для образования в них радикалов OH и обеспечивают самовоспламенение даже с невысоким значением степени сжатия потока в воздухозаборнике. Схожий результат получен в работе [16]. Зоны повышенных давлений и температур соответствуют меньшим числам Маха (рис. 7а).

Одним из факторов, влияющих на получаемое численное решение, является степень турбулентности потока на входе в расчетную область [26], определяемая параметром интенсивности I и отношением турбулентной вязкости к молекулярной μ_t/μ_l . В представленных выше расчетах интенсивность $I = 5\%$, а отношение вязкостей $\mu_t/\mu_l = 10$. Для определения степени влияния турбулентности потока на численное решение про-

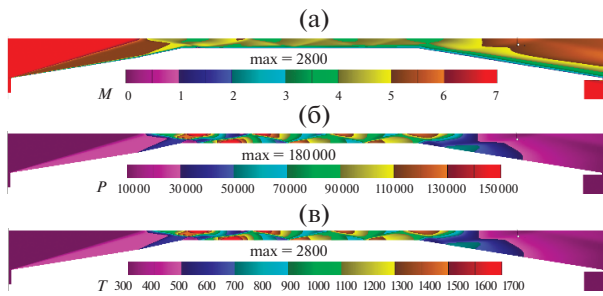


Рис. 7. Поля параметров для расчета Dimitrov, γ -Re Θ вдоль вертикальной плоскости симметрии: (а) – поле числа Маха, (б) – поле статического давления, (в) – поле статической температуры.

водится варьирование параметров I и μ_t/μ_l (табл. 2).

Определение величины μ_t/μ_l основывается на заданных I и характерном размере рассматриваемой задачи $L_{хар}$ с использованием следующих зависимостей:

$$k = \frac{3}{2}(Iu_{ave})^2, \quad l = \frac{0.07L_{хар}}{C_\mu^{\frac{3}{4}}},$$

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}, \quad \varepsilon = \rho \frac{C_\mu k^2}{\mu_l} \left(\frac{\mu_t}{\mu_l}\right)^{-1},$$

где l – турбулентный масштаб длины (размер наибольшего турбулентного вихря), C_μ – эмпирическая константа модели турбулентности, k – турбулентная кинетическая энергия, ε – турбулентная скорость диссипации.

В качестве основных величин характерного размера используются значения высоты горла 20 мм, гидравлического диаметра на основе высоты горла $4S/A = 31.579$ мм, а также длина проточного тракта 625 мм (табл. 2).

Для “холодного” запуска рассматривались только несколько расчетов с разными значениями степени турбулентности потока на входе в расчетную область (табл. 2) с химико-кинетическим механизмом Dimitrov и моделью турбулентности γ -Re Θ . Результаты данных расчетов представлены на рис. 8.

По данным результатам можно видеть, что распределение давления вдоль стенки при разных степенях входной турбулентности качественно схожи между собой. Можно сделать вывод, что в

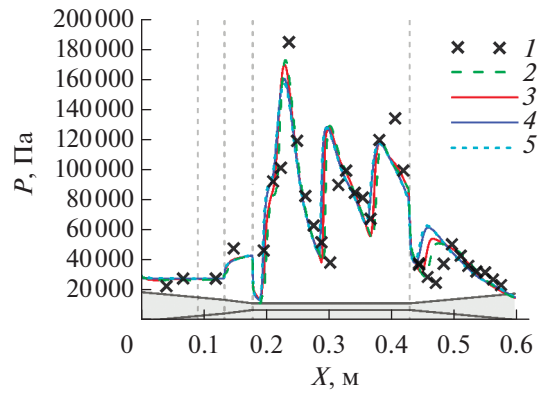


Рис. 8. Распределения давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “холодного” запуска с разными значениями степени турбулентности на входе в расчетную область: 1 – эксперимент [17]; расчет: 2 – Dimitrov, γ -Re Θ , 0.1-1; 3 – 5-10; 4 – 5-540; 5 – 10-540.

эксперименте обеспечивались низкие уровни турбулентности на входе в рабочую часть установки. При этом изменение интенсивности турбулентности на входе с сохранением отношения турбулентной вязкости к молекулярной не приводит к изменению результата.

В табл. 2 также представлены значения средней арифметической относительной погрешности ($\delta_{ср_хол}$) для расчетов с “холодным” запуском при разной входной степени турбулентности. Вычисление погрешностей давления выполнялось по следующим формулам:

$$\delta(i) = \frac{P_{расч}(i) - P_{эксп}(i)}{P_{эксп}(i)}, \quad \delta_{ср} = \frac{\sum_{i=1}^N \delta(i)}{\sum_{i=1}^N i},$$

где i – проба эксперимента, N – количество проб из эксперимента.

Стоит отметить, что данная методика приводит к завышенным значениям отклонений давления в местах пространственного смещения пика давления.

Для расчетов с разной степенью турбулентности также представлен коэффициент восстановления полного давления (рис. 9), который вычисляется по формуле

Таблица 2. Параметры степени турбулентности потока на входе в расчетную область

$I, \%$	0.1	5	5	5	5	10	10	10	10
μ_t/μ_l	1	10	540	850	16847	540	1078	1702	33694
$L_{хар}, \text{мм}$	1.88	0.37	20	31.579	625	10.01	20	31.579	625
$\delta_{ср_хол}, \%$	23.6	24.9	29.4	–	–	31.6	–	–	–

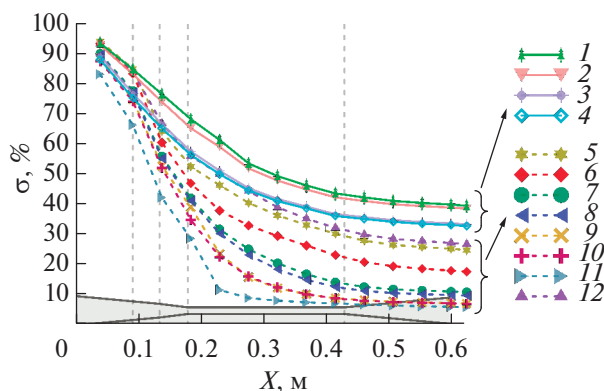


Рис. 9. Распределения коэффициента восстановления полного давления для ряда поперечных сечений вдоль модели для “холодного” запуска: 1 – Dimitrov, γ -Re Θ , 0.1-1; 2 – 5-10; 3 – 5-540; 4 – 10-540; “горячего” запуска с разными замыкающими моделями: 5 – расчет № 1, 6 – 2, 7 – 10, 8 – 11, 9 – 12, 10 – 14, 11 – 16, 12 – 17.

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n P_{0i}(x) \rho_i(x) \mathbf{V}_i(x) S_i(x)}{\sum_{i=1}^n (P_{0i} \rho_i \mathbf{V}_i S_i)_{\text{inlet}}}$$

Здесь $P_{0i}(x)$ – полное давление в i -й ячейке, $\rho_i(x)$ – плотность смеси в i -й ячейке, $\mathbf{V}_i(x)$ – вектор скорости i -й ячейке, $S_i(x)$ – площадь i -й ячейки в рассматриваемом сечении; индекс inlet обозначает параметры на входе в воздухозаборник.

С ростом значений I и μ_r/μ_l (Dimitrov, γ -Re Θ , 5-540 и Dimitrov, γ -Re Θ , 10-540) коэффициент восстановления полного давления практически на одну и ту же величину меньше вдоль всей модели, чем при расчете Dimitrov, γ -Re Θ , 0.1-1 и Dimitrov, γ -Re Θ , 5-10.

“Горячий” запуск. Для “горячего” запуска выполнены расчеты с учетом подачи топлива в проточный тракт модели. Особенности основных численных расчетов при “горячем” пуске представлены в табл. 3, где $I-\mu_r/\mu_l$ – параметры степени турбулентности потока на входе в расчетную область.

На рис. 10 представлены распределения давления при разных химико-кинетических механизмах, моделях турбулентности, а также разных моделях ВТГ.

По распределению контрольного параметра, представленному на рис. 10, видно, что вне зависимости от модели турбулентности и химико-кинетического механизма результаты с применением модели ВТГ EDC не совпадают с экспериментальными значениями давления на стенках (расчеты №№ 5–7). Использование модели EDC оправдано при исследовании процесса горения в дозвуковом потоке, где характерное время химических

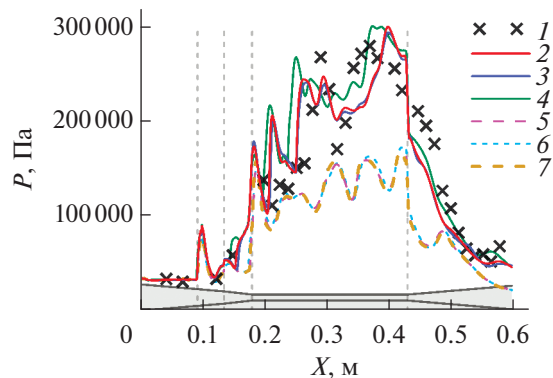


Рис. 10. Распределения давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “горячего” запуска с разными замыкающими моделями: 1 – эксперимент [17]; расчет: 2 – № 2, 3 – 3, 4 – 4, 5 – 5, 6 – 6, 7 – 7.

реакций значительно меньше, чем характерное гидродинамическое время [27]. В сверхзвуковом потоке данные характерные величины могут быть одного порядка. В то же время на рис. 10 показано, что результаты с химико-кинетическим механизмами Dimitrov, Hong при использовании модели турбулентности γ -Re Θ и γ , а также модели LFR относительно близки к экспериментальным (расчеты №№ 2–4). Выявлено, что химико-кинетический механизм (расчеты №№ 2, 3) не является критическим фактором исходя из оценки контрольного параметра давления [18]). На основе средней арифметической относительной погрешности выбраны расчетные модели для дальнейшего исследования (расчет № 2).

Результаты с моделями турбулентности $k-\omega$ SST и $k-\epsilon$ при использовании ВТГ LFR (расчеты №№ 8, 9) не приведены, так как при численном моделировании возникает эффект теплового запыления (табл. 4).

С помощью численного моделирования удается выявить небольшой рост давления до 10^5 Па, приходящийся на область впрыска водорода ($x = 0.0925$ м), который отсутствует при “холодном” расчете (рис. 10). Данный пик является результатом образования ударной волны вследствие подачи топлива, который не отображается в экспериментальных данных из-за отсутствия датчика вблизи входного отверстия горячего [28]. Вдобавок результаты моделирования показывают возвращение уровня давления к первоначальному значению на небольшом промежутке модели вниз по потоку после подачи топлива.

Для варианта расчета с химико-кинетическим механизмом Dimitrov при использовании модели турбулентности γ -Re Θ и модели ВТГ LFR представлены поля числа Маха, давления, массовой

Таблица 3. Обозначения расчетов и их характеристики

Расчет №	Параметры расчета						$\eta_1, \%$	$\eta_2, \%$
	химико-кинетический механизм	модель турбулентности	модель ВТГ	$I-\mu_f/\mu_f$	угол подачи топлива α	$\delta_{ср_гор}, \%$		
1	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	0.1-1	54°	18.8	60.6	55.5
2	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	5-10	54°	17.88	76.0	70.3
3	Hong	γ -Re Θ	LFR	5-10	54°	17.89	76.3	73.0
4	Dimitrov	γ	LFR	5-10	54°	18.5	82.8	77.4
5	Dimitrov	γ -Re Θ	EDC	5-10	54°	33.1	36.4	27.7
6	Dimitrov	$k-\omega$ SST	EDC	5-10	54°	32.3	39.7	30.0
7	Hong	γ -Re Θ	EDC	5-10	54°	33.6	33.9	25.7
8	Dimitrov	$k-\omega$ SST	LFR	5-10	54°	—	—	—
9	Dimitrov	$k-\epsilon$	LFR	5-10	54°	—	—	—
10	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	5-540	54°	17.8	87.1	81.5
11	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	5-850	54°	17.6	89.9	84.5
12	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	5-16847	54°	20	96.7	92.1
13	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	10-540	54°	21.2	90.9	85.5
14	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	10-1078	54°	27.5	95.8	90.8
15	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	10-1702	54°	29.7	97.0	92.2
16	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	10-33694	54°	32	97.6	93.0
17	Dimitrov	γ -Re Θ	LFR	5-10	39°	—	71.3	65.7

Примечание. η_1, η_2 – коэффициенты сгорания топлива, рассчитанные по разным формулам.

доли H_2 и изоповерхности массовой доли H_2O (рис. 11, 12).

Поле числа Маха показывает, что в тракте преобладает сверхзвуковое течение топливно-воздушной смеси вдоль всей модели. Поле массовой доли водорода позволяет оценить процесс смешения водорода с окислителем, активная часть которого заканчивается до достижения второго клина, и то, насколько эффективно этот процесс происходит. Также можно отметить, что повышение температуры вследствие тепловыделения смещает вверх по потоку ударно-волновую структуру, частичное сохранение которой можно наблюдать по полю давления. Рис. 12 позволяет сделать вывод, что топливо проникает практически во всю область рабочего участка как по ширине, так и по высоте. Если при прочих равных условиях высоту горла сделать меньше, то, как предполагается, удалось бы задействовать весь объем камеры сгорания.

При моделировании процессов с подачей топлива также менялась степень турбулентности потока на входе в расчетную область (табл. 3). На рис. 13 показано распределение давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “горячего” запуска с разными значениями параметров турбулентности. Видно, что при $I = 5\%$ и увеличении μ_f/μ_f до 540, 850 и 16847 происходит повышение давления на стенках камеры сгорания (расчеты №№ 10–12). Результаты для $I = 10\%$

и $\mu_f/\mu_f = 540, 1078$ и 1702 показывают качественно схожую зависимость, но с некоторым приростом давления в той же области проточного тракта (расчеты №№ 13–15). Показано, что пик, наблюдающийся в области конечного участка камеры сгорания, с увеличением интенсивности турбулентности изменяется со значения $p \approx 3 \times 10^5$ до 3.59×10^5 Па. При параметрах $I = 10\%$ и $\mu_f/\mu_f = 33694$ расчетное давление выше экспериментального (расчет № 16). Увеличение давления на поверхности камеры сгорания с возрастанием параметров турбулентности возникает благодаря интенсификации турбулентного массообмена. Так, если уменьшить значения I и μ_f/μ_f до 0.1% и 1 (расчет № 1), то давление окажется значительно меньше, чем в эксперименте.

Для “горячего” запуска проводилась также оценка влияния степени турбулентности потока на входе горючего (табл. 5). Для всех расчетов в данной работе степень турбулентности на входе горючего имеет значение $I_f = 1\%$ и $\mu_{f,f}/\mu_{f,f} = 2$.

Таблица 4. Модели турбулентности и эффект теплового запираания

ВТГ	LFR			
	γ -Re Θ	γ	$k-\omega$ SST	$k-\epsilon$
Модель турбулентности	γ -Re Θ	γ	$k-\omega$ SST	$k-\epsilon$
Запираание	—	—	+	+

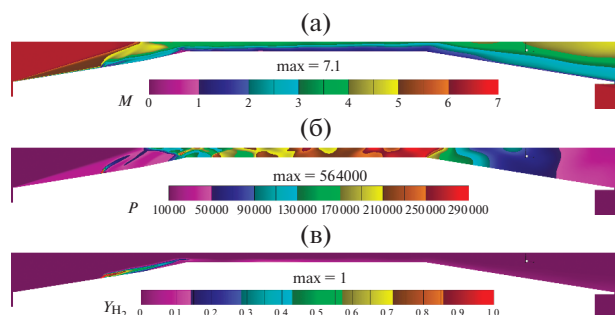


Рис. 11. Поля параметров для расчета № 2 по сечению вдоль форсунки: (а) – поле числа Маха, (б) – поле статического давления, (в) – поле массовой доли H_2 .

Чтобы исследовать влияние этого фактора, производится сравнение результатов расчета № 2 с $I_f = 1\%$, $\mu_{t,f}/\mu_{l,f} = 2$ на входе горючего и аналогичного расчета, но уже со значениями $I_f = 10\%$ и $\mu_{t,f}/\mu_{l,f} = 401$ (расчет jet 10-401), соответствующими характерному значению диаметра форсунки.

Сравнение расчетных и экспериментальных распределений давления при расчетах с разной степенью турбулентности на форсунках представлено на рис. 14. Видно, что распределения давления схожи.

С помощью численного моделирования также проводилось исследование влияния угла впрыска топлива на характеристики потока. Некоторые модели турбулентности при численном моделировании показали тепловое заклинивание потока, поэтому было решено исследовать и влияние других факторов. В расчете № 2 угол впрыска топлива составляет 54° относительно плоскости XZ ($\alpha = 54^\circ$), что соответствует экспериментальной подаче. Другие значения углов α относительно клина сжатия представлены в табл. 6.

Распределение давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии с разными углами впрыска водорода $\alpha = 54^\circ$ и 39° представлено на рис. 14 (расчеты №№ 2, 17). Видно, что при $\alpha = 39^\circ$ значение давления по всей модели становится меньше по сравнению с $\alpha = 54^\circ$. Распределение давления для углов $\alpha = 69^\circ$ и 90° не представлены, так как с такой подачей топлива возникает эффект теплового заклинивания (табл. 6). По результатам численного моделирования отмечено, что с углом впрыска $\alpha = 39^\circ$ скорость потока локально становится выше, чем при угле 54° , при

Таблица 5. Показатели степени турбулентности на входе горючего

$I_f, \%$	1	10
$\mu_{t,f}/\mu_{l,f}$	2	401
$L_{хар}, мм$	0.1	2

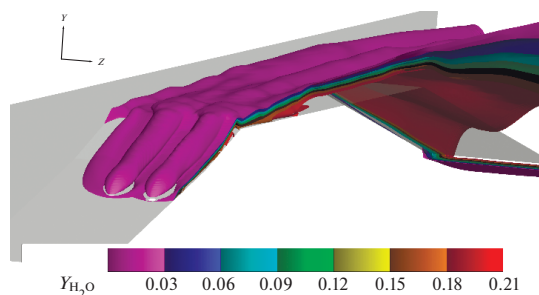


Рис. 12. Изоповерхности массовой доли паров H_2O .

этом уменьшается глубина проникновения горючего в основной поток.

На рис. 15 показано распределение осредненных значений числа Маха в рассматриваемых поперечных сечениях вдоль модели для разных вариантов расчетов. Осредненное число Маха определялось по следующей формуле:

$$M_{оср}(x) = \frac{\sum_{i=1}^n M_i(x) S_i(x)}{\sum_{i=1}^n S_i(x)},$$

где $M_i(x)$ – число Маха i -й ячейки в рассматриваемом сечении.

Осредненные значения числа Маха вдоль модели для расчета с углом впрыска водорода $\alpha = 39^\circ$ (расчет № 17) по всей длине тракта превышают значения для угла $\alpha = 54^\circ$ (№ 2). При сравнении осредненных чисел Маха при разных уровнях турбулентности видно, что с ростом параметра турбулентности на входе в расчетную область числа Маха понижаются. Особенно изменения заметны при переходе со значения $I = 0.1\%$ и $\mu_t/\mu_l = 1$ (расчет № 1) к $I = 5\%$ и $\mu_t/\mu_l = 10$ (№ 2). Также рис. 15 в целом указывает на то, что во всем проточном тракте наблюдается сверхзвуковое течение среды.

Для оценки качества сгорания водорода в полученных расчетах рассматривается коэффициент полноты сгорания топлива, который вычисляется по следующей формуле (по расходу):

$$\eta_l = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2}(x)}{\dot{m}_{H_2inj}} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n Y_{H_2i}(x) \rho_i(x) V_i(x) S_i(x)}{\left(\sum_{i=1}^n Y_{H_2i} \rho_i V_i S_i \right)_{inj}},$$

где $Y_{H_2i}(x)$ – массовая доля водорода i -й ячейки в рассматриваемом сечении, индекс inj обозначает параметры на выходе из форсунки.

Распределение коэффициента полноты сгорания топлива при разных режимах представлено

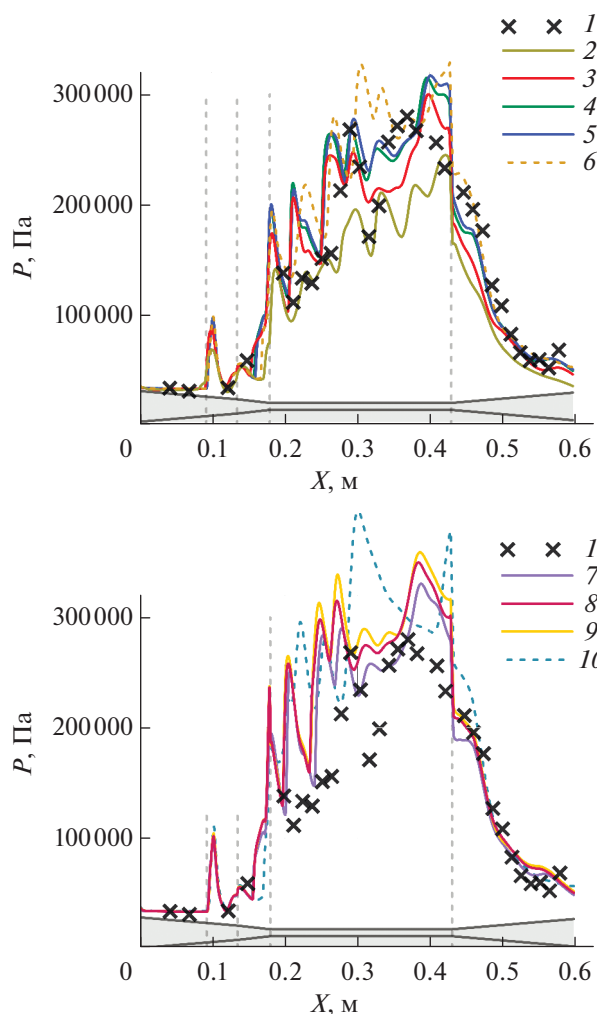


Рис. 13. Распределения давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “горячего” запуска с разными значениями параметра турбулентности: 1 – эксперимент [17]; расчет: 2 – № 1, 3 – 2, 4 – 10, 5 – 11, 6 – 12, 7 – 13, 8 – 14, 9 – 15, 10 – 16.

на рис. 16 вместе с распределением расхода воды. С повышением уровня турбулентности на входе полнота сгорания топлива повышается практически вдоль всего тракта. Причем больший объем химических реакций во всех режимах протекает примерно до середины камеры сгорания, что отображается по активному образованию водяного пара в этой области.

Распределения коэффициента полноты сгорания вдоль модели для большинства полученных расчетов соответствуют кривой выгорания [29].

Значение коэффициента полноты сгорания топлива в выходном сечении сопла (по расходу) приведено в табл. 3, где также представлены значения коэффициента полноты сгорания топлива в выходном сечении, полученные по следующей зависимости (по энергии):

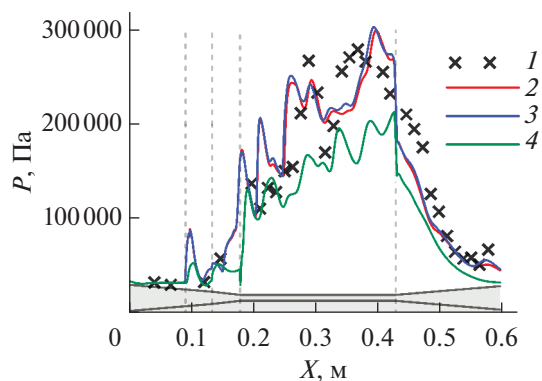


Рис. 14. Распределения давления на стенке вдоль вертикальной плоскости симметрии для “горячего” запуска с разными значениями степени турбулентности на входе горючего и разными углами впрыска горючего: 1 – эксперимент [17]; расчет: 2 – № 2, 3 – jet 10-401, 4 – 17.

$$\eta_2 = \left(\frac{\sum_{k=1}^n \dot{m}_k(x) h_k^0}{G_{H_2O} h_{H_2O}^0} \right),$$

где $\dot{m}_k(x)$ – массовый расход k -й компоненты в рассматриваемом сечении, h_k^0 – стандартная энтальпия образования k -й компоненты, G_{H_2O} – расход воды при коэффициенте полноты сгорания 1.

По представленным значениям (табл. 3) уменьшение угла впрыска топлива по сравнению с экспериментальной подачей снижает коэффициент ввиду большей скорости потока на протяжении всего проточного тракта. Полнота сгорания с ростом значений параметров турбулентности на входе в расчетную область возрастает, что связано с интенсификацией турбулентного перемешивания.

Для “горячего” запуска также определяется коэффициент восстановления полного давления. Данный коэффициент представлен на рис. 9 в рассматриваемых поперечных сечениях вдоль модели для разных вариантов расчетов. Коэффициент восстановления полного давления связан с вычислением тяги двигателя [30]. По рис. 9 видно, что с увеличением степени турбулентности на входе в расчетную область наблюдается понижение коэффициента восстановления полного давления. Усиление турбулентности на входе, с одной стороны, повышает полноту сгорания, но, с другой,

Таблица 6. Угол подачи топлива и запираение

Угол подачи топлива, град	54	39	69	90
Запираение	–	–	+	+

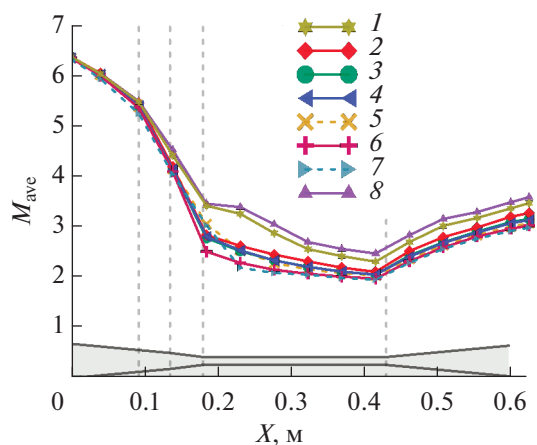


Рис. 15. Распределения осредненного числа Маха для ряда поперечных сечений вдоль модели в разных режимах: 1 – расчет № 1, 2 – 2, 3 – 10, 4 – 11, 5 – 12, 6 – 14, 7 – 16, 8 – 17.

уменьшает коэффициент восстановления полного давления вдоль проточного тракта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование горения водородно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке модельной камеры сгорания экспериментальной конфигурации проекта “HyShot”. Выполнена валидация вычислительного алгоритма с разными замыкающими моделями турбулентности, моделями взаимодействия турбулентности с горением, а также химико-кинетическими механизмами. Анализ полученных данных при сравнении распределения давления вдоль стенки показал следующее:

- модель турбулентности γ -Re Θ , модель взаимодействия турбулентности с горением LFR и химико-кинетический механизм Dimitrov обеспечивают наилучшее совпадение с экспериментом среди выбранных моделей;

- использование модели ВТГ EDC для сверхзвукового потока занижает значения давления в проточном тракте;

- в зависимости от выбранной модели турбулентности может возникать тепловое запирание потока; так, данный эффект наблюдается для моделей k - ω SST и k - ϵ ;

- разные механизмы химической кинетики обеспечивают схожее распределение давления, но, по данным [19], необходимо проводить валидацию и по другим критериям, так как структура пламени может быть различна, даже если механизмы одинаково описывают задержку воспламенения и ламинарную скорость пламени.

Выполнены расчеты с варьированием параметров турбулентности на входе в расчетную об-

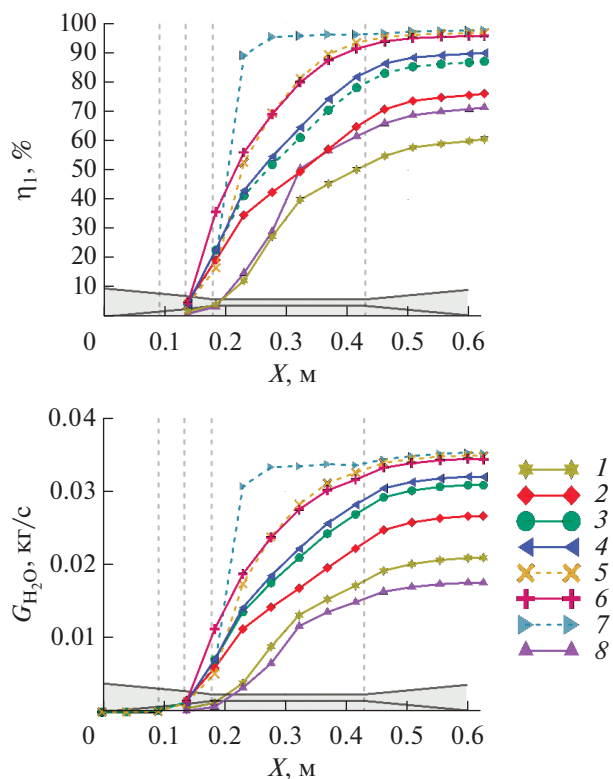


Рис. 16. Распределения коэффициента полноты сгорания топлива и расхода воды для ряда поперечных сечений вдоль модели при разных режимах: 1 – расчет № 1, 2 – 2, 3 – 10, 4 – 11, 5 – 12, 6 – 14, 7 – 16, 8 – 17.

ласть. Показано, что с увеличением этих параметров возникает повышение турбулентного перемешивания, что приводит к увеличению давления на стенках камеры сгорания, увеличению коэффициента полноты сгорания топлива и одновременно уменьшению коэффициента восстановления полного давления. Коэффициент полноты сгорания может изменяться от 60.6 до 97.6% для низкого и высокого уровня турбулентности соответственно. Таким образом, уровень турбулентности на входе является важным фактором, который необходимо определять в экспериментах.

Проведено моделирование с варьированием угла впрыска водорода в набегающий поток. Выявлено, что при меньшем угле подачи топлива наблюдается ускорение потока по сравнению с экспериментальной подачей, что в результате обеспечивает меньшее давление на поверхностях камеры сгорания, меньшее значение коэффициента полноты сгорания топлива и большее значение коэффициента восстановления полного давления. При увеличении угла впрыска водорода наблюдается эффект теплового запирания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang H., Guo J., Xu Y., Du B., Wang Y., She W. Research on TSTO Reusable Launch Vehicle Powered by Turbo-aided RBCC Engine // AIAA Paper 2017-2372. 2017.
2. Mehta U., Aftosmis M., Bowles J., Pandya S. Skylon Airframe Aerodynamics and SABRE Plumes // AIAA Paper 2015-3605. 2015.
3. Arefyev K. Yu., Kukshinov N.V., Prokhorov A.N. Analysis of Development Trends of Power-units for High-speed Flying Vehicles // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1147. № 012055. P. 1.
4. Seleznev R.K., Surzikov S.T., Shang J.S. A Review of the Scramjet Experimental Data Base // Prog. Aeronaut. Sci. 2019. V. 106. P. 43.
5. Choubey G.D.Y., Huang W., Yan L., Babazadeh H., Pandey K.M. Hydrogen Fuel in Scramjet Engines – A Brief Review // Int. J. Hydrogen Energy. 2020. V. 45. P. 16799.
6. Liu Q., Vaccarella D., Lee T. Review of Combustion Stabilization for Hypersonic Airbreathing Propulsion // Prog. Aeronaut. Sci. 2020. V. 119. P. 100636.
7. Счастливец А.И., Дуников Д.О., Борзенко В.И., Шматов Д.П. Водородно-кислородные установки для энергетики // ТВТ. 2020. Т. 58. № 5. С. 809.
8. Kim K., Park G., Jin S. Flameholding Characteristics of Ethylene-fueled Model Scramjet in Shock Tunnel // Acta Astronautica. 2019. V. 161. P. 446.
9. Кукушинов Н.В., Мамышев Д.Л. Оценка применимости различных уравнений состояния реального газа для этилена // Изв. вузов. Машиностроение. 2018. № 5. С. 60.
10. Vincent-Randonnier A., Sabelnikov V., Ristori A., Zettervall N., Fureby C. An Experimental and Computational Study of Hydrogen–Air Combustion in the LAPCAT II Supersonic Combustor // Proc. Combust. Inst. 2016. V. 37. P. 3703.
11. Sunami T., Magre P., Bresson A., Grisch F., Orain M., Koderer M. Experimental Study of Strut Injectors in a Supersonic Combustor Using OH-PLIF // AIAA Paper 2005-3304. 2005. P. 18.
12. Aravind S., Kumar R. Supersonic Combustion of Hydrogen Using an Improved Strut Injection Scheme // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. V. 44. № 12. P. 6257.
13. Waidmann W., Alff F., Brummund U., Clauss W., Oswald M., Sender J. Experimental Investigation of the Combustion Process in a Supersonic Combustion Ramjet (SCRAMJET) Combustion Chamber // Dtsch. Luft- Raumfahrt, Mitt. 1994. S. 629.
14. Liu B., Xu J.-C., Qin F., He G.-Q., Zhang D., Shi L. Influence of Hydrogen Equivalence Ratios on Supersonic Combustion Based on Large Eddy Simulations // Int. J. Hydrogen Energy. 2020. V. 45. P. 11341.
15. Pelletier G., Ferrier M., Vincent-Randonnier A., Sabelnikov V., Mura A. Wall Roughness Effects on Combustion Development in Confined Supersonic Flow // J. Propul. Power. 2021. V. 37. P. 151.
16. Xing F., Cai J., Huang Y., Yao Y. Numerical Analysis of HyShot Scramjet Model with Different Throat Height // AIAA Paper 2017–2121. 2017. P. 12.
17. Odam J. Scramjet Experiments Using Radical Farming. Ph.D. Dissertation. Australia. Brisbane: Univ. Queensland. Mech. Eng. Dept, 2004.
18. Kukshinov N.V., Batura S.N. Numerical Simulation of Hydrogen Combustion in Oxidizer Supersonic Flow in Flowpaths of Various Configurations // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1359. 012064.
19. Liu B., He G.-Q., Qin F., An J., Wang S., Shi L. Investigation of Influence of Detailed Chemical Kinetics Mechanisms for Hydrogen on Supersonic Combustion Using Large Eddy Simulation // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. P. 5007.
20. Menter F.R. Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows // AIAA Paper 93-2906. 1993. P. 21.
21. Langtry R.B., Menter F.R. Correlation-based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes // AIAA J. 2009. V. 47. № 12. P. 2894.
22. Launder B.E., Spalding D.B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. England. London: Acad. Press, 1972.
23. Magnussen B.F. On the Structure of Turbulence and a Generalized Eddy Dissipation Concept for Chemical Reaction in Turbulent Flow // AIAA Paper 81-0042. 1981.
24. Dimitrow V.I. The Maximum Kinetic Mechanism and Rate Constants in the H_2-O_2 System // React. Kinetic Catal. Lett. 1977. V. 7. № 1. P. 81.
25. Hong Z., Davidson D.F., Hanson R.K. An Improved H_2/O_2 Mechanism Based on Recent Shock Tube/Laser Absorption Measurements // Combust. Flame. 2011. V. 158. P. 633.
26. Зангиев А.Э., Иванов В.С., Медведев С.Н., Фролов С.М., Фролов Ф.С., Семенов И.В., Власенко В.В. Влияние турбулентности на развитие течения в высокоскоростной камере сгорания // Горение и взрыв. 2016. Т. 9. № 3. С. 66.
27. Ivankin M., Nikolaev A., Sabelnikov V., Shiryayeva A., Talyzin V., Vlasenko V. Complex Numerical-experimental Investigations of Combustion in Model High-speed Combustor Ducts // Acta Astronautica. 2019. V. 158. P. 425.
28. Xing F., Zhang S., Yao Y. Numerical Simulation of Shock-induced-combustion in Three-dimensional HyShot Scramjet Model // AIAA Paper 2012–0945. 2012.
29. Аннушкин Ю.М. Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // ФГВ. 1973. Т. 9. № 4. С. 473.
30. Gerlinger P., Stoll P., Kindler M., Schneider F., Aigner M. Numerical Investigation of Mixing and Combustion Enhancement in Supersonic Combustors by Strut Induced Streamwise Vorticity // Aerospace Sci. Technol. 2008. № 12. P. 159.