

Using Quasi-One-Dimensional Method for Calculating the Integral Characteristics of the Hypersonic Aircraft

R.K.Seleznev^{1,2,3}, S.T. Surzhikov^{1,2}, K.A.Zhornik²

¹*Institute for problems in mechanics of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, 119526, Russia*

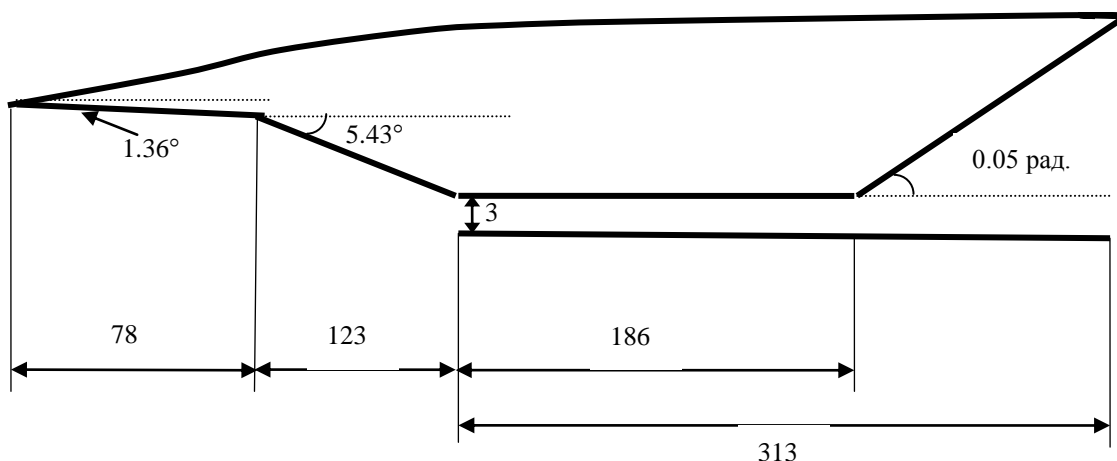
²*All-Russian Scientific Research Institute of Automatics,
Moscow, 127055, Russia*

³*Moscow Institute of Physics and Technology,
Moscow region, Dolgoprudny, 141700, Russia*
roman.seleznev@phystech.edu

Abstract

Combustion of hydrogen-air mixture in the scramjet chamber is modeled. Fields of chemical species concentrations, pressure, and temperature are calculated by quasi-one-dimensional computational model based on unsteady governing equations including Navier – Stokes equations, energy conservation and diffusion equations together with system of chemical kinetic equations. One-dimensional pressure distribution is presented. Method of the numerical simulation and details of the problem under consideration are presented.

Keywords: scramjet, hydrogen-air mixture, quasi-one-dimensional computational model.



Scheme of the hypothetical hypersonic aircraft. All dimensions are in centimeters

УДК 533.6.08

Использование квазиодномерной методики для расчета интегральных характеристик ГЛА

Р.К. Селезнев^{1,2,3}, С.Т. Суржиков^{1,2}, К.А. Жорник²

¹Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова»,
Россия, Москва, 127055, Суцевская ул., 22

²Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, 101-1

³Московский физико-технический институт (государственный университет),
Россия, Московская область, Долгопрудный, 141700
roman.seleznev@phystech.edu

Аннотация

В данной работе реализована квазиодномерная модель гиперзвукового прямооточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД), которая позволяет получать распределения газодинамических параметров вдоль тракта двигателя и проводить анализ конструкции двигателя. Произведена верификация полученных газодинамических распределений на группе известных экспериментальных и расчетных данных. Квазиодномерная модель позволяет оценить дальность полета ГЛА.

Ключевые слова: ГПВРД, горение водорода, квазиодномерная модель.

1. Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к ГПВРД [1]. Это связано в первую очередь с успешными летными экспериментами [1–3], показавшими жизнеспособность данного типа двигателя. На первом этапе проектирования транспортного средства очень важно провести точный прогноз эффективности двигателя и других интегральных характеристик летательного аппарата (ЛА). Существуют двумерные [4] и трехмерные [5] модели позволяющие описывать структуру течений в камере ГПВРД. Однако, подобные модели требуют большого количества вычислительных затрат. Поэтому разрабатываются [6,7] квазиодномерные модели ГПВРД. В этих моделях для расчета полей концентраций химических веществ, давления и температуры решается система обыкновенных дифференциальных уравнений [8].

2. Постановка задачи

Можно разделить на несколько блоков различные элементы гиперзвукового летательного аппарата (ГЛА). Эти блоки и взаимодействие между ними показаны на рис. 1. В блоке "входное устройство" по заданной высоте полета, углу атаки и числу Маха полета определяются параметры на входе в камеру сгорания. Зная закон подачи топлива, геометрию двигателя и сопла, используя квазиодномерную методику можно получить распределение давления плотности и температуры вдоль всего канала камеры сгорания. Таким образом, мы можем рассчитать тягу и удельный импульс двигателя ГЛА. Зная коэффициент сопротивления аппарата и объем топливного бака можем оценить дальность полета. В данной работе был проведен расчет интегральных характеристик гипотетического ГЛА похожего на аппарат Х-51. Схема и геометрия данного аппарата приведена на рис.2.

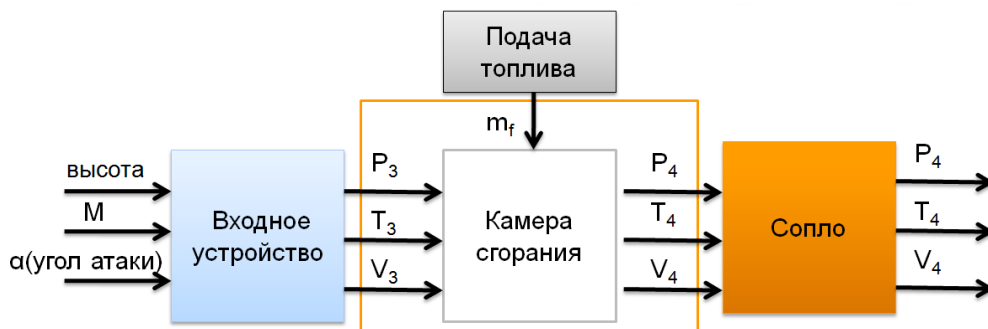


Рис. 1. Схема интегрального расчета ГЛА

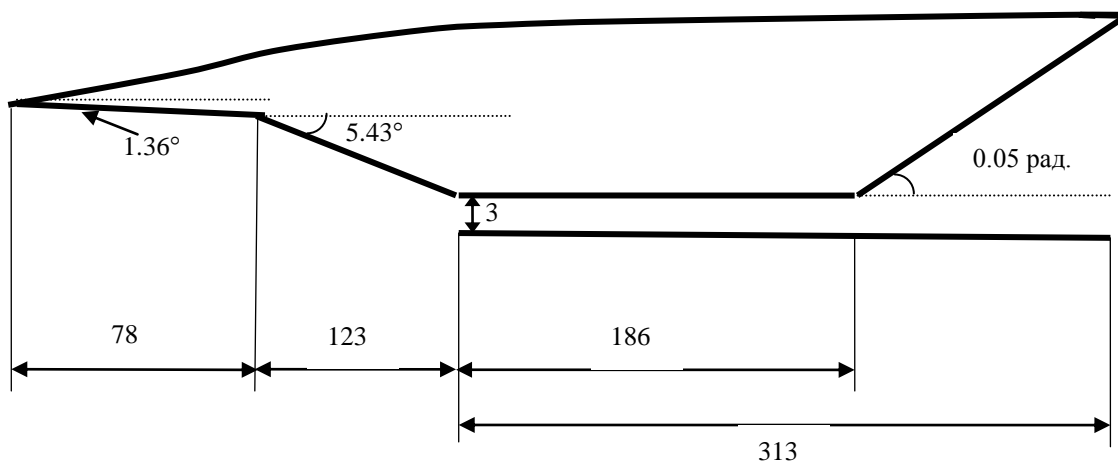


Рис. 2. Схема гипотетического ГЛА. Все размеры в сантиметрах

3. Входное устройство

Для определения параметров за ударной волной воспользуемся следующими соотношениями [9]:

$$\frac{\tan \beta_1}{\tan(\beta_1 - \theta_1)} = \frac{(\gamma + 1)M_{n1}^2}{2 + (\gamma - 1)M_{n1}^2}, \quad (1)$$

$$M_{n1} = M_1 \sin \beta_1, \quad (2)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_{n1}^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}, \quad (3)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_{n1}^2}{2 + (\gamma + 1)M_{n1}^2}, \quad (4)$$

$$T_2 = \frac{P_2}{R\rho_2} \quad (5)$$

Применяя уравнения (1)–(5) к каждому прохождению ударной волны (рис. 3), как показано на рис. 4, мы можем рассчитать параметры на входе в камеру сгорания. Для предложенной геометрии ГЛА углы равны $\theta_1 = 1.36^\circ$, $\theta_2 = 5.43^\circ$. На высоте $H = 30$ км температура воздуха и давление равны $T = 226$ К, $P = 1196$ Н/м², соответственно. Расчетная скорость полета для таких параметров (когда ударная волна от носовой части аппарата падает на край двигательной установки) равна 6.8 Маха. Параметры на входе в камеру сгорания после прохождения системы из трех волн приведены в таб. 1.

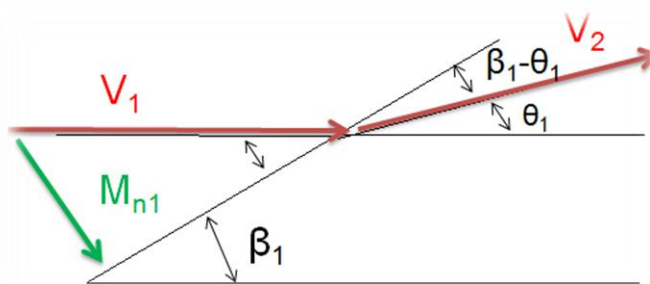


Рис.3 Схема поведения потока при прохождении ударной волны

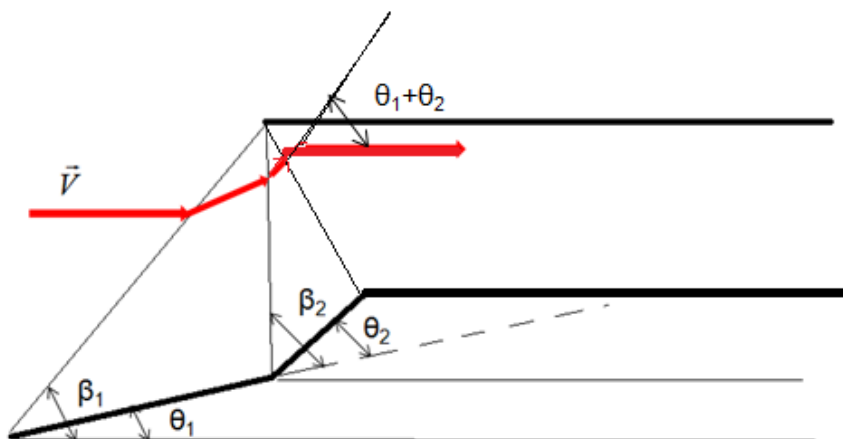


Рис. 4 Схема расчета параметров за системой из трех ударных волн

Таблица 1

Параметры полета и рассчитанные условия на входе в камеру сгорания

Параметры	Перед аппаратом	Камера сгорания
Температура	226 К	401 К
Давление	1196 Н/м ²	71880 Н/м ²
Скорость	6.8 М	4.95 М

4. Математическая модель

Существует большое множество квазиомерных моделей [6, 7],[10, 11],[12–15]. Исследуемая модель основана на этих двух работах [6, 7]. Используются предположения, что газ идеальный, а поток установившийся. Используется система уравнений Навье – Стокса, неразрывности, закон сохранения энергии и уравнения диффузии для каждого компонента смеси, записанная в квазиодномерной постановке. Эта система обыкновенных дифференциальных уравнений, моделирующая движение газа в канале ГПВРД приведена ниже.

Уравнение Навье – Стокса (закон сохранения импульса)

$$\frac{dU}{dx} = \frac{1}{\alpha} \left\{ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \frac{1 + \gamma M^2 (1 - \varepsilon) - (h_0/\hat{h})}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\hat{h}} \left[-\sum_i h_i \frac{dY_i}{dx} + \frac{1}{\dot{m}} \sum_i \left(h_i \frac{d\dot{m}_i}{dx} \right)_{added} \right] - \frac{1}{MW} \frac{dMW}{dx} + \left[\gamma M^2 - \frac{c_p (T_{aw} - T_w)}{\hat{h} \cdot Pr^{3/2} A} \right] \frac{2C_f}{D} \right\} \quad (6)$$

Закон сохранения энергии

$$\frac{dT}{dx} = \frac{1}{\hat{c}_p} \left[-\sum_i h_i \frac{dY_i}{dx} + \frac{1}{\dot{m}} \sum_i \left(h_i \frac{d\dot{m}_i}{dx} \right)_{added} - \frac{2C_f c_p (T_{AW} - T_w)}{\text{Pr}^{2/3} D \cdot A} - \frac{h_0}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} - U \frac{dU}{dx} \right] \quad (7)$$

Закон сохранения массы (8–10)

$$\frac{d\rho}{dx} = \rho \left[\frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} - \frac{1}{U} \frac{dU}{dx} - \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \right], \quad (8)$$

$$\frac{dp}{dx} = -\gamma p M^2 \left[\frac{1}{U} \frac{dU}{dx} + \frac{1}{2} \left(\frac{4C_f}{D} \right) + \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} \right], \quad (9)$$

$$\frac{dMW}{dx} = -MW^2 \left(\sum_i \frac{1}{MW_i} \frac{dY_i}{dx} \right) \quad (10)$$

Закон сохранения массы для каждой компоненты смеси

$$\frac{dY_i}{dx} = \frac{\dot{\omega}_i MW_i}{\rho U} + \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}_{i,added}}{dx} - \frac{Y_i}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx}, \quad (11)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{U} \left(1 - \gamma M^2 + \frac{U^2}{\hat{h}} \right); \quad \hat{h} = \hat{c}_p T; \quad \hat{c}_p = \tilde{c}_p - \frac{1}{\dot{m}} \left\{ \sum_i \dot{m}_i (c_{pi} + \tilde{c}_{pi} T)_{added} \right\}; \quad \tilde{c}_p = c_p + \sum_i T \tilde{c}_p Y_i; \quad D = \frac{4A}{P_w};$$

$$MW = \frac{1}{\sum_i \frac{Y_i}{MW_i}}; \quad h_0 = h + \frac{U^2}{2}; \quad \varepsilon = \frac{U_i}{U_\infty} \text{— отношение скорости вдува в направлении потока к}$$

скорости потока (при перпендикулярном вдуве $\varepsilon = 0$); A — площадь сечения и является функцией от координаты x . $\dot{\omega}_i = \frac{dY_i}{dt}$ — скорость превращения i -й химической ком-

поненты; $\dot{m}_{i,added}$ — масса топлива, доступного для реакции $\dot{m}_{i,added} = \eta \eta_m \varphi \dot{m}_{O_2} \left(\frac{m_{fuel}}{m_{O_2}} \right)_{st}$.

Эта величина зависит от трех коэффициентов:

1) Соотношения топливо-окислитель $\varphi = \left(\frac{m_{fuel}}{m_{O_2}} \right) / \left(\frac{m_{fuel}}{m_{O_2}} \right)_{st}$ — это отношение массы то-

плива к массе окислителя деленное на отношение массы топлива к массе окислителя в стехиометрической смеси.

2) Полнота сгорания топлива η — отношения массы прореагировавшего к массе всего топлива.

3) Коэффициент длины смешения η_m . Этот коэффициент обсуждается ниже.

Модель позволяет описывать трение за счет вязкости. Трение о стенки находится из метода относительной температуры Эккерта [20]. Этот метод используется для нахождения силы трения на сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях и очень подходит для описания потоков возле ЛА. В этом методе предполагается, что температура поверхности аппарата равна адиабатической температуре стенки T_{aw} : $T_{aw} = T [1 + \text{Pr}^{1/3} [(\gamma - 1)/2] M^2]$. Тогда коэффициент трения равен

$$C_f = \frac{0.664 \sqrt{C^*}}{\sqrt{\text{Re}}},$$

где $C^* = \left(\frac{T^*}{T}\right)^{1/2} \left(\frac{1 + \tilde{R}/T}{T^*/T + \tilde{R}/T}\right)$; $\tilde{R} = 111 \text{ K}$; $T^* = 0.5T_W + 0.28T + 0.22T_{AW}$.

Приведенная система уравнений решается методом Рунге – Кутты 4–5 порядка.

5. Модели смешения

В данной работе рассматриваются две модели смешения. В первой модели считается, что вдув топлива происходит в реальном месте вдува, а окончательное смешение происходит на некотором расстоянии L_{mix} . Считается так же, что химические превращения начинают происходить только на расстоянии L_{mix} от места вдува.

Вторая модель смешения называется сверхзвуковой моделью смешения. Суть ее заключается в следующем. Хотя вдув топлива и происходит в точке реального вдува, топливо доступное для реакций поступает в систему на всей длине смешения L_{mix} . Длина смешения может быть больше длины камеры сгорания, тогда не все топливо успевает перемешаться и сгореть. Подробнее о модели сверхзвукового смешения можно узнать в работе [6]. В сверхзвуковой модели смешения предполагается, что топливо доступное для реакции \dot{m}_{fn} пропорционально топливу, вдуваемому в систему \dot{m}_{of} : $\dot{m}_{fn} = \eta_m \dot{m}_{of}$. Коэффициент пропорциональности $\eta_m = a \left(1 - \exp\left[-(kx/L_{\text{mix}})^d\right]\right)$, где коэффициенты $a = 1.06492$, $k = 3.69639$, $d = 0.80586$ определяются из экспериментов по смешению сверхзвуковых струй.

Длина смешения является коэффициентом, который включает в себя конструкционные особенности двигательной установки (метод вдува топлива, каверны). Длину смешения можно задавать различными способами. Возможно определение этого параметра из эксперимента, для данной установки. Параметр длины смешения возможно определить из трехмерного или двухмерного подробного численного моделирования. При описании эксперимента X-51 используется предположение, что длина смешения равна длине двигательной установки.

6. Химическая кинетика

Для моделирования горения водорода используется кинетическая схема, предложенная Вестбруком [16], состоящая из одной глобальной реакции $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$. Константа скорости этой реакции равна: $\dot{\omega}_{\text{H}_2} = 2k_{\text{global}} = 3.6 \times 10^{13} \exp(-17614/T) [\text{H}_2]^{1.0} [\text{O}_2]^{0.5}$.

При моделировании горения керосина (JP-7) использовалась глобальная реакция $\text{C}_{12}\text{H}_{24} + 18\text{O}_2 \rightarrow 12\text{H}_2\text{O} + 12\text{CO}_2$. Константа скорости для этой реакции предполагалась равной $\dot{\omega}_{\text{C}_{12}\text{H}_{24}} = k_{\text{global}} = 2.4 \times 10^7 \exp(-4630/T) [\text{C}_{12}\text{H}_{24}]^{1.5} [\text{O}_2]^{1.0}$. Теплота сгорания JP-7 равна 43.5 МДж/кг, поэтому энтальпия образования JP-7 считалась равной -300 кДж/моль.

7. Результаты и обсуждения

Для верификации разрабатываемой модели используются следующие эксперименты: Хайшот [3] (HyShot-2), Эксперимент Билига [17] (Billig), Эксперимент Андерсона [18] (Anderson) и экспериментальная установка университета Квинсленда [19] (Queensland University experiment).

Схема установки эксперимента Билига [17] приведена на рис. 5. Параметры эксперимента приведены в таб. 2. Для расчетов этой экспериментальной установки мы будем использовать обе модели смешения и полагать что $L_{\text{mix}} = 28$ см. Распределение давления вдоль канала эксперимента Билига [17] показаны на рис. 6. Зелеными треугольниками обозначены экспериментальные данные. Черная линия – результаты расчетов при использовании первой модели смешения. Следует отметить, что давление вначале увеличивается не-

значительно за счет трения в канале. После начала горения при $L=28$ см, давление растет скачкообразно. Красная линия – результаты расчетов при использовании сверхзвуковой модели смешения. В этом случае, топливо поступает в систему плавно, и давление увеличивается монотонно. В расширяющейся части экспериментальной установки давление снижается из-за того что поток сверхзвуковой. Видно хорошее согласие полученных результатов с экспериментальными значениями. В дальнейших вычислениях будем использовать только сверхзвуковую модель смешения.

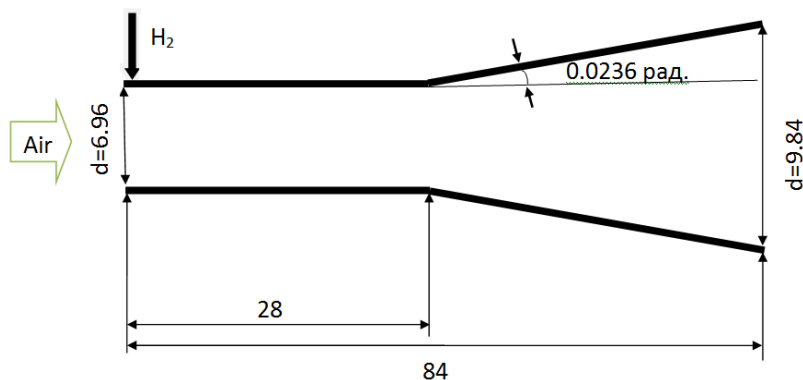


Рис.5. Схема установки эксперимента Билига [17]. Размеры в сантиметрах

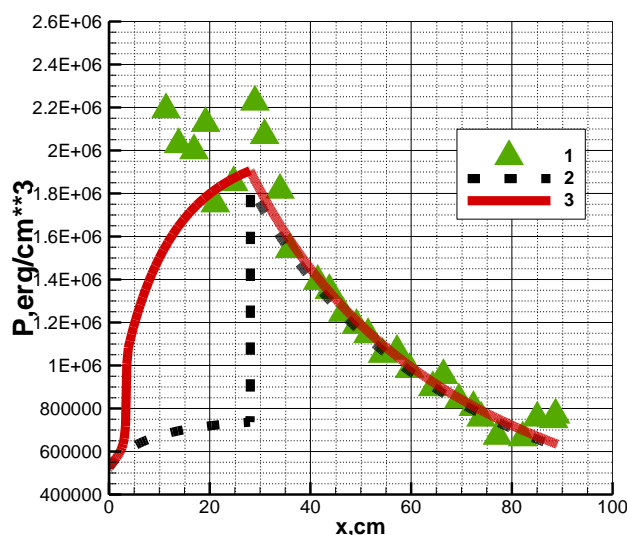


Рис. 6 Распределение давления вдоль канала эксперимента Билига [17]:
 1 – экспериментальные данные; 2 – результаты расчетов при использовании первой модели смешения; 3 – результаты расчетов при использовании сверхзвуковой модели смешения

Таблица 2

Параметры эксперимента университета Билига [17]

Температура	872 К
Давление	52000 Н/м ²
Скорость	1849 м/с, 3.19 М
γ	1.346
Температура стенки	500 К
φ	0.5

Второй эксперимент, исследуемый в этой работе, – HyShot-2 [3]. Схема установки эксперимента HyShot-2 [3] приведена на рис. 7. Параметры эксперимента приведены в таб. 3.

Для расчетов этой экспериментальной установки мы будем использовать вторую модель смешения и полагать что $L_{\text{mix}} = 90$ см. На рис. 8 приведено сравнение расчетных давления внутри камеры ГПВРД эксперимента HyShot-2 без горения, полученных в данной работе (черная линия), с результатами расчетов других авторов [6] (зеленые точки). На рис. 9 приведены аналогичные результаты для случая с горением внутри камеры ГПВРД.

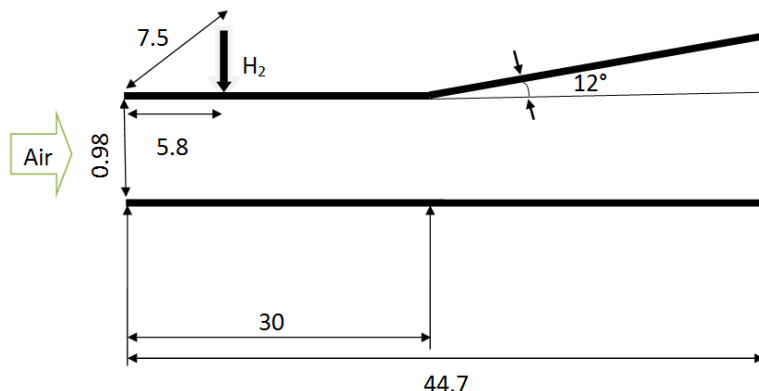


Рис. 7. Схема установки эксперимента HyShot-2[3]. Рисунок взят из работы [6]

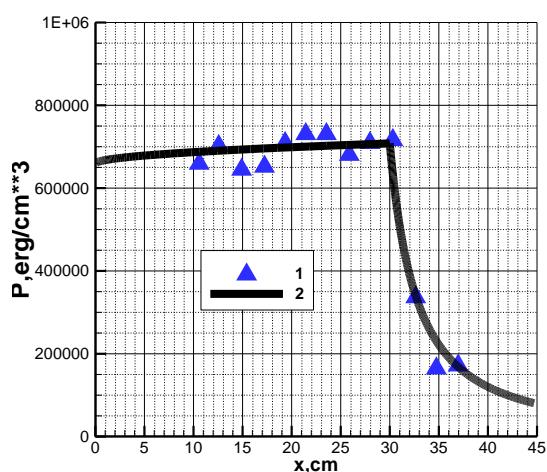


Рис. 8. Профили давления внутри камеры экспериментальной установки HyShot-2 [3] (без горения): 1 – экспериментальные данные; 2 – результаты расчета по квазиодномерной методике

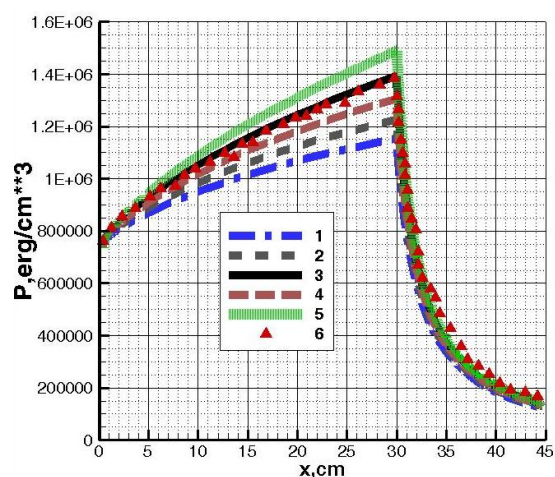


Рис. 9 Профили давления внутри камеры экспериментальной установки HyShot-2 [3] (с горением): 1 – эффективность горения $\eta = 0.6$; 2 – $\eta = 0.7$; 3 – $\eta = 0.8$; 4 – $\eta = 0.9$; 5 – $\eta = 1$; 6 – результаты расчетов взятые из работы [21]

Таблица 3

Параметры эксперимента университета HyShot-2 [3]

φ	0	0.3
Температура	1571 К	1528 К
Давление	65900 Н/ м ²	73760 Н/ м ²
Скорость	2 М	2 М
γ	1.346	1.346
Температура стенки	500 К	500 К

Можно заметить, что давление вначале растет за счет горения, а в дальнейшем происходит спад давления за счет расширения камеры сгорания. Следует отметить, что в наших расчетах эффективность горения считалась равной 1 ($\eta=1$), поэтому давление в наших расчетах немного превышает значения расчетов других авторов. Исследование влияния эффективности горения приведено ниже.

На примере эксперимента университета Квинсленда [19] проводился анализ влияния эффективности горения на распределение давления вдоль канала. Схема установки эксперимента университета Квинсленда [19] приведена на рис. 10. Параметры эксперимента приведены в таб. 4.

Для расчетов этой экспериментальной установки мы будем использовать вторую модель смешения и полагать что $L_{mix} = 25.59$ см. Распределение давления вдоль канала эксперимента университета Квинсленда [19] показано на рис. 11. Красными треугольниками обозначены экспериментальные данные. Цветные кривые обозначают результаты расчетов для различных значений эффективности горения η в диапазоне от 0.6 до 1. Видно, что чем больше эффективность горения, тем сильнее повышение давления.

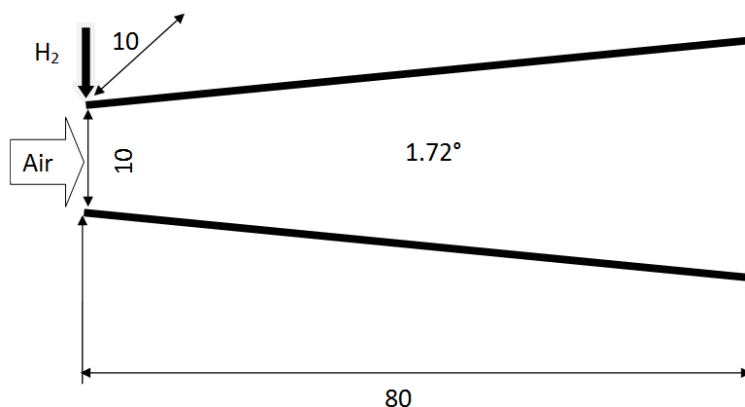


Рис. 10. Схема установки эксперимента университета Квинсленда [19]. Рисунок взят из работы [6]

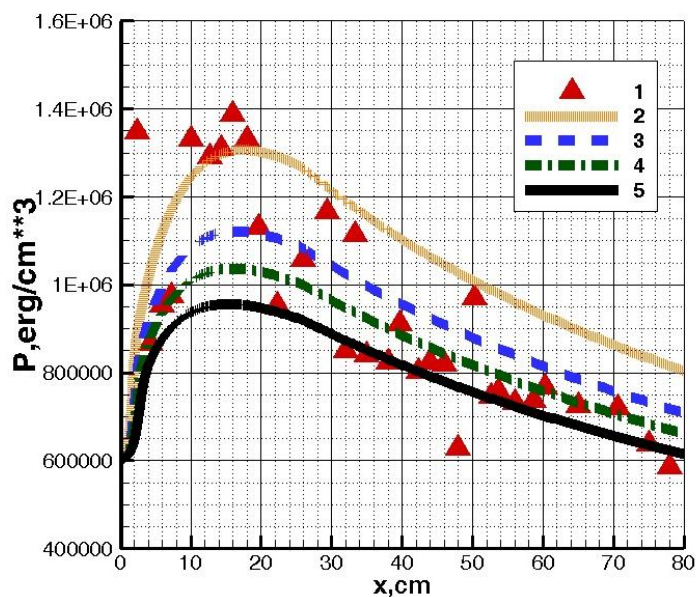


Рис. 11. Распределение давления вдоль канала эксперимента университета Квинсленда [19]:

1 – экспериментальные данные [19]; 2 – эффективность горения $\eta = 0.6$; 3 – $\eta = 0.7$; 4 – $\eta = 0.8$; 5 – $\eta = 1$

Таблица 4

Параметры эксперимента университета Квинсленда [19]

Температура	1025 К
Давление	59000 Н/м ²
Скорость	2.47 М
γ	1.346
Температура стенки	500 К
φ	0.38

Еще один эксперимент, который мы используем для верификации квазиодномерной модели, это эксперимент Андерсона [18]. Схема установки эксперимента университета Андерсона [18] приведена на рис. 12. Параметры эксперимента приведены в таб. 5. Для расчетов этой экспериментальной установки мы будем использовать вторую модель смешения и полагать что $L_{\text{mix}} = 24$ см. Распределение давления вдоль канала эксперимента Андерсона [18] показано на рис. 13. Видно хорошее соответствие полученных результатов с экспериментальными значениями.

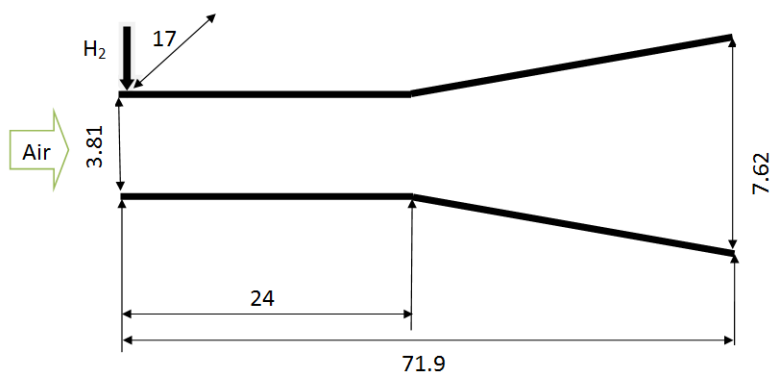


Рис. 12. Схема установки эксперимента Андерсона [18]. Размеры в сантиметрах.

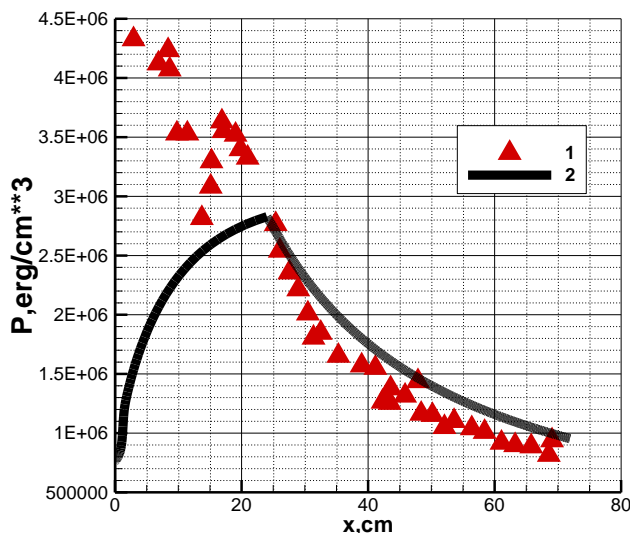


Рис. 13. Распределение давления вдоль канала эксперимента Андерсона [18]: 1 – экспериментальные данные; 2– результаты расчетов

Таблица 5

Параметры эксперимента Андерсона [18]

Температура	1031 К
Давление	75777 Н/м ²
Скорость	3.2 М
γ	1.346
Температура стенки	500 К
φ	0.619

8. Оценка дальности полета ГЛА

В работе проводится оценка дальности полета гипотетического ЛА. В качестве камеры сгорания используется прямоугольный канал постоянного сечения и расширяющееся сопло. Геометрические параметры такого канала показаны на рис. 14. Начальные параметры на входе в камеру сгорания заданы в таб. 1. Распределение температуры вдоль канала показано на рис. 15. Сила тяги двигателя равна $F_{THRUST} = \dot{m}_{10}V_{10} - \dot{m}_0V_0 + (p_{10} - p_0)A_{10}$ при ($\varphi = 0.5$, $\eta = 1$), где с индексом 0 параметры на входе в камеру сгорания, а с индексом 10 – на выходе. $F_{THRUST} = 84753481$ дин. Удельный импульс равен $I_{sp} = F_{THRUST} / g\dot{m}_f$, $I_{sp} = 320$ с. Зная, что коэффициент сопротивления данного аппарата при нулевом угле атаки равен $C_{fri} = 0.141$ [20], площадь всего аппарата $S = 1357$ см², скорость аппарата $V_\infty = 2050$ м/с и плотность воздуха на высоте 30 км, можем определить силу сопротивления по формуле

$$F_{fri} = C_{fri} S \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2} = 73976626 \text{ дин}$$

Для успешного полета необходимо, чтобы сила тяги превышала силу трения. Варьируя расход топлива (меняя значение φ) таким образом, чтобы сила тяги равнялась силе сопротивления, получим расход топлива равный $\dot{m}_f \approx 250$ г/с ($\varphi = 0.48$). Поэтому, предполагая, что масса топлива равна 150 кг, оценим дальность полета аппарата X-51

$$L = \frac{m_f V_\infty}{\dot{m}_f} \approx \frac{150000 \text{ грамм} \cdot 2050 \text{ м/сек}}{250 \text{ грамм/сек}} \approx 1230 \text{ км}$$

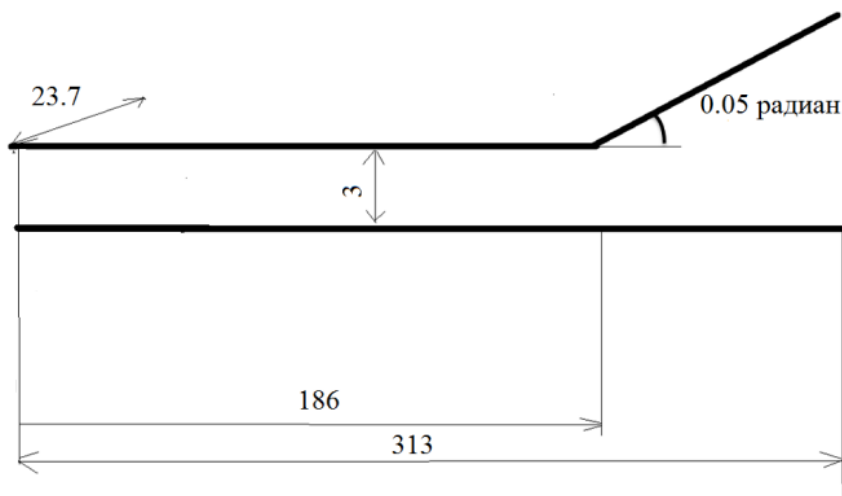


Рис. 14. Геометрия гипотетического ГПВРД. Все размеры в сантиметрах

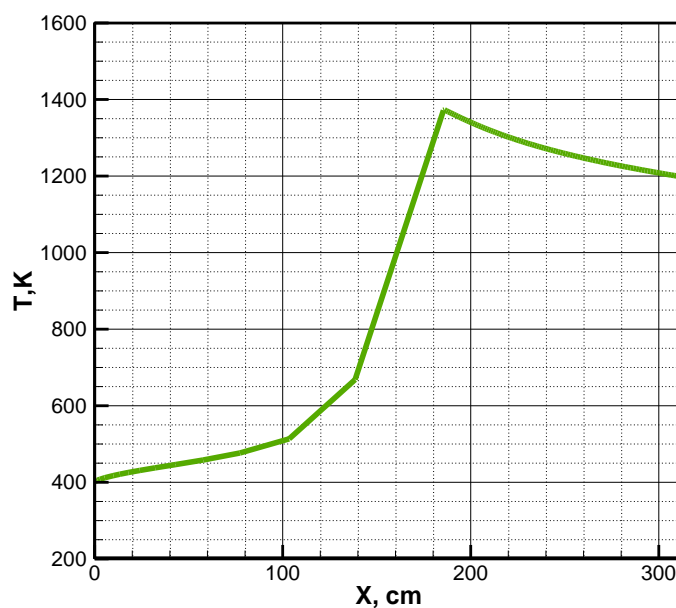


Рис. 15. Распределение температуры внутри канала ГПВРД

9. Заключение

Представленные результаты показывают возможность использования квазиодномерной методики для оценки интегральных характеристик и дальности полета ГЛА. Была произведена верификация полученных газодинамических распределений на группе известных экспериментальных и расчетных данных.

Работа выполнена в рамках программы по созданию виртуальной модели ГЛА, разрабатываемой в лаборатории радиационной и газовой динамики ИПМех РАН [21–33].

Литература

1. Kiefer J.H., Lutz R.J. Vibrational relaxation of hydrogen // J.Chem. Phys. 1966. Vol.44. P.668.

2. Балмина Р.В. и др. Состояние- и перспективы разработки гиперзвукового вооружения // Обзорно-аналитический журнал «Техническая информация». 2012. Т. 1–2. С. 1–76.
3. L. Moses P. et al. NASA hypersonic flight demonstrators—overview, status, and future plans // *Acta Astronaut.* 2004. Vol. 55, № 3–9. Pp. 619–630.
4. Hass N., Smart M., Paull A. Flight Data Analysis of the HYSHOT 2 // *AIAA/CIRA 13th Int. Sp. Planes Hypersonics Syst. Technol. Conf.* Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005. Pp. 1–17.
5. Surzhikov, S.T., Seleznev, R.K., Tretjakov, P.K., Zabaykin, V.A., “Unsteady Thermo-Gasdynamic Processes in Scramjet Combustion Chamber with Periodical Input of Cold Air,” *AIAA 2014-3917.* 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2014.
6. Engblom W., Frate F., Nelson C. Progress in validation of WIND-US for ramjet/scramjet combustion. 2005. № January. Pp. 1–18.
7. Birzer C., Doolan C. Quasi-one-dimensional model of hydrogen-fueled scramjet combustors // *J. Propuls. power.* 2009. Vol. 25, № 6. Pp. 1220–1225.
8. Brien T.F.O., Starkey R.P., Lewis M.J. Quasi-One-Dimensional High-Speed Engine Model with Finite-Rate Chemistry // *AIAA J.* 2001. Vol. 17, № 6.
9. Seleznev, R.K., Surzhikov, S.T. "A Generalized Newton Method for Differential Equation of Chemical Kinetics" *AIAA 2013-3009.* 44th AIAA Thermophysics Conference, June 24-27, 2013, San Diego, CA. 17 p.
10. Anderson J.D. *Modern Compressible Flow: With Historical Perspective.* 2004. 760 p.
11. Tetlow M.R., Doolan C.J. Comparison of Hydrogen and Hydrocarbon-Fueled Scramjet Engines for Orbital Insertion // *J. Spacecr. Rockets.* 2007. Vol. 44, № 2. Pp. 365–373.
12. Tetlow M.R., Doolan C.J. Orbital Payload Delivery Using Hydrogen and Hydrocarbon Fueled Scramjet Engines // 2006 *IEEE Aerosp. Conf. Ieee,* 2006. Pp. 1–9.
13. Torrez S.M. et al. Scramjet Engine Model MASIV : Role of Mixing , Chemistry and Wave Interactions. 2009. № August.
14. Torrez S.M., Dalle D.J., Driscoll J.F. New Method for Computing Performance of Choked Reacting Flows and Ram-to-Scram Transition // *J. Propuls. Power.* 2013. Vol. 29, № 2. Pp. 433–445.
15. Mbagwu C.C., Driscoll J.F. A Method to Compute Flameout Limits of Scramjet-Powered Hypersonic Vehicles. 2015. Pp. 1–14.
16. Torrez, Sean M., Derek J. Dalle, and James F. Driscoll. "Dual Mode Scramjet Design to Achieve Improved Operational Stability." *Proceedings of the 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Nashville, Tennessee, AIAA.* Vol. 6957. 2010.
17. Marinov, N. M., C. K. Westbrook, and W. J. Pitz. "DETAILED AND GLOBAL CHEMICAL KINETICS MODEL FOR." *Transport phenomena in combustion 1* (1996): 118.
18. Billig F.S., Waltrup P.J., Stockbridge R.D. Integral-Rocket Dual-Combustion Ramjets: A New Propulsion Concept // *J. Spacecr. Rockets.* 1980. Vol. 17, № 5. Pp. 416–424.
19. Anderson, Griffin Y. Exploratory tests of two strut fuel injectors for supersonic combustion. № February 1974.
20. Суржиков, С.Т., Железнякова А.Л. На пути создания виртуальной модели ГЛА. 2013.
21. Селезнев Р.К., Суржиков С.Т. Численный метод решения уравнений химической кинетики // Препринт № 1037 Института Проблем Механики РАН. 2013.
22. Горбунов А.А., Селезнев Р.К. Моделирование горения водорода в канале модельного ГПВРД // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2013. Т. 14, вып. 4. 4с <http://chemphys.edu.ru/issues/2013-14-4/articles/421/>
23. Селезнев Р.К. Исследование обобщенного метода Ньютона для решения системы дифференциальных уравнений химической кинетики на примере горения углеводорода в кислороде // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2013. Т.14, вып.4.6с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2013-14-4/articles/430/>
24. Жорник К.А., Селезнев Р.К. Расчет интегральных характеристик силовых установок ПВРД // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2014. Т.15, вып.2.5с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-2/articles/219/>
25. Селезнев Р.К. На пути к гиперзвуку. Краткий исторический обзор. // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2014. Т. 15, вып. 3.14с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-3/articles/228/>

26. Жорник К.А., Селезнев Р.К. Квазиодномерное численное моделирование водородо-воздушной смеси в канале ГПВРД. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып.4. 7с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/30/>
27. Polezhaev, Yu.V. , Seleznev, R.K. "Numerical Study of the Processes of Resonance Emergence in the Experimental Setup of a Pulse Detonation Engine" High Temperature, 2014, Vol. 52, No. 2, pp. 226–230.
28. Seleznev, R.K., Surzhikov, S.T., "Quasi-One-Dimensional and Two-Dimensional Numerical Simulation of Scramjet Combustors," AIAA 2015-4166. 51th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2015. Orlando, Florida.
29. Сторожев Д. А., Суржииков С. Т. Численное моделирование двухмерной структуры тлеющего разряда в молекулярном азоте с учетом колебательной кинетики // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53. – № 3. – С. 325–336.
30. Storozhev D.A., Surzhikov S.T. "Numerical Simulation of Two-Dimensional Structure of Glow Discharge in Molecular Hydrogen" AIAA paper, 45th AIAA Thermophysics Conference, 2015, 10.2514/6.2015-3108.
31. Сторожев Д.А., "Численное моделирование кинетики ионизации и диссоциации водорода в плазме разряда Пеннинга в приближении ЛТР" // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып.3. 6с. <http://chemphys.edu.ru>
32. Storozhev D.A., Surzhikov S.T., Numerical Simulation of Glow Discharge in a Magnetic Field Through the Solution of the Boltzmann Equation // Journal of basic and applied physics, 2013, Vol. 2, Iss. 3, pp. 141–147
33. Kotov M.A., Kryukov I.A., Ruleva L.B., Solodovnikov S.I., Surzhikov S.T. Experimental Investigation Of An Aerodynamic Flow Of Geometrical Models In Hypersonic Aerodynamic Shock Tube // Proceedings of 31th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 24–27 June 2013, San Diego, California, AIAA 2013-2931.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2015 г.