

УДК 532.529

# Гиперзвуковое обтекание затупленных тел в условиях атмосферы Земли и Марса. Сравнительный анализ математических моделей\*

Д. Л. Ревизников\*, Т. Ю. Сухарев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва;  
\*e-mail: reviznikov@inbox.ru

Поступила в редакцию 19.07.2017

Движение летательных аппаратов с гиперзвуковой скоростью сопровождается многообразием взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих в ударном слое. Возможности наземных экспериментальных исследований гиперзвуковой аэротермодинамики ограничены сложностью воспроизведения реальных условий по всем параметрам подобия. Применительно к движению летательных аппаратов в атмосфере Марса необходимо учитывать эрозионное воздействие двухфазного потока на обтекаемую поверхность. К настоящему времени разработаны достаточно точные алгоритмы, реализованные в CFD программных кодах. Однако полный учет многообразия физико-химических процессов в ударном слое существенно усложняет вычислительный процесс. В этой связи актуальным представляется выбор компромиссных моделей, обеспечивающих достаточную точность при приемлемых вычислительных затратах. В настоящей работе проводится сравнительный анализ математических моделей газовой среды с позиций теплового и эрозионного (для атмосферы Марса) воздействия гиперзвукового потока на обтекаемое тело. Рассматриваются модели химически неравновесного газа и совершенного газа с эффективным показателем адиабаты. Тепловой поток, вычисленный по модели совершенного газа, во всех рассчитанных вариантах близок к тепловому потоку для абсолютно-каталитической поверхности, оставаясь немного выше этой величины. При этом время расчета по химически-неравновесной модели в несколько раз превышает время аналогичного расчета по модели совершенного газа, а при приближении к условиям химического равновесия это отличие усиливается в связи с повышением жесткости системы уравнений химической кинетики. Если при расчете тепловых нагрузок модель совершенного газа дает сильнозавышенные оценки в случае существенно неравновесного ударного слоя на поверхностях с низкой каталитической активностью, то применительно к расчету эрозионного воздействия эта модель является достаточно точной. Показано, что в широком диапазоне размеров дисперсной фазы отличие в определении скорости частиц в момент соударения с обтекаемой поверхностью, рассчитанной по моделям химически неравновесного газа и совершенного газа с эффективным показателем адиабаты, не превышает 7%. Результаты, полученные в ходе проведенных вычислительных экспериментов, позволяют более эффективно проводить многовариантный анализ и траекторные расчеты, что актуально при проектировании теплозащитных конструкций летательных аппаратов, движущихся с гиперзвуковой скоростью.

Ключевые слова: гиперзвуковое обтекание, численное моделирование, уравнения Навье–Стокса, тепловой поток, модель химически неравновесного газа, модель совершенного газа, химическая кинетика, двухфазный поток, запыленная атмосфера.

## Введение

Движение летательных аппаратов с гиперзвуковой скоростью сопровождается многообразием

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-06262а).

взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих в ударном слое. Различные аспекты этой проблемы подробно освещены, например, в [1, 2]. Возможности наземных экспериментальных исследований гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена ограничены

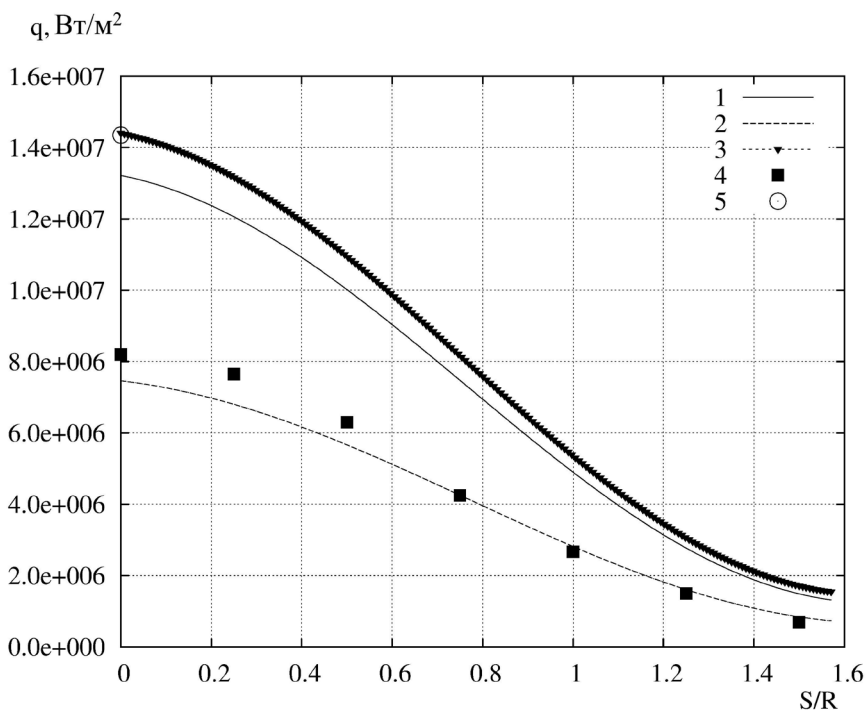


Рис. 1. Распределение теплового потока вдоль сферического затупления,  $H=53$  км. Расчет по модели химически неравновесного газа: 1 – идеально-каталитическая поверхность; 2 – некаталитическая поверхность; 3 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.4$ ; 4 – результаты [18]; 5 – расчет по формуле (8)

сложностью воспроизведения реальных условий по всем параметрам подобия. Применительно к движению спускаемых аппаратов в атмосфере Марса положение осложняется из-за наличия дисперсной примеси (микрочастиц пыли и льда), что приводит к необходимости учитывать при проектировании теплозащитных покрытий не только тепловое, но и эрозионное воздействие двухфазного потока на обтекаемую поверхность [3–5]. Все это обуславливает особую роль, которую играет численное моделирование при проектировании тепловой защиты летательных аппаратов. К настоящему времени разработаны достаточно точные математические модели и эффективные вычислительные алгоритмы, реализованные в CFD (ComputationalFluidDynamics) программных кодах. Использование суперкомпьютеров и технологий распараллеливания вычислений позволяет получить детальные картины протекающих процессов и с высокой точностью рассчитать характеристики воздействия гиперзвукового потока на обтекаемое тело. Однако полный учет многообразия физико-химических процессов в ударном слое существенно усложняет вычислительный процесс, и даже при

современном уровне развития компьютерной техники такие расчеты требуют значительных временных ресурсов. Это ограничивает применение высокоточных моделей при проектировании, когда необходим многовариантный анализ и траекторный расчет. В этой связи актуальным представляется выбор компромиссных моделей, обеспечивающих достаточно высокую точность при приемлемых вычислительных затратах. Сравнительный анализ моделей различной степени сложности применительно к расчету теплообмена спускаемых летательных аппаратов приведен в [1, 6–9].

В настоящей работе рассматриваются модели химически неравновесного газа и совершенного газа с эффективным показателем адиабаты. Проводится сравнительный анализ математических моделей газовой среды с позиций теплового и эрозионного (для атмосферы Марса) воздействия гиперзвукового потока на обтекаемое тело.

### Основные уравнения, термодинамические и переносные свойства газовой смеси

Система уравнений, описывающая течение многокомпонентной реагирующей смеси совершенных газов, включает уравнения баланса массы, импульса и энергии смеси, уравнения неразрывности компонент и уравнение состояния [1, 2, 10]. В дифференциальной форме в предположении отсутствия заряженных частиц и излучения уравнения баланса массы, импульса и энергии для многокомпонентного газа имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} C_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + \omega_i, \quad (2)$$

$$i = 1 \dots N,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v} - \vec{\tau}) + \nabla P = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \\ & = \nabla \cdot \left( \lambda \nabla T - \sum_{i=1}^N h_i \vec{J}_i + (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) \right) + S_h, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\rho = \frac{P \cdot M}{\bar{R} \cdot T}, \quad M = \sum_{i=1}^N C_i \cdot M_i, \quad (5)$$

где  $N$  – количество компонент смеси;  $P$  – давление смеси;  $T$  – температура газа;  $E = e + |\vec{v}|^2/2$  – полная удельная энергия смеси;  $e$  – удельная внутренняя энергия;  $\rho$  – плотность смеси;  $C_i = \rho_i/\rho$  – массовая концентрация  $i$ -ой компоненты смеси;  $\omega_i$  – массовая скорость образования  $i$ -ой компоненты в химических реакциях;  $\vec{v}$  – среднемассовая скорость смеси;  $\bar{R}$  – универсальная газовая постоянная;  $M$  – молярная масса смеси;  $\vec{\tau}$  – тензор вязких напряжений;  $\vec{J}_i$  – вектор плотности диффузионного потока массы  $i$ -ой компоненты;  $h_i$  – удельная энтальпия  $i$ -ой компоненты смеси, вычисляемая по следующей формуле:

$$h_i = \int_{T_0}^T c_{p,i} dT,$$

где  $T_0$  – температура, при которой задается энтальпия образования  $i$ -ой компоненты  $h_i^0$ . Теплоемкость каждой компоненты газовой смеси определяется температурной зависимостью по кусочно-полиномиальному закону:

$$\begin{aligned} T_l \leq T < T_{l+1}: c_{p,i}(T) = \\ = a_{0l} + a_{1l}T + a_{2l}T^2 + \dots, \end{aligned}$$

где  $c_{p,i}$  – удельная изобарная теплоемкость  $i$ -го компонента. Коэффициенты полиномов получают путем аппроксимации методом наименьших квадратов таблиц для термодинамических свойств компонент газа [11]. Удельная теплоемкость газовой смеси вычисляется следующим образом:

$$c_p = \sum_{i=1}^N C_i \cdot c_{p,i}.$$

Коэффициент теплопроводности  $i$ -ой компоненты смеси вычисляется с помощью выражения из кинетической теории газов:

$$\lambda_i = \mu_i \cdot \left[ c_{p,i} + \frac{5}{4} \frac{\bar{R}}{M_i} \right],$$

где  $\mu_i$  – коэффициент динамической вязкости  $i$ -ой компоненты, определяемый через закон Сазерленда:

$$\mu_i = \mu_i^* \left( \frac{T}{T_i^*} \right)^{3/2} \frac{T_i^* + S_i}{T + S_i}.$$

Здесь для каждой  $i$ -ой компоненты газовой смеси  $\mu_i^*$  – контрольная вязкость при некоторой контрольной температуре  $T_i^*$ ;  $T$  – заданная температура;  $S_i$  – постоянная Сазерленда. Теплопроводность и вязкость газовой смеси определяются следующими соотношениями:

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \frac{X_i \lambda_i}{\sum_{j=1}^N X_j \phi_{ij}},$$

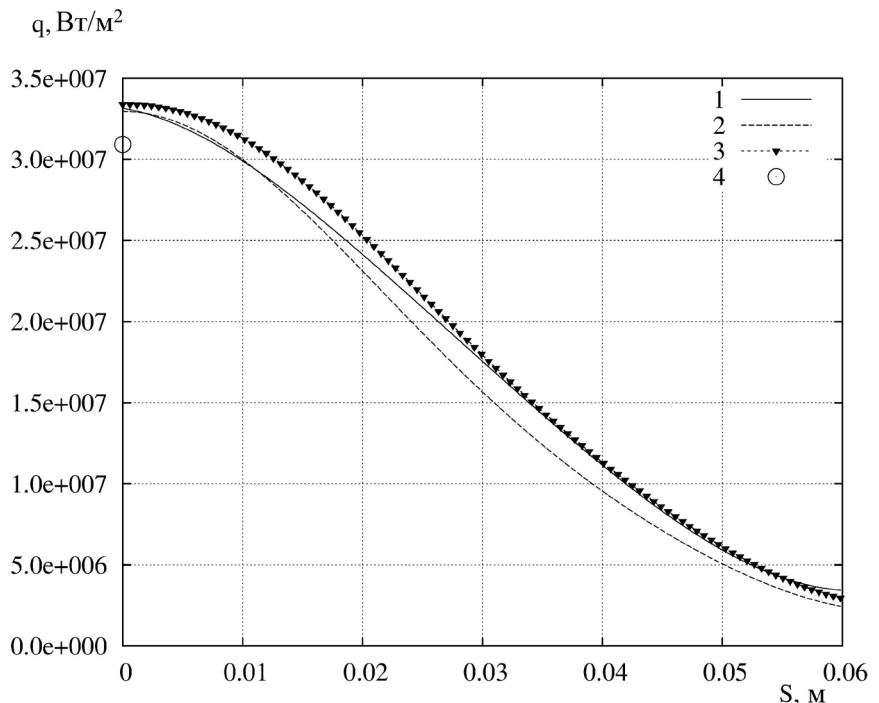


Рис. 2. Распределение теплового потока вдоль сферического затупления,  $H=10$  км. Расчет по модели химически неравновесного газа: 1 – идеально-каталитическая поверхность; 2 – некаталитическая поверхность; 3 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.4$ ; 4 – расчет по формуле (8)

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{X_i \mu_i}{\sum_{j=1}^N X_j \varphi_{ij}}$$

где  $X_i$  – мольная концентрация  $i$ -го компонента, а параметр  $\varphi_{ij}$  рассчитывается по соотношению:

$$\varphi_{ij} = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2}{\left[ 8 \cdot \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right) \right]^{1/2}}$$

Член-источник в уравнении (4) равен:

$$S_h = - \sum_{j=1}^N \frac{h_j^0}{M_j} \omega_j,$$

где  $h_j^0$  – энтальпия образования компоненты  $j$ .

Кроме того, для каждого компонента смеси задавались значения энтропии и энтальпии при нормальных условиях, а при расчете массовой диффузии полагалось, что во всем поле течения число Льюиса  $Le = \rho D c_p / \lambda = 1$ , где  $D$  – эффективный коэффициент диффузии компонент.

Наряду с расчетами по модели химически неравновесного газа проводились расчеты в рамках модели совершенного газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = 1.21$ , где коэффициент теплопроводности определялся из условия  $Pr = \mu c_p / \lambda = 0.66$  для марсианской атмосферы и  $\gamma = 1.4$ ,  $Pr = 0.72$  – для земной атмосферы.

### Модели химической кинетики

Скорость образования  $i$ -го компонента в химических реакциях в системе уравнений (2) вычисляется с использованием соотношения вида

$$\omega_i = M_i \sum_{r=1}^{N_R} \hat{R}_{i,r},$$

где  $M_i$  – мольная масса  $i$ -го компонента;  $N_R$  – количество химических реакций в расчете;  $\hat{R}_{i,r}$  – мольная скорость образования (распада)  $i$ -го компонента в реакции  $r$ , вычисленная по уравнению

$$\hat{R}_{i,r} = \Gamma (v''_{i,r} - v'_{i,r}) \times \left( k_{f,r} \prod_{j=1}^N [X_{j,r}]^{\eta'_{j,r}} - k_{b,r} \prod_{j=1}^N [X_{j,r}]^{v''_{j,r}} \right),$$

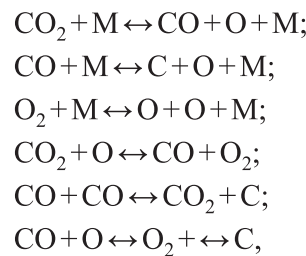
где  $X_{j,r}$  – мольная концентрация компонента  $j$  в реакции  $r$ ;  $\eta'_{j,r}$  – показатель степени для реагента

$j$  в реакции  $r$ ;  $v'_{i,r}$  – стехиометрический коэффициент для реагента  $j$  в реакции  $r$ ;  $v''_{i,r}$  – показатель степени для продукта  $j$  в реакции  $r$  (равен стехиометрическому коэффициенту продукта реакции);  $k_{f,r}$  – константа скорости прямой реакции;  $k_{b,r}$  – константа скорости обратной реакции;  $\Gamma$  – коэффициент, учитывающий влияние компоненты смеси, состояние которой в ходе реакции не меняется, на скорость реакции

$$\Gamma = \sum_j^N \gamma_{i,r} X_j,$$

где  $\gamma_{i,r}$  – эффективность компоненты  $j$  в реакции  $r$  как инертной частицы;  $X_j$  – мольная концентрация компоненты  $j$ .

При исследовании физико-химических реакций в атмосфере Марса газ рассматривается как пятикомпонентная смесь ( $\text{CO}_2-1$ ,  $\text{CO}-2$ ,  $\text{O}_2-3$ ,  $\text{C}-4$ ,  $\text{O}-5$ ), в которой происходят следующие реакции:



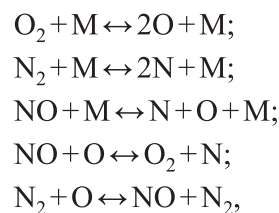
где  $\text{M} = \text{CO}_2, \text{CO}, \text{O}_2, \text{O}, \text{C}$ .

Для определения констант скоростей реакций в реагирующем газе используется модель Парка [12], где для их определения в случае прямых и обратных реакций используются выражения вида:

$$k_{f,b,r} = A_{f,b,r} T^{\beta_{f,b,r}} \exp\left(\frac{-E_{f,b,r}}{RT}\right), \quad (6)$$

где  $A_{f,b,r}$  – предэкспоненциальный фактор;  $\beta_{f,b,r}$  – температурный показатель;  $E_{f,b,r}$  – энергия активации реакции.

При исследовании атмосферы Земли газ также представляется пятикомпонентной смесью ( $\text{O}_2-1$ ,  $\text{NO}-2$ ,  $\text{N}_2-3$ ,  $\text{N}-4$ ,  $\text{O}-5$ ) с реакциями:



где  $\text{M} = \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}_2, \text{N}, \text{O}$ .



Для определения констант скоростей реакций в данном случае используется модель химической кинетики, описанная в [13]. Следует отметить, что здесь для определения констант скоростей прямых реакций также используется закон Аррениуса (6), а константы скоростей обратных реакций вычисляются через константу равновесия  $K_r$  ( $k_{b,r} = k_{f,r}/K_r$ ), которая определяется следующим образом:

$$K_r = \exp\left(\sum_{i=1}^N (v''_{i,r} - v'_{i,r}) \frac{S_i}{R} - \sum_{i=1}^N (v''_{i,r} - v'_{i,r}) \frac{h_i}{RT}\right) \times \left(\frac{p_{atm}}{RT}\right)^{\sum_{i=1}^N (v''_{i,r} - v'_{i,r})}$$

здесь  $S_i$  и  $h_i$  – энтропия и энтальпия  $i$ -ой компоненты смеси при температуре  $T$  и атмосферном давлении  $p_{atm}$  (101325 Па).

### Модель динамики дисперсной фазы

Примесь моделируется однородными твердыми сферическими частицами заданной плотности. Движение одиночной частицы в газовом потоке описывается системой уравнений (Лагранжев подход):

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{\pi d_p^2}{8} c_d \rho (\vec{v} - \vec{u}_p) |\vec{v} - \vec{u}_p|, \quad (7)$$

где  $m_p$  – масса частицы;  $\vec{u}_p$  – вектор скорости частицы;  $d_p$  – диаметр частицы. Коэффициент аэродинамического сопротивления сложным образом зависит от чисел Маха и Рейнольдса относительного движения частиц  $c_d = c_d(Re_p, M_p)$ , который определяется по известной полуэмпирической зависимости Хендерсона [14]. Числа Рейнольдса и Маха для относительного движения частиц вычисляются по следующим формулам:

$$Re_p = \frac{d_p \rho |\vec{v} - \vec{u}_p|}{\mu}, \quad M_p = \frac{|\vec{v} - \vec{u}_p|}{\sqrt{\gamma RT}}$$

Более подробное описание математической модели динамики дисперсной фазы приведено в [15–17].

Также отметим, что концентрация твердотельной примеси в атмосфере довольно мала. При таких условиях можно пренебречь обратным влиянием частиц на газовую фазу и взаимодействием частиц между собой, что существенно упрощает модель двухфазного ударного слоя, позволяя сначала рассчитать газодинамические параметры, после чего выполнить расчет динамики частиц при их прохождении сквозь ударный слой.

### Входные данные и численные алгоритмы

Набор уравнений (1)–(5) решался с помощью пакета вычислительной гидродинамики ANSYS Fluent, расширенного моделями химической кинетики для соответствующих смесей газов. Метод расчета основан на использовании явной AUSM конечно-разностной схемы. Расчет проводился на адаптивной расчетной сетке, содержащей от 10 до 40 тыс. ячеек. Для моделирования динамики дисперсной фазы применялся дискретно-траекторный метод, реализованный в авторском программном коде на языке C++.

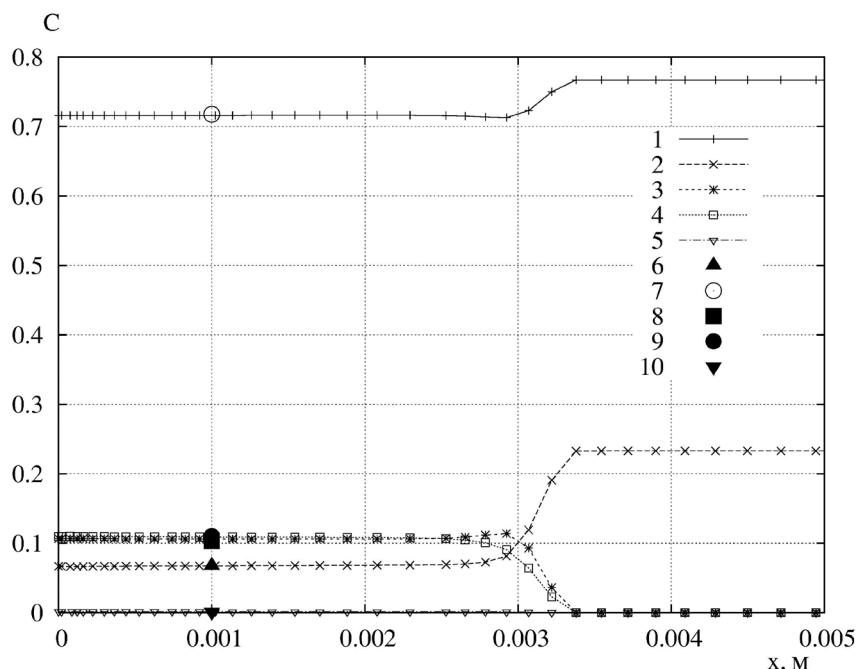


Рис. 3. Распределение массовых концентраций вдоль критической линии. Модель химически неравновесного газа (некаталитическая стенка): 1 –  $N_2$ ; 2 –  $O_2$ ; 3 –  $NO$ ; 4 –  $O$ ; 5 –  $N$ . Расчет по методике [20]: 6 –  $O_2$ ; 7 –  $N_2$ ; 8 –  $NO$ ; 9 –  $O$ ; 10 –  $N$

Для каждой из атмосфер было рассмотрено по два режима обтекания. Параметры набегающего потока и геометрии обтекаемого тела представлены в таблице, в которой  $H$  – высота над поверхностью планеты;  $\rho_\infty$ ,  $V_\infty$ ,  $T_\infty$  – соответственно плотность, скорость и температура набегающего потока;  $R$  – радиус сферического затупления;  $T_w$  – температура поверхности обтекаемого тела. Первый режим для земной атмосферы соответствует расчетной точке из [18], точки марсианской атмосферы соответствуют расчетным параметрам, принятым в [19].

**Рассматриваемые режимы обтекания**

Атмосфера	№	$H$ , км	$V_\infty$ , км/с	$\rho_\infty$ , кг/м <sup>3</sup>	$T_\infty$ , К	$R$ , м	$T_w$ , К
Земля	1	53	8.186	0.703e-3	265.86	0.0381	1260
	2	10	4.0	0.412	223.25	0.0381	1260
Марс	1	50	6.0	0.111e-3	150	1	1000
	2	30	4.0	0.111e-2	150	1	1000

Предполагалось, что невозмущенная атмосфера Марса состоит на 100% из CO<sub>2</sub>. Начальные массовые концентрации воздушной смеси равны:  $C(O_2)=0.233$ ;  $C(N_2)=0.767$ . Для каждой точки траектории были проведены расчеты химически неравновесного ударного слоя для вариантов с некаталитической ( $k_w \rightarrow 0$ ) и абсо-

лютно-каталитической поверхностью ( $k_w \rightarrow \infty$ ) по отношению к рекомбинации атомов. Кроме того, для всех расчетных точек приводится оценка теплового потока в окрестности критической точки по полуэмпирическим формулам [7]. Для земной атмосферы зависимость имеет вид:

$$q_w \approx 3.3 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\rho_\infty}{R}\right)^{1/2} V_\infty^{3.2} (1 - \theta_w); \quad (8)$$

для Марса:

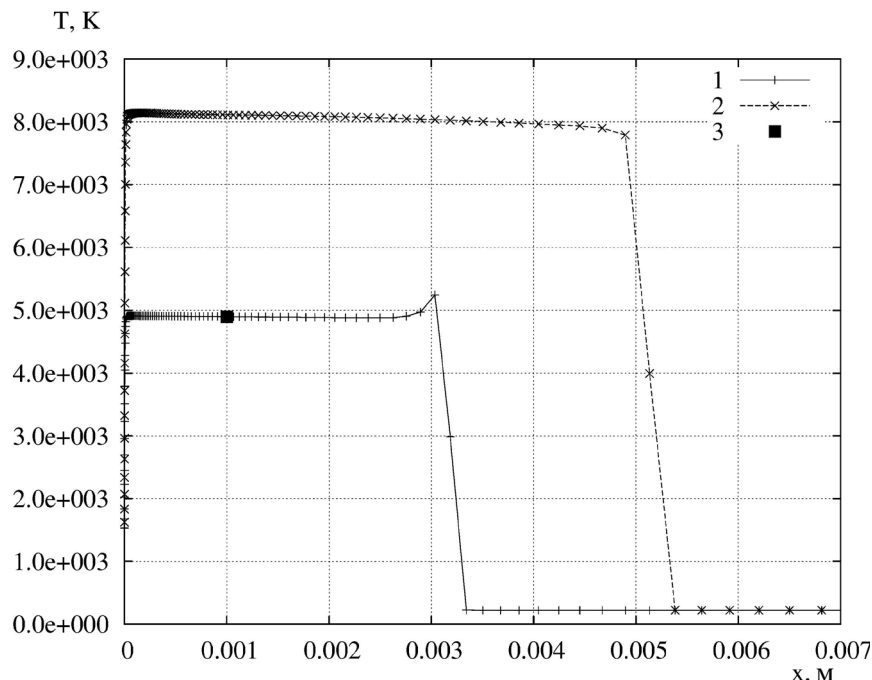
$$q_w \approx 4.0 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\rho_\infty}{R}\right)^{1/2} V_\infty^{3.2} (1 - \theta_w). \quad (9)$$

Здесь параметр  $\theta_w$  равен отношению энтальпии газа на поверхности к полной энтальпии на внешней границе пограничного слоя.

Касательно дисперсной фазы в атмосфере Марса предполагалось, что это сферические твердотельные частицы с плотностью 3900 кг/м<sup>3</sup>, диаметр которых варьировался от 0.1 до 100 мкм.

**Результаты вычислительных экспериментов**

Все используемые в данной работе модели тестировались путем рассмотрения сеточной сходимости, выхода на предельный режим (химически равновесного ударного слоя) и соотносились с результатами работ других авторов. Так, на рис. 1 проводится сравнение с результатами работы [18] в расчетной точке 1 (кривые 1 и 4) для некаталитической поверхности затупленного по сфере конуса с углом полураствора 6°. Сопоставление тепловых потоков здесь и далее проводится на сферическом затуплении, приводятся распределения по продольной координате  $S$ , связанной с обтекаемой поверхностью. Видно неплохое совпадение, небольшое отличие при приближении к критической точке можно объяснить тем, что в работе [18] учитывалась еще

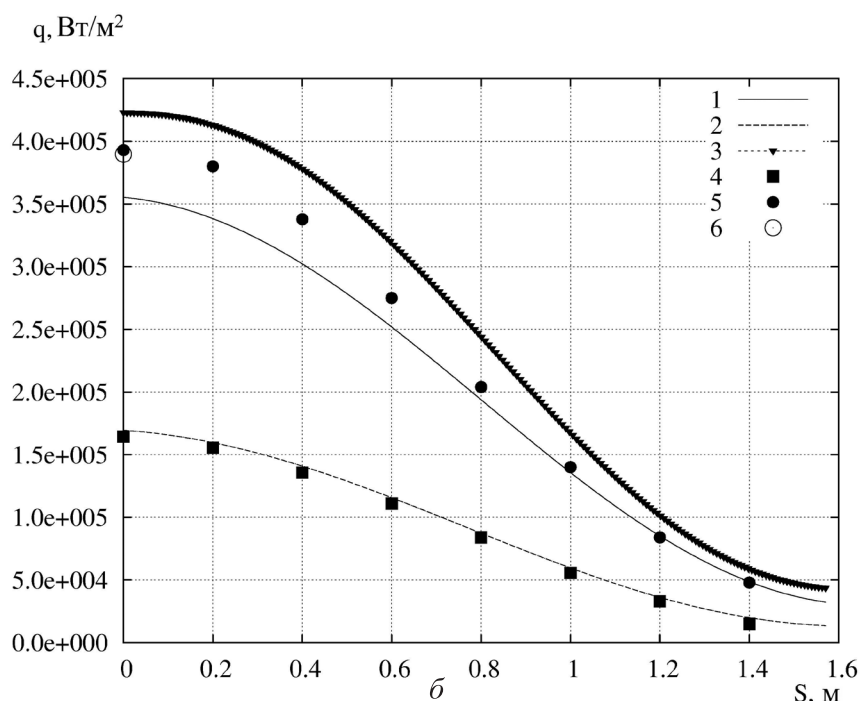
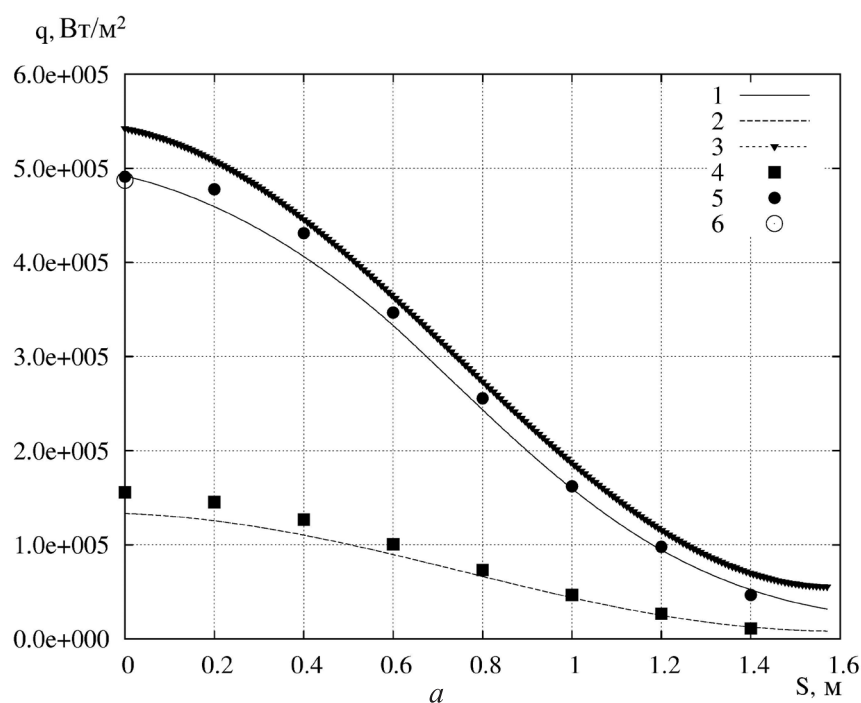


**Рис. 4.** Распределение температуры вдоль критической линии: 1 – расчет по модели химически неравновесного газа; 2 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.4$ ; 3 – расчет по методике [20]

и ионизация. Как и следовало ожидать, в условиях, далеких от химического равновесия, рассчитанные тепловые потоки к абсолютно-каталитической поверхности существенно превышают потоки к некаталитической стенке, данный расчет показал, что это отличие может достигать двух раз. По мере приближения к условиям химического равновесия это различие ослабевает (рис. 2). При этом тепловой поток, вычисленный по модели совершенного газа с эффективным показателем адиабаты, во всех рассчитанных вариантах близок к тепловому потоку для абсолютно-каталитической поверхности, оставаясь немного выше этой величины. Тем самым дается оценка сверху для величин тепловых нагрузок на летательный аппарат.

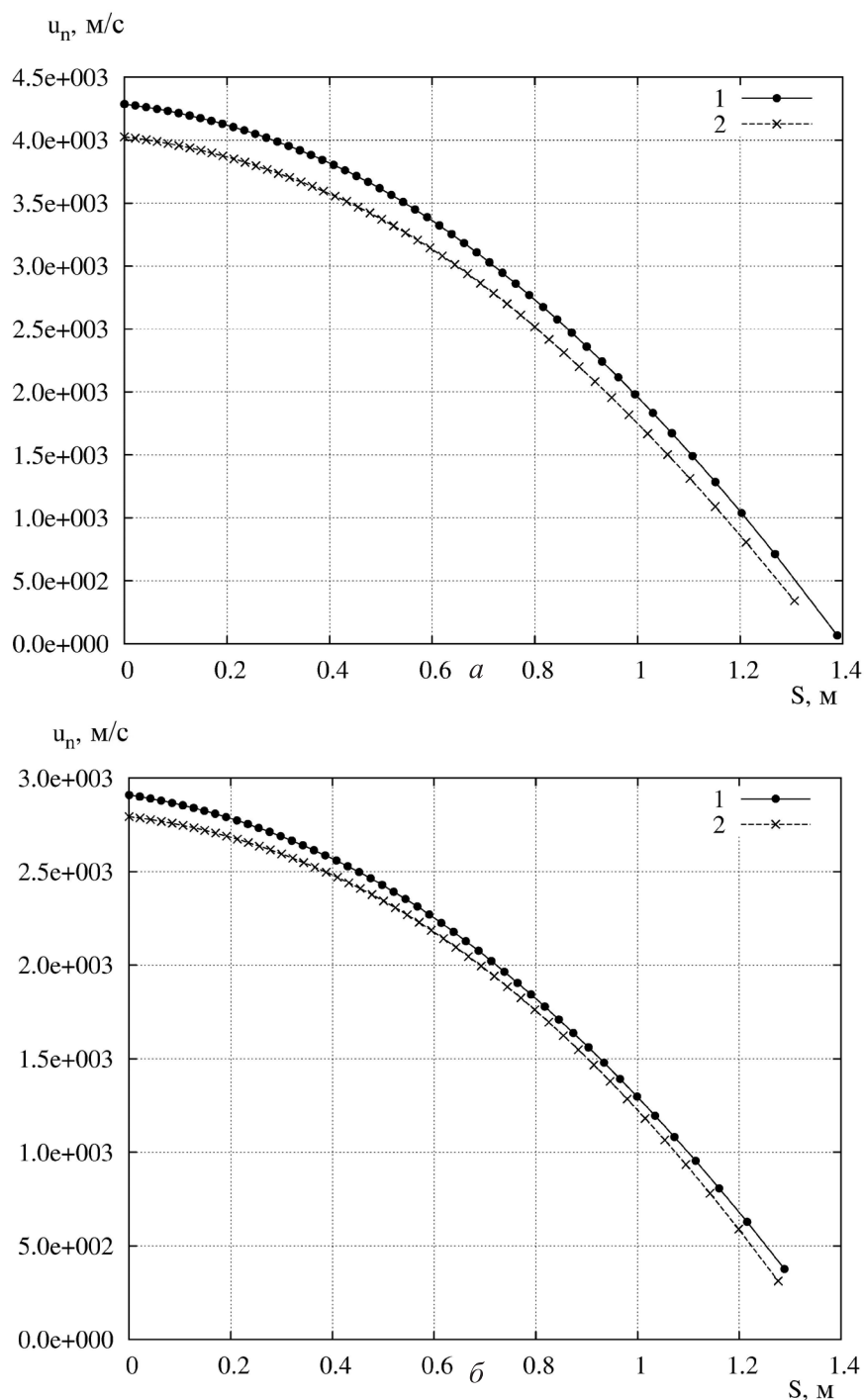
Также, принимая во внимание тот факт, что при условиях для расчетной точки 2 ударный слой становится химически равновесным, был проведен расчет в равновесном приближении (см. например [20]). Представлены распределения массовых концентраций компонент (рис. 3) и температуры (рис. 4) поперек ударного слоя в критической точке. Несмотря на то что температуры для двух моделей существенно отличаются (см. рис. 4), тепловые потоки практически совпадают. Но при этом время расчета по химически-неравновесной модели в несколько раз превышает время аналогичного расчета по модели совершенного газа, что связано с жесткостью системы уравнений химической кинетики.

Аналогичные тенденции в распределении тепловых потоков наблюдаются и для марсианской атмосферы (рис. 5). Результаты, полученные



**Рис. 5.** Распределение теплового потока вдоль сферического затупления:  $a - H=50$  км,  $b - H=30$  км. Расчет по модели химически неравновесного газа: 1 – идеально-каталитическая поверхность; 2 – некаталитическая поверхность; 3 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.21$ ; результаты [19]; 4 – некаталитическая поверхность, 5 – идеально-каталитическая поверхность; 6 – расчет по формуле (9)

для расчетных точек 1 и 2, сравнивались с результатами работы [19]. Видно хорошее согласование. При этом в [19] использовалась более подробная модель химической кинетики: газовая смесь состояла из 11 компонент, в которой



**Рис. 6.** Распределение нормальной составляющей скорости частиц в момент соударения с поверхностью вдоль сферического затупления:  $a - H=50$  км,  $d_p=0.1$  мкм;  $b - H=30$  км,  $d_p=1$  мкм. 1 – расчет по модели химически неравновесного газа; 2 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.21$

протекают 20 химических реакций. Существенным отличием от земной атмосферы является максимальная разница в тепловых потоках для некаталитической и идеально-каталитической стенки, для марсианской атмосферы на высоте 50 км (см. рис. 5,  $a$ ) она достигает 3.5 раз. Также

является нормальная скорость частицы  $u_n$  в момент соударения с преградой [3]. Она, в свою очередь, определяется главным образом толщиной ударного слоя и плотностью газа в нем. Несмотря на то что эти величины существенно разнятся для различных моделей газовой фазы (рис. 7), их сум-

отметим, что тепловой поток, рассчитанный по модели совершенного газа с эффективным показателем адиабаты, как и в случае атмосферы Земли, дает оценку сверху, близкую к тепловому потоку для идеально-каталитической поверхности, рассчитанному по модели химически неравновесного газа. Кроме того, для всех рассмотренных режимов приближенная оценка теплового потока в критической точке по формулам (7), (8) [7] дает неплохое согласование с вычислительным экспериментом.

Что касается дисперсной фазы, то на высоте 50 км частицы микронного размера практически не тормозятся в ударном слое. Здесь рассматриваются субмикронные частицы, для которых расхождение в динамике дисперсной фазы, рассчитанной по разным моделям газовой фазы, максимально. Для второй расчетной точки ( $H=30$  км) субмикронные частицы практически полностью тормозятся в ударном слое, поэтому здесь рассматриваются частицы диаметром 1 мкм. Если при расчете тепловых нагрузок модель совершенного газа дает сильно завышенные оценки в случае существенно неравновесного ударного слоя на поверхностях с низкой каталитической активностью, то применительно к расчету эрозионного воздействия эта модель является достаточно точной (рис. 6). Основной величиной, определяющей интенсивность эрозии,



марное влияние на динамику частицы оказывается довольно близким. В широком диапазоне размеров частиц для различных условий в набегающем потоке отличие в определении скорости частиц по моделям химически неравновесного и совершенного газа не превышает 7%. Это позволяет с достаточной точностью оценивать тепловое и эрозионное воздействие на обтекаемое тело за существенно меньшее время расчета, используя модель совершенного газа с эффективным показателем адиабаты.

### Заключение

Методами численного моделирования проведено исследование гиперзвукового обтекания затупленных тел в атмосферах Земли и Марса. На основе сравнительного анализа математических моделей газовой среды с позиций теплового и эрозионного воздействия гиперзвукового потока на обтекаемое тело определены подходы, обеспечивающие достаточно высокую точность расчетов при приемлемых вычислительных затратах. Показано, что отличие в определении скорости частиц дисперсной фазы в момент соударения с обтекаемой поверхностью по моделям химически неравновесного газа и совершенного газа с эффективным показателем адиабаты в широком диапазоне размеров частиц не превышает 7%. Результаты, полученные в ходе проведенных вычислительных экспериментов, позволяют более эффективно проводить многовариантный анализ и траекторные расчеты, что актуально при проектировании теплозащитных конструкций летательных аппаратов, движущихся с гиперзвуковой скоростью.

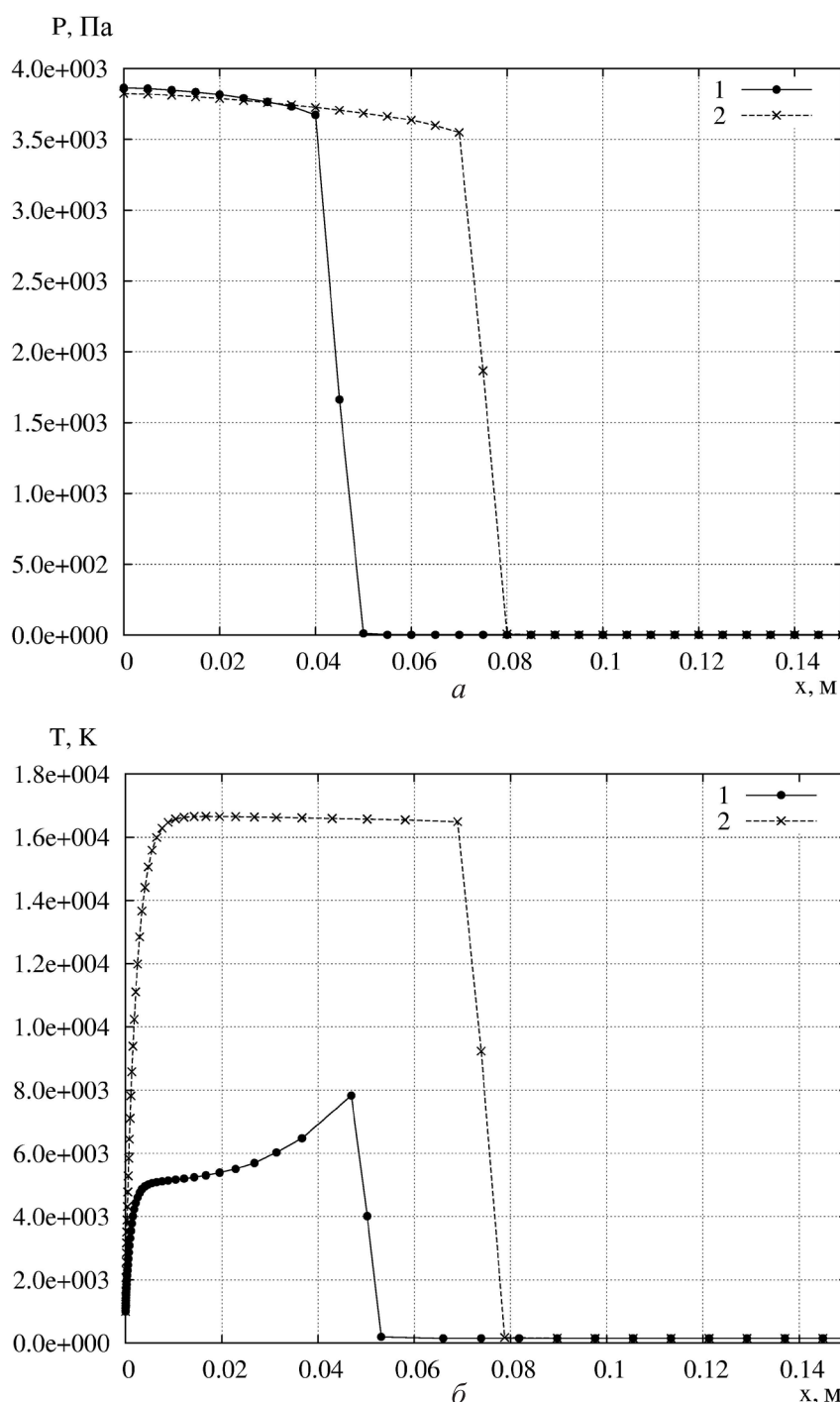


Рис. 7. Распределение давления вдоль критической линии: а –  $H=50$  км; б –  $H=30$  км. 1 – расчет по модели химически-неравновесного газа; 2 – расчет по модели совершенного газа с  $\gamma=1.21$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов / Под ред. Г. А. Тирского. М.: Физматлит, 2011. 548 с.
2. Viviani A., Pezzella G. Aerodynamic and Aerothermodynamic Analysis of Space Mission Vehicles. Springer International Publishing, Switzerland, 2015. 898 p.

3. **Михатулин Д. С., Полежаев Ю. В., Ревизников Д. Л.** Теплообмен. Термохимическое и термоэрозионное разрушение тепловой защиты. М.: ЯНУС-К, 2011. 520 с.
4. **Михатулин Д. С., Полежаев Ю. В., Ревизников Д. Л.** Исследование разрушения стеклопластика при полете в запыленной атмосфере // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39. № 4. С. 640–648.
5. **Михатулин Д. С., Полежаев Ю. В., Ревизников Д. Л.** Исследование разрушения углеродного теплозащитного материала при полете в запыленной атмосфере // Теплофизика высоких температур. 2003. Т. 41. № 1. С. 98–105.
6. **Суржиков С. Т., Шувалов М. П.** Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51. № 3. С. 456–470.
7. **Шевелев Ю. Д., Сызранова Н. Г.** Влияние химических реакций на теплопередачу в пограничном слое // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 10. № 2. С. 91–126.
8. **Егоров И. В., Никольский В. С.** Вязкие гиперзвуковые течения для различных аэрофизических моделей // Известия РАН. МЖГ. 1996. № 4. С. 151–161.
9. **Быков Л. В., Никитин П. В., Пашков О. А.** Моделирование обтекания сферического тела гиперзвуковым потоком // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7. № 2. С. 50–56.
10. **Лапин Ю. В.** Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982. 312 с.
11. **Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др.** Термодинамические свойства индивидуальных веществ: справочное издание в 4-х томах. М.: Наука, 1982.
12. **Park C., Howe J., Jaffe R.** Review of chemical-kinetic problems of future NASA mission, II: Mars entries // J. Thermophys. Heat Transfer. 1994. V. 8. N 1. P. 9–23.
13. **Widhopf G. F., Wang J. C. T.** A TVD finite-volume technique for nonequilibrium chemically reacting flows // AIAA Paper. 1988. N 88–2711.
14. **Henderson C. B.** Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA Journal. 1976. V. 14. N 6. P. 707–708.
15. **Ревизников Д. Л., Способин А. В.** Численное моделирование воздействия дисперсной фазы на поверхность затупленного тела в сверхзвуковом запыленном потоке // Математическое моделирование. 2007. Т. 19. № 11. С. 101–111.
16. **Ershova T. V., Mikhatulina D. S., Reviznikov D. L., Sposobin A. V., Vinnikov V. V.** Numerical simulation of heat and mass transfer between heterogeneous flow and an obstacle // Computational Thermal Sciences. 2011. V. 3. N 1. P. 15–30.
17. **Ревизников Д. Л., Способин А. В., Сухарев Т. Ю.** Численное моделирование обтекания затупленного тела сверхзвуковым полидисперсным потоком // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55. № 3. С. 418–425.
18. **Wood W. A., Eberhardt S.** Dual-code solution strategy for chemically-reacting hypersonic flows // AIAA Paper. 1995. N 95–0158.
19. **Сахаров В. И., Тирский Г. А.** Модель частичного химического равновесия для решения задач гиперзвукового обтекания тел вязким газом. Использование модели частичного химического равновесия в марсианской атмосфере. В кн. Гиперзвуковая аэродинамика и теплообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов. М.: Физматлит, 2011. С. 248–274.
20. **Гидаспов В. Ю., Северина Н. С.** Элементарные модели и вычислительные алгоритмы физической газовой динамики. М.: Факториал, 2014. 84 с.

## Hypersonic flow-around of blunted bodies in conditions of Earth and Mars atmosphere. Comparative analysis of mathematical models

**D. L. Reviznikov, T. Yu. Sukharev**

*Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia  
e-mail: reviznikov@inbox.ru*

Flying vehicles movement with hypersonic velocity is accompanied by the variety of interrelated physico-chemical processes occurring in the shock layer. The possibilities of ground-based experimental research are limited by the complexity of real conditions reproduction over all similarity parameters. As applied to the flying vehicle movement in the atmosphere of Mars, erosive impact of the two-phase flow on the flow-around surface should be accounted for. By now, accurate enough algorithms, realized in CDF program codes were developed. However, the full accounting for the variety of physico-chemical processes in the shock layer complicates significantly the computational process. In this regard, the choice of compromise models that provide sufficient accuracy with acceptable computational costs seems to be relevant. In this paper, a comparative analysis of mathematical models of the gaseous medium from the positions of thermal and erosive (for the atmosphere of Mars) impact of a hypersonic flow on a blunt body was performed. Models of chemically non-equilibrium gas and perfect gas with effective adiabatic index are being considered. The heat flux computed by the perfect gas model is close to the heat flux for absolutely catalytic surface in all computed options, remaining slightly higher than this value. The calculating time by chemically non-equilibrium model herewith is several times greater than the similar calculation by the perfect gas model, and this difference grows while approaching the

chemical equilibrium conditions due to the rise of chemical kinetics system of equations rigidity. While the perfect gas model gives highly overestimated evaluations in case of significantly non-equilibrium shock layer on the surfaces with low catalytic activity, it is accurate enough as applied to the erosion impact calculation. The paper demonstrates that the difference in determining the particles velocity at the instant of collision with the flow-around surface, calculated by the models of chemically non-equilibrium gas and perfect gas with effective adiabatic index does not exceed 7% in a wide range of dispersed phase range.

The results obtained in computational experiments allow more efficient performing of multivariate analysis and trajectory calculations, which is actual in the design of hypersonic vehicles' heat-shielding.

Keywords: hypersonic flow, numerical simulation, Navier–Stokes equations, heat flux, model of chemically non-equilibrium gas, perfect gas model, chemical kinetics, two-phase flow, dusty atmosphere.

## REFERENCES

1. **Giperzvukovaya** aehrodinamika i teplomassoobmen spuskaemyh kosmicheskikh apparatov i planetnyh zondov. Pod red. G.A. Tirs'kogo. [Hypersonic aerodynamics and heat and mass transfer of descent space vehicles and planetary probes. Edited by G.A. Tirs'kii]. Moscow, Fizmatlit, 2011, 548 p.
2. **Viviani A., Pezzella G.** Aerodynamic and aerothermodynamic analysis of space mission vehicles. Springer International Publishing Switzerland, 2015, 898 p.
3. **Mihatulin D.S., Polezhaev Yu.V., Reviznikov D.L.** Teplo-massoobmen. Termohimicheskoe i termoehrozionnoe razrushenie teplovoizhshchity [Heat and mass transfer. Thermochemical and thermo erosion destruction of thermal protection]. Moscow, YANUS-K, 2011, 520 p.
4. **Mihatulin D.S., Polezhaev Yu.V., Reviznikov D.L.** Investigation of failure of fiberglass plastic under conditions of flight in dusty atmosphere. *High Temperature*, 2001, vol.39, no. 4, pp.596–603.
5. **Mihatulin D.S., Polezhaev YU.V., Reviznikov D.L.** Investigation of failure of carbon heat-shielding material under conditions of flight in dusty atmosphere. *High Temperature*, 2003, vol. 41. no.1. pp. 88–94.
6. **Surzhikov S.T., Shuvalov M.P.** Checking computation data on radiative and convectional heating of next generation spacecraft. *High Temperature*, 2013, vol. 51, no. 3. pp. 408–420.
7. **Shevelev Yu.D., Syzranova N.G.** Vliyanie himicheskikh reakcij na teploperedachu v pogranichnom sloe [Influence of chemical reactions on heat transfer in boundary layer]. *Fiziko-himicheskaya kinetika v gazovoj dinamike – Physicochemical kinetics in gas dynamics*, 2010, vol. 10. no. 2, pp. 91–126.
8. **Egorov I.V., Nikol'skij B.C.** Viscous hypersonic flows for various aerophysical models. *Fluid Dynamics*, 1996, vol. 31, no. 4, pp. 151–161.
9. **Bykov L.V., Nikitin P.V., Pashkov O.A.** Modelirovanie obtekaniya sfericheskogo tela giperzvukovym potokom [Simulation of hypersonic flow around a spherical body]. *Teplovye processy v tekhnike – Thermal processes in engineering*, 2015, vol. 7, no. 2, pp. 50–56.
10. **Lapin Yu.V.** Turbulentnyj pogranichnyj sloj v sverhzhukovyh potokah gaza [Turbulent boundary layer in supersonic gas flows]. Moscow, Nauka, 1982, 312 p.
11. **Gurvich L.V., Vejc I.V., Medvedev V.A., et al.** Termodinamicheskie svoystva individual'nyh veshchestv: spravochnoe izdanie, v 4-h tomah [Thermodynamic properties of individual substances: reference book, in 4 volumes]. Moscow, Nauka, 1982.
12. **Park C., Howe J., Jaffe R.** Review of chemical-kinetic problems of future NASA mission, II: Mars entries. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 1994, vol. 8, no. 1, pp. 9–23.
13. **Widhopf G.F., Wang J.C.T.** A TVD finite-volume technique for nonequilibrium chemically reacting flows. *AIAA Paper*, 1988, no. 88–2711.
14. **Henderson C.B.** Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows. *AIAA Journal*, 1976, vol. 14, no. 6, pp. 707–708.
15. **Reviznikov D.L., Sposobin A.V.** Chislennoe modelirovanie vozdejstviya dispersnoj fazy na poverhnost' zatuplennogo tela v sverhzhukovom zapylenom potoke [Numerical simulation of the solid phase impact on the blunt body surface in supersonic dusty flow]. *Matematicheskoe modelirovanie – Mathematical modeling*, 2007, vol. 19, no.11, pp. 101–111.
16. **Ershova T.V., Mikhatulin D.S., Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Vinnikov V.V.** Numerical simulation of heat and mass transfer between heterogeneous flow and an obstacle. *Computational Thermal Sciences*, 2011, vol. 3, no. 1, pp. 15–30.
17. **Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Suharev T.Yu.** Numerical simulation of the flow around a blunt body in supersonic polydisperse stream. *High Temperature*, 2017, vol. 55, no. 3, pp. 400–406.
18. **Wood W.A., Eberhardt S.** Dual-code solution strategy for chemically-reacting hypersonic flows. *AIAA Paper*, 1995, no. 95–0158.
19. **Saharov V.I., Tirs'kij G.A.** Model' chastichnogo himicheskogo ravnovesiya dlya resheniya zadach giperzvukovogo obtekaniya tel vyazkim gazom. Ispol'zovanie modeli chastichnogo himicheskogo ravnovesiya v marsianskoj atmosphere. V kn. Giperzvukovaya aehrodinamika i teplomassoobmen spuskaemyh kosmicheskikh apparatov i planetnyh zondov [Model of partial chemical equilibrium for solving problems of hypersonic flow of viscous gas around bodies. Using a model of partial chemical equilibrium in Martian atmosphere. In book *Hypersonic aerodynamics and heat and mass transfer of descent space vehicles and planetary probes*]. Moscow, Fizmatlit, 2011. pp. 248–274.
20. **Gidasov V.Yu., Severina N.S.** Elementarnye modeli i vychislitel'nye algoritmy fizicheskoy gazovoj dinamiki [Elementary models and computational algorithms of physical gas dynamics]. Moscow, Faktorial, 2014, 84 p.