

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕЧЕНИЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ГАЗА И ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В.И. Власов, А.Б. Горшков, Р.В. Ковалев

*Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, М.о.*

### Аннотация

Проектируемые в настоящее время гиперзвуковые летательные аппараты имеют размеры в несколько раз меньше, чем созданные ранее космические корабли «Шаттл» и «Буран». Это приводит к увеличению тепловых нагрузок на аппарат в ходе полета, и поэтому проблема надежного расчета тепловых потоков на поверхности для таких относительно небольших аппаратов приобретает особенно большое значение. В данной работе выполнен анализ характеристик теплообмена для различных возможных конфигураций крылатого ВА для условий, когда тепловые нагрузки на аппарат близки к максимальным. Расчеты были проведены с использованием двух физико-химических моделей газовой среды – равновесно-диссоциирующего и неравновесного химически реагирующего воздуха. Моделирование выполнено на основе численного решения как уравнений Эйлера и пограничного слоя, так и уравнений Навье–Стокса. Проведено сравнение результатов, полученных по этим двум методикам.

### MODELING OF HIGHTEMPERATURE FLOWS OF MULTISPECIES GASES AND SURFACE HEAT TRANSFER TO SPACE VEHICLES

Hypersonic vehicles under development recently have sizes of several times lower than previously constructed vehicles such as Shuttle or Buran. That leads to heat load enhancement to the vehicle surface during atmospheric re-entry and the problem of reliable specification of heat fluxes to the surface of such relatively small vehicles takes especially great importance. Analysis of heat transfer characteristics for different possible configurations of winged re-entry vehicle are provided in this paper under conditions when heat loading of the vehicle surface is close to maximum values. Numerical simulations were made using two thermochemical models of gas flow – equilibrium and chemical nonequilibrium air flows. Computations were conducted on the basis of solution of both Euler and boundary layer equations and Navier–Stokes equations. Numerical results obtained with these two methods are also compared.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При разработке возвращаемых аппаратов (ВА), входящих в атмосферу Земли со скоростью порядка первой космической, одной из основных проблем является точное предсказание уровня интенсивных тепловых потоков на поверхности аппарата во время полета.

В плотных слоях атмосферы, где справедливо предположение о континуальности среды, детальный анализ параметров обтекания и теплообмена ВА может быть выполнен на основе численного интегрирования системы уравнений Навье–Стокса с учётом физико-химических процессов, протекающих в ударном слое при гиперзвуковых скоростях полёта. Для решения данной задачи требуются значительные вычислительные ресурсы, поэтому массовые расчёты обычно осуществляются по упрощённой методике, в рамках которой невязкое поле течения определяется путём численного интегрирования уравнений Эйлера с учётом физико-химических процессов, а параметры теплообмена оцениваются на основе интегрирования уравнений пограничного слоя. При этом возникает проблема верификации используемых методик путем сравнения полученных расчетных результатов с экспериментальными данными, а также оценки адекватности упрощённой методики поставленной задаче и надёжности предсказания параметров течения и теплообмена при её использовании.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

### 2.1. Основные уравнения

Расчеты выполнены двумя различными методами: в рамках уравнений Навье–Стокса и уравнений Эйлера в сочетании с приближенным методом эффективной длины для расчета распределения тепловых потоков.

При решении уравнений Навье–Стокса, записанных в консервативном виде в произвольной системе координат, использовалась неявная итерационная схема [1], представляющая собой вариант точечного метода Гаусса–Зейделя. Подробности метода описаны в [2].

Система уравнений Эйлера решалась методом конечных объемов (с узлами в центрах ячеек) со сквозным расчетом ударных волн в декартовой системе координат. Вся область течения подразделяется на две части – область носового притупления с преимущественно дозвуковым течением за головной ударной волной и область около боковой поверхности аппарата, где течение сверхзвуковое. В первой области решение ищется методом установления по времени, а во второй – маршевой процедурой вниз по потоку вдоль продольной оси тела.

При решении уравнений Эйлера ударная волна рассчитывается насквозь, а параметры течения на поверхности используются как граничные условия на внешней границе пограничного слоя. При интегрировании урав-

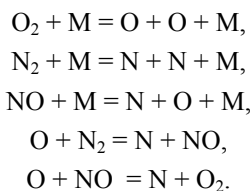
нений Навье–Стокса ударная волна может рассчитываться насквозь или выделяться как поверхность разрыва, с выполнением на ней условий Гюгонио.

Параметры теплообмена на поверхности тела определяются по рассчитанному невязкому течению путём приближённого решения уравнений пограничного слоя, посредством интегрального метода локального подобия [3] с использованием осесимметричной аналогии. Уравнения метода эффективной длины расписывались на той же поверхностной конечно-разностной сетке, что и уравнения невязкого течения (кроме окрестности критической точки, где вводится локальная система координат с полюсом в этой точке), относительно декартовых компонентов вектора скорости. Более детально данный подход описан в [4].

В рамках метода эффективной длины можно также приближенно учесть эффект гетерогенных реакций на поверхности ВА. Для рассматриваемых условий обтекания в области ожидаемых максимальных уровней тепловых потоков (при  $P_w \leq 0.05$  атм) газозафазные реакции в пограничном слое можно считать замороженными. При этом в невязком потоке и на поверхности химические реакции протекают неравновесным образом. Энтальпия воздуха у стенки рассчитывается с учетом диффузии поперек пограничного слоя и реакций рекомбинации на поверхности.

### 2.2. Физико-химическая модель воздуха

В случае неравновесного воздуха использовалась пятикомпонентная модель среды [5], и учитывались следующие химические компоненты –  $M = N_2, O_2, NO, N, O$ , для которых имеют место три реакции диссоциации и две обменные реакции:



Диффузионные потоки  $i$ -й химической компоненты определяются согласно закону Фика и имеют вид (в направлении оси  $x$ )

$$d_{i,x} = -\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial x}$$

Для определения коэффициентов диффузии  $D_i$  используется приближение постоянных чисел Шмидта  $Sc_i = \mu/\rho D_i$ , которые принимаются равными 0.75 для нейтральных частиц. Полный поток тепла  $q = (q_x, q_y, q_z)$  есть сумма тепловых потоков за счёт теплопроводности и диффузии химических компонент:

$$q_x = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_i h_i d_{i,x}$$

$$h_i = C_{p,i}^{tr} T + e_i^{el}(T) + e_i^{vib}(T) + h_{f,i}$$

где  $h_i$  – энтальпия  $i$ -й химической компоненты на единицу массы. В расчетах предполагалось, что температура электронных и колебательных степеней свободы атомных частиц равна поступательной. Вязкость  $\mu$  и теплопроводность  $\kappa$  смеси находятся по формулам Уилки [6] и Масона – Саксены [7].

### 2.3. Граничные условия

Для уравнений Эйлера на поверхности тела ставятся условия непротекания. Для уравнений Навье – Стокса и пограничного слоя на поверхности тела используются условия прилипания потока и условие адиабатичности:

$$q_w = \varepsilon_w \sigma T_w^4,$$

где  $q_w$  – полный тепловой поток за счет теплопроводности и диффузии химических компонент;  $\varepsilon_w = 0.8$  – коэффициент черноты поверхности космического аппарата;  $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана. Концентрации атомных химических компонент на поверхности находятся из уравнений массового баланса, которые имеют вид

$$d_{i,n} + K_{i,w} \rho_i = 0; \quad K_{i,w} = \frac{2\gamma_{i,w}}{2 - \gamma_{i,w}} \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{RT}{M_i}},$$

где  $\gamma_{i,w}$  – вероятность гетерогенной рекомбинации  $i$ -й химической компоненты. Концентрации молекулярных компонент на поверхности получаются из условия сохранения химических элементов.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### 3.1. Неравновесное обтекание крылатого ВА типа среднеплан

Рассматривается атмосферный спуск крылатого ВА типа среднеплан (т.е. крылья находятся в средней части фюзеляжа), траектория которого показана на рис.1.

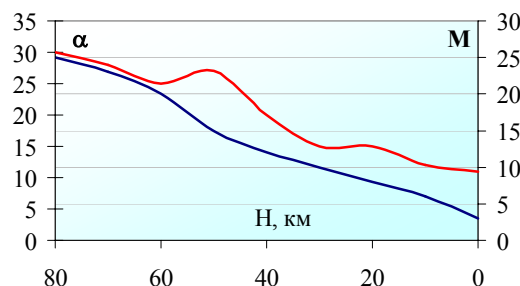


Рис. 1. Траектория полёта ВА типа среднеплан

На рис.2 представлены значения теплового потока в критической точке ВА для четырех точек траектории, параметры которых приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры траектории

H, км	$V_\infty$ , м/сек	$M_\infty$	$\rho_\infty$ , кг/м <sup>3</sup>	$T_\infty$ , К
50	4977	15	$1.08 \times 10^{-3}$	274.0
60	6382	20	$3.32 \times 10^{-4}$	253.4
70	7423	25	$9.27 \times 10^{-5}$	219.1
80	6818	25	$2.09 \times 10^{-5}$	184.9

Расчеты проводились по двум сравниваемым методам (уравнения Навье – Стокса и уравнения Эйлера и пограничный слой) для приближений равновесного и неравновесного воздуха при вероятности гетерогенной рекомбинации атомов O и N  $\gamma_A = 0.01$ . При данных условиях максимальные уровни теплообмена в окрестности критической точки достигаются на высоте около  $H = 60$  км.

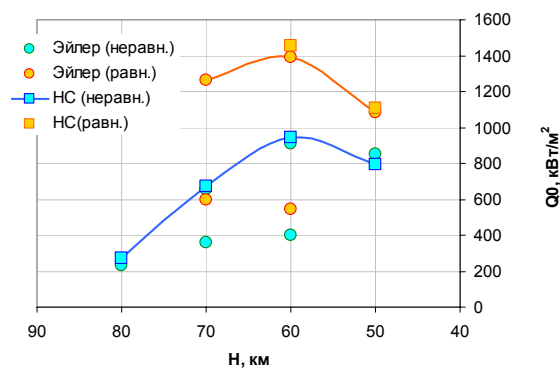


Рис. 2. Тепловой поток в критической точке для условий полёта ВА

Можно видеть, что в окрестности критической точки обе методики дают хорошее согласие между собой. Приближение равновесного воздуха дает завышение величины теплового потока во всем рассмотренном диапазоне высот по сравнению с вариантом неравновесного воздуха. Превышение увеличивается с ростом высоты и достигает при  $H = 70$  км около двух раз.

На рис. 3 представлены сравнения тепловых потоков и равновесно-радиационных температур на поверхности ВА, рассчитанные по двум методикам. В ходе численного анализа выявлено, что нижняя окрестность ребра или «наплыва» в начальной части крыла аппарата является участком с очень высоким уровнем теплообмена, в котором уровень теплового потока может для разных точек траектории превышать на 10÷20 % величину теплового потока в критической точке. Это объясняется повышением давления в этой области с последующими большими отрицательными градиентами давления из-за разворота потока на кромке; то и другое, приводит к существенной интенсификации теплообмена.

В свою очередь столь существенное повышение давления обусловлено как бы «изолированным» (от внутреннего течения) обтеканием ребра потоком в ударном слое с большой плотностью в гиперзвуковых равновесных течениях. В то же время кромки ребра (как и далее, кромки крыльев) обтекаются «изнутри», разворачивающимся ударным слоем. И локальное повышение тепловых потоков перед кромками обусловлено большими отрицательными градиентами давления при его общем высоком уровне. Этот весьма неблагоприятный эффект появления зон повышенного нагрева заметно ослабевает с уменьшением числа  $M$ , или при переходе от равновесного газа к совершенному (что приводит к снижению уровня плотности, а следовательно и давления на выступающих элементах).

При удовлетворительном соответствии расчетных параметров, полученных по двум методикам на наветренной стороне ВА, наблюдается заметное отличие в результатах расчетов в окрестности кромок крыла и, особенно, в области повышенных тепловых потоков вблизи «наплыва» в начальной части крыла. Это объясняется, во-первых, сильной искривленностью линий тока в этой области – по своему выводу метод эффективной длины пригоден лишь для слабо искривленных линий тока с пренебрежимо малыми вторичными течениями, и, во-вторых, наличием сильных градиентов давления, также не предусматриваемых условиями применимости этого метода.

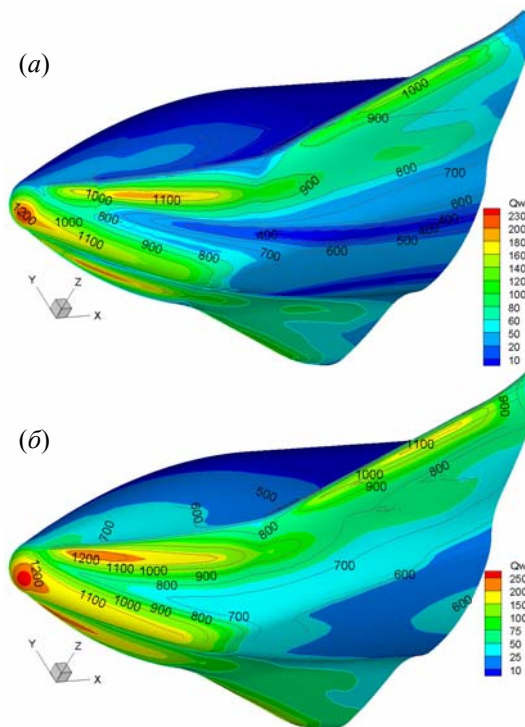


Рис. 3. Распределение тепловых потоков ( $\text{kВт/м}^2$ ) и линий постоянных температур ( $T^{\circ}\text{C}$ ) ( $H = 80$  км,  $\alpha = 30^{\circ}$ ,  $M = 25$ ,  $V = 6800$  м/с, неравновесное обтекание,  $\gamma_A = 0.01$ ); а) уравнения Эйлера и пограничный слой, б) уравнения Навье – Стокса

На существенное влияние вторичных течений указывает также наличие локального поперечного отрыва, обнаруженного с использованием уравнений Навье – Стокса и не описываемого в рамках уравнений Эйлера. В этой связи более надежными представляются результаты, полученные с применением уравнений Навье – Стокса. Второй метод, использующий уравнения Эйлера и пограничного слоя, как существенно более оперативный может быть использован для получения оценочных данных в широком диапазоне условий обтекания, тем более что на основной части аппарата, оба метода дают вполне согласующиеся результаты.

### 3.2. Обтекание крылатого ВА типа нижнеплан

Были выполнены также расчеты параметров течения и теплообмена для другой конфигурации крылатого ВА типа нижнеплан [8], когда крылья находятся в нижней части фюзеляжа. Ударная волна рассчитывалась насквозь, поэтому на внешней границе задавались условия в набегающем потоке. В данном разделе приведены результаты для наиболее теплонапряженной точки траектории, параметры которой приведены в таблице 2. Угол атаки равен 35 градусам, режим течения – ламинарный. Расчетная сетка предоставлена Михалиным В.А. [8] и взята из расчета невязкого обтекания ВА совершенным газом при  $M_{\infty} = 16$ .

Таблица 2. Параметры точки траектории

$H$ , км	$V_{\infty}$ , м/сек	$Re_{\infty}$	$M_{\infty}$	$P_{\infty}$ , атм	$T_{\infty}$ , К
63	5150	$6.33 \times 10^5$	16.6	$1.59 \times 10^{-4}$	243

В расчете с использованием модели неравновесного воздуха поверхность аппарата считалась низкокаталитической с вероятностью гетерогенной рекомбинации атомов O и N равной  $\gamma_A = 0.01$ .

Для случаев равновесно-диссоциирующего и химически неравновесного воздуха на рис. 4 приведены изолинии, показывающие распределения теплового потока  $Q_w$ , на наветренной и боковой поверхностях крылатого ВА. Сравнение распределений давления, теплового потока и равновесно-радиационной температуры вдоль поверхности аппарата в плоскости симметрии ( $z=0$ ) аппарата для моделей равновесно-диссоциирующего и химически неравновесного воздуха показаны на рис.5.

Анализ рисунков показывает, что распределение давления на наветренной поверхности аппарата практически не зависит от физико-химической модели среды – различие составляет  $1 \div 2 \%$ . С подветренной стороны уровень давления на поверхности для неравновесного воздуха может быть почти в два раза ниже, чем для равновесного (например, в окрестности хвостового оперения). Вероятно, это вызвано тем, что эффективный показатель адиабаты для неравновесного воздуха больше, чем для равновесного, поскольку при учете конечной скорости химических реакций течение с подветренной стороны является замороженным, и здесь наблюдается достаточно высокая концентрация атомов.

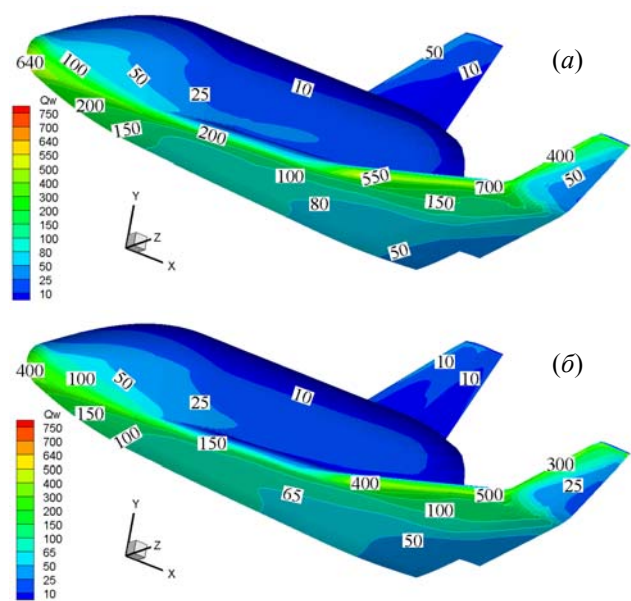


Рис. 4. Распределение тепловых потоков ( $\text{кВт/м}^2$ ). Уравнения Навье–Стокса, *a*) равновесно-диссоциирующий воздух, *б*) неравновесный воздух,  $\gamma_A = 0.01$

Учёт неравновесных химических процессов и конечной каталитической активности поверхности ( $\gamma_A = 0.01$ ) заметно снижает расчетные уровни теплообмена по сравнению со случаем модели равновесно-диссоциирующего воздуха. Наиболее значительное снижение тепловых потоков наблюдается в окрестности носовой части аппарата (при  $x \leq 1$  м) и в окрестности хвостового руля. Например в критической точке тепловой поток уменьшается примерно на 40 % – с 640 до 385  $\text{кВт/м}^2$ , при этом температура поверхности уменьшается почти на 15 % – с 1670 до 1430 °С. Сле-

дует отметить высокий уровень нагрева поверхности на тонкой кромке крыльев сравнимый с уровнем в критической точке.

Особенно сильный нагрев наблюдается в месте излома крыла, где величины теплового потока и температуры даже несколько превосходят их значения в передней критической точке. В случае равновесного воздуха для теплового потока – на 10% (710 и 640), для температуры – на 3 % (1720 и 1670 °С). В случае неравновесного воздуха превышение более значительно, для теплового потока – на 30% (540 и 385), для температуры – на 10 % (1570 против 1430 °С).

На остальной поверхности аппарата различие в уровнях теплообмена для двух моделей воздуха не столь значительно, причем оно уменьшается ниже по потоку, что обусловлено, по-видимому, постепенной рекомбинацией атомов в пограничном слое при течении вдоль поверхности в случае неравновесного воздуха.

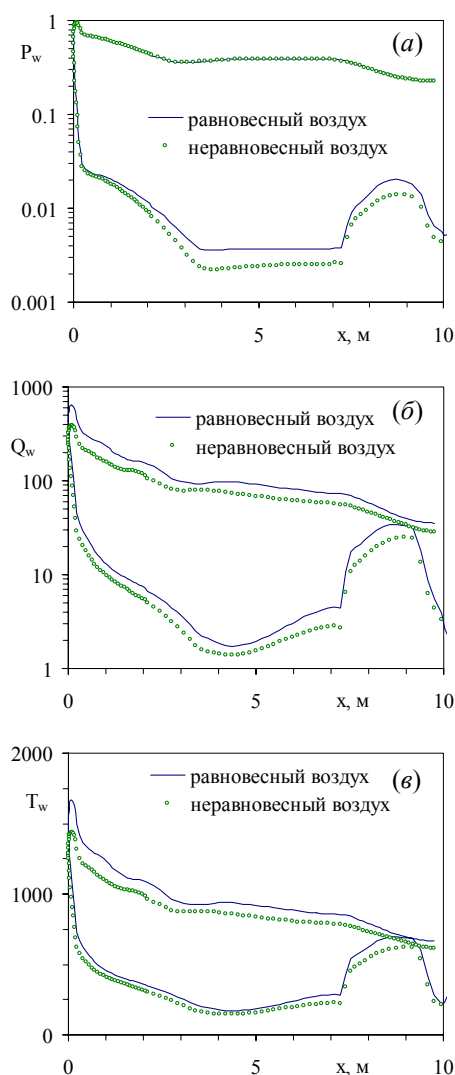


Рис. 5. Распределения вдоль поверхности ВА в плоскости симметрии: *a*) давления  $p_w/\rho_w U_\infty^2$ , *б*) тепловых потоков ( $\text{кВт/м}^2$ ), *в*) температуры (°С). Уравнения Навье–Стокса, равновесно-диссоциирующий и неравновесный воздух,  $\gamma_A = 0.01$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе компьютерного моделирования гиперзвукового обтекания различных форм крылатого ВА,

движущегося в атмосфере Земли, получены характеристики теплообмена для различных точек траектории спуска. Исследованы области максимальных тепловых нагрузок к поверхности аппарата и их зависимость от определяющих параметров течения.

Наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных параметров, полученных с использованием уравнений Эйлера и пограничного слоя и уравнений Навье-Стокса, на наветренной стороне ВА. В то же время имеется заметное отличие в результатах расчетов в окрестности кромок крыла и, особенно, в области повышенных тепловых потоков вблизи «наплыва» в начальной части крыла. Поэтому, использование уравнений Эйлера и пограничного слоя в областях, характеризующихся сильным вязко-невязким взаимодействием, а также на подветренной стороне аппарата, может приводить к заметным погрешностям и для правильного определения тепловых потоков необходимо использовать уравнения Навье – Стокса.

Показано, что в зависимости от конфигурации ВА приближение равновесно-диссоциирующего воздуха завышает величину теплового потока от 40% до двух раз для условий высотного полета по сравнению с моделью неравновесного воздуха с константой вероятности гетерогенной рекомбинации характерной для современных низкокatalитичных теплозащитных покрытий.

### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$C_{p,i}$  – теплоёмкость поступательно-вращательных степеней свободы  $i$ -й компоненты при постоянном объеме  
 $h_{f,i}$  – энтальпия образования  $i$ -й химической компоненты на единицу массы  
 $\gamma_{\text{ки}}$  – вероятность гетерогенной рекомбинации  $i$ -й компоненты  
 $\rho$  – плотность газовой смеси  
 $\rho_i$  – плотность  $i$ -й химической компоненты  
 $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана  
 $\omega_i$  – массовая скорость образования  $i$ -й химической компоненты

Индексы:

$i$  – порядковый номер химической компоненты  
 $w$  – поверхность тела  
 $\infty$  – набегающий поток.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jameson A., Yoon S. A LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier – Stokes Equations // AIAA Paper. 1987. № 87-0600. 11p.
2. Горшков А.Б. Расчет ламинарного донного теплообмена за телами в виде тонких конусов // Космонавтика и ракетостроение. 1997. вып.11. С. 13-20.
3. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. Под ред. В.С. Авдеевского. М.: Машиностроение, 1975.
4. Ковалёв Р.В. Расчёт гиперзвукового течения около затупленных кромок рулей и крыльев летательных аппаратов при обтекании их неоднородным потоком // Космонавтика и ракетостроение. 2001. вып.23.
5. Власов В.И., Горшков А.Б. Сравнение результатов расчётов гиперзвукового обтекания затупленных тел с лётным экспериментом OREX // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 5. С.160-168.
6. Wilke C. A viscosity equation for gas mixtures // J. Chem. Phys. 1950. Vol.18, № 4. pp.517–519.
7. Mason E.A., Saxena S.C. Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures // Phys. Fluids. 1958. V.1, № 5. P.361-369.
8. Dmitriev V.G., Vaganov A.V., Gorshkov A.B., Lapygin V.I., Galaktionov A.Yu., Mikhalin V.A. Analysis of Aerothermodynamic Parameters of Reusable Space Wing Vehicle // 2nd European Conference for Aero-Space Sciences, Brussels, Belgium, July 1–6, 2007.