

УДК 519.6: 533.6.011

ВЛИЯНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ ОКОЛО СПУСКАЕМОГО АППАРАТА

Голомазов М.М.

Институт автоматизации проектирования РАН, г.Москва

mmg@icad.org.ru

Аннотация

Рассматривается стационарное течение химически реагирующего газа в области между отошедшей ударной волной и затупленным телом, движущегося с гиперзвуковой скоростью. Исследуется влияние физико-химических процессов на поведение газодинамических и термодинамических функций в ударном слое.

INFLUENCE OF PHYSICAL-CHEMICAL PROCESS ON THE STRUCTURE OF THE SHOCK LAYER FLOW AROUND THE LANDING VEHICLE

Stationary flow of chemical reactions gas is considered in vicinity from attached shock wave up to the blunted body what moves with hypersonic velocity. Influence of physical-chemical processes on behavior of gas dynamics and thermodynamics functions in the shock layer is investigated.

Постановка задачи

В космических программах стран мира основными задачами на ближайшее десятилетие определены исследования планет Солнечной системы с помощью пилотируемых и автоматических спускаемых аппаратов. В этой области многие проблемы не решены. Последние достижения в изучении атмосферы и поверхности Марса и Титана с помощью космических станций подтверждают научную значимость подобных исследований. При всей сложности этой технической проблемы наибольшие трудности в осуществлении доставки космических станций на поверхность планеты связаны с наиболее кратковременным участком полета космического аппарата в атмосфере планеты, при его торможении от космической скорости при входе в атмосферу до мягкой посадки на поверхность планеты. Поэтому выбор оптимальной формы спускаемого аппарата для обеспечения безопасного и надежного снижения в разных атмосферах планет остается главной задачей. С этой целью необходимо провести тщательные экспериментальные и численные исследования различных аэродинамических форм аппаратов в широком диапазоне скоростей и условий полета. В связи с этим огромное количество работ, как экспериментальных, так и теоретических, посвящено исследованию обтекания спускаемых аппаратов различной конфигурации при гиперзвуковых скоростях полета. Для спускаемых космических аппаратов наиболее распространенными являются сегментальная и коническая формы лобового экрана, имеющие приемлемые аэродинамические характеристики для обеспечения эффективного торможения в атмосфере планет

Исследование гиперзвукового обтекания затупленных тел с учетом химических реакций представляет собой математически сложную задачу. Из-за сложности физико-химических процессов, протекающих в высокотемпературном потоке, наиболее полное моделирование подобных течений можно выполнить с помощью численных методов. В настоящее время основным подходом к численному решению данной задачи является построение разностных схем для аппроксимации нестационарных уравнений Эйлера или Навье-Стокса в некоторой области, перекрывающей область возмущенного течения, включая головную ударную волну, ближний и дальний след за обтекаемым телом. Существующие методы и алгоритмы решения нестационарной задачи требуют больших затрат времени при

их реализации на вычислительных комплексах, так как выполняют расчеты во всей области течения по одному достаточно общему алгоритму, и могут привести к появлению дополнительных возмущений в расчетных данных, например, в области равномерного течения перед головной ударной волной. В результате получают или стационарную картину течения, если она устанавливается, или исследуют нестационарный поток, в основном в следе за телом.

От этих недостатков в значительной степени свободны численные методы, аппроксимирующие стационарные уравнения с выделением характерных областей течения и головной ударной волны, но в этом случае приходится использовать различные численные схемы, учитывающие особенности в каждой из областей. Для больших чисел Рейнольдса течение за ударной волной можно исследовать в рамках уравнений Эйлера, и тогда можно выделить область дозвукового течения, область сверхзвукового течения и область следа за телом.

Для корректной постановки задачи необходимо к дозвуковой части присоединить сверхзвуковую область течения между звуковой и замыкающей предельной характеристической поверхностями. В области, определенной таким образом, уравнения газовой динамики имеют смешанный тип. Система уравнений газовой динамики в сверхзвуковой области течения за предельной характеристической поверхностью имеет гиперболический тип, и расчеты в этой области могут проводиться с использованием схем метода характеристик вплоть до точки отрыва потока за обтекаемым телом. Для определения конвективного теплового потока к поверхности тела обычно используют уравнения пограничного слоя. Далее поле течения имеет сложный характер с резким изменением поля скоростей и давления, и течение в этой области необходимо описывать уравнениями Навье-Стокса (след за телом).

Для исследования аэродинамики спускаемых аппаратов определяющими являются первые две области течения, которые описывают течение в окрестности обтекаемого тела. Для тел малого удлинения, какими являются спускаемые аппараты сегментальной и затупленной конической формы, достаточные сведения об аэродинамике аппарата при гиперзвуковых скоростях полета можно получить, исследуя течение в смешанной области.

Течение в этой области описывается системой уравнений газовой динамики:

$$\begin{aligned}(\rho \mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} + \nabla p &= 0, \\ \nabla (\rho \mathbf{V}) &= 0,\end{aligned}\tag{1}$$

где \mathbf{V} - вектор скорости, ρ - плотность, p - давление.

Ударная волна и поверхность тела являются границами, и в качестве границы в сверхзвуковой области выбирается предельная характеристическая поверхность. Такой выбор определяется теоремой Трикоми о существовании и единственности решения для линейного уравнения в частных производных второго порядка смешанного типа.

Тогда в соответствии с этой теоремой необходимо задать значения функций на ударной волне и теле, а на характеристической поверхности необходимо и достаточно поставить условие непрерывности производных функций.

Граничные условия на ударной волне:

$$\begin{aligned}(\rho \mathbf{Vn})_s &= (\rho \mathbf{Vn})_\infty, \\ (\mathbf{Vt})_s &= (\mathbf{Vt})_\infty, \\ (p + \rho (\mathbf{Vn})^2)_s &= (p + \rho (\mathbf{Vn})^2)_\infty, \\ (H + \mathbf{VV}/2)_s &= (H + \mathbf{VV}/2)_\infty,\end{aligned}\tag{2}$$

где \mathbf{n} и \mathbf{t} - единичные векторы нормали и касательной к ударной волне, индекс ∞ относится к величинам перед ударной волной, индекс s - к величинам за ударной волной.

На поверхности тела: $\mathbf{Vn} = 0$, \mathbf{n} - вектор нормали к поверхности тела. (3)

Система уравнений (1) и граничные условия (2) и (3) вместе с условием непрерывности производных $\frac{\partial V}{\partial n}$ на предельной характеристической поверхности, замыкающую расчетную область, в двумерном случае соответствуют условиям теоремы Трикоми и позволяют получить единственное решение, несмотря на нелинейность системы (1).

Уравнения системы (1) являются уравнениями гиперболического типа в области вверх по течению за предельной характеристической поверхностью, и решение в этой области можно построить с помощью численного метода, используя в качестве граничных условий уравнения (2) и (3).

Выбор численного метода

Для численного решения задачи в смешанной области исходная система уравнений (1) записывается в координатах, которые позволяют наиболее удобным образом описать границы расчетной области. Для плоского случая обычно использовалась цилиндрическая система координат, в пространственном случае – сферическая система координат (R, φ, θ) , т.к. наибольшее применение в космической технике получили формы аппаратов тел вращения (рис.1).

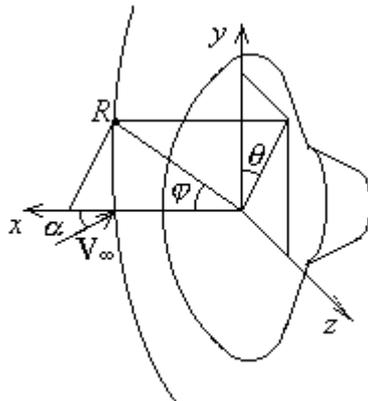


Рис.1. Система координат

В сферической системе координат (R, φ, θ) система уравнений (1), в которой уравнение неразрывности преобразовано к виду: $\rho \nabla \mathbf{V} + (\mathbf{V}/c^2) \nabla p = 0$ (c^2 – квадрат скорости звука), будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{R \sin \varphi} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} &= \frac{v^2 + w^2}{R}, \\
 u \frac{\partial v}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{w}{R \sin \varphi} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{1}{R} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} &= \frac{w^2 \operatorname{ctg} \varphi - uv}{R}, \\
 u \frac{\partial w}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{w}{R \sin \varphi} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{1}{R \sin \varphi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} &= -\frac{w}{R} (u + v \operatorname{ctg} \varphi), \\
 \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{1}{R \sin \varphi} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho c^2} \left(u \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{w}{R \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) &= -\frac{2u + v \operatorname{ctg} \varphi}{R},
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

где u, v, w – проекции вектора скорости \mathbf{V} на координаты R, φ, θ соответственно.

Построение численной схемы сводится к замене частных производных конечными разностями. Для стационарных уравнений газовой динамики использовались метод интегральных соотношений Доронницына-Белоцерковского [1] и метод прямых Теленина

[2], в которых система уравнений в частных производных сводилась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, причем функции в частных производных заменялись аппроксимирующими полиномами по выбранным направлениям. В методе интегральных соотношений система уравнений в частных производных, приведенная к дивергентному виду, предварительно интегрировалась по одному из направлений. Хорошо известно, что при решении дифференциальных уравнений в частных производных конечноразностные формулы, обеспечивающие высокий порядок точности, обычно весьма неудобны на практике. Противоположная картина имеет место для обыкновенных дифференциальных уравнений, для которых такие методы, как метод Рунге-Кутты, часто обеспечивают высокий порядок точности при малой затрате труда. Необходимо только выбрать направление (координату), по которой интегрируется система обыкновенных дифференциальных уравнений. Выбор направления определяется поведением функций в ударном слое. В схеме I метода интегральных соотношений переменной интегрирования является координата φ , а в схеме II и в методе прямых Теленина – координата R .

Не вдаваясь в подробности, необходимо отметить, что в схеме I метода интегральных соотношений условие непрерывности на замыкающей характеристической поверхности используется в явном виде, когда направление R является касательной к характеристике. В этом случае направление φ совпадает с нормалью к характеристической поверхности, и производная по φ от проекции скорости на нормаль имеет вид:

$$\frac{dv}{d\varphi} = \frac{E}{v^2 - c^2}, \quad (5)$$

где E – функция от узловых значений газодинамических функций (индексы опущены). Для непрерывности производной необходимо, чтобы $E=0$ в этой точке. Это равенство служит граничным условием для определения положения и формы ударной волны, которая зависит от распределения проекции скорости u на оси $\varphi = 0$.

В схеме II метода интегральных соотношений и в методе прямых Теленина для определения положения и формы ударной волны используется условие на поверхности тела (3).

Определенные трудности в реализации перечисленных схем связаны с вырождением уравнений газовой динамики в точках, где выполняются условия (3) и (5). Метод интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений выбирается таким образом, чтобы исключить вычисление производных в этих точках. Так в схеме II метода интегральных соотношений использовался метод Рунге-Кутты второго порядка точности с промежуточным шагом.

При выводе аппроксимирующей системы уравнений используется преобразование сферической системы координат следующего вида:

$$\xi = \frac{R - R_b(\varphi, \theta)}{R_s(\varphi, \theta) - R_b(\varphi, \theta)}; \eta = \frac{\varphi}{\varphi_g(\xi, \vartheta)}; \vartheta = \theta; (0 \leq \xi \leq 1; 0 \leq \eta \leq 1; 0 \leq \vartheta \leq 2\pi),$$

где $R=R_s(\varphi, \theta)$ - уравнение ударной волны, $R = R_b(\varphi, \theta)$ - уравнение поверхности тела, $\varphi = \varphi_g(\xi, \vartheta)$ - замыкающая граничная поверхность.

Аппроксимирующие выражения по φ и η :

$$f'_1 = f'_0 + \frac{2h_1 - h_0}{h_1} \left(\frac{f_1 - f_0}{h_0} - f'_0 \right) + \frac{h_0}{h_1} \frac{h_0}{h_0 + h_1} \left(\frac{f_2 - f_0}{h_0 + h_1} - f'_0 \right), f = R_s, u, p.$$

Для функций v и w – квадратичный многочлен.

Аппроксимирующие выражения по θ : ($\theta_j = j\pi/3, j = 0, 1, 2, 3$)

$$f = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos 2\theta + a_3 \cos 3\theta, f = u, v, p, R_s.$$

$$w = b_1 \sin \theta + b_2 \sin 2\theta.$$

Аппроксимирующие выражения подставляются в преобразованную систему уравнений. В результате получается система обыкновенных дифференциальных уравнений относительно узловых значений функций.

Численная схема

Для получения аппроксимирующей системы уравнений разрешается относительно производных по ξ от узловых значений газодинамических функций, и система уравнений принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\xi} &= \frac{\rho}{D} \left(F_u - \frac{R'_\varphi}{R} F_v - \frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} F_w - GF_p \right), \\ \frac{du}{d\xi} &= \frac{1}{G} \left(F_u - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi} \right), \\ \frac{dv}{d\xi} &= \frac{1}{G} \left(F_v + \frac{R'_\varphi}{R} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi} \right), \\ \frac{dw}{d\xi} &= \frac{1}{G} \left(F_w + \frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi} \right), \\ D &= 1 + \left(\frac{R'_\varphi}{R} \right)^2 + \left(\frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} \right)^2 - \frac{G^2}{c^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} F_u &= \frac{\varepsilon}{R} (v^2 + w^2) - H \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\varepsilon}{R \sin \varphi} w \frac{\partial u}{\partial \vartheta} + \frac{\eta \varphi'_{g\xi}}{\varphi_g} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta} \\ F_v &= \frac{\varepsilon}{R} (w^2 \operatorname{ctg} \varphi - uv) - H \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\varepsilon w}{R \sin \varphi} \frac{\partial v}{\partial \vartheta} - \frac{1}{\varphi_g} \left(\frac{\varepsilon}{R} + \eta \varphi'_{g\xi} \frac{R'_\varphi}{R} \right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta}, \\ F_w &= -w \frac{\varepsilon}{R} (u + v \operatorname{ctg} \varphi) - H \frac{\partial w}{\partial \eta} - \frac{\varepsilon w}{R \sin \varphi} \frac{\partial w}{\partial \vartheta} - \left(\frac{\eta \varphi'_{g\xi}}{\varphi_g} \frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} - \frac{\eta \varphi'_{g\vartheta}}{\varphi_g} \frac{\varepsilon}{R \sin \varphi} \right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\varepsilon}{R \sin \varphi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \vartheta}, \\ F_p &= -\varepsilon \left(\frac{(2u + v \operatorname{ctg} \varphi)}{R} + D \rho \right) + \eta \frac{\varphi'_{g\xi}}{\varphi_g} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{R'_\varphi}{R} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} \frac{\partial w}{\partial \eta} \right) - \frac{\varepsilon}{R \varphi_g} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\eta \varphi'_{g\vartheta}}{\varphi_g} \frac{\varepsilon}{R \sin \varphi} \frac{\partial w}{\partial \eta} - \\ &\quad - \frac{H}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\varepsilon}{R \sin \varphi} \left(\frac{\partial w}{\partial \vartheta} + \frac{w}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right). \\ G &= u - \frac{R'_\varphi}{R} v - \frac{R'_\theta}{R \sin \varphi} w, \quad H = \frac{1}{\varphi_g} \left(-\eta \varphi'_{g\xi} G + \frac{\varepsilon v}{R} - \frac{\eta \varphi'_{g\vartheta}}{R \sin \varphi} \varepsilon w \right), \quad \varepsilon = R_s - R_b, \end{aligned}$$

Для неравновесных химических процессов добавляются уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_i}{d\xi} &= \frac{1}{G} \left[\frac{d\alpha_i}{dt} - H \frac{\partial \alpha_i}{\partial \xi} - \frac{\varepsilon w}{R \sin \varphi} \frac{\partial \alpha_i}{\partial \vartheta} \right], \quad (i = 1, \dots, n-2) \\ \frac{dT}{d\xi} &= -\frac{1}{H_T} \left[\frac{1}{2} \frac{dV^2}{d\xi} + \mu \sum_i (H - H_i) \frac{1}{\mu_i} \frac{d\alpha_i}{d\xi} \right], \quad H_T = \sum H_{iT} \frac{\alpha_i}{\mu_i}, \\ c^{-2} &= \frac{\rho}{p} - \frac{1}{T \sum H_{iT} \frac{\alpha_i}{\mu_i}}. \end{aligned}$$

Индексы при узловых значениях функций опущены. Вместо частных производных по η и θ необходимо подставить аппроксимирующие многочлены.

Краевая задача для аппроксимирующей системы

На ударной волне – условия на скачке (5), на теле – условие непротекания (6).

Значения газодинамических функций в узлах сетки на ударной волне находятся, задавая приближенное значение формы ударной волны $R=R_s(\varphi, \theta)$.

Условия непротекания на теле $G_{ij}=0$ служат условиями для подбора узловых значений формы ударной волны R_{sij} ($i=1, \dots, I; j=1, \dots, J$). Эти условия приводят к вырождению системы (7).

Аппроксимирующая система обыкновенных дифференциальных уравнений (7) интегрируется от ударной волны ($\xi=1$) до поверхности тела ($\xi=0$) методом Рунге-Кутты второго порядка точности с промежуточным шагом, что позволяет избежать вырождения.

Для нахождения точных узловых значений формы ударной волны $R_{s,ij} = R_s(\varphi_i, \theta_j)$ используется итерационный метод Ньютона. На каждом итерационном шаге необходимо

определить матрицу $\mathbf{M} = \left(\frac{\partial G_{ij}^0}{\partial R_{sij}} \right)_k$ ($k=I \cdot J + 1$), каждая строка которой вычисляется

интегрированием аппроксимирующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

$$|\Delta R_{sij}| = -\mathbf{M}^{-1} |G_{ij}^0|$$

Сравнение с экспериментом

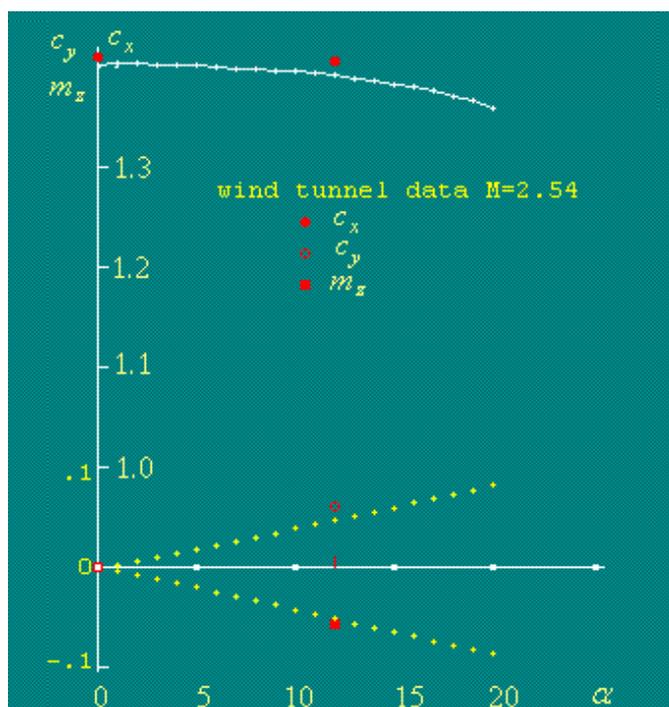


Рис.2. Сравнение расчетных данных с экспериментом

Для сравнения с экспериментом были проведены расчеты аэродинамических характеристик космического аппарата сегментальной формы с относительным радиусом $R_c=D_M$ и радиусом закругления кромки $r=0.125 D_M$, где D_M – диаметр миделевого сечения. Эксперимент и расчет выполнены для обтекания аппарата воздухом при числе Маха $M=2.54$. Величины коэффициента сопротивления c_x совпадают с высокой точностью при углах атаки $\alpha=0$ и 12° . Различие в величинах коэффициента подъемной силы c_y не превышает 5%, а расхождение в величинах коэффициента момента m_z достигает 10%.

Равновесные химические реакции в воздухе

Для исследования влияния равновесных химических реакций проведены расчеты обтекания аппарата с лобовой частью в форме сегмента с радиусом $R_c=D$ и конуса с углом раствора $\theta=120^\circ$, радиусом затупления $R_c=0.25D$ потоком воздуха для диапазона скорости $V=1-6.5$ км/с, давления $p_\infty=100$ Па, $T_\infty=250$ К.

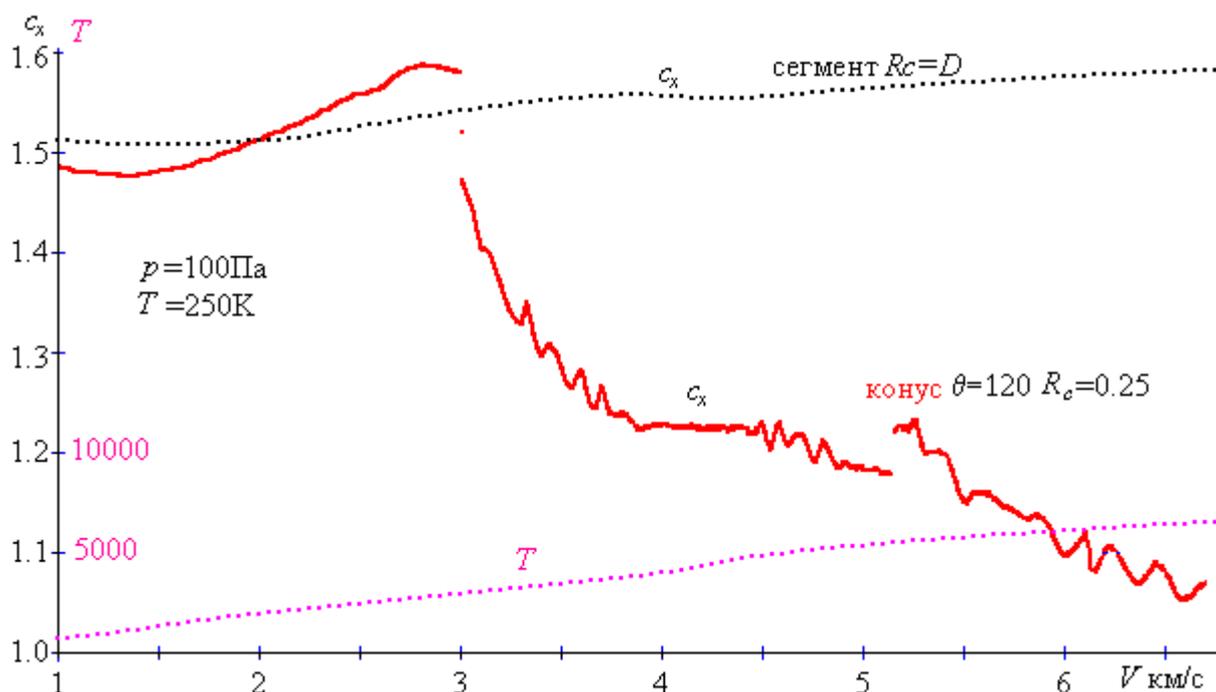


Рис.3. Зависимость коэффициента сопротивления сегмента и конуса от скорости

На рис.3 приводятся коэффициенты сопротивления c_x для сегмента (черные точки) и конуса (красная линия) в указанном диапазоне скоростей. Если у сегмента коэффициент сопротивления подрастает от величины 1.52 до 1.58, то величина c_x конуса сначала понижается от величины 1.48 до 1.46 ($V=1.5$ км/с), а затем растет до максимального значения $c_x=1.58$ при $V=2.8$ км/с. Достигнув максимального значения, величина коэффициента сопротивления c_x резко падает от 1.58 ($V=3$ км/с) до 1.23 ($V=4$ км/с). Дальнейшее увеличение скорости приводит к уменьшению величины до значения $c_x=1.07$ при $V>6$ км/с. Такое изменение коэффициента сопротивления обусловлено положением звуковой точки на теле. Если у сегмента она расположена на тороидальном закруглении кромки на всем интервале скоростей, то у конуса при $V>3$ км/с звуковая точка смещается на коническую поверхность и с увеличением скорости перемещается к сферической поверхности (рис.4).

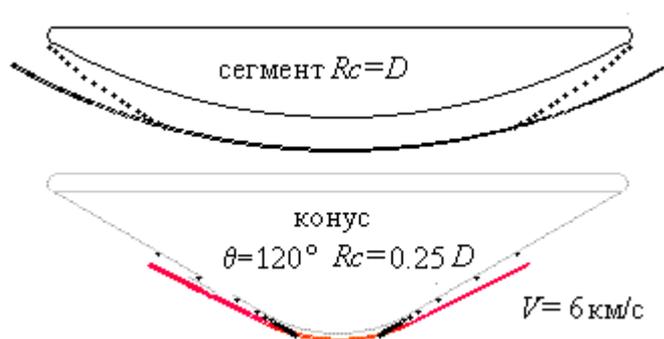


Рис.4. Физическая картина обтекания сегмента и конуса

Исследование влияния неравновесности химических реакций на обтекание конуса с углом раствора $\theta=120^\circ$, радиусом затупления $R_c=0.25D$ потоком воздуха для диапазона скорости $V=1-6.5$ км/с, давления $p_\infty=1$ Па, $T_\infty=250$ К, представлено на рис.6. Видно, что химические реакции начинают протекать при скорости $V>3.5$ км/с, когда в поле течения появляется атомарный кислород O . Реакция диссоциации азота N_2 начинает протекать при скорости $V>4.5$ км/с. Температура торможения T в ударном слое изменяется от 730К до 7800К. Равновесная температура торможения (пунктирная линия) при $V>2.3$ км/с значительно меньше, достигая величины 6000К при $V=6.5$ км/с. Коэффициент сопротивления c_x монотонно возрастает от 1.46 при $V=1$ км/с до 1.52 при $V=6.5$ км/с. Зависимость c_x от скорости при учете неравновесных химических реакций значительно отличается от равновесного случая, особенно при скорости $V>3.5$ км/с.

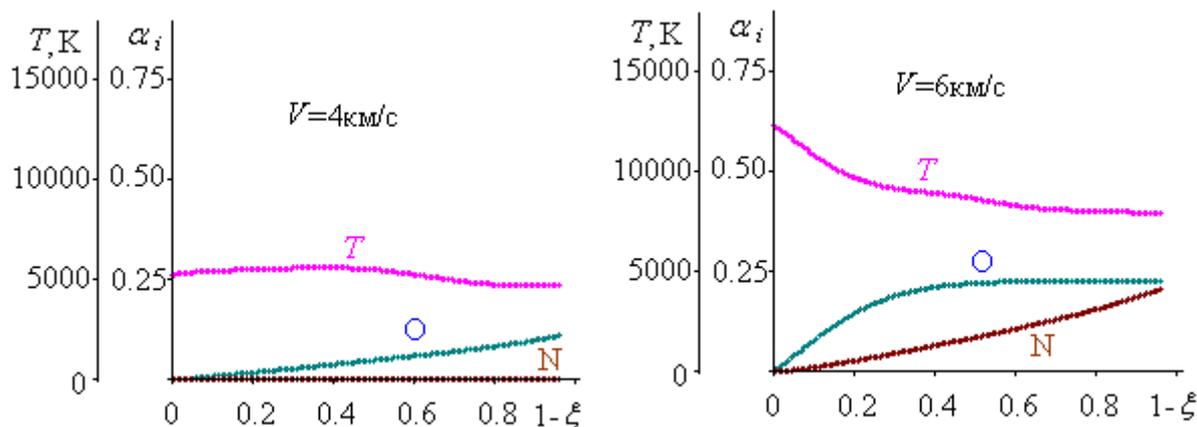


Рис.7. Изменение температуры T и концентрации O и N вдоль оси симметрии конуса

На рис.7 представлено распределение температуры T и концентрации O и N вдоль оси симметрии конуса от ударной волны до поверхности тела для скорости $V=4$ и 6 км/с. Эти графики подтверждают тот факт, что реакция диссоциации азота N_2 начинает протекать при скорости $V>4.5$ км/с, а молекулярный кислород O_2 распределяется в тонком слое за ударной волной при $V>6$ км/с. Температура достигает максимального значения за прямым скачком и уменьшается при приближении к телу.

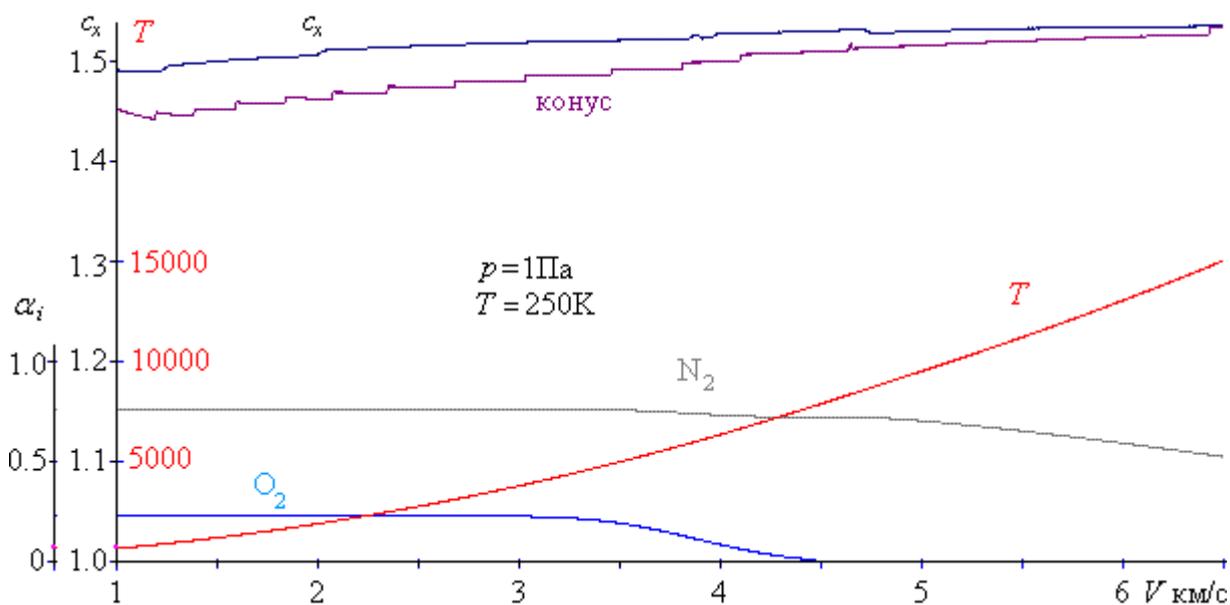


Рис.8. Влияние неравновесности химических реакций на коэффициент сопротивления сегмента

На рис.8 приведена зависимость от скорости набегающего потока V коэффициента сопротивления c_x , температуры T за прямым скачком и концентраций молекул кислорода O_2 и азота N_2 в точке торможения при обтекании сегмента с радиусом затупления $R_c=D$ потоком не равновесно диссоциирующего воздуха для диапазона скорости $V=1-6.5$ км/с, давления $p_\infty=1$ Па, $T_\infty=250$ К. Коэффициент сопротивления c_x монотонно возрастает от 1.49 при $V=1$ км/с до 1.52 при $V=6.5$ км/с, незначительно превышая коэффициент сопротивления конуса, который нанесен на график для сравнения. Температура за прямым скачком возрастает, достигая величины 15000К. Концентрация молекул азота N_2 в точке торможения снижается от величины $\alpha_i=0.767$ до 0.5.

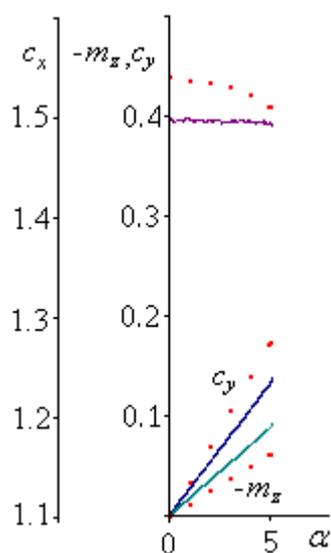


Рис.9. Зависимость c_x , c_y и m_z от угла атаки α для конуса

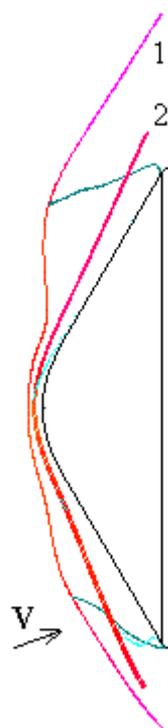


Рис.10. Форма ударных волн и звуковых линий для неравновесных (1) и равновесных (2) химических реакций под углом атаки $\alpha=5^\circ$

На рис.9 дана зависимость от угла атаки аэродинамических коэффициентов c_x , c_y и m_z для конуса с углом раствора $\theta=120^\circ$, радиусом затупления $R_c=0.25D$ потоком неравновесного (сплошные линии) и равновесного (пунктирные линии) воздуха, скорость которого $V=3.5$ км/с, давление $p_\infty=5$ Па, температура $T_\infty=250$ К. Коэффициенты сопротивления c_x и подъемной силы c_y превышают неравновесные значения, но абсолютная величина неравновесного момента тангажа m_z превосходит равновесную величину, что повышает статическую устойчивость конуса.

На рис.10 приведена физическая картина течения около конуса для угла атаки $\alpha=5^\circ$ в неравновесном (1) и равновесном (2) случаях. В неравновесном случае ударная волна сильно искривлена как на наветренной, так и на подветренной стороне. В равновесном случае ударная волна имеет незначительный перегиб на наветренной стороне. Звуковые точки на теле в равновесном случае лежат на конической поверхности, а в неравновесном – на тороидальном закруглении на наветренной стороне и в точке сопряжения конуса с тором на подветренной стороне. В точке сопряжения рвется кривизна поверхности тела, что приводит к разрыву производной скорости в потоке и, следовательно, к нарушению граничного условия непрерывности производной скорости на замыкающей поверхности. Все это требует более тщательного исследования решения.

Разрыв кривизны поверхности тела возникает на линии сопряжения сферического затупления и конической поверхности, что также вызывает разрыв скорости течения внутри ударного слоя и появление перегиба ударной волны. Избежать подобных явлений помогает выбор другого класса поверхностей - гиперboloидов вращения.

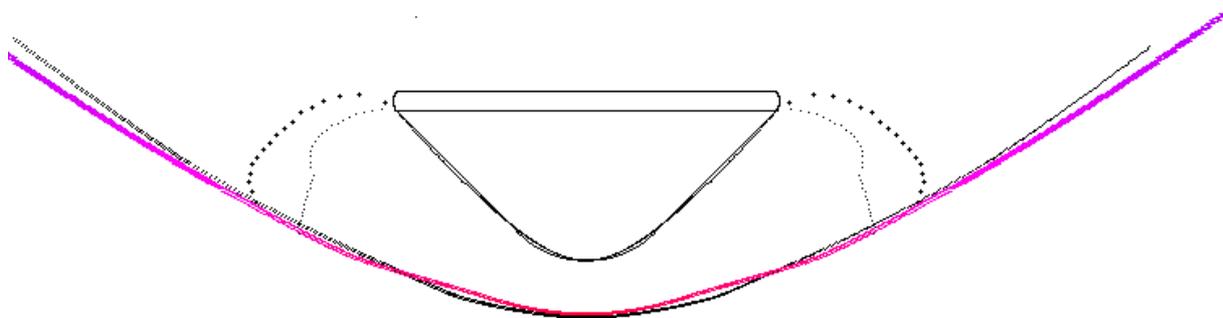


Рис.11. Сравнение физических картин для конуса и гиперboloида

На рис.11 нанесены контуры тел: конус с углом раствора $\theta=90^\circ$, радиусом затупления $R_c=0.25D$ и гиперboloида вращения с параметрами $A=0.25D$, $B=C=0.209$, и ударные волны и звуковые линии при обтекании этих тел потоком воздуха со скоростью $V=600$ м/с, давлением $p_\infty=100$ Па, $T_\infty=300$ К. Расхождение в контурах тел и ударных волнах не значительно. Более заметно отличие в форме звуковых линий гиперболы (пунктир) и конуса.

Исследование траектории космического аппарата “Фобос-грунт”

Приведенный на рис.11 конус с углом раствора $\theta=90^\circ$, радиусом затупления $R_c=0.25D$ представляет собой поверхность возвращаемого на землю космического аппарата (КА) “Фобос-грунт”. Скорость входа в атмосферу земли может изменяться в пределах от 11.5 км/с до 12.1 км/с, угол входа к плоскости горизонта $\theta=-40^\circ$, масса аппарата $m=7.5$ кг.

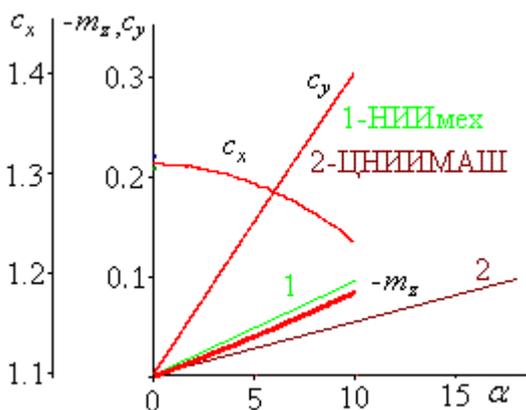


Рис.12. Зависимость c_x , c_y и m_z от угла атаки α , сравнение с экспериментом для $M=1.8$

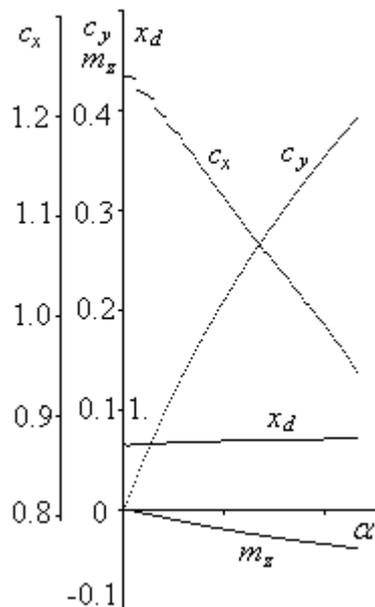


Рис.13. Зависимость c_x , c_y и m_z от угла атаки α для $t=12.9$ с

На рис.12 приведена зависимость аэродинамических коэффициентов от угла атаки КА “Фобос-грунт”. Скорость набегающего потока $V=0.6\text{км/с}$, давление $p=1\text{атм}$, $T=250\text{К}$, что соответствует числу Маха 1.8. Красные линии – расчет, зеленая – коэффициент m_z , полученный в аэродинамической трубе НИИмех МГУ А.И.Швецом, коричневая – коэффициент m_z , полученный в аэродинамической трубе ЦНИИМАШ К.А.Степениусом. Как видно, расчетная характеристика m_z лежит между прямыми, проведенными по двум экспериментальным точкам при $\alpha = 0$ и 10° (НИИмех МГУ) и $\alpha = 0$ и 18° (ЦНИИМАШ). Из-за нелинейности коэффициента c_x сравнение проведено только при $\alpha = 0$: ЦНИИМАШ – 1.32, НИИмех МГУ – 1.31, расчет – 1.31.

На рис.13 приведена зависимость аэродинамических коэффициентов от угла атаки для точки траектории КА на высоте $H=28.736\text{км}$, скорость $V=1261\text{м/с}$ (число Маха – 4.18). Если зависимость m_z и центра давления x_d от α остается линейной в диапазоне углов атаки от нуля до 12° , то c_x и c_y изменяются нелинейно и значительно сильнее при увеличении угла атаки, чем при $V=0.6\text{км/с}$.

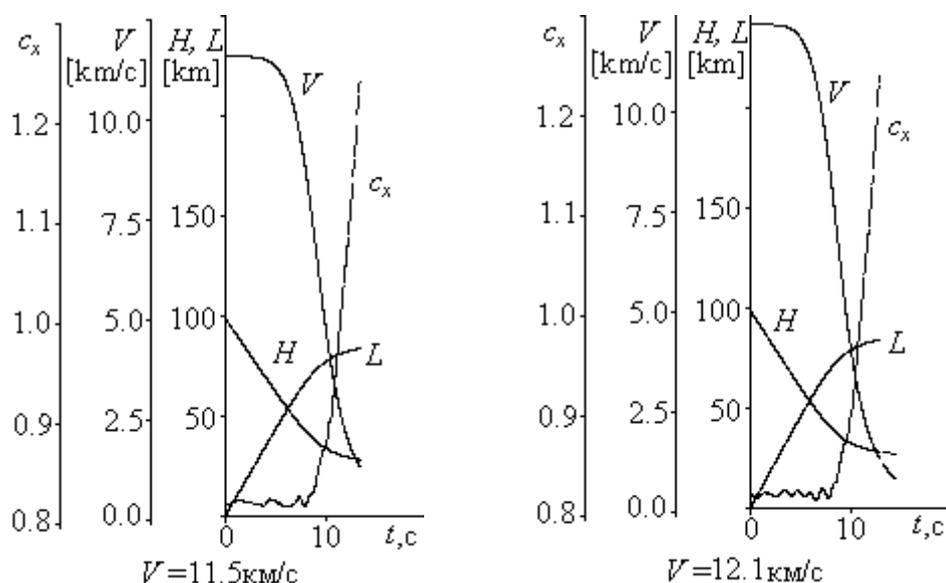


Рис.14. Траекторные параметры КА “Фобос-грунт”

На рис.14 приводится изменение высоты H , дальности L и скорости V полета КА по траектории спуска в атмосфере земли для двух значений скорости входа $V=11.5$ и 12.1км/с на начальной высоте $H=100\text{км}$. Зависимость этих параметров и коэффициента сопротивления аппарата c_x от времени спуска t отличаются незначительно, и поэтому исследование влияния химических процессов на структуру течения можно провести для одной из скоростей входа, например, $V=12.1\text{км/с}$. Расчеты выполнены для равновесных химических реакций. Аппроксимирующая система уравнений газовой динамики решалась совместно с системой баллистических уравнений, в которых использовались аэродинамические коэффициенты, вычисленные в каждой точке траектории.

Величина коэффициента сопротивления аппарата c_x от начала спуска до $t=10\text{с}$ изменяется незначительно, не превышая значения $c_x=0.83$. Затем коэффициент c_x начинает резко возрастать до $c_x=1.25$ при $t=15\text{с}$, где скорость КА меньше 1.2 км/с .

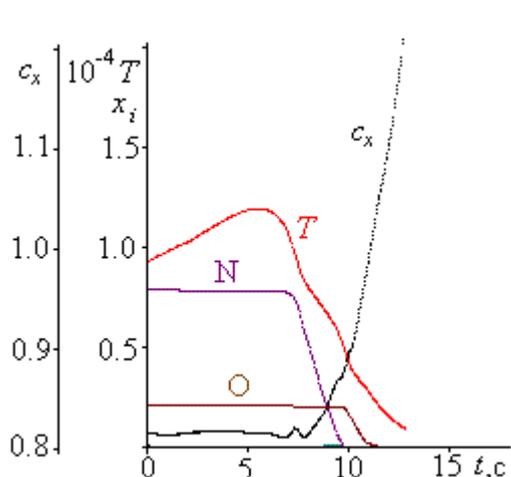
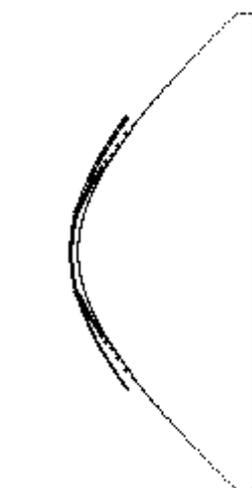
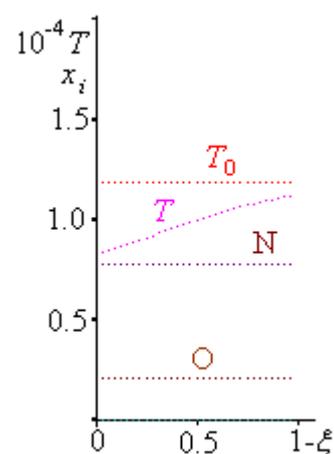
Рис.15. Зависимость c_x и x_i от времени t Рис.16. Форма ударной волны и звуковой линии в точке траектории $t=6с$ 

Рис.17. Распределение температуры и концентраций в ударном слое

На рис.15 дана зависимость коэффициента сопротивления c_x , температуры торможения T и концентрации атомов кислорода O и азота N от времени спуска t по траектории. Максимум температуры $T=12000\text{K}$ достигается в точке траектории $t=6с$. При $t<9с$ коэффициент сопротивления практически не изменяется и имеет минимальное значение $c_x=0.83$, т.к. звуковая точка на теле лежит на гиперболической части тела вблизи середины между лобовой точкой и точкой сопряжения с тором (см. рис.16). Резкое возрастание коэффициента сопротивления c_x начинается при $t>9с$, когда завершилась рекомбинация атомов азота в ударном слое, и звуковая точка смещается к тору (см. рис.11).

На рис.17 для точки траектории $t=6с$ приводится распределение температуры T_0 и концентраций атомов кислорода O и азота N вдоль нулевой линии тока от ударной волны ($\xi=1$) до тела ($\xi=0$), величины которых практически не изменяются. Здесь же нанесена температура T вдоль границы, замыкающей расчетную область, и изменение температуры превышает 3000K . Видно, что максимальное изменение температуры в ударном слое достигается за ударной волной.

Таким образом, проведенные исследования показывают широкие возможности использования численного метода для расчета обтекания тел различной конфигурации при гиперзвуковых скоростях полета с учетом равновесных и неравновесных химических процессов в ударном слое.

Заключение

Проведенные исследования влияния физико-химических процессов на структуру течения между ударной волной и затупленным телом позволили выявить некоторые закономерности в распределении газодинамических функций в минимальной области влияния затупления ударного слоя. При расчетах равновесных течений более сильное изменение температуры и концентраций химических компонентов происходит вдоль ударного слоя, и в первую очередь непосредственно за ударной волной. Для неравновесных химических реакций температура и концентрации компонентов наиболее значительно изменяются поперек ударного слоя от ударной волны к телу. Это происходит в основном из-за условия постоянства состава на скачке. Характер протекания реакций мало влияет на распределение давления и скорости, но влияет на скорость звука. Вследствие этого структура течения около конических тел в значительной мере зависит от скорости набегающего потока и угла раствора конуса. Равновесная скорость звука меньше неравновесной, и для конуса с углом раствора $\theta=120^\circ$ звуковая точка на теле переходит с тора на коническую часть

поверхности тела, и поэтому изменяется распределение давления на теле и уменьшается коэффициент сопротивления c_x (рис.18). При равновесных химических реакциях происходит резкое уменьшение коэффициента сопротивления конических тел для скорости набегающего потока $V > 4.5 \text{ км/с}$, в то время как при неравновесных химических реакциях c_x незначительно возрастает при увеличении скорости.

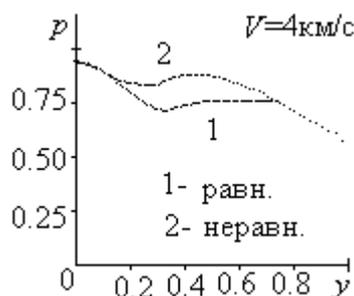


Рис.18. Распределение давления на поверхности конуса с углом раствора $\theta = 120^\circ$

Структура течения около сегментальных тел в значительной степени зависит от характера протекания химических реакций. При неравновесных химических реакциях резко возрастает температура в ударном слое, которая уменьшается при подходе к поверхности тела, приближаясь к равновесным значениям.

Химические реакции в смеси O_2 , N_2 в ударном слое протекают последовательно в зависимости от величины скорости потока. Если скорость потока превышает величину 3 км/с , за ударной волной протекает реакция диссоциации $\text{O}_2 = \text{O} + \text{O}$ вплоть до величины скорости 5 км/с . При $V > 5 \text{ км/с}$ за ударной волной начинается реакция диссоциации азота $\text{N}_2 = \text{N} + \text{N}$. В равновесном случае за ударной волной кислород полностью состоит из атомов, в неравновесном случае реакция диссоциации $\text{O}_2 = \text{O} + \text{O}$ протекает в узком слое за ударной волной. Как при равновесных, так и при неравновесных химических реакциях концентрация NO была незначительна во всем диапазоне скоростей. Таким образом, состав воздушной смеси в ударном слое состоит в основном из молекул O_2 , N_2 при $V < 3 \text{ км/с}$, из молекул O_2 , N_2 и атомов O при $V < 5 \text{ км/с}$, из атомов O и N и молекул N_2 при $V > 5 \text{ км/с}$.

Были выполнены расчеты траекторий возвращаемого на землю космического аппарата "Фобос-грунт". Сравнение с экспериментом показали высокую точность определения аэродинамических характеристик.

Таким образом, численный метод расчета обтекания тел позволяет проводить исследование космических аппаратов различной конфигурации при гиперзвуковых скоростях полета в воздушной атмосфере с учетом равновесных и неравновесных химических процессов в ударном слое.

Литература

1. Белоцерковский О.М., Булекбаев А., Голомазов М.М. и др. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Теоретическое и экспериментальное исследования. Труды ВЦ АН СССР, М., 1967.
2. Теленин Г.Ф., Тиняков Г.П. Метод расчета пространственного обтекания тел с отошедшей ударной волной. Докл. АН СССР, 1964, 154, №5, 1056-1058.