

РАСЧЕТ АЭРОТЕРМОДИНАМИКИ ДВУХ ТИПОВ МОДЕЛЕЙ СПУСКАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

А.Л. Железнякова, В.В. Кузенов, А.С. Петрусов, С.Т. Суржигов

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва,
119526, проспект Вернадского 101-1*

Аннотация

Изложены результаты численного моделирования обтекания космических спускаемых аппаратов различной формы сверхзвуковым потоком совершенного газа с использованием структурированных и неструктурированных сеток. Анализируются результаты, полученные при различных условиях в набегающем потоке во всей области течения: от головной ударной волны до дальнего следа. Исходные данные в набегающем потоке отвечают условиям экспериментальных исследований на импульсных аэродинамических трубах.

THE MODELLING OF HYDRODYNAMICS FOR TWO DIFFERENT MODELS OF SPACE VEHICLE

The results of streamlining numeric modelling for space vehicles with different forms by super sound flow of perfect gas with the aid of structured and non structured grids.

1. ВВЕДЕНИЕ

К одним из наиболее важных и сложных проблем компьютерной аэротермодинамики аэрокосмических аппаратов можно отнести математическое моделирование сложных (трехмерных) элементов течения у поверхности спускаемых космических аппаратов (отрывные течения и течения присоединения, ламинарно-турбулентный переход, сложные ударно-волновые взаимодействия). Отметим, что необходимость в определении параметров газа за головной ударной волной и в зоне отрывных течений газа, которая наблюдается в донной области спускаемых космических аппаратов, связана с существенной перестройкой первоначально невозмущенного течения. Эта перестройка течения сопровождается значительным изменением теплового режима и аэродинамических характеристик вблизи поверхности спускаемых космических аппаратов. Сложность рассматриваемых течений и геометрических форм летательных аппаратов приводит к необходимости разработки новых методов расчета многомерных (включая трехмерный случай) и осесимметричных течений. Использованные в данной работе методы позволяют находить приближенное решение уравнений Рейнольдса на структурированных и неструктурированных расчетных сетках в широком диапазоне физических параметров набегающего потока. Они дают возможность проводить расчетно-теоретические исследования аэротермодинамики космических аппаратов, предназначенных для входа в плотные слои атмосфер планет и возвращения на Землю [1,2].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Определение газодинамических параметров в основной области течения и вблизи поверхности спускаемого аппарата производится на основе модели вязкого теплопроводного газа с использованием трехмерных уравнений Навье–Стокса. Расчетная область включает в себя поле течения в невозмущенном потоке, за фронтом ударной волны, в следе за обтекаемым телом. Течение во всей расчетной области предполагается ламинарным. Для решения рассматриваемой системы уравнений в данной работе расчетная область

представляется в виде регулярной (структурированной) и неструктурированной сетки.

Наиболее часто для решения задач аэротермодинамики применяются регулярные сетки. В этом случае сетка представляет собой упорядоченную по определенным правилам структуру с явно выраженными сеточными направлениями.

При построении регулярных сеток в геометрически сложных физических областях применяют преобразование координат общего вида, связанных с поверхностью тела. Такое преобразование, эквивалентное введению криволинейной системы координат общего вида, позволяет построить равномерную расчетную сетку в преобразованном (вычислительном) пространстве. При этом физические границы области совпадают с координатными линиями в вычислительной области, а ячейки сетки являются топологическими параллелепипедами (3-х мерный случай). Однако при этом в системе уравнений Навье – Стокса, записанных в криволинейных координатах, появляются дополнительные слагаемые – параметры преобразования, определяющие отображение физической области на пространство обобщенных координат. Эти параметры преобразования имеют форму производных, для которых необходимо проводить дискретизацию, в свою очередь, являющейся дополнительным источником ошибок.

В случае дискретизации системы уравнений Навье – Стокса с использованием квазиортогональной структурированной сетки близки к нулю некоторые параметры преобразования - компоненты метрического тензора преобразования (матрицы Якоби), находящиеся не на главной диагонали данного тензора. В этом случае наблюдается уменьшение погрешности аппроксимации в сравнении с основным случаем регулярной сетки и, следовательно, повышение точности получаемого решения.

Важной особенностью неструктурированных сеток является произвольное расположение узлов сетки в физической области. Эта особенность обуславливает основное преимущество неструктурированных сеток по сравнению с регулярными сетками, которое заклю-

чается в большей гибкости при дискретизации физической области сложной формы. При этом процесс построения неструктурированной сетки в области сложной пространственной формы происходит во много раз быстрее по сравнению с регулярным случаем (в этом случае необходимо использовать многоблочный вариант метода построения сетки). Произвольность расположения узлов сетки следует понимать в том смысле, что отсутствуют сеточные направления и нет структуры сетки, подобной регулярным сеткам. В нерегулярном случае узлы сетки объединяются в многогранники (3-х мерный случай) произвольной формы (как правило - тетраэдры и призмы).

Более подробно с проблемами построения регулярных и нерегулярных сеток можно познакомиться в работах [3-6].

Здесь важно отметить, что разрабатываемая трехмерная численная методика применяется к уравнениям Навье – Стокса, записанным в декартовой системе координат. Очевидно, что такая система координат не создает какие-либо особенности в расчетной области.

Для описания течения газа использовались, записанные в декартовой системе координат, трехмерные нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса, замыкаемые с помощью модели вихревой вязкости и теплопроводности:

Как уже отмечалось выше, в данной работе применяются две различные численные методики расчета газодинамических параметров.

Первая из методик базируется на использовании регулярных сеток. Особенностью указанного метода является реализация принципа расщепления полной системы уравнений динамики вязкого и теплопроводного газа на две группы уравнений, а также применение для интегрирования уравнений каждой из групп различных численных подходов. Первую группу составляют уравнения Навье – Стокса, а вторую — уравнения, описывающие энергетическое состояние газа (уравнение сохранения внутренней энергии, уравнения диффузии химически реагирующих газовых компонент, уравнения колебательной и электронной релаксации). Специфику расчетного подхода составляет алгоритмическое решение процедуры расщепления. Представленный метод основан на использовании для численного интегрирования уравнений Навье – Стокса AUSM [7] конечно-разностных схем и на применении полностью неявных конечно-разностных схем для численного интегрирования уравнения сохранения энергии, которое формулируется в виде уравнения Фурье – Кирхгофа, т.е. относительно температуры [8]. Ранее авторами показано, что использование такого подхода к решению указанных задач аэротермодинамики аэрокосмических аппаратов имеет ряд существенных преимуществ по сравнению полностью явными или неявными численными методиками.

Вторая численная методика основана на решении уравнений Навье – Стокса, записанных в декартовой системе координат, методом контрольного объема. В этом случае применяется нерегулярная сетка, и вся расчетная область разбивается на конечное число непересекающихся контрольных объемов – криволинейных параллелепипедов (тетраэдров), которые покрывают всю расчетную область вплоть до её границы.

В методе контрольного объема для определения газодинамических переменных в произвольный момент времени t необходимо рассчитать потоки массы, импульса и энергии, протекающие через боковые поверхности контрольного объема. Эти потоки находятся путем решения автоматической задачи о распаде произвольного разрыва или путем использования AUSM-метода. Для определения положения в пространстве центра тяжести криволинейного параллелепипеда (гексаэдра), вычисления объема гексаэдра и нахождения единичного вектора внешней нормали \vec{n} к элементу поверхности используются формулы, приведенные в работе [9] (в главе, посвященной методу контрольного объема).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Разработанные численные методики были применены для расчета аэротермодинамики вязкого теплопроводного совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ вблизи поверхности двух типов моделей космических аппаратов: MSL модель (рис.1) и сегментально-коническая модель (рис.2).

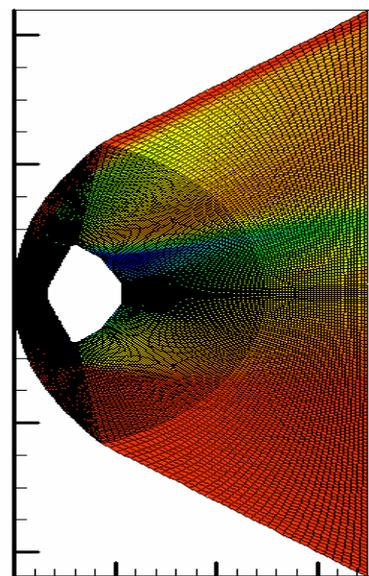


Рис.1. Регулярная расчетная сетка вблизи MSL модели космического спускаемого аппарата

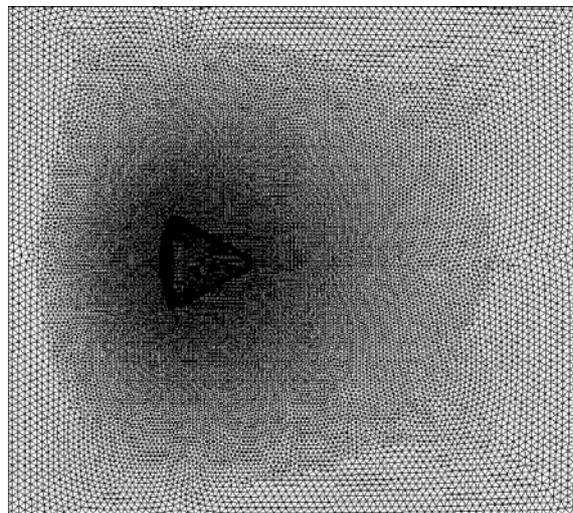


Рис.2. Нерегулярная расчетная сетка вблизи сегментально-конической модели космического спускаемого аппарата

При этом в набегающем на модель космического аппарата невозмущенном потоке были приняты следующие значения газодинамических параметров:

- 1) модель MSL: регулярная сетка, число Маха $M_\infty = 10.31$, давление $P_\infty = 2079.3$ Па, температура $T_\infty = 49.5$ К. Указанные параметры соответствуют экспериментальным данным, приведенным в [10];
- 2) модель MSL: нерегулярная сетка, число Маха $M_\infty = 10.03$, давление $P_\infty = 1068.3$ Па, температура $T_\infty = 51.9$ К. Данные параметры отвечают экспериментальным данным, приведенным в работе [10];
- 3) модель сегментально-конического аппарата: регулярная и нерегулярная сетка, число Маха $M_\infty = 19.1$, давление $P_\infty = 40.2$ Па, температура $T_\infty = 31.1$ К.

Экспериментальные исследования для данных параметров приведены в работе [11].

Проведенные в работе расчеты соответствуют следующим расчетным сеткам:

- регулярная сетка (рис.1) имеет следующее число точек по трем пространственным переменным $150 \times 150 \times 300$. При построении этой сетки применялись аналитические методы, подробно изложенные в работе [12];
- нерегулярная сетка 2 млн. расчетных ячеек (рис.2).

На рис.3–4 показаны распределения чисел Маха для двух типов спускаемых аппаратов. Из данных результатов (рис.3–4) следует известная осесимметричная картина течения: вблизи лобовой поверхности спускаемого аппарата формируется головной скачок уплотнения и пограничный слой, между ними располагается область слабвязкого течения, в области перехода от лобовой поверхности к задней части спускаемого аппарата формируются область волн разрежения, далее по потоку наблюдается “горло” следа, с примыкающими к нему хвостовыми скачками, замыкается течение ближним и дальним следом.

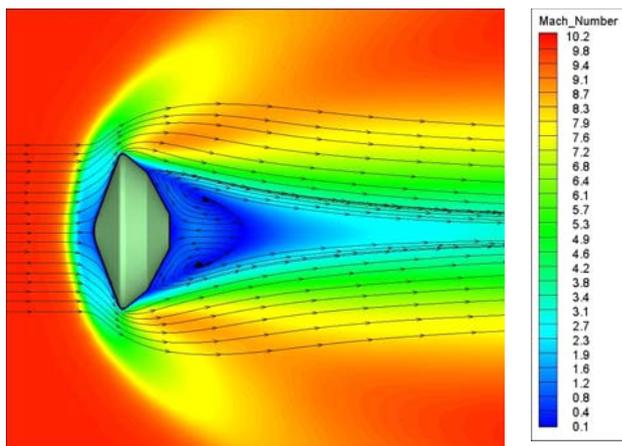


Рис.3. Распределение числа Маха при нулевом угле атаки для MSL-аппарата

Вблизи задней поверхности аппаратов наблюдается торообразная зона возвратно-вихревого течения. За головным скачком уплотнения вблизи поверхности спускаемого аппарата температура ударного сжатого газа достигает значений нескольких тысяч градусов. Здесь необходимо отметить, что в общем случае при высокой температуре для правильного описания картины течения необходимо рассматривать газ, как многокомпонентную химически реагирующую смесь. Од-

нако для указанных здесь исходных данных используется приближение совершенного газа правомерно.

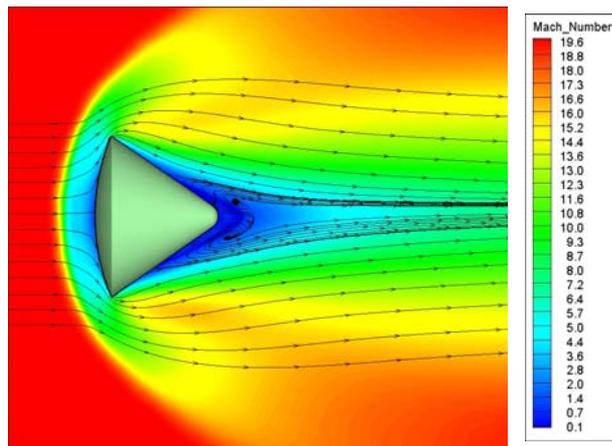


Рис.4. Распределение числа Маха при нулевом угле атаки для сегментально-конического аппарата.

При изменении угла натекания набегающего потока картина течения несколько меняется (см. рис.5–8): форма головной ударной волны теперь становится симметричной по отношению к плоскости симметрии, проходящей через ось симметрии спускаемого аппарата, критическая точка при соответствующем изменении угла атаки $\alpha > 0$ опускается в нижнюю часть (рис.5 – 8), “горло” следа слабо выражено, возвратно-вихревое течение в донной области перестает быть осесимметричным.

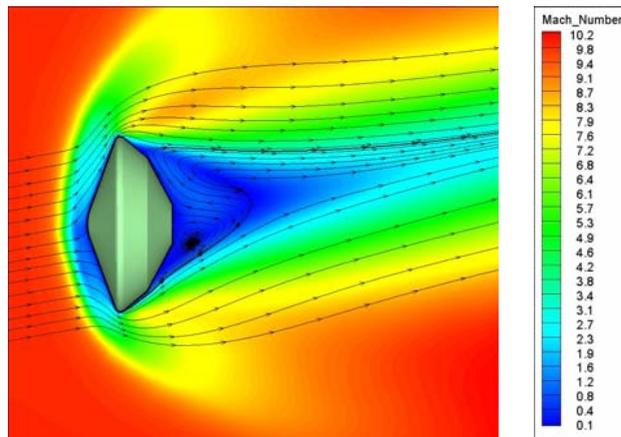


Рис.5. Распределение числа Маха при угле атаки $\alpha = 10^\circ$ для MSL-аппарата

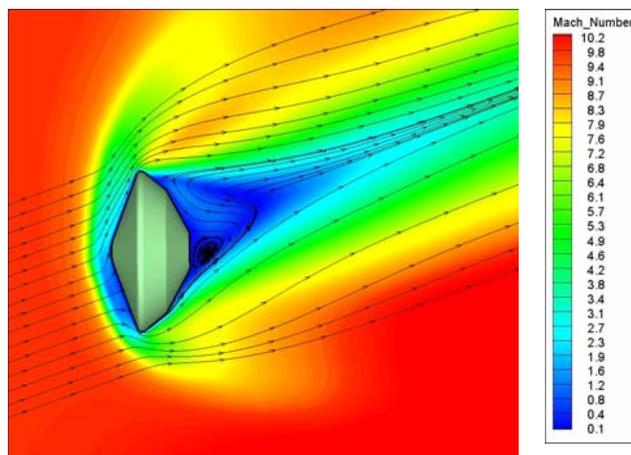


Рис.6. Распределение числа Маха при угле атаки $\alpha = 20^\circ$ для MSL-аппарата

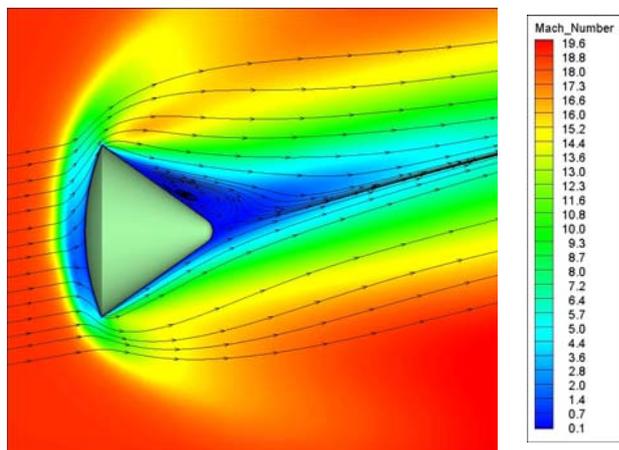


Рис.7. Распределение числа Маха при угле атаки $\alpha = 10^\circ$ для сегментально-конического аппарата

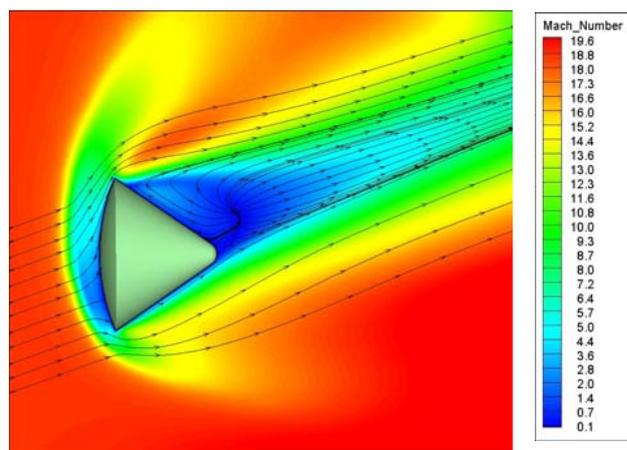


Рис.8. Распределение числа Маха при угле атаки $\alpha = 20^\circ$ для сегментально-конического аппарата

При этом (по сравнению со случаем угла атаки $\alpha < 0$) в зависимости от кривизны поверхности лобовой части спускаемого аппарата могут меняться значения термодинамических параметров в критической точке, а значит значения тепловых потоков (рис.9–10).

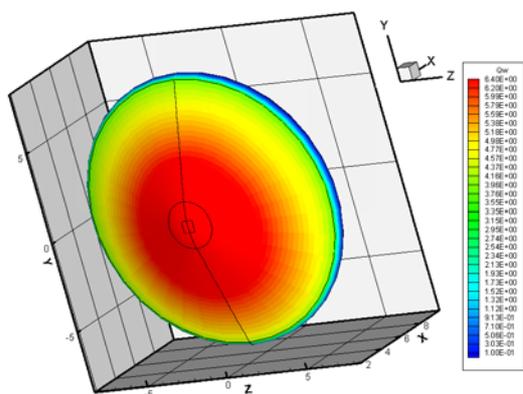


Рис.9 Трехмерное распределение конвективных тепловых потоков [Вт/см²] вблизи лобовой поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ (структурированная сетка)

Из распределений газодинамических параметров также следует, что при увеличении угла атаки головная ударная волна прижимается к нижней (по отношению к оси симметрии) части спускаемого аппарата (рис.5–8). Это приводит к тому, что ударно сжатый и нагретый газ попадает все в большей степени на зад-

нюю поверхность спускаемого аппарата, сильно меняет характер теплообмена (в частности, делая его не осесимметричным) в донной области (рис.10).

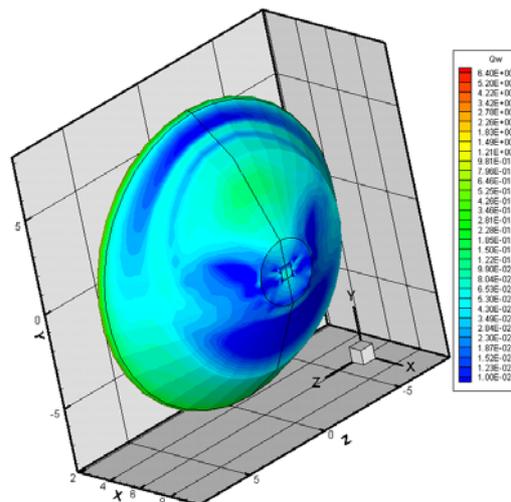


Рис.10 Трехмерное распределение конвективных тепловых потоков [Вт/см²] вблизи задней поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ (структурированная сетка)

Важной особенностью течения при не нулевых углах атаки является появление за задней частью спускаемого аппарата в ближнем следе малых неосесимметричных областей, в которых сходятся линии тока (сингулярная точка течения – рис.11–14). Каждая из этих областей в пространстве представляет собой вихревую линию или поверхность. Топология такого сложного трехмерного течения подробно описана в работе [13].

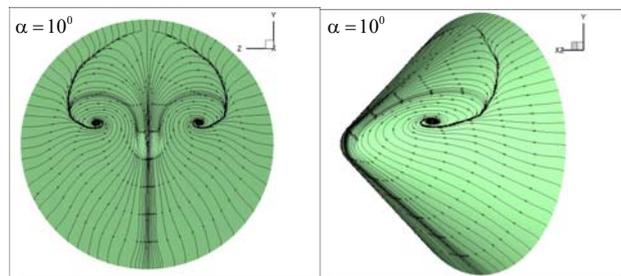


Рис.11 Распределение линий тока на задней поверхности сегментально-конического спускаемого аппарата при угле атаки $\alpha = 10^\circ$

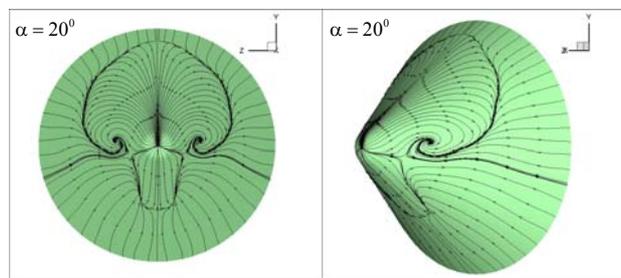


Рис.12. Распределение линий тока на задней поверхности сегментально-конического спускаемого аппарата при угле атаки $\alpha = 20^\circ$

Сравнение распределений числа Маха, приведенных на рис.5–6 (модель MSL) и рис.7–8 (модель сегментально-коническая), показывает, что возвратно-вихревое течение у разных по форме аппаратов наблюдается в разных пространственных областях: в нижней части (по

отношению к оси симметрии) донной области для MSL-аппарата (рис.5–6) и в верхней части для сегментально-конического аппарата (рис.7–8). Это замечание, касающееся пространственного характера течения в донной области, позволяет сделать вывод, что пространственное расположения сингулярных точек и поверхностей зависит от угла атаки, теплофизических условий в набегающем потоке и пространственной формы спускаемого аппарата.

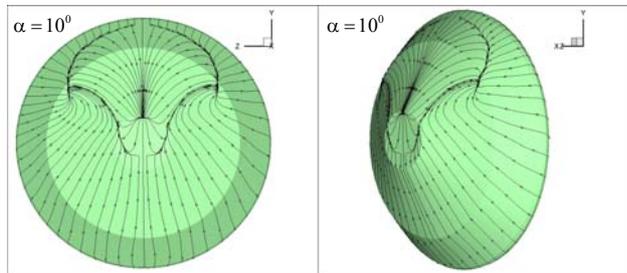


Рис.13. Распределение линий тока на задней поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 10^\circ$

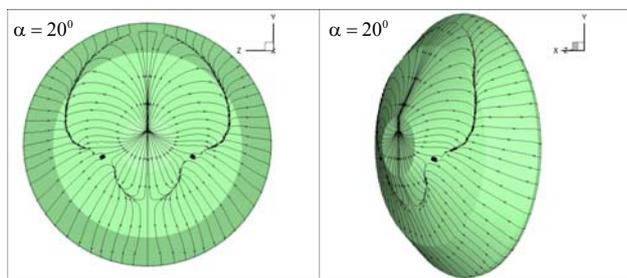


Рис.14. Распределение линий тока на задней поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 20^\circ$

На рис. 15–17 показано распределение давления (рис.15), продольной скорости (рис.16) и температуры (рис.17) в плоскости симметрии течения для модели MSL (регулярная сетка) при следующих значениях аэротермодинамических параметров в набегающем потоке: угол атаки $\alpha = 5^\circ$, число Маха $M_\infty = 10.31$, давление $P_\infty = 2079.3$ Па, температура $T_\infty = 49.5$ К. Поверхностное распределение конвективного теплового потока для аналогичной расчетной сетки и условий в набегающем потоке приведены на рис.9–10.

Из этих распределений следует, что максимальные значения теплофизических величин ($P \approx 210$ Па, $T \approx 1100$ К, $q \approx 10$ Вт/см²) реализуются в точке торможения потока на лобовой поверхности спускаемого аппарата. На задней поверхности спускаемого аппарата наибольшие значения аналогичные величины ($T \approx 700$ К, $q \approx 0.5$ Вт/см²) достигают в зоне сингулярности потока и в нижней (по отношению к оси симметрии) части спускаемого аппарата, где максимально влияние головной ударной волны.

Сравнение интенсивности конвективного нагрева, предсказываемого расчетами (регулярная сетка, сегментально-конический спускаемый аппарат), с экспериментальными данными, приведенными в работе [14], дано на рис.18. В этом случае максимальные значения конвективного теплового потока также наблюдаются в точке торможения, но уровень их значений существенно ниже и составляет величину $q \approx 1$ Вт/см².

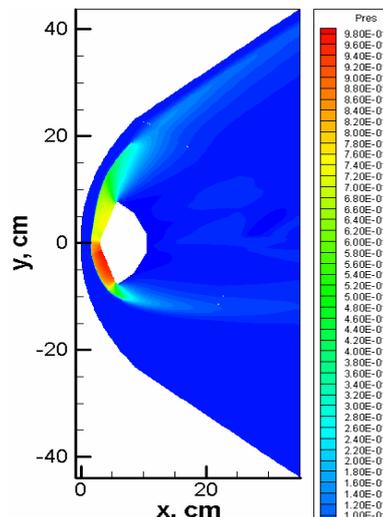


Рис.15. Распределение относительного давления ($0.1P/P_\infty$) вблизи поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ (структурированная сетка)

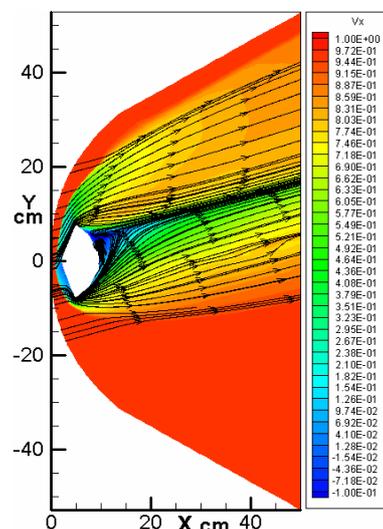


Рис.16. Распределение относительной продольной скорости (V_x/V_∞) вблизи поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ (структурированная сетка)

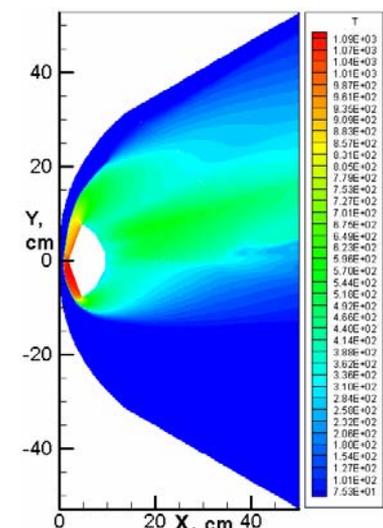


Рис.17. Распределение температуры [K] вблизи поверхности MSL- аппарата при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ (структурированная сетка)

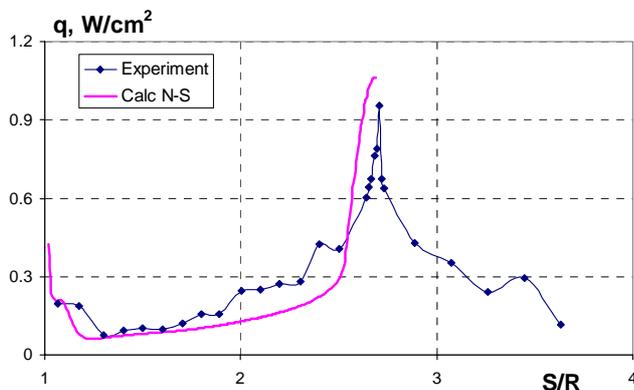


Рис.18. Конвективный поток на подветренной поверхности сегментально-конического спускаемого аппарата $M_\infty = 19.8$. Угол атаки $\alpha = 0^\circ$ (кривая с точками - эксперимент, сплошная кривая – расчет на регулярной сетке). Продольная координата поверхности (от передней критической точки) отнесена к радиусу Миделя R

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны трехмерные вычислительные коды, позволяющие проводить численное моделирование обтекания космических спускаемых аппаратов различной формы сверхзвуковым потоком совершенного газа с использованием структурированных и неструктурированных сеток. Выполнены численные исследования при различных условиях в набегающем потоке.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 07-01-00133 (разработка пространственной модели движения химически реагирующего газа), а также в рамках Программы фундаментальных исследований РАН (создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых потоков) и Программы министерства образования и науки Российской Федерации РНПВШ 2.1.1/4693 (создание гибридных радиационно-столкновительных моделей аэрофизики).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Surzhikov S.T. 2D CFD/RGD Model of Space Vehicles //Proc. of the Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. October 2003, Lisbon, Portugal, European Space Agency, SP-533, 2003. – P.95-102
2. Surzhikov S.T. Numerical Simulation of Heat Generated by Entry Space Vehicle // AIAA 2004-2379, 2004, 11 p.
3. Liseikin V.D. Grid generation methods. Berlin: Springer, 1999.
4. Скворцов А.В. Обзор алгоритмов построения триангуляции Делоне // Вычислительные методы и программирование, 2002, №3, с. 14-39.
5. Скворцов А.В. Алгоритмы построения триангуляции с ограничениями // Вычислительные методы и программирование, 2002, №3, с. 82-92.
6. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трехмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006
7. Edwards, J.R., Lion M.-S. Low – Diffusion Flux – Splitting Methods for Flow at all Speeds // AIAA Journal. – 1998. – Vol.36. - №9. – P.1610 - 1617
8. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. Москва. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, стр. 639
9. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. Москва. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, стр. 543
10. Brian R. Hollis, Arnold S. Collier. Turbulent Aeroheating Testing of Mars Science Laboratory Entry Vehicle in Perfect-Gas Nitrogen., AIAA Paper 2007-1208,
11. Borovoi V.Ya., Skuratov, A.S., Surzhikov, S.T. Study of Convective Heating of Segmental-Conical Martian Descent Vehicle In Shock Wind Tunnel. AIAA Paper 2004-2634, Reno, NV, 2004
12. Суржиков С.Т. Аналитические методы построения конечно-разностных сеток для расчета аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов // Вестник МГТУ. Серия “Машиностроения”. – 2004. – №2 – с. 24 – 50
13. M. Tobak and D.J. Peake. “Topology of Three-dimensional Separated Flows”. Annual Review of Fluid Mechanics, 14: 61 – 85, 1982