

ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА FIRE II ПОД УГЛОМ АТАКИ

А.Л. Железнякова, С.Т.Суржиков

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

Аннотация

Представлены результаты численного моделирования обтекания сверхзвуковым потоком идеального газа конфигурации спускаемого космического аппарата Fire II. В расчетах, условия невозмущенного набегающего потока соответствовали некоторой точке последнего участка траектории входа Fire II в атмосферу [1].

Моделирование проводилось с использованием уравнений Навье–Стокса с учетом сжимаемости в трехмерной постановке, в системе с уравнением неразрывности и уравнением энергии на неструктурированных сетках.

Для замыкания исходной системы уравнений применялись двухпараметрические $k-\omega$ [2, 3], BSL (baseline) $k-\omega$ [4,5] и SST (shear stress transport) $k-\omega$ [5,6] модели турбулентности, а также SSG (Sarkar, Speziale и Gatski) и LRR (Launder, Reece и Rodi) модели Рейнольдсовых напряжений [7, 8]; проводились расчеты с использованием ламинарной модели.

В работе излагаются расчетно-теоретические методы исследования космического аппарата Fire II, а так же методы, применявшиеся при построении расчетных сеток.

Методами вычислительной аэродинамики исследовались особенности структуры полей течения и теплофизические процессы во всей возмущенной области вокруг аппарата от головной ударной волны до дальнего следа, поведение местных аэродинамических и тепловых характеристик. Изучалась структура сложных трехмерных вихревых течений у поверхности летательного аппарата. Моделировались условия набегающего потока, соответствующие различным точкам возможных траекторий входа космического аппарата в атмосферу. Вычисления проводились для различных углов атаки от $\alpha = 0^\circ$ до $\alpha = 20^\circ$. Исследовалось влияние угла атаки и используемой модели турбулентности на поле течения, вихревые приповерхностные течения и местные аэродинамические и тепловые характеристики вдоль передней (носовой) и задней поверхностей. Полученные расчетные результаты сопоставлялись с данными летных испытаний, лабораторных экспериментов и результатами предыдущих вычислений [1].

FLOW FIELD AROUND FIRE II SPACE VEHICLE UNDER ANGLE OF ATTACK

Three-dimensional compressible Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) simulations of the Fire II reentry configuration has been performed on unstructured grids. The free stream conditions at a point in the later part of the real trajectory were used for simulation and for comparison with [1]. A laminar flow model and several turbulence models were applied to the case of a Mach 16 supersonic flow over a Fire II configuration: two-equation Wilcox $k-\omega$ [2, 3], baseline (BSL) $k-\omega$ [4, 5], shear stress transport (SST) $k-\omega$ models [5, 6] and Reynolds stress turbulence models, namely Sarkar, Speziale and Gatski (SSG) and Launder, Reece and Rodi's (LRR) models [7, 8]. A comparative study of these models is considered. Effects of varying angle of attack and turbulence models on the hypersonic flow field, on the surface properties such as heat transfer rate and surface skin friction lines were investigated. Results are compared with flight data [9-11] and previous numerical results [1].

1. ВВЕДЕНИЕ

При движении в атмосфере спускаемые летательные аппараты подвергаются большим тепловым и динамическим нагрузкам. Тепловые нагрузки на заднюю поверхность не такие значительные, как на переднюю. Проведенные расчеты показывают, что для Fire II конвективный тепловой поток, приходящийся на заднюю поверхность аппарата, составляет всего около 2–3% от максимального, вблизи передней критической точки. Несмотря на это, численное моделирование теплового состояния задней поверхности также необходимо при проектировании тепловой защиты этой поверхности.

Вычисление тепловых потоков сильно усложняется, тем, что на рассматриваемом заключительном этапе спуска, течение около летательного аппарата может переходить в турбулентное, особенно в области следа. Изменение режима течения может стать причиной значительного повышения теплового потока к поверхности аппарата, а вычисление тепловых потоков для турбулентного течения – более сложная задача, чем для ламинарного случая.

Основная проблема заключается в выборе турбулентной модели наиболее подходящей для исследуемых в данной работе процессов обтекания. Обычно при проектировании тепловых щитов неточность, связанная с неопределенностью в выборе турбулентной модели компенсируется большим коэффициентом запаса.

Летные испытания [9–11], с которыми сравнивались результаты моделирования, включают как термодинамически неравновесные, так и равновесные режимы течения. В ходе этого эксперимента проводятся измерения радиационного и общего теплового потока к передней и задней поверхностям.

Одна из целей настоящей работы – понимание поведения различных турбулентных моделей для потока совершенного газа при небольших числах Рейнольдса и значительных числах Маха, порядка $M = 16$, что соответствует условиям спуска.

Угол входа летательного аппарата Fire II в атмосферу составлял порядка 3° . Скорость движения при входе превышала вторую космическую и составляла 11327 м/с. Вследствие дальнейшего взаимодействия с атмосферой угол атаки постепенно возрастал, прини-

мая значения 7.7° , 13° и максимум 19.5° на заключительном этапе эксперимента. Увеличение угла атаки является причиной, изменения физических характеристик аппарата Fire II в процессе спуска. Поэтому необходимо проводить моделирование полей течения около спускаемой капсулы и расчет местных характеристик при угле атаки отличном от нуля. Результаты расчетов полей течения около спускаемой капсулы при $\alpha \neq 0^\circ$ показывают, что течение в следе за аппаратом является крайне асимметричным.

В большинстве предшествующих работ по вычислительной аэродинамике спускаемых космических аппаратов внимание уделялось исследованию тепловых и динамических нагрузок на заднюю поверхность аппарата и аэротермодинамики следа за ним, кроме того вычисления проводились в основном для нулевого угла атаки. В данной статье представлены результаты трехмерного RANS моделирования конфигурации Fire II при различных углах атаки. В настоящей работе исследовалось влияние угла атаки и используемой модели турбулентности на поле течения около спускаемого космического аппарата, в том числе, на структуру сложных трехмерных приповерхностных течений, и местные тепловые и аэродинамические характеристики как задней, так и передней поверхностей Fire II. В статье приводятся геометрическая модель летательного аппарата и условия эксперимента, описание применяемых вычислительных моделей и методики построения расчетных сеток, результаты расчетов полей течения при различных углах атаки и местных характеристик течения для различных турбулентных моделей. Результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментальными данными и с результатами предыдущих расчетов [1].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Геометрическая модель летательного аппарата

Цель программы полетов Fire II [10] состояла в исследовании окружающего нагрева летательного аппарата, характерной для спускаемых аппаратов космических кораблей "Аполлон" формы, входившего в земную атмосферу на скорости, превышающей вторую космическую скорость. Изучение поля течения около задней поверхности этой конфигурации проводилось в условиях реального спуска в атмосфере Земли.

Fire II представляет собой полностью автоматизированный космический летательный аппарат, состоящий из двигательной установки и спускаемого модуля. Компонентная схема спускаемого модуля [10] показана на рис. 1.

Модуль состоит из затупленной передней поверхности 4 и конической задней поверхности 8. Передняя часть модуля имеет многослойную структуру и включает три бериллиевых тепловых экрана 1, 2, 3, чередующихся с тремя фенольно-асбестовыми теплозащитными прослойками 6. Первые два слоя тепловой защиты отстреливаются в процессе спуска. Третий тепловой щит не отстреливается и определяет форму летательного аппарата на последнем участке траектории спуска, который исследуется в данной работе. Задняя поверхность представляет собой усеченный конус с углом 66° .

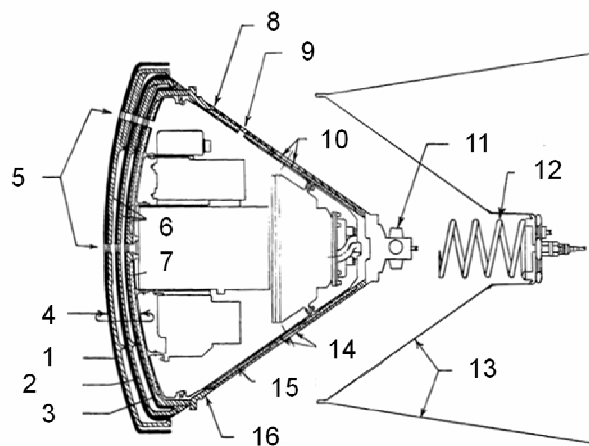


Рис. 1. Спускаемый космический аппарат Fire II с трехслойной тепловой защитой передней поверхности и держателем 1, 2, 3 – бериллиевые тепловые щиты; 4 – передняя поверхность аппарата; 5 – радиометрические окна 6 – фенольно-асбестовые прослойки; 7, 15 – теплоизоляция; 8 – задняя поверхность (конус с углом 66°); 9 – радиометрическое окно пропускания волн оптического диапазона; 10, 14 – телеметрические антенны; 11 – антенна С-диапазона; 12 – механизм отделения спускаемого модуля; 13 – держатель; 16 – фенольно-асбестовая защита

Конус задней поверхности аппарата (рис. 2) был оснащен двенадцатью калориметрами, расположенными по окружности вдоль трех радиальных направлений, соответствующих углам ($\varphi = 0^\circ, 120^\circ$ и 240°). Значения температуры, зафиксированные датчиками на высоте 35 км, обрабатываются для получения теплового потока на поверхности и используются для сравнения с результатами, полученными методами вычислительной аэродинамики. Изменение угла атаки Fire II по времени вычислялось с помощью измерений гироскопа и акселерометра, находящихся на борту спускаемого аппарата, при этом использовались результаты статических и аэродинамических измерений, полученных в аэродинамической трубе. Данные передавались в процессе спуска. Аэродинамические силы и моменты вычислялись на основании данных полученных с помощью акселерометра и гироскопа соответственно.

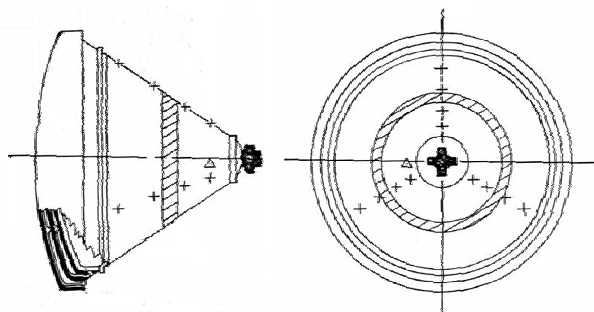


Рис. 2. Приборное оснащение спускаемого аппарата Fire II
+ - калориметры; Δ - датчик давления

Линия, очерчивающая внешний контур геометрии Fire II, моделируемой в данной работе, представлена на рис.3. Геометрическая модель модуля (рис. 3) имеет некоторые упрощения, принятые по аналогии с работой [1], в частности антенна 11, на основании модуля (рис. 1) в расчетах заменена плоской поверхностью.

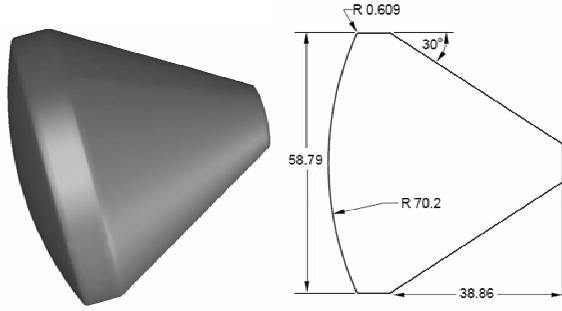


Рис.3. Внешний контур геометрической модели модуля, использовавшейся для вычислений. Все размеры в сантиметрах

2.2. Условия набегающего потока

В данной работе моделировались условия, задающие невозмущенный набегающий поток в точке конечного участка траектории аппарата, которая соответствует одной из наименьших высот и для которой были доступны измерения (Табл. 1).

Таблица 1. Условия набегающего потока, использовавшиеся при моделировании течения около Fige II

Высота (км)	35
Число Маха	16.0
Температура, набегающего потока (К)	237
Плотность, набегающего потока (кг/м ³)	0.0082
Скорость потока (км/с)	5.0
Температура поверхности модуля (К)	553.3
Угол атаки (градусы)	0, 5, 10, 15, 20
Число Рейнольдса (10 ⁶)	1.76

3. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МОДЕЛИ

3.1. Исходная система уравнений

Поле течения вокруг спускаемого космического аппарата моделировалось с использованием уравнений Навье–Стокса (1)–(3) в трехмерной постановке, в системе с уравнением неразрывности (4) и уравнением энергии (5).

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (4)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad} T = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad} p + \mu \Phi, \quad (5)$$

где диссипативная функция определяется как

$$\Phi = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \quad (6)$$

Для замыкания исходной системы уравнений применялись двухпараметрические модели турбулентности и модели Рейнольдсовых напряжений.

3.2. k-ω модель [2,3]

В двухпараметрических моделях решаются два отдельных уравнения переноса, определяющих турбулентную скорость и пространственный масштаб турбулентного движения (длину пути смешения). Такие модели используют градиентную гипотезу Буссинеска, связывающую Рейнольдсовые напряжения с осредненными градиентами скоростей и турбулентной вязкостью. В рамках этой гипотезы вводится предположение о изотропности турбулентной вязкости.

В рассматриваемых двухпараметрических моделях масштаб турбулентной скорости вычисляется через турбулентную кинетическую энергию, которая находится из решения соответствующего уравнения переноса. Пространственный масштаб турбулентности определяется с использованием двух параметров потока, обычно это турбулентная кинетическая энергия и скорость турбулентной диссипации. Скорость диссипации турбулентной кинетической энергии также определяется из соответствующего уравнения переноса.

k-ω-модель предполагает следующее соотношение для турбулентной вязкости [2, 3]:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (7)$$

Модель предполагает решение двух уравнений переноса, одно для турбулентной кинетической энергии (8), другое для частоты турбулентных пульсаций (9).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2, \quad (9)$$

где P_k – производство турбулентной кинетической энергии:

$$P_k = \mu_t \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3 \mu_t \nabla \cdot U + \rho k) \quad (10)$$

Значения констант модели:

$$\beta' = 0.09, \quad \alpha = 5/9, \quad \beta = 0.075, \quad \sigma_k = 2, \quad \sigma_\omega = 2 \quad (11)$$

3.3. BSL (Baseline) k-ω модель [4, 5]

BSL k-ω это гибридная модель турбулентности, включающая себя подходы k-ω модели в пристеночных областях и k-ε модели в областях, находящихся на достаточном удалении от стенки. Данный гибридный метод заключается в некотором преобра-

зовании $k-\varepsilon$ модели к $k-\omega$ формулировке. Уравнения видоизмененной $k-\varepsilon$ модели, дополняются стыковочной функцией $1-F_1$. Данная функция принимает значение $F_1=1$ вблизи поверхности и обращается в ноль за пределами пограничного слоя, т.е. на линии границы погранслоя и за его пределами $k-\varepsilon$ модель возвращается к первоначальной, стандартной формулировке.

$k-\omega$ модель:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \nabla \omega \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (13)$$

Преобразованная $k-\varepsilon$ модель:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (14)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \nabla \omega \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \nabla k \nabla \omega + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \rho \omega^2 \quad (15)$$

Уравнения видоизмененной $k-\varepsilon$ модели, дополняются стыковочной функцией $1-F_1$:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (16)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1-F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \nabla k \nabla \omega + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 \quad (17)$$

Коэффициенты новой модели – линейная комбинация соответствующих коэффициентов моделей, лежащих в основе метода:

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1-F_1) \Phi_2, \quad (18)$$

следовательно, константы модели определяются следующим образом:

$$\beta' = 0.09 \quad \alpha_1 = 5/9 \quad \beta_1 = 0.075 \quad \sigma_{k1} = 2 \quad \sigma_{\omega 1} = 2 \quad (19)$$

$$\alpha_2 = 0.44 \quad \beta_2 = 0.0828 \quad \sigma_{k2} = 1 \quad \sigma_{\omega 2} = 1/0.856$$

3.4. Shear Stress Transport (SST) $k-\omega$ модель [5, 6]

В основу модели переноса касательных напряжений или SST (Shear Stress Transport) модели входят те же самые уравнения переноса, что и в предыдущую BSL $k-\omega$ -модель, уравнение переноса для частоты турбулентных пульсаций видоизмененной $k-\varepsilon$ -модели, дополненное стыковочной функцией $1-F_1$ (17) и уравнение переноса турбулентной кинетической энергии (16). Особенность в том, что в рассматриваемом методе применяется более сложная формулировка турбулентной вязкости, с ограничением:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)}, \quad \text{где } \nu_t = \mu_t / \rho, \quad (20)$$

где F_2 – стыковочная функция, аналогичная функции F_1 предыдущей модели.

Еще одно существенное различие заключается в определении стыковочных функций (причина успеха метода), которые в данной модели представляют собой сложные функции безразмерной координаты стенки y и параметров турбулентного потока:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{C D_{kw} \sigma_{\omega 2} y^2} \right] \quad (21)$$

$$C D_{kw} = \max \left(2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10} \right)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(\frac{2 \sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (22)$$

Коэффициенты SST модели, так же как и в предыдущем случае получаются как линейная комбинация коэффициентов $k-\omega$ и $k-\varepsilon$ моделей (18, 19).

3.5. Модели рейнольдсовых напряжений [7, 8]

Модели переноса рейнольдсовых напряжений (Reynolds Stress Models) не используют градиентной гипотезы Буссинеска, связывающей Рейнольдсовы напряжения с осредненными градиентами скоростей и турбулентной вязкостью, а определяют турбулентные напряжения непосредственно решением уравнений переноса для каждого компонента тензора напряжений. Метод требует решения дополнительных 6-ти взаимозависимых уравнений, совместно с уравнением для скорости турбулентной диссипации ε , которое решается для определения пространственного масштаба турбулентности.

Дифференциальное уравнение переноса рейнольдсовых напряжений:

$$\frac{\partial \rho \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes \overline{u_i u_j}) = P + \phi + \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{2}{3} c_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \nabla u_i \otimes u_j \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon, \quad (21)$$

где P – часть, отвечающая за производство

$$P = -\rho \left(\overline{u_i u_j} (\nabla U)^T + (\nabla U) \overline{u_i u_j} \right) \quad (22)$$

Уравнение переноса рейнольдсовых напряжений в тензорной записи:

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \tau_{ij})}{\partial x_k} = P_{ij} + \phi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + c_{ij} \right) - \varepsilon_{ij}, \quad (23)$$

где $\tau_{ij} = \overline{\rho u_i u_j}$ – тензор рейнольдсовых напряжений, $\varepsilon_{ij} = 2/3 \delta_{ij} \rho \varepsilon$ – определение диссипации с использованием гипотезы Колмогорова о локальной изотропии, $c_{ij} = \frac{2}{3} c_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right)$ – турбулентный перенос [Launder, Reece and Rodi].

Система уравнений для модели рейнольдсовых напряжений: дифференциальное уравнение переноса для тензора рейнольдсовых напряжений

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \rho \overline{u_i u_j}) = P_{ij} + \phi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{2}{3} c_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon, \quad (24)$$

и уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \varepsilon) = \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] \quad (25)$$

Корреляция давления и деформации может быть представлена в виде

$$\phi_{ij} = \phi_{ij1} + \phi_{ij2}, \quad (26)$$

где

$$\phi_{ij1} = -\rho \varepsilon \left[C_{s1} a + C_{s2} \left(a a - \frac{1}{3} a \cdot a \delta \right) \right] \quad (27)$$

$$\phi_{ij2} = -C_{r1} P a + C_{r2} \rho k S - C_{r3} \rho k S \sqrt{a \cdot a} + C_{r4} \rho k \times \left(a S^T + S a^T - \frac{2}{3} a \cdot S \delta \right) + C_{r5} \rho k (a W^T + W a^T), \quad (28)$$

a – тензор анизотропии; S – скорость деформации; W – завихренность.

$$a = \frac{\overline{u \otimes u}}{k} - \frac{2}{3} \delta, \quad S = \frac{1}{2} (\nabla U + (\nabla U)^T) \quad (29)$$

$$W = \frac{1}{2} (\nabla U - (\nabla U)^T)$$

Выше приведена общая форма записи для корреляции. В зависимости от значений соответствующих коэффициентов корреляция может быть линейной и квадратичной. По значениям коэффициентов корреляции различают три стандартных модели рейнольдсовых напряжений.

В LRR-IP и LRR-QI [Launder, Reece и Rodi] моделях (“IP” – Isotropisation of Production, “QI” – Quasi-Isotropic) [8] – корреляция линейная (см. таблицу 2). SSG модель была разработана Speziale, Sarkar и Gatski [7]. Это модель использует квадратичную корреляцию (таблица 2). В таблице 2 приведены значения соответствующих констант для каждой из моделей.

Таблица 2. Значения констант для LRR и SSG моделей турбулентности

Model	c_s	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	C_{s1}	C_{s2}
LRR-IP	0.22	1.45	1.9	1.8	0.0
LRR-QI	0.22	1.45	1.9	1.8	0.0
SSG	0.22	1.45	1.83	1.7	-1.05
Model	C_{r1}	C_{r2}	C_{r3}	C_{r4}	C_{r5}
LRR-IP	0.0	0.8	0.0	0.6	0.6
LRR-QI	0.0	0.8	0.0	0.873	0.655
SSG	0.9	0.8	0.65	0.625	0.2

3.6. Краткий анализ примененных моделей турбулентности

$k-\omega$ модель турбулентности. Одним из преимуществ $k-\omega$ модели является применимость данной формулировки к моделированию пристеночных течений при больших продольных перепадах давления. Модель не включает сложную нелинейную демпфирующую функцию, учитывающую влияние вязкости на характеристики турбулентности в окрестности стенки, необходимую для $k-\varepsilon$ модели, поэтому $k-\omega$ модель обладает менее высокой точностью решения, но при этом метод не такой трудоемкий.

Главный недостаток $k-\omega$ модели это сильная чувствительность к условиям набегающего потока. Вследствие зависимости от параметра частоты турбулентных пульсаций ω , принимаемого на входе в расчетную область, может быть получен значительный разброс в результатах моделирования. Кроме того, рассматриваемый метод имеет низкую точность решения в области свободного течения.

BSL $k-\omega$ модель. Метод сочетает преимущества $k-\omega$ и $k-\varepsilon$ моделей применительно к пристеночным течениям и области свободного течения соответственно. Благодаря применению гибридного метода, устранен эффект чувствительности к параметрам свободного потока (в частности к ω).

При применении гибридных моделей, часть проблем удастся избежать, однако характеристики таких моделей существенно ухудшаются при наличии отрывных течений. В результате при использовании гибридной BSL модели турбулентности плохо предсказывается отрыв потока под действием неблагоприятного градиента давления. Модель дает завышенные значения турбулентной вязкости, так обе $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ модели не учитывают перенос касательных напряжений.

Shear Stress Transport (SST) $k-\omega$ модель. Модель обладает всеми преимуществами BSL модели турбулентности. SST-модель переноса касательных напряжений является столь же экономичной, как и $k-\varepsilon$ модель, но обеспечивает более высокое качество воспроизведения процессов для широкого ряда потоков и граничных условий. Она учитывает перенос касательных напряжений, и дает очень точное предсказание отрыва потока при неблагоприятных градиентах давления.

Модели рейнольдсовых напряжений. Данные модели дают самые лучшие результаты в случае сложных течений, при наличии закрутки потока или сложной геометрии. Модели переноса рейнольдсовых напряжений не используют градиентной гипотезы Буссинеска, так как при моделировании сложных полей деформации необходимо использовать более сложную связь между напряжением и скоростью деформации. Модели переноса рейнольдсовых напряжений определяют турбулентные напряжения непосредственно решением уравнений переноса для каждого компонента тензора напряжений.

Как показывает практика, учет анизотропии касательных напряжений, т.е. использование полного тензора в моделях высокого порядка, для многих случаев, не дает никаких преимуществ по сравнению с двухпараметрическими моделями, хотя требует значительно больших вычислительных ресурсов. К тому же модели рейнольдсовых напряжений имеют худшую сходимость из-за сильной связи уравнений.

4. ПОСТРОЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ СЕТОК

В настоящей работе моделирование трехмерного поля течения около конфигурации Fire II проводилось с использованием неструктурированных тетраэдральных сеток.

На рис. 4 представлены различные фрагменты неструктурированной расчетной сетки, применявшейся для моделирования внешнего обтекания модели спускаемого космического аппарата Fire II. Из рисунка хорошо видна степень сгущения узлов сетки к обтекаемой поверхности. Размер ячеек, непосредственно прилегающих к поверхностям Fire II 10^{-4} м, что является достаточным для определения местных аэродинамических и тепловых характеристик передней и задней поверхностей космического аппарата. Размерность сетки 1188329 тетраэдральных элементов.

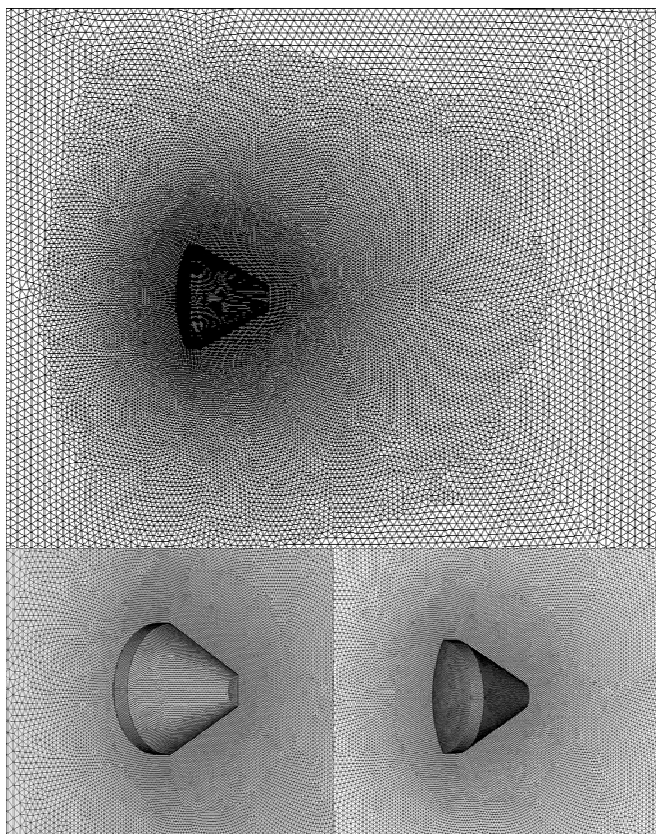


Рис. 4. Фрагменты трехмерной расчетной сетки. Внизу показана структура сетки вблизи обтекаемого модуля и на его передней и задней поверхностях

Неструктурированные сетки имеют бесспорное преимущество в том, что:

- для большинства задач, представляющих практический интерес, форма расчетной области очень сложна, и построение структурированной расчетной сетки в этом случае становится чрезвычайно трудоемким даже при использовании многооблочного подхода. Таким образом, неструктурированные сетки могут быть приспособлены к любой желаемой геометрии (сетка имеет большую гибкость, применительно к сложным геометриям);
- процесс построения неструктурированных сеток может быть автоматизирован в высокой степени. Это может существенно сократить временные затраты на генерацию сеток. Построение качественной неструктурированной сетки занимает макси-

мум несколько часов. Для создания структурированной сетки иногда требуется несколько недель;

- неструктурированные сетки проще генерировать.

Неструктурированный метод имеет ряд недостатков:

- данный метод обладает невысокой точностью, так как тетраэдр не имеет параллельных граней. Для получения результатов с требуемой точностью необходимо гораздо больше расчетных элементов, чем в случае применения структурированной сетки;
- сетка должна быть в высокой степени изотропна. Соседние элементы могут лишь очень незначительно отличаться по форме и размерам. Это также приводит к существенному увеличению числа необходимых расчетных элементов;
- неструктурированная сетка зависит от качества самой геометрической модели. Даже незначительная ошибка в задании геометрии может сделать построение таких сеток невозможным;
- также некоторые трудности возникают при интерполяции расчетных данных на неструктурированных сетках, для наглядного представления результатов расчетов в требуемых плоскостях и на поверхностях;
- решатель, использующий неструктурированные сетки, требует больше памяти и расчетного времени. Численные алгоритмы, основывающиеся на неструктурированной топологии сетки более трудоемкие и сложные. Это связано с увеличением числа ячеек и граней по сравнению с шестигранными сетками. Тетраэдральная сетка из N узлов имеет около $6N$ ячеек и $12N$ граней, в то время как шестигранная состоит из порядка N ячеек и $3N$ граней;
- для записи и хранения неструктурированных сеток требуется больше информации (дополнительная память требуется для хранения информации о связях ячеек сетки).

Производительность современных компьютеров и развитие параллельных вычислений позволяет решать все перечисленные выше проблемы, возникающие при использовании неструктурированного метода.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 5, 6 помещены результаты численного моделирования в виде полей чисел Маха при различных углах атаки. В каждом случае данные представлены в центральном осевом сечении, в плоскости наклона. Наиболее яркие особенности структуры течения отмечены на рис. 5, результаты соответствуют нулевому углу атаки.

Структура течения включает головную ударную волну, отстоящую от передней части летательного аппарата; обширную зону формирования возвратных течений, прилегающую к задней поверхности Fire II сразу за точкой отрыва пограничного слоя; зону рециркуляции за летательным аппаратом. Внешний вязкий поток над рециркуляционной зоной разворачивается в направлении от оси, образуя ударную волну повторного сжатия, отходящую от горловины потока. Поток, натекающий на лобовую поверхность спускаемого аппарата, испытывает сильное сжатие и после-

дующее расширение при стекании с кромки переднего теплового щита, образуя область расширения потока.

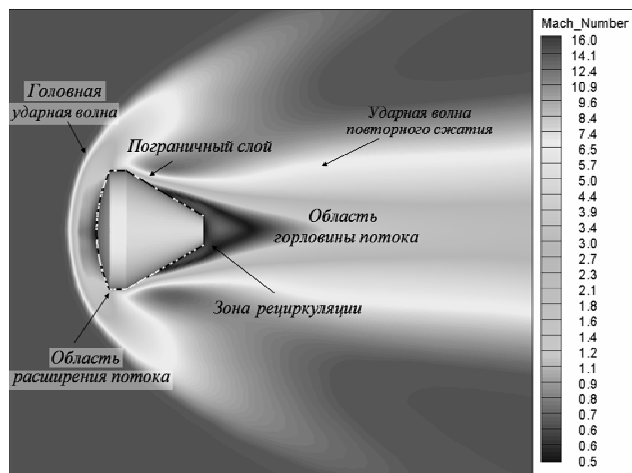


Рис. 5. Некоторые особенности структуры поля течения при нулевом угле атаки

Сама форма головной ударной волны существенно изменяется при вариации угла атаки (рис. 6). Ударная волна симметрична относительно оси при нулевом угле атаки. При возрастании угла атаки, головная ударная волна все больше прилегает к наветренной стороне (результат сильного сжатия потока), и отходит от подветренной стороны передней части летательного аппарата. Застойная область, вблизи носовой части капсулы также постепенно смещается вниз с ростом угла атаки.

Главный эффект от изменения угла атаки выражается в изменении формы и размера рециркуляционной области за капсулой и изменения структуры течения (рис. 6). При нулевом угле атаки отрыв пограничного слоя происходит сразу после затекания потока на усеченный конус задней поверхности летательного аппарата, при этом образуется осесимметричная рециркуляционная зона, прилегающая к задней поверхности.

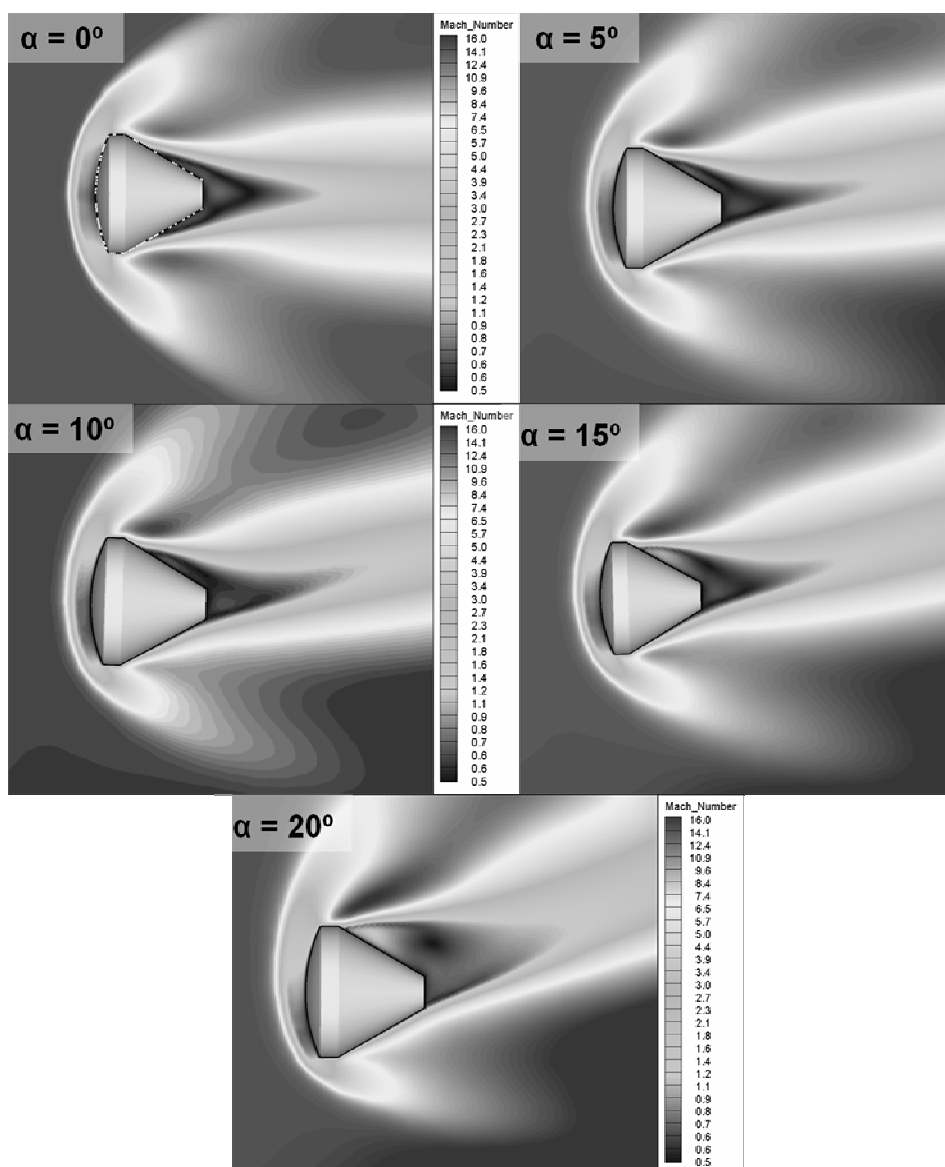


Рис. 6. Поля течения около спускаемого аппарата Fire II в плоскости наклона при различных углах атаки. Распределения числа Маха

При угле набегания потока не равном нулю зона возвратных течений за Fire II наклонена и меньше в размерах. При $\alpha \neq 0^\circ$ набегающий поток плавно обтекает наветренную сторону усеченного конуса задней поверхности, без образования отрывных течений, хотя на подветренной стороне отрывная зона сохраняется и не изменяет расположения. При $\alpha = 5^\circ$ след за обтекаемым телом меньше, чем в случае нулевого угла атаки, главным образом из-за позднего отрыва потока на наветренной поверхности. При дальнейшем возрастании угла атаки, эффект, связанный с более поздним отрывом потока, более чем компенсируется благодаря возрастанию наклона пограничного слоя (по отношению к усеченному конусу аппарата). Поэтому при значительных углах падения ($\alpha > 10^\circ$) ширина следа возрастает по сравнению с нулевым углом атаки. Похожие структуры течений для различных углов атаки были получены в работе [1]. Отличие, заключается в том, что по результатам настоящей работы, отрыв течения на подветренной поверхности конуса Fire II

происходит несколько позже. Также некоторые расхождения наблюдаются в размерах рециркуляционной зоны.

Значительные изменения в структуре потока при вариации угла атаки также можно проследить по рис. 7. Здесь для нескольких углов атаки структура течения представлена в виде линий тока, нанесенных на поле чисел Маха.

Как видно из рис. 7, при нулевом угле атаки ближний след состоит из осесимметричного тороидального вихря. На рисунке можно видеть две его отдельные петли в центральном осевом сечении. При $\alpha = 5^\circ$ петля вихря видна только на подветренной стороне и ее размер постепенно уменьшается при возрастании угла атаки. Вихревая структура формируется вплоть до значений углов атаки порядка $\alpha = 15^\circ$. Центр вихревого образования с ростом угла атаки перемещается вверх по потоку вдоль подветренной конусной поверхности.

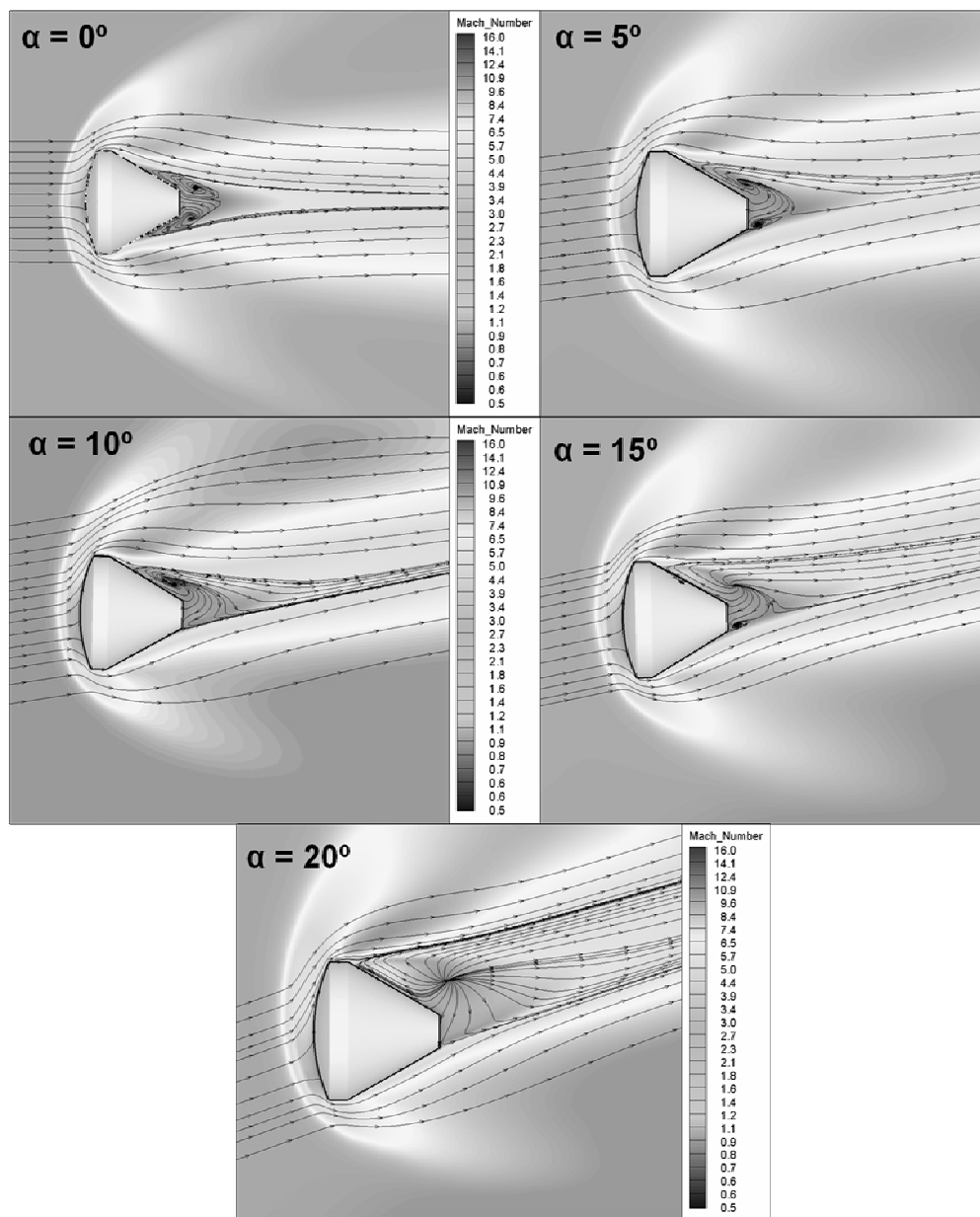


Рис. 7. Структура течений около Fire II в плоскости наклона при различных углах атаки. В каждом случае линии тока нанесены на поле чисел Маха

На рис. 8 с помощью “линий тока” (линий тензора касательных напряжений) показана структура трехмерных вихревых течений у задней поверхности летательного аппарата Fire II при различных углах атаки.

Расходящиеся по поверхности (не пересекающиеся линии тока) соответствуют безотрывному обтеканию задней поверхности. Схождение линий в одной точке соответствует отрыву потока.

При нулевом угле атаки вихревая структура осесимметрична и покрывает всю заднюю поверхность летательного аппарата и плоское основание усеченного конуса. Даже при маленьком угле атаки $\alpha = 5^\circ$ размеры вихревой зоны значительно уменьшаются, при этом поток имеет безотрывной характер течения уже только на наветренной стороне. Симметрия относительно центрального осевого сечения (плоскости наклона) сохраняется при любых углах атаки.

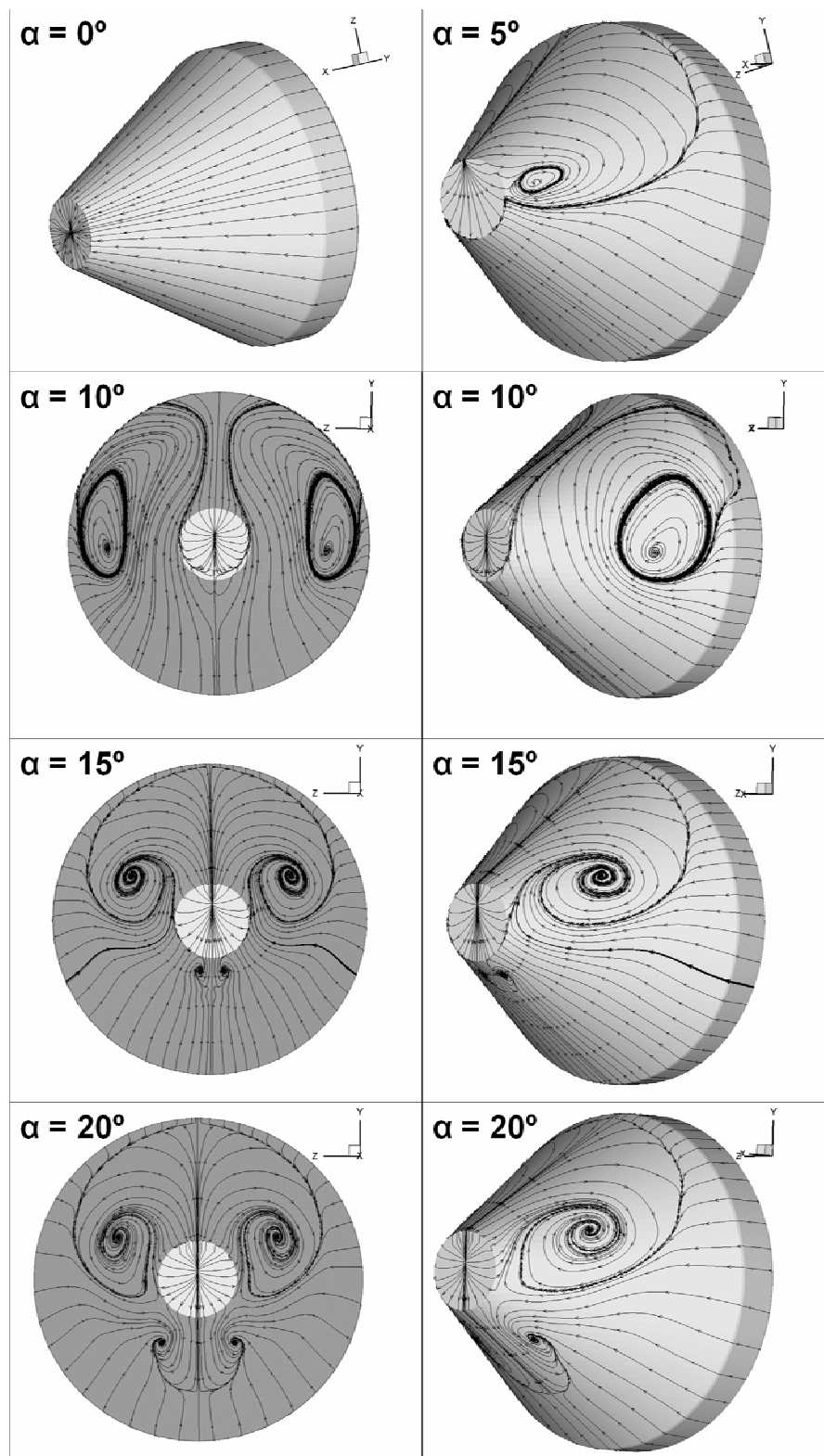


Рис. 8. Линии тензора касательных напряжений на задней поверхности модуля при различных углах атаки

6. МЕСТНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Ниже исследуется влияние различных моделей турбулентности на местные тепловые характеристики (плотность конвективных тепловых потоков) вдоль передней (носовой) и задней поверхностей (рис. 9, 10).

Как и ожидалось при нулевом угле атаки распределения местных характеристик осесимметрично. Плотность теплового потока достигает максимальных значений в области передней критической точки.

Плотность теплового потока на передней и задней поверхностях летательного аппарата изменяется от 5 Вт/см^2 в зоне отрыва потока (соответствует $s/D = 0.9$) до 250 Вт/см^2 (максимальное значение зависит от используемой модели турбулентности) в области передней критической точки рис. 9.

Из рис. 9, 10 видно, что значения местных тепловых характеристик на задней поверхности спускаемого аппарата, полученные с помощью различных моделей турбулентности, отличаются незначительно, в то время как распределения плотности тепловых потоков на передней поверхности очень различны.

Как отмечалось выше, задняя поверхность спускаемого аппарата была оснащена двенадцатью калориметрами, расположенными по окружности вдоль трех радиальных направлений, соответствующих углам $\varphi = 0^\circ, 120^\circ$ и 240° (рис. 2). Данные летного эксперимента [10], зафиксированные этими измерительными приборами, также помещены на графическую область распределения плотности теплового потока от безразмерного параметра s/D (s – расстояние вдоль поверхности аппарата от передней критической точки, D – максимальный диаметр модуля) рис. 10. На рисунке значения $s/D = 0.64$ и 1.43 соответствуют началу и концу задней конической поверхности Fire II соответственно.

Обратим внимание на данные по плотности теплового потока, взятые из летного эксперимента [10] рис. 10. Показания датчиков получены в точке траектории спускаемого модуля на высоте 35 км. Угол атаки в данной точке траектории достигал максимального значения порядка 15° . Исходя из структуры течения при ненулевом угле атаки (отрывной характер течения на подветренной стороне и плавное обтекание на наветренной) рис. 6, 7, можно предположить, что различия в показаниях датчиков на наветренной и подветренной сторонах капсулы должны значительно отличаться в зависимости от угла расположения. Например, датчик, расположенный в наветренной зоне плотного прилегания потока должен регистрировать большие тепловые нагрузки, чем датчик, расположенный в зоне отрывного течения. Однако данные, полученные с помощью летного эксперимента (рис. 10), нанесенные на общий график черными треугольниками, кружками и ромбами, не показывают значительного отличия в зависимости от расположения по углу. Это может быть вызвано, тем, что при входе в плотные слои атмосферы спускаемый модуль вращается с угловой скоростью порядка 160 об/мин. Возможно с помощью датчиков были получены значения тепловых нагрузок, усредненные по углу. В связи с этим, для сравнения полученных численных результатов с экспериментальными данными [10] при ненулевом угле атаки были получены усредненные по углу значения плотности теплового потока для каждого рассматриваемого угла атаки. Если учесть, что в процессе спуска, кроме вращения наблюдаются значительные колебания угла атаки, то для сравнения с [10] распределения плотности тепловых потоков были также усреднены по углам атаки. Получившейся распределения для различных моделей турбулентности представлены на рис. 9, 10. Также на общую диаграмму рис. 10 нанесены усредненное по углам атаки от 0° до 20° распределение плотности теплового потока и распределение теплового потока для нулевого угла атаки по [1].

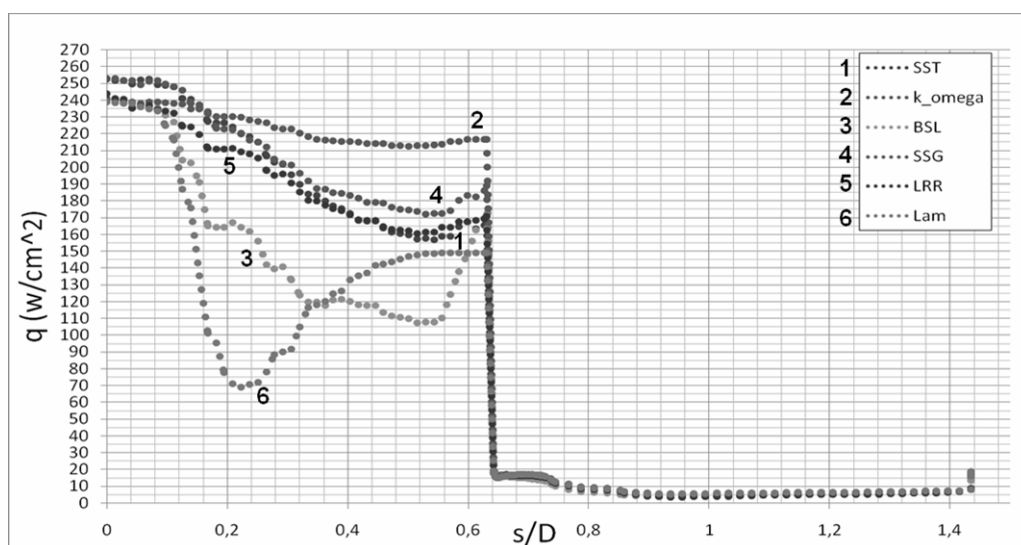


Рис. 9. Распределения плотности теплового потока вдоль всей поверхности Fire II от передней критической точки для различных моделей турбулентности

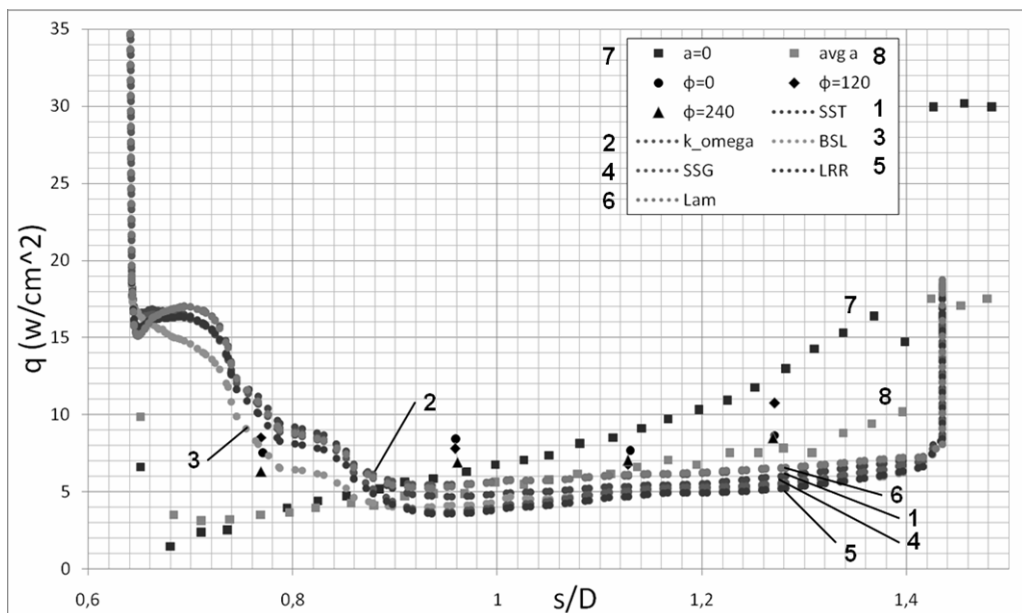


Рис. 10. Распределения плотности теплового потока на задней поверхности для различных моделей турбулентности. На графическую область также нанесены данные летного эксперимента для калориметров расположенных под углами $\alpha = 0^\circ, 120^\circ$ и 240° и результаты численного моделирования [1]: 7 – распределение теплового потока для нулевого угла атаки; 8 – усредненное по углам атаки от 0° до 20° распределение плотности теплового потока

При нулевом угле атаки, в зоне отрыва потока ($s/D = 0.9$), наблюдаются минимальные значения плотности теплового потока. Результаты расчетов, представленные в [1] дают минимальное значение тепловых потоков при $s/D = 0.7$ как следствие более раннего отрыва потока на подветренной стороне конуса Fire II. При движении вдоль задней поверхности, тепловой поток возрастает незначительно. Распределение, полученное в [1] при нулевом угле атаки дает более значительное возрастание плотности теплового потока при движении вдоль конуса задней поверхности Fire II. Усреднение значений плотности теплового потока по углам атаки приводит к снижению этой характеристики приблизительно на 40 % для задней поверхности модуля.

Из рис. 10 можно сделать вывод, что полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования обтекания спускаемого аппарата Fire II с использованием уравнений Навье–Стокса в трехмерной постановке при изменении угла атаки от 0° до 20° и применении различных моделей турбулентности. Результаты расчетов показали, что структура течения значительно изменяется даже при маленьком угле атаки. Пограничный слой на наветренной стороне плотно прилегает к поверхности летательного аппарата. На подветренной стороне, напротив, при натекании на заднюю коническую поверхность Fire II, происходит отрыв потока с образованием рециркуляционной зоны. Две противоположные тенденции наблюдаются для плотности теплового потока на задней конической поверхности капсулы. Плотность теплового потока возрастает в наветренной зоне плотного примыкания пограничного слоя с ростом угла атаки, в то время как в рециркуляционной зоне отрыва на подветренной

стороне усеченного конуса с ростом угла атаки наблюдается снижение тепловых нагрузок. Это приводит к тому, что усредненные по углу (по всей поверхности аппарата) значения плотности теплового потока практически не изменяются при вариации угла атаки. Усреднение по углам атаки приводит к более равномерному распределению плотности теплового потока на задней поверхности Fire II и, следовательно, к несколько меньшим тепловым нагрузкам на задней поверхности, по сравнению с результатами моделирования для $\alpha = 0^\circ$.

БЛАГОДАРНОСТИ

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 ОБОЗНАЧЕНИЙ

- c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К)
- p — давление, Па
- M — число Маха
- T — температура, К
- t — время, с
- u, v, w — составляющие скорости по осям x, y, z соответственно, м/с
- \mathbf{V} — вектор скорости, м/с
- x, y, z — текущие координаты, м
- λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)
- μ — коэффициент динамической вязкости, Па·с
- ρ — плотность, кг/м³

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sinha, K., Vadivelan, C., "Effect of Angle of Attack on Reentry Capsule Afterbody Flowfield". AIAA Paper, 2008.
2. Wilcox, D.C. "Multiscale Model for Turbulent Flows". AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1311–1320, 1988.
3. Wilcox, D.C., "Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models". AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299–1310, 1988.
4. Menter, F.R., "Multiscale model for turbulent flows". In 24th Fluid Dynamics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.
5. Menter, F.R., "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications". AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, pp. 269–289, 1994.
6. Menter, F.R., "Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 93-2906, 1993.
7. Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., "Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach". J. Fluid Mech., Vol. 227, pp. 245–272, 1991.
8. Launder, B.E., Reece, G.J., and Rodi, W., "Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure". J. Fluid Mech., Vol. 68, pp. 537–566, 1975.
9. Cornette, E.S., "Forebody Temperatures and Calorimeter Heating Rates Measured During Project Fire II Reentry at 11.35 Kilometers Per Second," NASA TM X-1305, Nov. 1966
10. Slocumb, T.H., "Project Fire Flight II Afterbody Temperatures and Pressures at 11.35 Kilometers Per Second," NASA TM X-1319, 1966.
11. Cauchon, D.L., "Radiative Heating Results from the Fire II Flight Experiment at a Reentry Velocity of 11.4 Kilometers Per Second," NASA TM X-1402, 1966.
12. Wilcox, D.C. "Turbulence modeling for CFD", 1994.