

УДК 533.6.011

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ЛЕТНЫХ ДАННЫХ ПО КОНВЕКТИВНОМУ НАГРЕВУ МАРСИАНСКОГО СПУСКАЕМОГО АППАРАТА В РАМКАХ МОДЕЛИ СОВЕРШЕННОГО ГАЗА

© 2024 г. С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

e-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 25.06.2024 г.

После доработки 01.07.2024 г.

Принята к публикации 01.07.2024 г.

С использованием модели совершенного газа решается пространственная задача сверхзвукового обтекания спускаемого аппарата MSL в плотных слоях атмосферы Марса. Численно интегрируется система усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) совместно с алгебраической моделью турбулентного смешения Болдуина–Ломакса. Помимо изучения закономерностей поля течения в окрестности спускаемого аппарата для реальных траекторных условий анализируются расчетные данные по конвективному нагреву поверхности на наветренной и подветренной стороне. Учитывается изменение условий нагрева при переходе от ламинарного к турбулентному характеру течения вблизи обтекаемой поверхности. Представлено сравнение с летными данными.

Ключевые слова: пространственная задача обтекания спускаемого аппарата, нагрев поверхности в ламинарном и турбулентном потоке, RANS-модель совместно с алгебраической моделью турбулентности, сравнение с полетными данными.

DOI: 10.31857/S1024708424040135, **EDN:** OXTPNJ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение закономерностей нагрева поверхности космических зондов, при их входе в плотные слои атмосферы планет, остается одной из актуальных, поскольку во многом определяет успех конечной фазы полета космического аппарата. Результаты детальных исследований нашли отражение в многочисленных работах, включая обобщающие монографии [1–5].

По мере накопления опыта реальных космических миссий, а также результатов многочисленных лабораторных и стендовых испытаний, увеличивается востребованность в высокопроизводительных компьютерных кодах, позволяющих проводить расчетно-теоретическую интерпретацию получаемых опытных данных, а также выполнять прогностические исследования. Совершенствование экспериментальных измерительных технологий и способов обработки телеметрической информации летных экспериментов выдвинуло на первый план требование проведения валидации создаваемых компьютерных кодов.

Одним из убедительных положительных примеров указанной технологии исследований является получение стендовых и летных данных, а также сопровождающих численных исследований аэротермодинамики посадочного модуля марсианского космического аппарата Mars Science Laboratory (MSL).

Первая группа опытных данных была получена в процессе стендовых испытаний маломасштабных моделей спускаемых космических аппаратов (СА), предназначенных для входа в плотные слои атмосферы Марса [6], где выполнено экспериментальное исследование конвективного нагрева поверхности масштабной модели MSL в условиях ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения молекулярного азота. Это исследование было проведено с использованием двух аэродинамических труб при числах Маха 6, 8 и 10 [6]. Миделево сечение испытываемой модели определялось по диаметру $D \sim 15$ см.

Условия испытаний модели СА MSL при указанных числах Маха были таковы, что обеспечивались режимы ламинарного, переходного и турбулентного обтекания. Числа Рейнольдса набегающего потока при $M=8$ изменялись в диапазоне $Re_\infty = 1,3 \times 10^7$ 1/м – 16×10^7 1/м и при $M=10$: $Re_\infty = 0,39 \times 10^7$ 1/м – 62×10^7 1/м.

Отметим значительное время испытаний в аэродинамической трубе AEDC Tunnel 9 $\Delta t = 0,25 - 15$ с, что позволило изменять угол атаки испытуемой модели в одном эксперименте в диапазоне $\alpha = -10 - +50^\circ$ со скоростью $\Delta\alpha = 80^\circ$ 1/с. В некоторых испытаниях время испытаний достигало 15 мин. Подтверждено, что для получения требуемых данных достаточно нескольких секунд.

Полученные в [6] экспериментальные данные по конвективному нагреву поверхности модели MSL, обтекаемой под разными углами атаки послужили основой для проведения серии расчетных исследований. В этой же работе представлены результаты расчетов с использованием компьютерного кода LAURA (Langley Aerothermodynamic Upwind Relaxation Algorithm) [7], прошедшего весьма убедительную апробацию на ряде экспериментальных исследований в области аэротермодинамики.

В [6] использовались параболизированные уравнения Навье–Стокса совместно с алгебраическими моделями турбулентности Себечи–Смита [8] и Болдуина–Ломакса [9]. Показано, что указанные модели турбулентного смешения позволяют получить удовлетворительное расчетное описание экспериментальных данных по конвективному нагреву.

В работе [10] для интерпретации этих же экспериментальных данных использовались алгебраические модели турбулентного смешения Прандтля [3] и Болдуина–Ломакса. Как и в [6], была выбрана модель совершенного газа, но решалась полная система усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса в трехмерной постановке, что позволило анализировать экспериментальные данные, полученные при разных углах атаки. Помимо сравнительного анализа расчетных и экспериментальных данных в [10] подробно обсуждалась проблема интегрирования алгебраических моделей турбулентного смешения совместно с полными уравнениями Навье–Стокса.

Несмотря на большую ценность стендовых испытаний, особый интерес представляют летные данные, полученные в реальных условиях входа спускаемого аппарата в плотные слои атмосфер планет. В работе [11] приведены такие летные данные, по плотностям тепловых потоков на лобовом аэродинамическом щите спускаемого марсианского аппарата MSL. Аэродинамический щит данного спускаемого аппарата имел диаметр $D = 4.5$ м, что значительно превосходило размеры аэродинамических щитов ранее реализованных космических миссий. Помимо изложения технологии обработки телеметрических экспериментальных данных в [11] представлены результаты расчетной интерпретации этих данных.

Совместный анализ летных и расчетных данных показал, что для условий входа СА MSL может наблюдаться ламинарно-турбулентный переход на подветренной стороне лобового аэродинамического щита. Причем, турбулентный нагрев подветренной стороны оказывается весьма значительным.

Несмотря на протяженную обтекаемую поверхность реального спускаемого аппарата необходимо отметить важный расчетный факт весьма хорошего предсказания плотности конвективных тепловых потоков при использовании упомянутого выше компьютерного кода LAURA [7,11].

В работе [12] использована существенно более сложная пространственная модель обтекания и нагрева СА MSL в процессе аэродинамического торможения в атмосфере Марса для приведенных в [11] траекторных точек. Совместно с уравнениями RANS модели, построенной в [10], интегрировались уравнения физико-химической кинетики и спектрального радиационного теплообмена.

Ранее особо отмечалось, что в задачах аэрофизики спускаемых космических аппаратов в плотных слоях атмосферы сложно бывает выделить определяющие процессы, которые, к тому же, могут сменять друг друга на разных участках траектории торможения, тем не менее, следует признать, что для условий марсианского входа явление ламинарно-турбулентного перехода и турбулентного нагрева поверхности аппарата является одним из ключевых.

Особенность изучения турбулентного нагрева протяженных поверхностей при больших сверхзвуковых скоростях движения состоит в том, что после ламинарно-турбулентного перехода в области турбулентного течения градиенты газодинамических функций резко возрастают. Компьютерное моделирование и без того трудоемкой трехмерной задачи еще более усложняется из-за необходимости учета пристеночной структуры турбулентного пограничного слоя. От точности описания этой структуры в значительной степени зависит достоверность получаемых расчетных данных по интенсивности конвективного нагрева.

Проблему численного интегрирования уравнений аэротермодинамики и физико-химической кинетики легко наглядно пояснить сравнением характерных пространственных масштабов решаемой задачи. Протяженность наветренной и подветренной поверхностей СА MSL составляет 8 м. Типичные толщины

сжатого и пограничного слоев у лобовой (наветренной) поверхности имеют масштаб 10–20 и 1–2 см. Пространственный масштаб у поверхности, необходимый для описания ламинарного подслоя в турбулентном пограничном слое измеряется $\sim 10^{-4}$ см.

В данной работе решается существенно более простая задача, чем в [12]. Процессы физико-химической кинетики и радиационного теплообмена исключены из рассмотрения, а газ считается совершенным с показателем адиабаты $\gamma = 1.15$. Выбор данного показателя адиабаты связан с тем, что в этом случае уровень температуры в сжимаемом слое за фронтом ударной волны получается близким к тому, который получается при решении полной задачи физической и химической кинетики [12]. Использование модели совершенного газа позволяет изучить влияние на конвективный нагрев поверхности учет только процессов турбулентного смешения.

Необходимо обратить внимание еще на одну принципиальную особенность выполненного численного моделирования реальной крупномасштабной модели СА, связанную с большим дефицитом узлов конечно-разностной сетки. Для получения требуемого сеточного разрешения при использовании модели турбулентного смешения необходимо сильное сгущение узлов сетки к поверхности, что с неизбежностью приводит к значительной деформации элементарных сеточных ячеек. По мере увеличения вычислительных мощностей актуальность этой проблемы будет снижаться.

1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Для численной реализации пространственной модели аэротермодинамики спускаемого космического аппарата при высокоскоростном торможении в плотных слоях атмосферы используется многоблочная сеточная технология. В каждом блоке реализуется численное интегрирование системы усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием единого для всей программы компьютерного модуля (“решателя”).

Систему газодинамических уравнений составляют уравнения неразрывности газа, усредненные по Рейнольдсу с использованием гипотезы Буссинеска уравнения Навье–Стокса и уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \Pi_{x,eff}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \Pi_{y,eff}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \Pi_{z,eff}, \quad (1.4)$$

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \text{div}(\lambda_{eff} \text{grad } T) + \frac{dp}{dt} + \Phi_\mu, \quad (1.5)$$

где компоненты тензора вязких напряжений и диссипативная функция выражаются следующим образом:

$$\Pi_{x,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right],$$

$$\Pi_{y,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right],$$

$$\Pi_{z,eff} = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{eff} \text{div} \mathbf{V}) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right],$$

$$\Phi_{\mu} = \mu_{eff} \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$$

u, v, w — проекции вектора скорости потока $\mathbf{V}$ на оси прямоугольной декартовой системы координат x, y, z ; p, ρ, T — давление, плотность и температура газа; $\mu, \lambda, \mu_t, \lambda_t, \mu_{eff} = \mu + \mu_t, \lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$ — молекулярная, турбулентная и эффективная вязкость и теплопроводность, T — температура; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; μ, λ — коэффициенты вязкости и теплопроводности, которые рассчитывались по формуле Сазерленда и посредством задания постоянного числа Прандтля:

$$\mu = \mu_0 \frac{274 + T_0}{274 + T} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}, \quad T_0 = 273 \text{ K}, \quad \mu_0 = 1.384 \cdot 10^{-4} \text{ г/см} \cdot \text{с},$$

$$\lambda = \frac{\mu c_p}{Pr}, \quad Pr = 0.7.$$

В качестве модели турбулентного смешения выбрана алгебраическая модель Болдуина-Ломакса, в которой рассматривается двухслойная структура турбулентного пограничного слоя. Во внутреннем, прилегающем к поверхности слое:

$$\mu_{t,in} = \rho (\chi y D)^2 |\Omega| = \rho \left\{ \chi y \left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{A^+} \right) \right] \right\}^2 |\Omega| \quad (1.6)$$

где D — демпфирующая функция Ван-Дриста,

$$y^+ = \frac{y}{v_w} u_\tau = \frac{y}{\mu_w} \rho_w u_\tau = \frac{y}{\mu_w} \sqrt{\rho_w \tau_w} = y \sqrt{\frac{\rho_w}{\mu_w} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w; \quad (1.7)$$

δ — толщина динамического пограничного слоя; $\chi = 0.4$ — эмпирическая константа Кармана; $A^+ = 26$; v_w — кинематическая вязкость вблизи поверхности; $|\Omega|$ — функция завихренности скорости,

$$|\Omega| = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2}, \quad (1.8)$$

где, в общем случае пограничного слоя у криволинейной поверхности, в отличие от исходной постановки задачи, в соотношениях (1.6)–(1.8) под компонентами скоростей и координатами следует понимать скорости вдоль координатных линий локальной системы координат, связанной с нормалью к поверхности.

Во внешнем слое турбулентная вязкость рассчитывалась по корреляционному соотношению:

$$\mu_{t,out} = K C_{cp} \rho F_{wake} F_{kleb}(y) \quad (1.9)$$

$$F_{kleb}(y) = \left[1 + 5.5 \left(y \frac{C_{kleb}}{y_{max}} \right)^6 \right]^{-1}, \quad C_{kleb} = 0.3,$$

$$F_{wake} = y_{max} F_{max}, \quad F(y) = y |\Omega| D,$$

где $K=0.018$, $C_{cp}=1.6$.

Выбор величины y_{max} определялся локальной координатой нормальной к поверхности y где $|\Omega|$ достигает своего максимума, а $F_{max}=F(y_{max})$.

Таблица 1. Траекторные параметры СА MSL [11]

t , с	H , км	V_∞ , см/с	ρ_∞ , г/см ³	T_∞ , К	α , град	M
61.5	38.8	5.660×10^5	0.270×10^{-6}	157	15.7	28.4
65.1	34.7	5.515×10^5	0.431×10^{-6}	161	15.9	27.4
69.3	30.2	5.258×10^5	0.696×10^{-6}	169	16.2	25.5
74.0	25.8	4.862×10^5	0.144×10^{-5}	170	16.1	23.5

В итоге турбулентная вязкость находится из соотношения:

$$\mu_{t,in}, y \leq y_{cross}$$

$$\mu_{t,out}, y > y_{cross},$$

где y_{cross} — координата y , при которой $\mu_{t,in} = \mu_{t,out}$ (первый раз по мере увеличения y).

В литературе неоднократно отмечалось, что использование алгебраических моделей турбулентности совместно с полной моделью Навье—Стокса сталкивается с рядом проблем, которые отсутствуют при решении задачи в классической погранслоевой постановке. В [12] этой проблеме уделяется особое внимание. Заметим, что в данной модели не анализируется и не задается критическое число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода. Здесь область получается автоматически в зависимости от величины $|\Omega|$. Очевидно такой эффект применения алгебраических моделей не стоит трактовать как автоматическое определение зоны ламинарно-турбулентного перехода. Тем не менее, многочисленные примеры использования алгебраических моделей турбулентности без введения критического числа Рейнольдса показывают на достаточно хорошее описание экспериментальных данных.

В качестве граничных условий для системы уравнений (1.1)–(1.5) использовались условия в невозмущенном набегающем потоке (см. табл. 1), условия прилипания на поверхности и условия Дирихле в выходном сечении расчетной области, где течение всегда было сверхзвуковым. Подробности численной реализации можно найти в работе [10].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты выполнены для условий в набегающем потоке [11], представленных в табл. 1. Был выбран наиболее теплонапряженный участок траектории, где число Маха полета падает от 28.4 до 23.5. Наиболее интенсивный нагрев наблюдается на 74 с активной фазы торможения. Результаты расчетов показали, что рассчитанные конфигурации полей газодинамических функций подобны для разных траекторных точек. Поэтому для примера проанализируем поля газодинамических функций вблизи спускаемого аппарата для одного из моментов времени, $t=65.1$ с.

На рис. 1 приведена пространственная конечно-разностная сетка. Кроме этого, в двух плоскостях вдоль продольной координаты в области отрывного течения на фоне расчетной сетки показаны изотермы. На этом же рисунке показана поверхностная сетка на лобовой и задней поверхности СА. По нормали к поверхности использовалась сетка с числом узлов $NI=71$. Хорошо видно сгущение узлов сетки вблизи оси симметрии СА и на боковой кромке аэродинамического щита. Направление набегающего потока со скоростью V_∞ показано стрелкой.

На рис. 2, где показано поле продольной скорости, отметим важные для решаемой задачи структурные особенности решения. В области отрывного течения и следа за задней поверхностью СА идентифицируется область с отрицательными значениями скорости u , что свидетельствует о возвратно-вихревом движении, формируемым над задней поверхностью. Заметим, что для некоторых расчетных случаев в потоке, направленном к задней поверхности, могут достигаться сверхзвуковые скорости.

На рис. 3 показано температурное поле во всей расчетной области. У лобовой поверхности аэродинамического щита в сжатом слое за ударной волной формируется высокотемпературный сжатый слой с характерной температурой порядка 5000 К. Примечательны также охлаждение газа за кромкой лобового щита, где развивается классическое течение Прандтля—Майера, а также нагрев газа в области ближнего следа, где сходятся газовые потоки после зоны расширения.

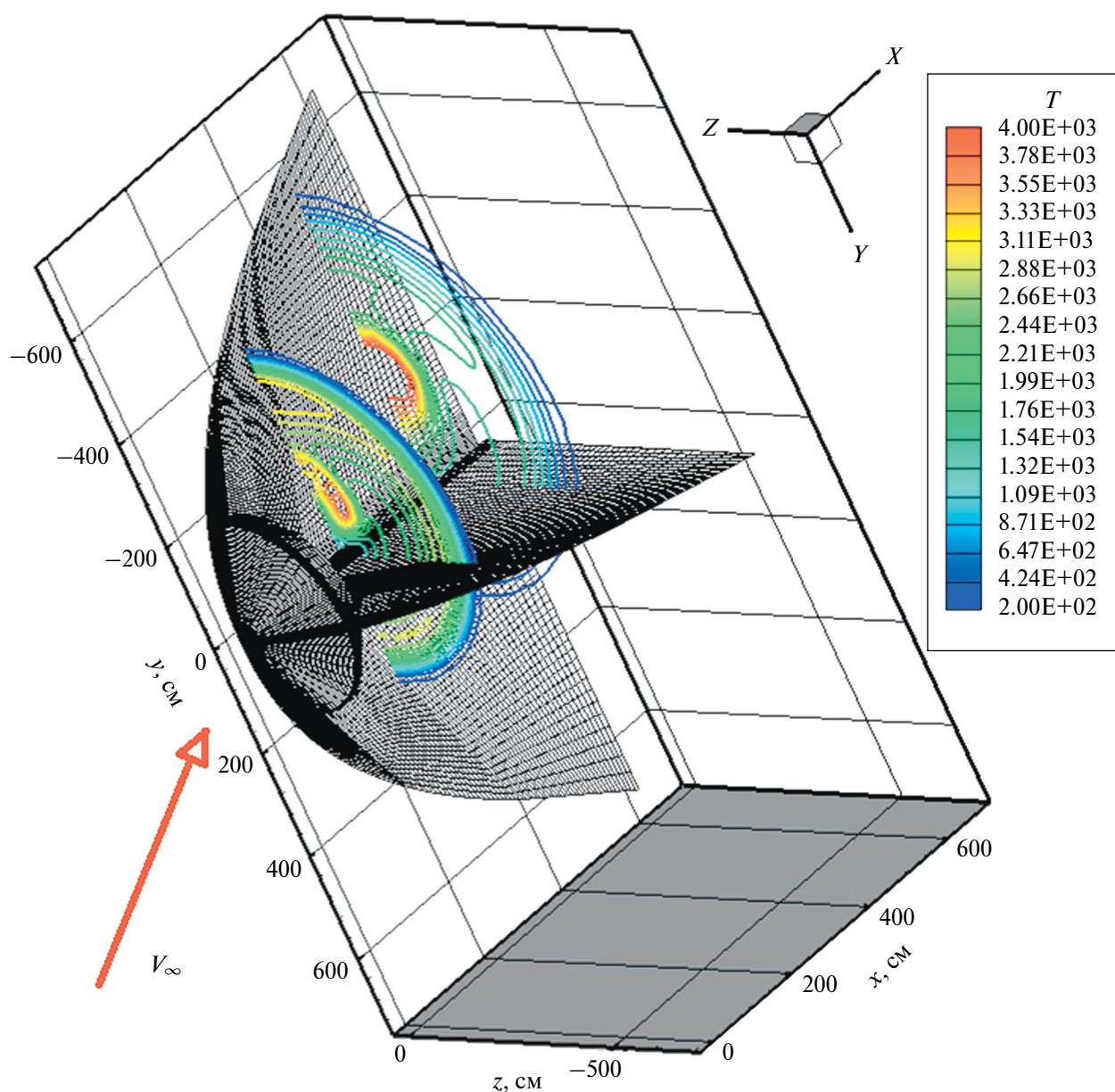


Рис. 1. Расчетная сетка и изотермы в двух сечениях вдоль оси x .

Наветренная и подветренная области течения у лобового аэродинамического щита обозначены на рис. 2 цифрами 1 и 2. Стрелка на рис. 1 показывает местоположение критической линии тока. От критической точки начинается растекание газа в сжатом слое по всем направлениям. В окрестности критической линии тока течение газа в сжатом слое дозвуковое практически по всей толщине сжатого слоя. По мере растекания газа вдоль лобовой поверхности скорость увеличивается и становится сверхзвуковой. В непосредственной близости к поверхности (в пограничном слое), оно остается дозвуковым. Видно, что толщина сжатого слоя у наветренной стороны лобового щита значительно превосходит толщину сжатого слоя над подветренной стороной, где поток уже разгоняется до больших сверхзвуковых скоростей.

Особенностью течения газа у лобовой поверхности СА MSL, как отмечалось выше, является тот факт, что в результате турбулизации газового потока в сжатом слое у поверхности, в области, отмеченной цифрой 2, интенсивность турбулентного смешения становится настолько высокой, что здесь наблюдается экстремальная плотность конвективного теплового потока.

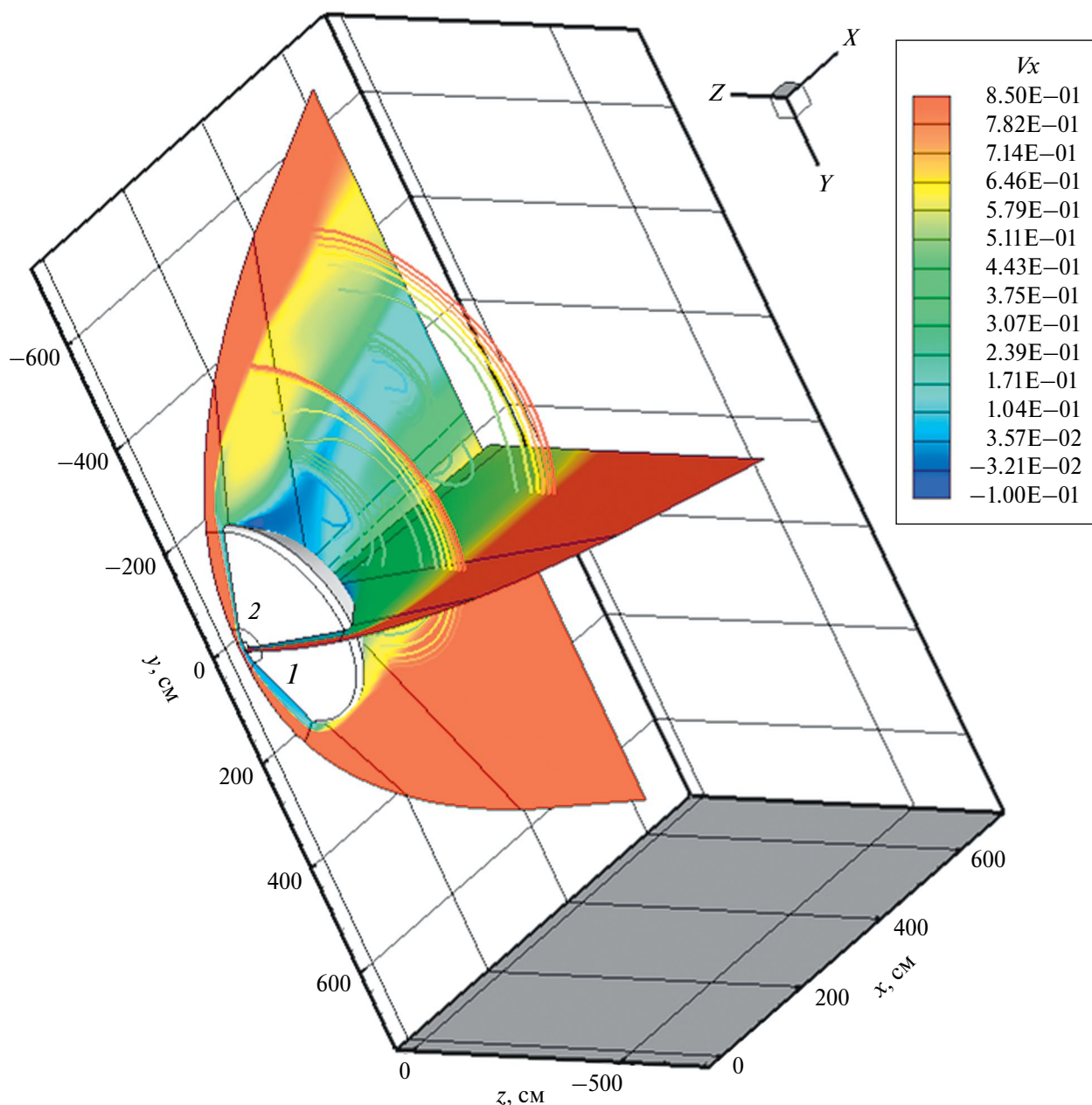


Рис. 2. Поле продольной скорости $V_x = u/V_\infty$ в окрестности CA MSL при $t=65.1$ с.

На рис. 4 показаны изолинии плотностей конвективных тепловых потоков на лобовом щите CA MSL для четырех моментов времени. На этих рисунках отчетливо видно, что наибольшие плотности конвективных тепловых потоков q_w достигаются именно на подветренной стороне лобового аэродинамического щита, что и является следствием указанной турбулизации газового потока.

В дополнение к рис. 4, на рис. 5 приведены распределения q_w вдоль поверхности в плоскости симметрии спускаемого аппарата, рассчитанные в приближении ламинарного характера течения и с учетом турбулентности.

Для сопоставления данных по распределению q_w на рис. 4б и 5б показаны области в окрестности критической линии тока (точка "1") и в области максимального нагрева в подветренной зоне лобового щита (точка "2"). Видно, что в области критической линии тока конвективные потоки в расчетах по ламинарной и турбулентной моделям оказываются близкими. При этом, нагрев подветренной стороны

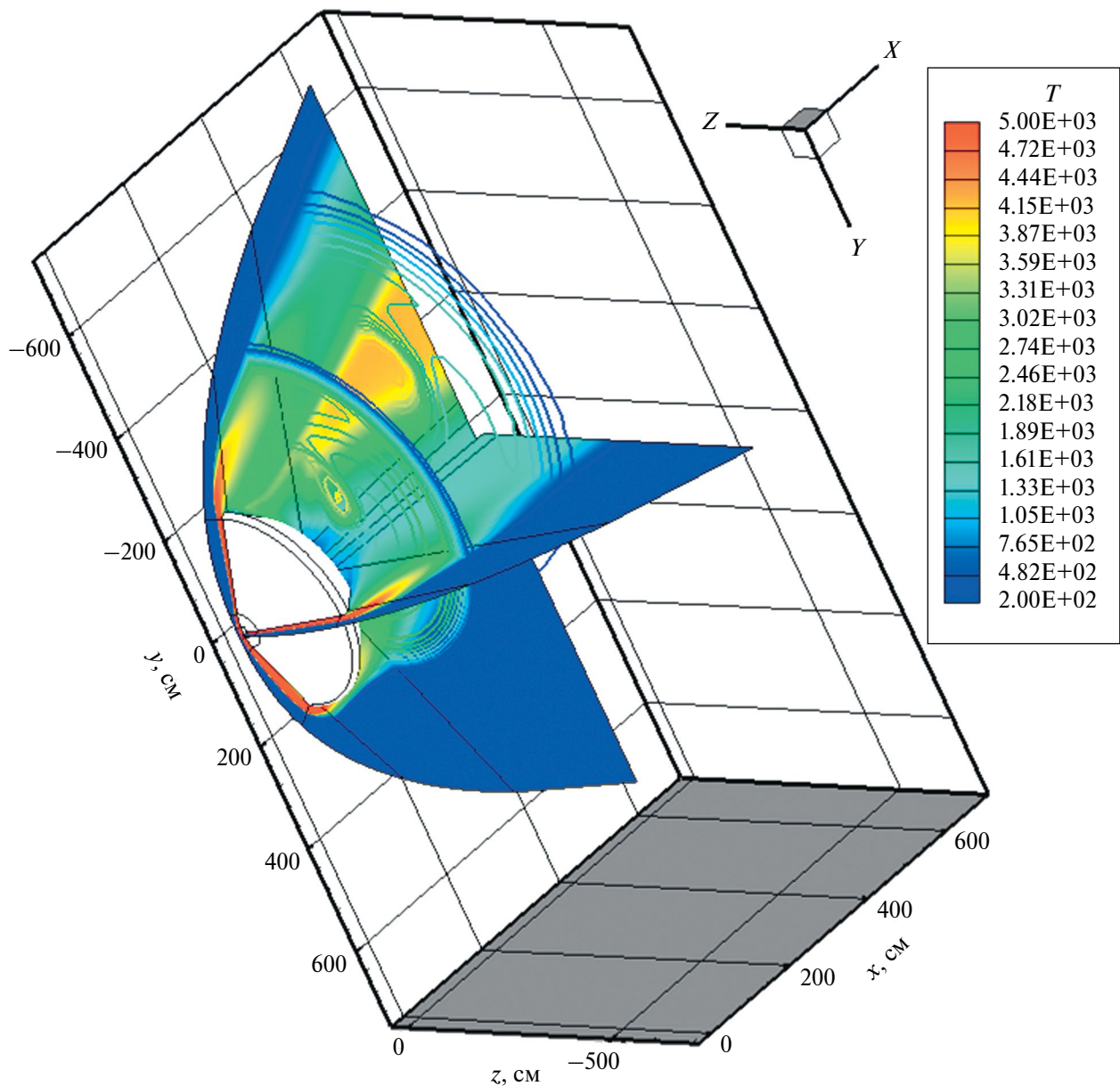


Рис. 3. Поле температуры в окрестности СА MSL при $t=65.1$ с.

лобового аэродинамического щита при турбулентном характере течения как минимум в два раза превышает нагрев при ламинарном течении.

Отметим также еще одну закономерность, проявляемую на рис. 5, связанную с постепенным входом спускаемого аппарата в плотные слои атмосферы и его торможением. Хорошо видно, что по мере увеличения времени от $t_1=61$ с до $t_4=74$ с плотность тепловых потоков на подветренной стороне возрастает. В ранние моменты времени набегающий поток газа относительно разрежен, а в поздние моменты времени — становится более плотным, хотя скорость и немного падает.

Представленные на рис. 6 распределения q_w , полученные в приближении совершенного газа, целесообразно сравнить с данными рис. 6, заимствованными из работы [12], и полученными с использованием неравновесной физико-химической и радиационно-газодинамической модели аэротермодинамики спуска СА MSL по исходным данным [11]. По сравнению с [12] здесь точками добавлены экспериментальные данные [11], что подтверждает хорошее соответствие получаемых расчетных данных летному эксперименту.

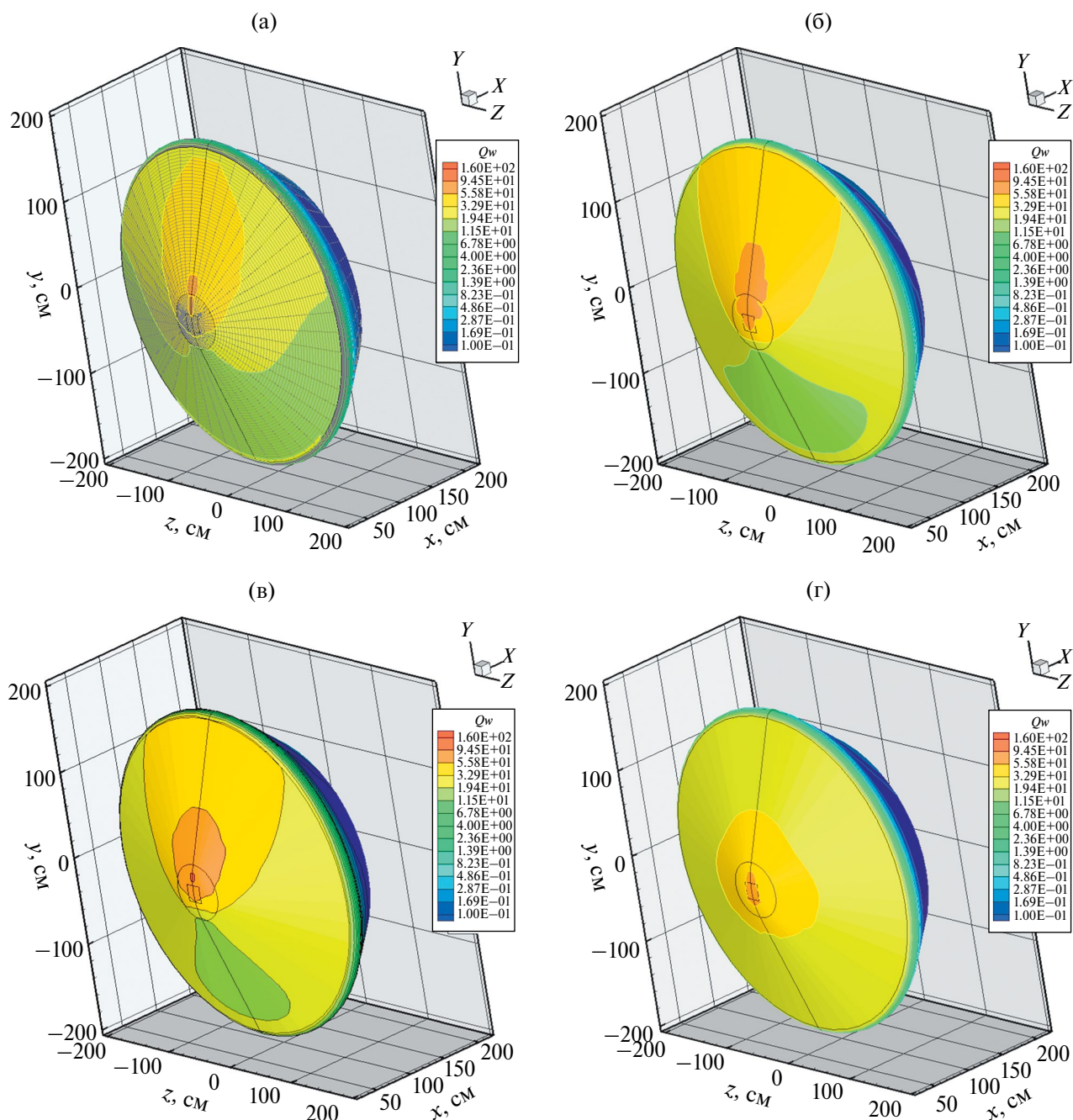


Рис. 4. Плотность конвективных тепловых потоков на лобовой поверхности аэродинамического щита CA MSL при $t_1=61.5$ с (а), $t_2=65.1$ с (б), $t_3=69.3$ с (в), $t_4=74.0$ с (г).

Сопоставление данных на рис. 5 и 6 показывает не сильное их различие, что позволяет рекомендовать модель совершенного газа для предварительного анализа аэротермодинамики СА. При этом следует помнить о правильном выборе показателя адиабаты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование пространственной вычислительной модели, основанной на уравнениях Навье–Стокса, усредненных по Рейнольдсу совместно с алгебраической моделью турбулентности Болдуина–Ломакса

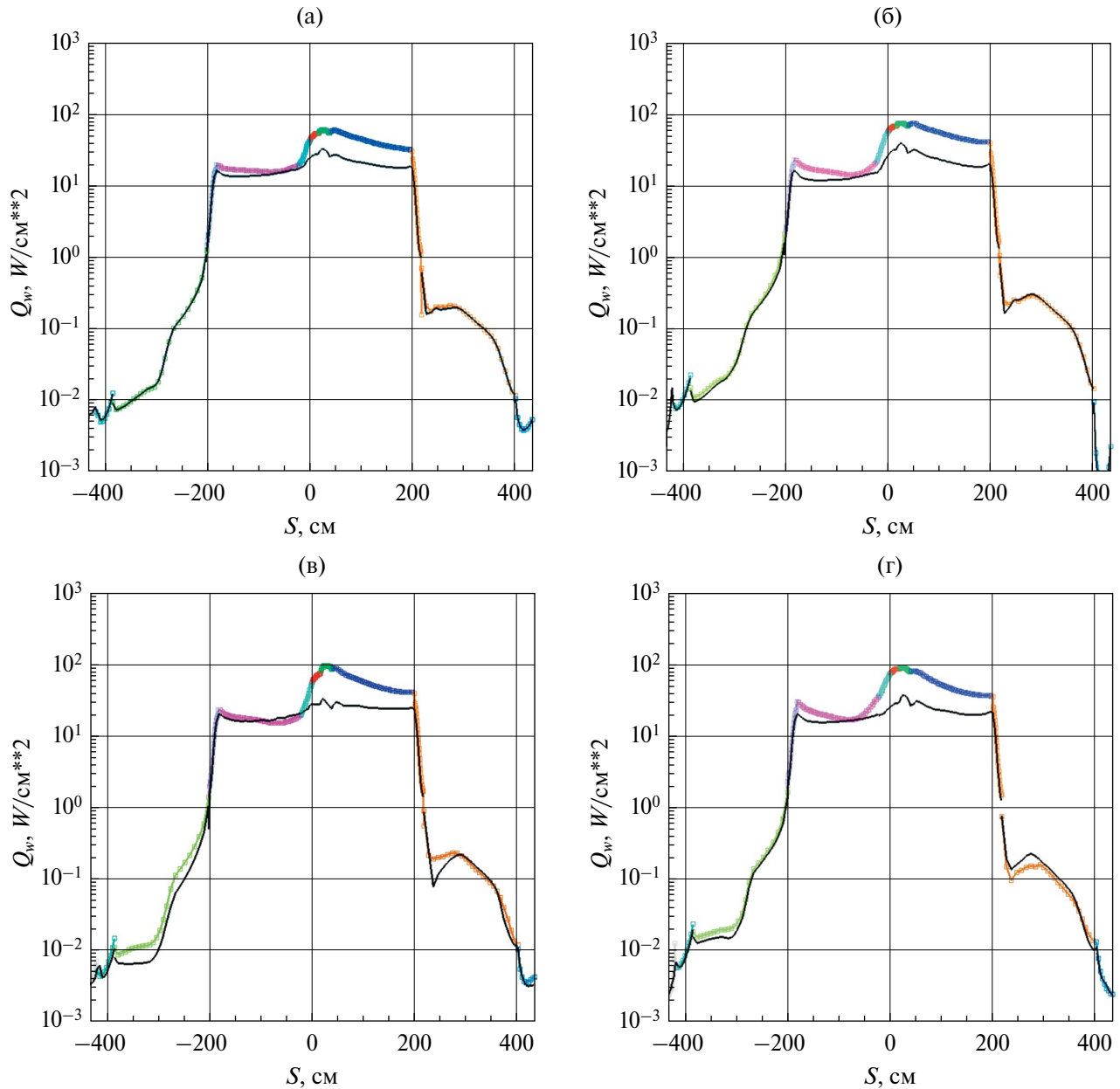


Рис. 5. Распределения плотностей конвективных тепловых потоков вдоль плоскости симметрии лобового аэродинамического щита СА MSL при $t_1=61.5$ с (а), $t_2=65.1$ с (б), $t_3=69.3$ с (в), $t_4=74.0$ с (г). Черные кривые – ламинарный поток, цветные кривые – турбулентный поток.

и с использованием модели совершенного газа для интерпретации летных данных по конвективному нагреву спускаемого марсианского аппарата MSL, показало хорошее соответствие расчетных данным экспериментальным. Показатель адиабаты $\gamma=1.15$ для модели совершенного газа выбирался из условия близости температуры в сжатом слое вблизи критической линии тока, получаемой в расчетах по неравновесной физико-химической модели.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации АААА-124012500440-9).

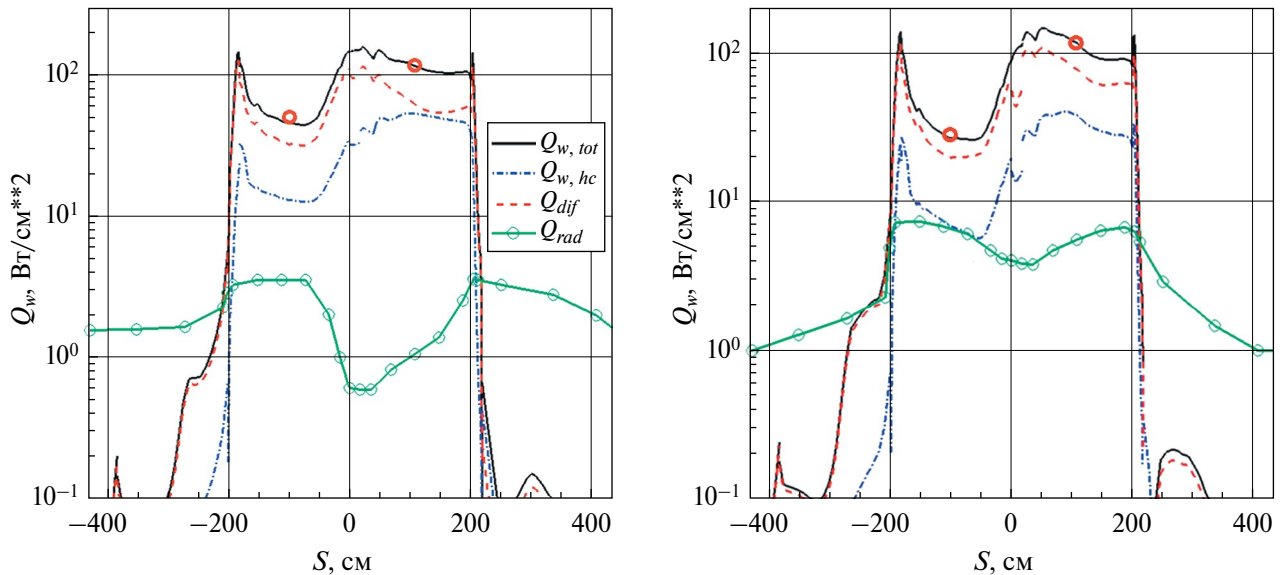


Рис. 6. Распределение плотностей конвективного $Q_{w,tot} = Q_{w,hc} + Q_{dif}$ и интегрального радиационного теплового потока Q_{rad} вдоль поверхности СА MSL в плоскости симметрии при $t=65$ с (слева) и $t=74$ с (справа). Модель турбулентного смешения Болдуина–Ломакса. Постоянная температура лобовой поверхности $T_w = 1000$ К. Сплошная черная кривая – полная плотность конвективного теплового потока, штриховая линия – плотность теплового потока, обусловленного диффузионным потоком к абсолютно каталитической поверхности; штрих-пунктир – теплопроводная составляющая; сплошная кривая с круглыми маркерами – плотность интегрального радиационного теплового потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лунев В.В. Течение реальных газов с большими сверхзвуковыми скоростями. М.: Физматлит. 2007. 760 с.
2. Землянский Б.А., Лунев В.В., Власов В.И. и др. Конвективный теплообмен летательных аппаратов. М.: Физматлит. 2014. 330 с.
3. Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H. Computational Fluid Mechanics and Heat transfer. 1997. Taylor&Francis. 792 p.
4. Bertin J.J. Hypersonic aerothermodynamics. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Washington, DC. 1994. 608 p.
5. Суржиков С.Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит, 2018. 543 с.
6. Hollis B.R., Collier A.S. Turbulent Aeroheating Testing of Mars Science Laboratory Entry Vehicle in Perfect-Gas Nitrogen// AIAA 2007–1208. 2007. 20 p.
7. Cheatwood F.M., Gnoffo P.A. Users Manual for the Langley Aerothermo-dynamic Upwind Algorithm (LAURA)// NASA TM-4674, April 1996.
8. Cebeci T., Smith A.N.O. Analysis of Turbulent Boundary Layers. Academic Press. 1974. 404 p.
9. Baldwin B.S., Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper 78–0257. 1978. 8 p.
10. Суржиков С.Т. Анализ экспериментальных данных по конвективному нагреву модели марсианского спускаемого аппарата с использованием алгебраических моделей турбулентности // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 6. С. 129–140.
11. Edquist K.T., Hollis B.R., Johnston C.O., Bose D., White T.R., Mahzari M. Mars Science Laboratory Heat Shield Aerothermodynamics: Design and Reconstruction// JSR. 2014. V.51. № v4. P. 1106–1124.
12. Суржиков С.Т. Радиационно-конвективный нагрев поверхности марсианского спускаемого аппарата MSL при учете турбулентного характера обтекания// Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 5. С. 119–137

Computational Analysis of Flight Data on Convective Heating of the Martian Descent Vehicle within the Framework of the Perfect Gas Model

© 2024 S. T. Surzhikov^{a,*}

^aIshlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**e-mail: surg@ipmnet.ru*

The spatial problem of supersonic flow past the MSL descent space vehicle in the dense layers of the Martian atmosphere is solved using the perfect gas model. The system of Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations is numerically integrated together with the Baldwin-Lomax algebraic turbulent mixing model. In addition to studying the flow field patterns in the vicinity of the descent vehicle for real trajectory conditions, the calculated data on convective heating of the surface on the windward and leeward sides are analyzed. Change in the heating conditions during laminar-turbulent transition near the surface is taken into account. A comparison with flight data is presented.

Keywords: spatial problem of flow past a descent vehicle, surface heating in laminar and turbulent flows, RANS model together with an algebraic turbulence model, comparison with flight data.