

Аэродинамика возвращаемого космического аппарата Stardust на участке гиперзвукового полета

С.Т. Суржиков

ИПМех им. Ю.А. Ишлинского РАН, Москва, Российская Федерация
ВНИИА им. Н.Л. Духова, Москва, Российская Федерация
e-mail: surg@ipmnet.ru

Приведены результаты расчетов аэродинамических характеристик космического аппарата Stardust при осесимметричном обтекании и под углом атаки 10° . В расчетах использованы авторские компьютерные коды NERAT-2D и NERAT-3D, в которых реализованы гибридные явно- неявные компьютерные модели интегрирования уравнений Навье — Стокса движения физически и химически неравновесных газовых смесей. Учтены процессы химической кинетики и колебательной релаксации двухатомных молекул воздуха, а также теплообмена излучением в сжатом слое, образующемся у поверхности космического аппарата, входящего в плотные слои атмосферы со скоростью 12,4 км/с. Выполнено сравнение полученных расчетных данных по коэффициентам сопротивления и подъемной силы, а также по моментам тангажа с результатами расчетов специалистов NASA, которые проводили работы по планированию траектории входа космического аппарата Stardust в плотные слои атмосферы после шестилетнего полета к комете Wild-2. При этом использовался один из наиболее авторитетных компьютерных кодов LAURA, разработанный в NASA. Проведение указанного сопоставления позволяет говорить о выполненной верификации кодов NERAT-2D и NERAT-3D по отношению к коду LAURA в части определения аэродинамических коэффициентов.

Ключевые слова: космический аппарат Stardust, аэродинамические коэффициенты, вход в атмосферу, сверхорбитальная скорость.

Aerodynamics of the Reentry Spacecraft Stardust Within the Hypersonic Flight

S.T. Surzhikov

Institute for Problems in Mechanics of RAS, Moscow, Russian Federation
All-Russia Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, Russian Federation
e-mail: surg@ipmnet.ru

The article deals with the calculation results of aerodynamic characteristics of the spacecraft Stardust with an axially symmetric flow and angle of attack 10° . The calculations use authoring computer codes NERAT-2D and NERAT-3D, which implemented a hybrid explicit-implicit computer models integration of Navier — Stokes motion equations of physically and chemically nonequilibrium gas mixtures.

We take into account the processes of chemical kinetics and vibrational relaxation of air molecules and radiation heat transfer in the compressed layer formed at the surface of a spacecraft entering the Earth's atmosphere at a speed of 12.4 km/s. We compared the calculated data on the drag coefficient and lift, as well as moments of the pitch, with the calculations results of NASA experts who had worked on planning the trajectory of the spacecraft Stardust entry into the dense atmospheric layers after about six years of the spacecraft flight to the comet Wild-2. At the same time, NASA experts used one of the reputable computer codes LAURA developed at NASA. Implementation of this comparison suggests performing NERAT-2D and NERAT-3D codes verification in relation to LAURA code in terms of determining the aerodynamic coefficients.

Keywords: *Stardust spacecraft, aerodynamic coefficients, atmospheric reentry, superorbital velocity.*

Возвращаемая капсула космического аппарата (КА) Stardust вошла в плотные слои атмосферы со скоростью $V_\infty = 12,6$ км/с 15 января 2006 г. Указанному событию был посвящен первый тематический выпуск журнала *Spacecraft and Rockets* [1–5]. Десять лет аэротермодинамика посадочного модуля находится в центре внимания специалистов по аэрофизике возвращаемых КА по ряду причин. Во-первых, в этом полете была достигнута наибольшая скорость входа в плотные слои атмосферы искусственного тела — $V_\infty = 12,4$ км/с. Во-вторых, после посадки удалось измерить толщину унесенной тепловой защиты, что позволило определить суммарную тепловую нагрузку на КА и использовать эти данные для тестирования компьютерных моделей аэрофизики обтекания КА на гиперзвуковых скоростях и разрушения его тепловой защиты. В третьих, свечение КА при входе в плотные слои атмосферы удалось наблюдать с борта летающей лаборатории [6, 7]. Полученные экспериментальные данные позволяют построить адекватную компьютерную модель светимости КА в процессе спуска.

Кроме того, высокая запланированная точность посадки на поверхность Земли свидетельствует о хороших расчетных предсказаниях аэродинамических коэффициентов КА Stardust при спуске в атмосфере. Среди серии работ по аэродинамике посадочного модуля Stardust отметим работу [8], посвященную прогнозированию аэродинамических характеристик на участках свободномолекулярного движения, гиперзвукового и сверхзвукового полета, а также на участках звукового и дозвукового полета перед раскрытием тормозного парашюта на высоте 3 км при скорости $M = 0,16$. Анализ условий входа КА Stardust также выполнен в работе [9].

В предыдущих работах автора [5, 10–12] исследовались вопросы радиационной газовой динамики КА Stardust, а также процессы радиационно-конвективного теплообмена в сжатом слое с учетом спектральных линий атомов и ионов. Для этих целей использовались авторские компьютерные коды NERAT-2D и NERAT-3D [13]. Аэродинамические характеристики в указанных работах не рассчитывались.

В настоящей работе приведены результаты расчетов аэротермодинамических характеристик КА Stardust как при осесимметричном обтекании, так и под углом атаки. Выполнено сравнение полученных расчетных данных с результатами расчетов работы [8], где использовался один из авторитетных компьютерных кодов LAURA, разработанный в NASA. Проведение указанного сопоставления позволяет говорить о выполненной верификации кодов NERAT-2D и NERAT-3D по отношению к коду LAURA в части определения аэродинамических коэффициентов.

Система интегрируемых уравнений. В работах [2–5, 14] было показано, что движение КА Stardust на гиперзвуковом участке входа в плотные слои атмосферы должно описываться уравнениями неравновесной радиационной газовой динамики. Указанная система включает в себя уравнения Навье — Стокса и неразрывности, уравнение сохранения энергии, систему уравнений неразрывности отдельных химических компонентов газовой смеси (систему уравнений диффузии), систему уравнений сохранения энергии колебательных степеней свободы молекул и уравнение переноса селективного теплового излучения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \hat{\mathbf{\Pi}}) = 0; \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \operatorname{grad} T = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \sum_{i=1}^{N_s} \rho c_{p,i} D_i (\operatorname{grad} Y_i \cdot \operatorname{grad} T) - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i + Q_V + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \operatorname{grad} p + \Phi_\mu; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{i(m)} e_{V,m}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_{i(m)} e_{V,m} \mathbf{V}) = \dot{e}_{V,m}, \quad m = 1, 2, \dots, N_V; \quad (5)$$

$$\mathbf{\Omega} \frac{\partial J_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = j_\omega(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где t — время; $\mathbf{V} = i\mathbf{u} + j\mathbf{v} + k\mathbf{w}$ — вектор скорости с проекциями на оси декартовой системы координат xuz ; p — давление; ρ — плотность; T — температура поступательного движения частиц; μ — динамический коэффициент вязкости; λ — коэффициент теплопроводности;

$c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$ — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении

нии; N_s — число компонентов смеси газов; Y_i — массовая доля i -го компонента смеси; $c_{p,i}$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении, связанная с поступательными и вращательными степенями свободы; h_i — энтальпия i -го компонента смеси; D_i — эффективный коэффициент диффузии i -го компонента смеси; \dot{w}_i — массовая скорость химических превращений для i -го компонента смеси; $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \text{grad } Y_i$ — плотность диффузионного потока i -го компонента; $Q_V = -\sum_{m=1}^{N_V} \dot{e}_{V,m}$ — объемная мощность тепловыделения, обусловленная процессами колебательной релаксации в газовой смеси; $N_V = 3$ — число колебательных мод ($m = 1$ для колебательной энергии N_2 , $m = 2$ для O_2 , $m = 3$ для NO); $\rho_i(m)$ — плотность i -го компонента газовой смеси, обладающей m -й модой колебательного движения; $\dot{e}_{V,m}$ — источник колебательной энергии в m -й моде;

$$e_{V,m} = \frac{R_{i(m)} \theta_m}{\exp(\theta_m/T_{V,m}) - 1} \quad (7)$$

— удельная энергия колебательного движения в m -й колебательной моде i -го компонента газовой смеси; $R_{i(m)} = R_0/M_{i(m)}$ ($R_0 = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/(К · моль) — универсальная газовая постоянная; $M_{i(m)}$ — молекулярный вес i -го компонента газовой смеси, обладающего m -й модой колебательного движения); θ_m — характеристическая колебательная температура ($\theta_{m=1}(N_2) = 3396$ К, $\theta_{m=2}(O_2) = 2275$ К, $\theta_{m=3}(NO) = 2742$ К); $T_{V,m}$ — колебательная температура m -й колебательной моды.

Компоненты тензора вязких напряжений и диссипативная функция рассчитывались по формулам:

$$\Pi_{i,j,k} = -p\delta_{i,j,k} + \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad i, j, k = 1, 2, 3; \quad (8)$$

$$\Phi_\mu = \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Замыкающие соотношения для решаемой системы уравнений включают в себя термическое уравнение состояния идеального газа

$$\frac{p}{\rho} = \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad \frac{1}{M_\Sigma} = \sum_i^{N_s} \frac{Y_i}{M_i} \quad (10)$$

и калорическое уравнение состояния

$$e = \sum_i^{N_s} Y_i e_i, \quad e_i = \int_{T_0}^T c_{V,i} dT + e_{i,0}, \quad (11)$$

где $c_{V,i}$ — удельная теплоемкость при постоянном объеме; $e_{i,0}$ — внутренняя энергия при T_0 .

С учетом того что колебательное возбуждение молекул может отличаться от равновесного, удельную внутреннюю энергии записывали в виде

$$e_i = \frac{3}{2} R_i T + R_i T + R_i \frac{\theta_i}{\exp(\theta_i/T_{V,i}) - 1}, \quad (12)$$

где используется межъядерный потенциал вида гармонического осциллятора.

Систему уравнений (1)–(5) интегрировали численно методом установления с использованием авторского компьютерного кода NERAT-3D [13]. Уравнения (1), (2) интегрировали явным конечно-разностным методом по схеме AUSM с использованием квадратичной аппроксимации чисел Маха и давления для определения параметров течения при приближенном решении задачи о распаде разрыва [15]. Уравнения теплового баланса поступательных степеней свободы (3), диффузии (4) и сохранения колебательной энергии в колебательных модах (5) решали с использованием неявной конечно-разностной схемы 2-го порядка аппроксимации Кранка — Николсона [16].

Для численного интегрирования всех уравнений использовали конечно-разностный метод с применением однозначной функциональной связи криволинейных и декартовых координат вида $\xi = \xi(x, y, z)$, $\eta = \eta(x, y, z)$ и $\zeta = \zeta(x, y, z)$ соответственно вдоль криволинейной поверхности, по нормали к ней и в направлении азимута. Вследствие введения криволинейных координат у всех дифференциальных операторов в новых координатах появились компоненты якобиана преобразования.

Численное решение конечно-разностных уравнений выполнялось с использованием многоблочной многосеточной технологии. В рассматриваемом случае использовали восемь блоков расчетной сетки. Многосеточная технология состояла в последовательном измельчении расчетной сетки (удвоением числа узлов) по мере достижения сходимости

с заданной погрешностью в каждом из отдельных блоков конечно-разностной сетки.

Использовали кинетическую модель ионизации воздуха за фронтом ударной волны, учитывающую следующие 11 компонентов частично ионизованного воздуха: N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e^- [13].

Уравнение переноса излучения (6) формулировали в общем виде для нерассеивающей среды относительно спектральной интенсивности излучения, после определения которой рассчитывали вектор плотности интегрального радиационного теплового потока и его дивергенция:

$$\mathbf{q}_R = \mathbf{q}_R(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta\omega_{tot}} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\omega = \int_{\Delta\omega_{tot}} \mathbf{q}_{R,\omega}(\mathbf{r}) d\omega; \quad (13)$$

$$\mathbf{q}_{R,\omega}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\Omega, \quad q_R = (\mathbf{q}_R \cdot \mathbf{n}).$$

Здесь $J_\omega(\mathbf{r}, \Omega)$ — спектральная интенсивность излучения; \mathbf{r} — радиус-вектор точки пространства; Ω — единичный вектор; $\Delta\omega_{tot}$ — спектральный диапазон теплового излучения (в настоящей работе: $1000 \dots 200\,000 \text{ см}^{-1}$). Спектральный коэффициент испускания, вычисляется при локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) с использованием закона Кирхгоффа

$$j_\omega(\mathbf{r}) = \kappa_\omega(\mathbf{r}) J_{b,\omega}(\mathbf{r}), \quad (14)$$

где $\kappa_\omega(\mathbf{r})$ — спектральный коэффициент поглощения; $J_{b,\omega}(\mathbf{r})$ — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела.

Расчет переносных свойств многокомпонентного газа (вязкости, теплопроводности и коэффициентов диффузии) выполняли в первом приближении теории Чепмена — Энскога [17–19]:

$$\mu_i = 2,67 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}; \quad \lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad (15)$$

где σ_i — эффективный диаметр столкновений; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ — интеграл столкновений; $T_i = kT/\varepsilon_i$; ε_i/k — параметр, характеризующий глубину потенциальной энергии взаимодействия частиц i -го типа, а также приближенные комбинаторные соотношения Манна и Брокау [19], позволяющие рассчитывать необходимые для вычислительной модели свойства:

$$\mu = 1 / \left[\sum_{i=1}^{N_s} (Y_i / \mu_i) \right], \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_s} x_i \lambda_i + 1 / \sum_{i=1}^{N_s} (x_i / \lambda_i) \right]. \quad (16)$$

Эффективный коэффициент диффузии i -го компонента вычисляли по формуле Уилке [19]:

$$D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_s} (x_j / D_{i,j})}, \quad (17)$$

$$D_{i,j} = 1,858 \cdot 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}}$$

Интегралы столкновений вычисляли по аппроксимациям, предложенным Н.А. Анфимовым:

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1,157 T_i^{-0,1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1,074 T_{i,j}^{-0,1604}, \quad (18)$$

где функции, определяющие столкновения двух частиц, находят по так называемым комбинаторным формулам:

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j). \quad (19)$$

Использованные модели химической кинетики многокомпонентной смеси газов формулировали в каноническом виде для каждой химической реакции (полный набор учитываемых химических реакций приведен в работе [13]):

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j], \quad n = 1, 2, \dots, N_r, \quad (20)$$

тогда скорость образования i -го компонента в n -й химической реакции записали в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{dX_i}{dt} \right)_n &= k_{f,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_j^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} (b_{i,n} - a_{i,n}) \prod_j^{N_s} X_j^{b_{j,n}} = \\ &= (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,n} - S_{r,n}), \end{aligned} \quad (21)$$

где $a_{i,n}, b_{i,n}$ — стехиометрические коэффициенты n -й химической реакции; $[X_j]$ — химические символы реагентов и продуктов химических реакций; N_r — число химических реакций; X_i — объемно-мольная концентрация i -го компонента; $k_{f,n}, k_{r,n}$ — константы скоростей прямых и обратных реакций; $S_{f,n}, S_{r,n}$ — скорости прямой и обратной реакции.

Массовую скорость образования i -го компонента в единице объема определяли следующим образом:

$$\dot{w}_i = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n})(S_{f,n} - S_{r,n}). \quad (22)$$

Из (21), (22) следует, что для вычисления массовой скорости образования i -го компонента необходимо определить константы скоростей прямой и обратной реакций для каждой из N_r реакций. Указанные константы аппроксимируются обобщенной аррениусовой зависимостью

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \quad (23)$$

где $A_{f(r),n}$, $n_{f(r),n}$, $E_{f(r),n}$ — аппроксимирующие коэффициенты для констант скоростей прямой (f) и обратной (r) химических реакций; k — постоянная Больцмана; T — температура поступательных степеней свободы (в рамках используемой модели температура вращательного движения считается равной температуре поступательного движения); n — номер химической реакции в кинетической модели.

Учет эффектов неравновесной диссоциации выполняли по модели Тринора — Мэрроуна [20].

Условие квазинейтральности использовалось для нахождения мольных концентраций электронов.

Также применяли модель абсолютной каталитичности поверхности, в соответствии с которой

$$(Y_i)_w = Y_{i,\infty}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_s, \quad (24)$$

где $Y_{i,\infty}$ — массовые доли компонентов в набегающем газе.

Температуру поверхности вычисляли с использованием условия

$$\varepsilon \sigma T_w^4 = Q_w, \quad (25)$$

где ε — степень черноты поверхности; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см² · К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана; q_w — плотность теплового потока, падающего на обтекаемую поверхность.

Расчет аэродинамических коэффициентов. Расчет аэродинамических сил и моментов выполняли в связанной системе координат, показанной на рис. 1. Угол скольжения полагали равным нулю. Продольную (вдоль оси OX) и нормальную (вдоль оси OY) силы рассчитывали по классическим формулам аэродинамики [21]:

$$F_x = \iint_S [(p - p_\infty) \omega_x^n + \tau \omega_x^\tau] dS; \quad F_y = \iint_S [(p - p_\infty) \omega_y^n + \tau \omega_y^\tau] dS,$$

где S — поверхность КА; p, p_∞ — давление вблизи элемента поверхности dS и в набегающем потоке; τ — элементарная сила трения, касательная к площадке dS ; $\omega_x^n, \omega_x^\tau, \omega_y^n, \omega_y^\tau$ — направляющие косинусы векторов нормали к поверхности dS и касательной к ней по отношению к осям x и y .

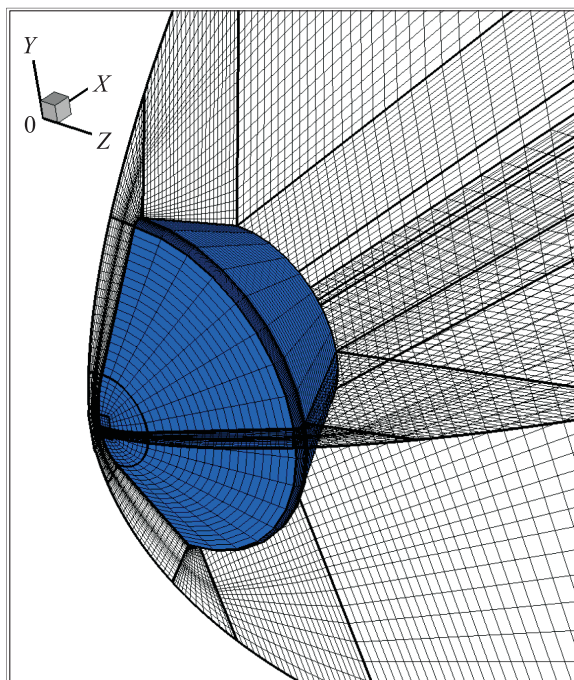


Рис. 1. Геометрия КА Stardust и многоблочной расчетной сетки, показанной в плоскостях XOY и ZOX

Искомые аэродинамические коэффициенты определяли по формулам:

$$C_x = F_x / (q_\infty S_m), \quad C_y = F_y / (q_\infty S_m), \quad (26)$$

где $q_\infty = 0,5\rho_\infty V_\infty^2$; $S_m = \pi r_m^2$ — миделево сечение КА Stardust при нулевом угле атаки; $r_m = 40$ см — радиус лобового аэродинамического щита.

Элементарный момент тангажа, формируемый элементарными силами dF_x и dF_y на элементарной площадке dS относительно центра масс КА, записывается следующим образом:

$$dM_z = dF_y \cdot L_x - dF_x \cdot L_y,$$

где $L_x = x_* - x$, $L_y = y_* - y$; x_* , y_* — координаты центра масс в лабораторной системе координат, при этом $dM_z > 0$, если элементарная сила

$(dF_y$ или dF_x) увеличивает угол атаки на плече L (L_x или L_y), и $dM_z < 0$, если сила уменьшает угол атаки.

Тогда

$$M_z = \iint_S \left[\left[(p - p_\infty) \omega_y^n + \tau \omega_y^\tau \right] (x_* - x) - \left[(p - p_\infty) \omega_x^n + \tau \omega_x^\tau \right] (y_* - y) \right] dS; \quad (27)$$

$$m_z = M_z / (q_\infty S_m L),$$

где L — продольный размер КА.

В расчетах использовали следующие числовые значения: $L = 49$ см, $x_* = 0,65L$.

Краевые условия. В набегающем потоке задавали скорость V_∞ и условия невозмущенного газа для нужной высоты полета (p_∞, ρ_∞), связанные термическим уравнением состояния (10) с температурой T_∞ и молекулярной массой $M_\Sigma = 29$ г/моль. Эти граничные условия задавали на всей внешней поверхности расчетной области, кроме плоскости выходного по потоку сечения. Газодинамические возмущения не достигали этой границы. На поверхности СА задавали условия прилипания.

Температуру поверхности рассчитывали, исходя из баланса нагрева поверхности конвективным и радиационным тепловым потоком теплоты и потери теплоты излучением со степенью черноты 0,8. Для нейтральных частиц поверхность полагали некаталитической, а для заряженных частиц задавали условие полной рекомбинации. Считали, что на обтекаемой поверхности достигается термическое равновесие ($T_V = T_w$).

Граничные условия в выходном сечении $x = x_{\max}$ задавали в виде $\partial\psi/\partial\xi = 0$, где $\psi = \{u, v, T, \rho, Y_i, e_{V,m}\}$, ξ — координатная линия, подстраиваемая к линиям тока. Кроме пограничного слоя у поверхности, замыкаемого течением в донной области, здесь всегда наблюдалось сверхзвуковое течение; начальные условия — это параметры невозмущенного потока.

Результаты расчета полей газодинамических функций. Расчеты выполнены для условий входа КА Stardust, представленных в таблице. Использованы два авторских компьютерных кода: NERAT-2D — для расчета осесимметричного течения под нулевым углом атаки; NERAT-3D — для расчета обтекания КА Stardust под углом атаки $\alpha = 10^\circ$. Расчетные сетки для трехмерного и двухмерного случаев показаны на рис. 1 и 2.

Траекторные параметры КА Stardust и результаты расчетов аэродинамических характеристик

		Параметры							NERAT-3D			NERAT-2D			[8] 3D			[8] 2D
		t, c	M	$V_{\infty}, \text{км/с}$	$P, \text{эрг/см}^3$	$\rho, \text{г/см}^3$	$T, \text{К}$	$\alpha, \text{град}$	C_x	C_y	m_z	C_x	C_y	m_z	C_x	C_y	m_z	C_x
	42	46,7	12,41	38,8	6,31E-08	214	10	1,48	0,0971	-0,0545	1,45	-	-	-	-	-	-	-
	48	43,4	12,04	103	1,54E-07	232	10	1,48	0,0983	-0,0569	1,46	-	-	-	-	-	-	-
	54	38,9	11,14	227	3,19E-07	248	10	1,48	0,0979	-0,0559	1,45	1,43	0,087	-0,061	1,48	-	-	-
	60	33,1	9,719	424	5,67E-07	261	10	1,48	0,0956	-0,0552	1,45	-	-	-	-	-	-	-
	64	24,6	7,902	738	9,50E-07	271	10	1,48	0,0968	-0,0561	1,46	1,43	0,083	-0,059	1,48	-	-	-
	72	18,4	5,496	1240	1,59E-06	268	10	1,47	0,0988	-0,0609	1,45	1,42	0,075	-0,052	1,49	-	-	-
	78	13,4	3,984	1360	1,77E-06	266	10	1,47	0,0900	-0,0561	1,45	1,42	0,075	-0,052	1,49	-	-	-

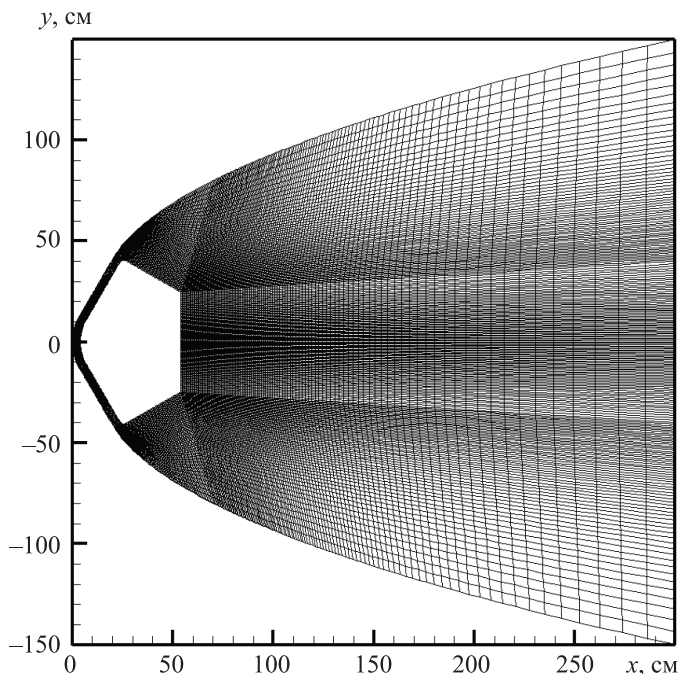


Рис. 2. Расчетная сетка при моделировании осесимметричного обтекания

Типичные распределения поступательной температуры и продольной скорости $V_x = u/V_\infty$ в окрестности КА Stardust в момент времени $t = 54$ с показаны на рис. 3 (вверху на рисунке показаны линии тока). Отметим важные особенности течения газа в окрестности КА.

У лобовой поверхности КА образуется высокотемпературный сжатый слой, поступательная температура в котором превышает 10 000 К. Осевое распределение поступательной, колебательных и электронной температур вдоль критической линии тока (вдоль оси симметрии) показано на рис. 4. На рисунке хорошо видна структура сжатого слоя: область фронта ударной волны с резким возрастанием поступательной температуры до нескольких десятков тысяч градусов, релаксационная область термализации колебательных степеней свободы, область пограничного слоя у поверхности.

Распределения мольных концентраций компонентов высокотемпературного воздуха в сжатом слое (рис. 5) показывают, что в рассматриваемой точке траектории степень ионизации составляет 10 %, а молекулы азота и кислорода в значительной степени диссоциированы. Примечательно также образование двух максимумов концентраций молекул NO во фронте ударной волны и в пограничном слое. В центральной части сжатого слоя концентрация атомов азота достигает 10 %, а атомов кислорода — порядка 1 %.

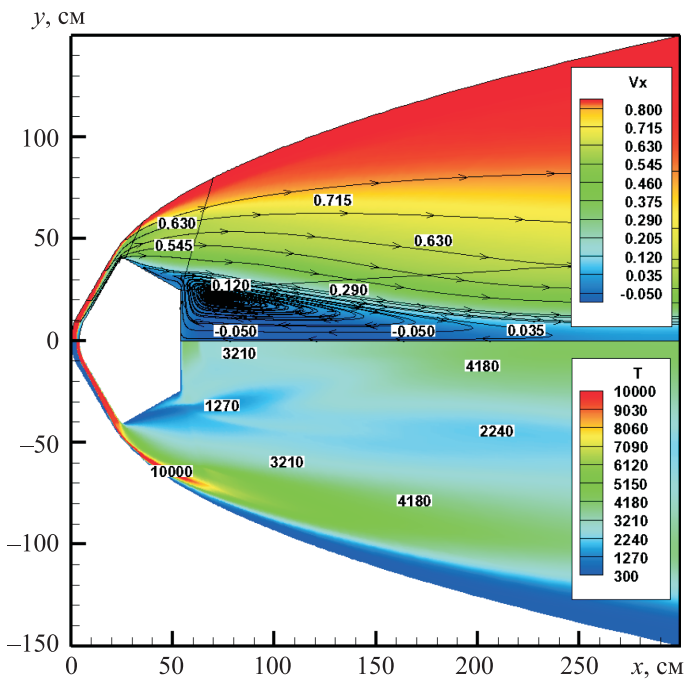


Рис. 3. Продольная скорость $V_x = u/V_\infty$ (вверху) и поступательная температура (внизу) при $t = 54$ с (поток газа — слева направо)

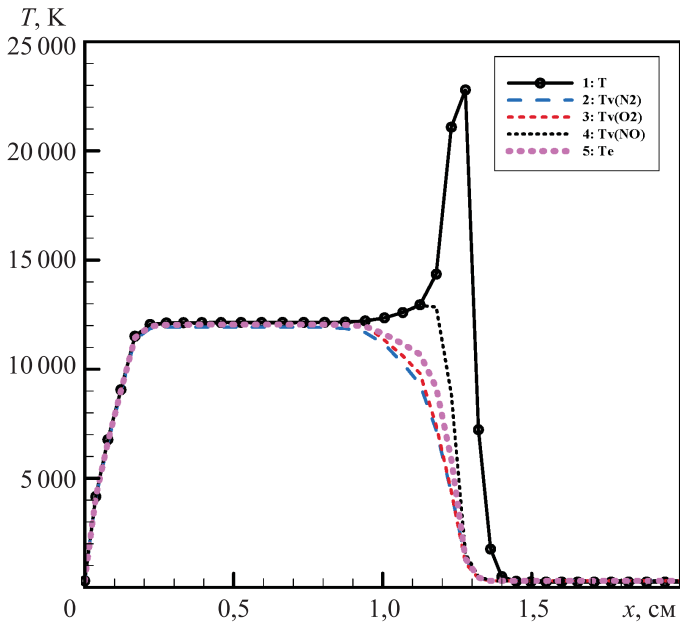


Рис. 4. Распределения поступательной (1), колебательных температур молекул N_2 (2), O_2 (3) и NO (4) и электронной (5) температуры вдоль критической линии тока, совпадающей с осью симметрии для двухмерного случая, при $t = 54$ с (поток газа — справа налево)

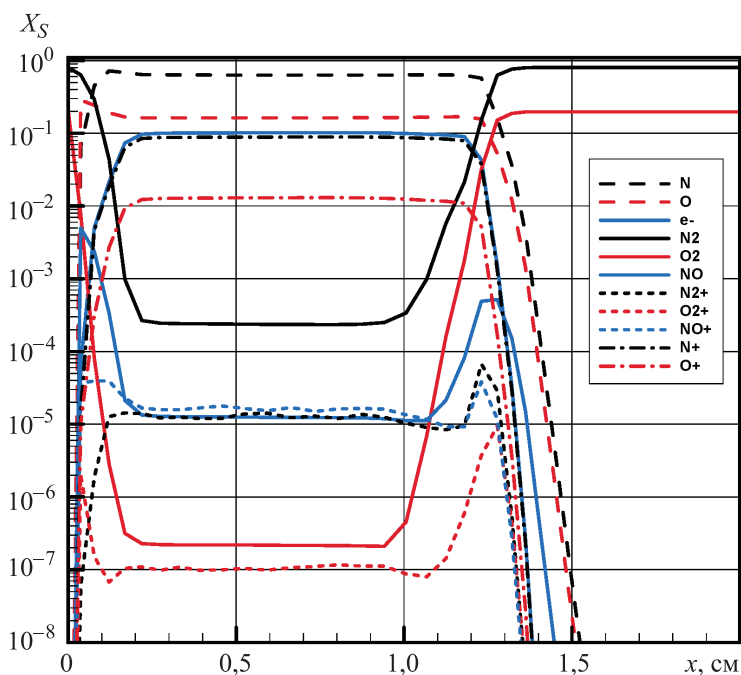


Рис. 5. Распределения мольных концентраций компонентов высокотемпературного воздуха вдоль критической линии тока при $t = 54$ с (поток газа — справа налево)

Анализируемый момент времени ($t = 54$ с) соответствует точке траектории, в которой релаксационная зона занимает заметную часть сжатого слоя.

Другой важной особенностью поля течения КА Stardust является наличие развитого возвратно-вихревого движения вблизи подветренной части поверхности. На рис. 3 хорошо видны замкнутые линии тока, свидетельствующие о движении нагретого в сжатом слое газа навстречу движению КА. Это означает, что в окрестности задней критической точки нагретый до нескольких тысяч градусов газ движется к поверхности почти со сверхзвуковой скоростью.

Двухмерное температурное поле также имеет свои особенности. Кроме нагрева газа в сжатом слое, отметим резкое падение поступательной температуры в зоне течения разрежения за боковой кромкой аэродинамического щита (см. рис. 3, температура снижается примерно до 1200 К) с последующим нагревом газа в области следа (в рассматриваемом случае — до температур порядка 4200 К).

Каждая из отмеченных особенностей поля течения имеет важные последствия для формирования общей картины физико-химических процессов в возмущенной области течения. Однако наиболее теплонпряженным участком поверхности КА является лобовой аэродинамический щит. Первой причиной этого является то, что температура в сжатом слое достигает экстремально высоких значений.

Высокий уровень температур в сжатом слое является типичным для сверхорбитального входа. Однако неравновесность физико-химических процессов в сжатом слое приводит к тому, что максимальный уровень ионизации воздуха достигается не при наибольших температурах [12]. Концентрация электронов в сжатом слое увеличивается с некоторым падением температуры, но в условиях достаточно высокой плотности и практически полной термализации внутренних степеней свободы.

Представление на рис. 6 и 7 распределения давления и продольной скорости получены с использованием трехмерной расчетной модели. На рис. 6 хорошо видно, что при пространственном обтекании

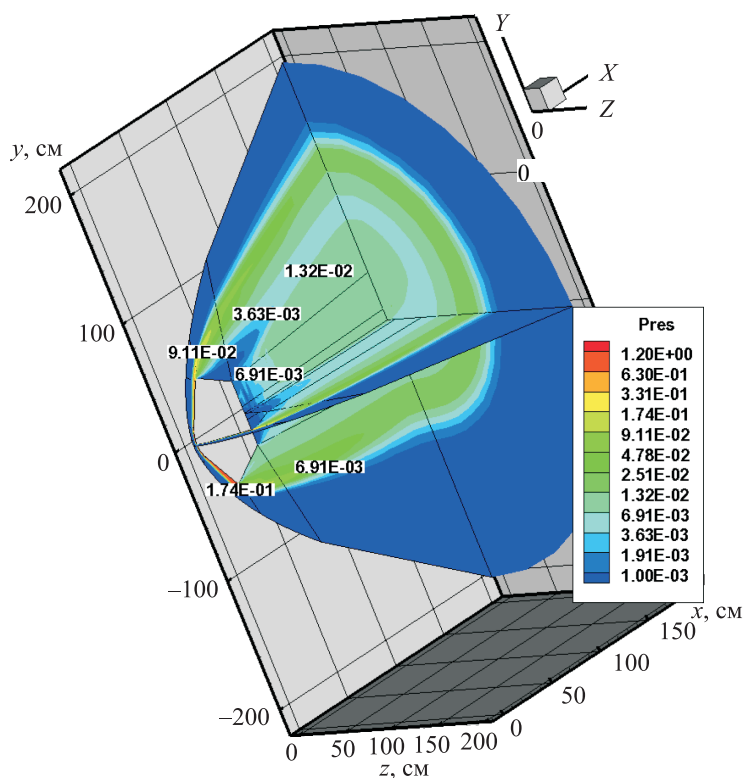


Рис. 6. Поле давления вблизи поверхности КА Stardust под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ при $t = 54$ с

КА Stardust давление у лобовой поверхности значительно (на порядки) превышает давление вблизи подветренной стороны, поэтому естественно предположить, что силовое воздействие газового потока на КА определяется в основном газодинамическими процессами у лобового аэродинамического щита. Двухмерные и трехмерные расчеты аэродинамических характеристик подтвердили это. На рис. 6 и 7 хорошо видна также неоднородность распределения газодинамических функций

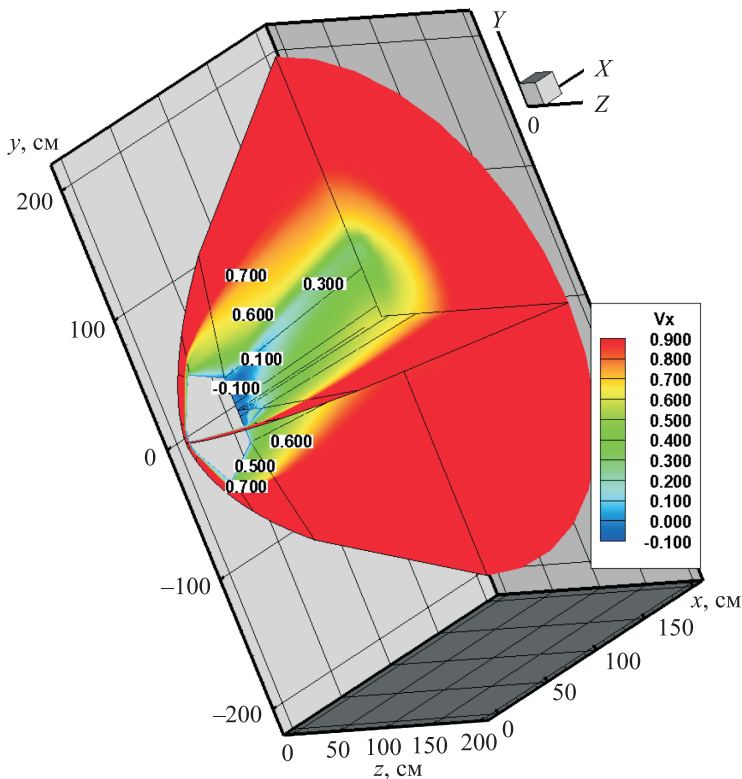


Рис. 7. Поле продольной скорости $V_x = u/V_\infty$ вблизи поверхности КА Stardust под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ при $t = 54$ с

у лобового аэродинамического щита при обтекании КА под углом атаки. Это в значительной степени усложняет задачу определения интегральных аэродинамических характеристик КА под углом атаки, к тому же в условиях сильной неравновесности течения. Впрочем, компьютерная модель реализует расчет интегральных характеристик посредством суммирования парциальных вкладов функций от отдельных расчетных ячеек, так что при получении адекватных аэродинамических характеристик при самых сложных условиях обтекания можно говорить также об интегральной проверке достоверности разработанной физико-математической модели радиационной аэротермодинамики.

Итоговые результаты двухмерных (2D) и трехмерных (3D) расчетов аэродинамических коэффициентов КА Stardust (26), (27) с использованием компьютерных кодов NERAT приведены в таблице. Там же приведены результаты расчетов [8], выполненных для осесимметричного и пространственного случаев обтекания. Представленные данные позволяют отметить следующее:

- разработанные компьютерные модели неравновесной аэротермодинамики сверхорбитального входа КА дают возможность предска-

вать не только аэротермодинамические характеристики обтекания и нагрева КА, но и аэродинамические характеристики, необходимые для построения оптимальных траекторий движения в плотных слоях атмосферы;

– получено удовлетворительное совпадение расчетных данных с использованием компьютерных кодов LAURA и NERAT;

– выполненное сравнение с имеющимися расчетными данными NASA позволяет говорить о верификации компьютерных кодов NERAT-2D и NERAT-3D по отношению к определению аэродинамических коэффициентов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-01-00379.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kontinos D.A., Wright M.J.* Introduction: Atmospheric entry of the stardust sample return capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol. 47. No. 5. P. 705–707.
2. *Boyd I.D., Trumble K.A., Wright M.J.* Modeling of Stardust entry at high altitude. Part 1: Flowfield analysis // *J. Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol. 47. No. 5. P. 708–717.
3. *Liu Y., Prabhu D., Trumble K.A.* et al. Radiation modeling for the reentry of the Stardust sample return capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol. 47. No. 5. P. 741–752.
4. *Trumble K.A., Cozmuta I., Sepka S.* et al. Postflight aerothermal analysis of Stardust sample return capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol. 47. No. 5. P. 765–774.
5. *Shang J.S., Surzhikov S.T.* Simulating nonequilibrium flow for ablative Earth entry // *J. Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol. 47. No. 5. P. 806–815.
6. *Jenniskens P.* Observations of the Stardust Sample Return Capsule Entry with a Slit-less Echelle Spectrograph // AIAA. Paper 2008–1210. January 2008.
7. *McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C., Kanmae T.* Observations of the Stardust Sample Return Capsule Entry using a High Frame Rate Slit-less Spectrograph // AIAA. Paper 2008–1211. January 2008.
8. *Mitcheltree R.A., Wilmoth R.G., Cheatwood F.M., Brauckmann G.J., Green F.A.* Aerodynamics of Stardust Sample Return Capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 1999. Vol. 36. No. 3. P. 429–435.
9. *Desai P.N., Lyons D.T., Tooley J.* et al. Entry, descent, and landing operations analysis for the Stardust entry capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 2008. Vol. 45. No. 6. P. 1262–1268.
10. *Shang J.S., Surzhikov S.T.* Simulating Stardust Earth reentry with radiation heat transfer // *J. Spacecraft and Rockets*. 2011. Vol. 48. No. 3. P. 385–396.
11. *Shang J.S., Surzhikov S.T.* Coupled radiation-gasdynamic model for Stardust Earth entry simulation // *J. Spacecraft and Rockets*. 2012. Vol. 49. No. 5. P. 875–888.
12. *Суржиков С.Т.* Радиационная аэротермодинамика космического аппарата Stardust // ПММ. 2016. Т. 80. № 1. С. 60–79.
13. *Суржиков С.Т.* Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. М.: ИПМех РАН, 2013. 706 с.
14. *Olynick D., Chen Y.-K., Tauber M.E.* Aerothermodynamics of the Stardust sample return capsule // *J. Spacecraft and Rockets*. 1999. Vol. 36. No. 3. P. 442–462.

15. *Edwards J.R., Liou M.-S.* Low-diffusion flux-splitting methods for flow at all speeds // *AIAA J.* 1998. Vol. 36. No. 9. P. 1610–1617.
16. *Марчук Г.И.* Методы расщепления. М.: Наука, 1988. 264 с.
17. *Гинзбург И.П.* Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 278 с.
18. *Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю.* Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике / под общ. ред. Г.И. Майкапара. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
19. *Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.W.* Transport Phenomena. 2nd ed. New York: Wiley, 2002. 912 p.
20. *Treanor C.E., Marrone P.V.* Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation // *Phys. Fluids.* 1962. Vol. 5. No. 9. P. 1022–1026.
21. *Аэродинамика* / А.Г. Голубев, В.Т. Кулугин, А.Ю. Луценко, В.О. Москаленко, Е.Г. Столярова, А.И. Хлупнов, П.А. Чернуха. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010. 687 с.

REFERENCES

- [1] Kontinos D.A., Wright M.J. Introduction: Atmospheric Entry of the Stardust Sample Return Capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 2010, vol. 47, no. 5, pp. 705–707.
- [2] Boyd I.D., Trumble K.A., Wright M.J. Modeling of Stardust entry at high altitude, Part 1: Flowfield analysis. *J. Spacecraft and Rockets*, 2010, vol. 47, no. 5, pp. 708–717.
- [3] Liu Y., Prabhu D., Trumble K.A. et al. Radiation modeling for the reentry of the Stardust sample return capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 2010, vol. 47, no. 5, pp. 741–752.
- [4] Trumble K.A., Cozmuta I., Sepka S. et al. Postflight aerothermal analysis of Stardust sample return capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 2010, vol. 47, no. 5, pp. 765–774.
- [5] Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating nonequilibrium flow for ablative Earth entry. *J. Spacecraft and Rockets*, 2010, vol. 47, no. 5, pp. 806–815.
- [6] Jenniskens P. Observations of the Stardust Sample Return Capsule Entry with a Slit-less Echelle Spectrograph. *AIAA*. Paper 2008–1210. January 2008.
- [7] McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C., Kanmae T. Observations of the Stardust Sample Return Capsule Entry using a High Frame Rate Slit-less Spectrograph. *AIAA*. Paper 2008–1211. January 2008.
- [8] Mitcheltree R.A., Wilmoth R.G., Cheatwood F.M., Brauckmann G.J., Green F.A. Aerodynamics of Stardust Sample Return Capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 1999, vol. 36, no. 3, pp. 429–435.
- [9] Desai P.N., Lyons D.T., Tooley J. et al. Entry, descent, and landing operations analysis for the Stardust entry capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 2008, vol. 45, no. 6, pp. 1262–1268.
- [10] Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating Stardust Earth reentry with radiation heat transfer. *J. Spacecraft and Rockets*, 2011, vol. 48, no. 3, pp. 385–396.
- [11] Shang J.S., Surzhikov S.T. Coupled radiation-gasdynamic model for Stardust Earth entry simulation. *J. Spacecraft and Rockets*, 2012, vol. 49, no. 5, pp. 875–888.
- [12] Surzhikov S.T. Radiation Aerothermodynamics of Spacecraft Stardust. *Prikl. matem. i mekhanika* [J. Appl. Math. Mech.], 2016, vol. 80, no. 1, pp. 60–79 (in Russ.).
- [13] Surzhikov S.T. Radiatsionnaya gazovaya dinamika spuskaemykh kosmicheskikh apparatov. Mnogotemperaturnye modeli [Radiation Gas Dynamics of Descent Capsule. Multitemperature Models]. Moscow, IPMekh RAN Publ., 2013. 706 p.

- [14] Olynick D., Chen Y.-K., Tauber M.E. Aerothermodynamics of the Stardust sample return capsule. *J. Spacecraft and Rockets*, 1999, vol. 36, no. 3, pp. 442–462.
- [15] Edwards J.R., Liou M.-S. Low-diffusion flux-splitting methods for flow at all speeds. *AIAA J*, 1998, vol. 36, no. 9, pp. 1610–1617.
- [16] Marchuk G.I. *Metody rasshchepleniya* [Splitting Methods]. Moscow, Nauka Publ., 1988. 264 p.
- [17] Ginzburg I.P. *Trenie i teploperedacha pri dvizhenii smesi gazov* [Friction and Heat Transfer of Gas Mixture Motion]. Leningrad, LGU Publ., 1975. 278 p.
- [18] Agafonov V.P., Vertushkin V.K., Gladkov A.A. *Neravnovesnye fiziko-khimicheskie protsessy v aerodinamike* [Non-Equilibrium Physical and Chemical Processes in Aerodynamics]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1972. 344 p.
- [19] Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.W. *Transport Phenomena*. 2nd ed. N.Y., Wiley, 2002. 912 p.
- [20] Treanor C.E., Marrone P.V. Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, no. 9, pp. 1022–1026.
- [21] Golubev A.G., Kulugin V.T., Lutsenko A.Yu., Moskalenko V.O., Stolyarova E.G., Khlupnov A.I., Chernukha P.A. *Aerodinamika* [Aerodynamics]. Moscow, MGTU im. N.E.Baumana Publ., 2010. 687 p.

Статья поступила в редакцию 25.02.2016

Суржиков Сергей Тимофеевич — д-р физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН, директор Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (Российская Федерация, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1), главный научный сотрудник Всероссийского НИИ автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА) (Российская Федерация, 127055, Москва, ул. Суцевская, д. 22).

Surzhikov S.T. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), corresponding member of RAS. Director of Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Science (Vernadsky prospect 101, build. 1, Moscow, 119526 Russian Federation), Chief Researcher of All-Russian Research Institute of Automatics (VNIIA) (Sushchevskaya ul. 22, Moscow, 127005 Russian Federation).

Пробьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Суржиков С.Т. Аэродинамика возвращаемого космического аппарата Stardust на участке гиперзвукового полета // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2016. № 3. С. 4–22. DOI: 10.18698/0236-3941-2016-3-4-22

Please cite this article in English as:

Surzhikov S.T. Aerodynamics of the Reentry Spacecraft Stardust Within the Hypersonic Flight. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Mashinost.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2016, no. 3, pp. 4–22. DOI: 10.18698/0236-3941-2016-3-4-22