



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. Т. Суржиков, М. П. Шувалов, Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения (Обзор), *ТВТ*, 2013, том 51, выпуск 3, 456–470

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

23 января 2025 г., 00:49:17



УДК 533.6.011

ТЕСТИРОВАНИЕ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ ПО РАДИАЦИОННОМУ И КОНВЕКТИВНОМУ НАГРЕВУ СПУСКАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ (Обзор)

© 2013 г. С. Т. Суржиков^{1,2}, М. П. Шувалов³

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

² Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

³ РКК “Энергия” им. С.П. Королева, Московская область, г. Королев

Поступила в редакцию 25.12.2012 г.

Представлены результаты тестирования корреляционных соотношений, предназначенных для расчета конвективного и радиационного нагрева спускаемых космических аппаратов на примере нагрева Apollo-4 и Stardust, для которых имеется значительное число расчетных данных других аппаратов. С использованием этих же корреляционных соотношений выполнен анализ нагрева спускаемого аппарата в летном эксперименте Fige-II. Для отдельных точек траектории входа спускаемых аппаратов Stardust и Fige-II выполнены расчеты радиационной газовой динамики с использованием специально разработанных двумерных и трехмерных компьютерных кодов NERAT(2D, 3D)+ASTEROID. Представленные корреляционные соотношения и компьютерные коды NERAT(2D, 3D)+ASTEROID используются для прогностических расчетов аэротермодинамики перспективных космических аппаратов больших размеров. Обсуждаются причины расхождения расчетных данных.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.

Численная модель аэрофизики спускаемых аппаратов.

Методология проведения численных исследований.

Корреляционные соотношения для конвективного и радиационного нагрева космических аппаратов.

Результаты расчетов конвективного и радиационного нагрева с использованием корреляционных соотношений и компьютерного кода NERAT.

Заключение.

Список литературы.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы космические агентства ряда ведущих космических держав обнародовали свои планы по созданию пилотируемых космических аппаратов нового поколения, предназначенных для орбитальных полетов, освоения Луны и в более далекой перспективе – полете на другие планеты, в первую очередь на Марс [1, 2]. Россия также провозгласила свое намерение о создании нового пилотируемого космического аппарата. На настоящем этапе предварительных исследований и конструкторской проработки будущих технологических решений сложилось мнение о целесооб-

разности создания космических аппаратов увеличенных размеров по сравнению с существующими (Союз) и созданными ранее (Аполлон). Предполагается, что экипаж таких космических аппаратов будет состоять из ~6 космонавтов.

Аэротермодинамический и баллистический анализ будущих космических аппаратов, направленный на поиск оптимальных условий входа в плотные слои атмосферы, ставит перед учеными и инженерами ряд новых задач, которые решались ранее в несколько иной постановке. Среди этих задач отметим особо проблемы радиационной газовой динамики спускаемых космических аппаратов в условиях отсутствия термодинамического равновесия в сжатом слое, проблемы ламинарно-турбулентного перехода и нагрева поверхности спускаемого аппарата (СА) в условиях турбулентного характера течения, проблемы образования и развития крупномасштабных вихревых течений у аблирующей поверхности лобового аэродинамического щита, а также проблемы аэродинамической устойчивости СА, связанной с развитым отрывным течением над задней поверхностью и т.п.

В качестве базовой формы таких космических аппаратов рассматривается традиционная для советских (российских) и американских аппаратов сегментально-коническая форма. Наиболее теплонпряженный участок их полета будет происходить под углом атаки 20–30°, что приводит к необходимости разработки трехмерных аэротермодинамических и радиационных моделей тер-

мически и химически неравновесного течения газов, основанных на полных уравнениях Навье—Стокса. В такой постановке расчетная модель радиационной газовой динамики СА становится труднореализуемой даже на современных суперкомпьютерах. Ряд дополнительных проблем связан с тем, что в современной аэрофизике СА используются кинетические модели релаксационных процессов (вращательная, колебательная и электронная релаксация внутренних степеней свободы молекул и электронное возбуждение атомов) и модели химической кинетики, весьма слабо обеспеченные фактическими кинетическими данными, что с неизбежностью приводит к росту неопределенности получаемых расчетных данных.

Важным элементом повышения достоверности предсказываемых в расчете аэротермодинамических данных является всестороннее тестирование разрабатываемых компьютерных программ (кодов) на примере анализа экспериментальных результатов наземных стендовых испытаний и имеющихся летных данных. К сожалению, число экспериментальных летных данных по радиационной газовой динамике чрезвычайно мало, а необходимые условия в наземных опытах практически не воспроизводятся.

Одним из важных элементов повышения достоверности расчета является его перекрестное сравнение с расчетами других авторов, а также сопоставление получаемых расчетных данных с аппроксимационными (корреляционными) соотношениями по конвективному и радиационному нагреву поверхности СА, которые обобщают большой опыт предшествующих радиационно-газодинамических расчетов (их наибольшая интенсивность приходится на 60–70 годы прошлого столетия). Однако хорошо известно, что отмеченные аппроксимации (корреляционные соотношения) приводят к значительному разбросу результатов. В этом смысле весьма показательна работа [3], где дан анализ расчетного описания результатов летного эксперимента Fire-II [4] (до настоящего времени эти летные данные остаются единственными хорошо документированными результатами по радиационной газовой динамике сверхорбитального входа космического аппарата). Из указанной работы видно, что между результатами расчетов плотностей радиационных тепловых потоков, выполненных разными авторами для участка траектории летного эксперимента Fire-II, характеризуемого высокой степенью неравновесности ($t = 1634–1637.5$ с), наблюдается двух- трехкратное различие. Более того, в работе [5] показано, что значительное различие наблюдается также и в расчетах конвективного нагрева. На наиболее теплонапряженном участке траектории ($t = 1640–1645$ с) плотности конвективного теплового потока, получаемые с ис-

пользованием компьютерных кодов LAURA и GIANTS, различаются на ~40%.

Причины такого сильного расхождения хорошо известны. Вычислительная модель неравновесной аэротермодинамики спускаемого космического аппарата содержит целый ряд расчетных модулей, каждый из которых вносит значительный вклад в увеличение неопределенности получаемых численных данных. Среди этих составных частей в первую очередь назовем построение адекватной рассматриваемому процессу пространственной расчетной сетки, расчеты течения газовой смеси на основе уравнений Навье—Стокса, движения отдельных компонент газовой смеси с учетом диффузии и неравновесных химических реакций, процессов колебательной и электронной релаксации, свойств переноса многокомпонентной частично ионизированной смеси газов, термодинамических свойств термически неравновесной смеси газов, а также расчеты спектральных оптических свойств и переноса селективного теплового излучения. Установлено также, что в неравновесных условиях увеличивается степень нелинейного взаимодействия рассчитываемых в этих блоках функций, особенно в условиях радиационно-конвективного взаимодействия и, в частности, при учете переноса излучения в атомных линиях. Необходимо также иметь в виду, что спектральная интенсивность излучения, которая формирует итоговую плотность радиационного теплового потока к поверхности, является весьма чувствительной к распределениям в объеме температур (электронов, поступательного и колебательного движения частиц), концентраций оптически активных компонент и заселенностей их возбужденных состояний, а также к радиационным характеристикам элементарных радиационных процессов в непрерывном, молекулярном и атомном линейчатом спектрах. Еще большая детализация описания элементарных плазменных, химических и радиационных процессов приводит к необходимости использования радиационно-столкновительных (поуровневых) моделей [6], которые в свою очередь привносят новые неопределенности в результаты, поскольку используют данные *ab initio* расчетов элементарных упругих и неупругих столкновительных и радиационных процессов. Очевидно, что согласование перечисленных моделей и получение достоверных предсказательных данных является значительной проблемой современной аэрофизики.

Это приводит *de facto* к невозможности сформулировать в настоящее время расчетную модель аэротермодинамики, удовлетворяющую современным требованиям по достоверности предсказываемых результатов. Однако оказывается возможным обозначить диапазон наиболее вероятных результатов, которые и можно рекомендовать разработчикам космических аппаратов. В данной

работе такая задача решается следующим образом. На первом этапе за основу берутся корреляционные соотношения, предложенные для расчета конвективного и радиационного теплового нагрева [7–15]. Указанные корреляции используются для получения расчетных данных применительно к летному эксперименту Fire-II [3–5] и сравнения с расчетными данными других авторов для космических аппаратов Stardust [16, 17] и Apollo-4 [18, 19]. Тем самым выполняется тестирование этих корреляционных соотношений. Здесь следует заметить, что в подавляющем большинстве статей и книг, где приводятся такие корреляционные соотношения, имеются опечатки, затрудняющие их использование. Попытка исправить отмеченные опечатки сделана при выполнении расчетов в данной работе. Использованные корреляционные соотношения приведены ниже.

На втором этапе проверенные корреляционные соотношения применялись для расчета радиационной газовой динамики одной из рассматриваемых аэродинамических конфигураций перспективного транспортного корабля (ПТК) нового поколения [20]. Тем самым выполнены прогностические аэротермодинамические расчеты.

На третьем этапе для расчета аэротермодинамики применялись расчетные коды NERAT-2D и NERAT-3D (Non-Equilibrium Radiative Aero-Thermodynamics) для двухмерной и трехмерной геометрии соответственно. Краткая информация о газодинамических и физико-химических моделях, положенных в основу указанных компьютерных кодов, приведена ниже. Подробное описание этих моделей и опыта тестирования кодов приведено в работах [21, 22].

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ АЭРОФИЗИКИ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ

Вычислительные коды семейства NERAT реализуют метод установления при решении системы уравнений движения вязкого, теплопроводного, термически и химически неравновесного излучающего газа. На каждой итерации по условному времени интегрируются следующие уравнения: система уравнений Навье–Стокса и неразрывности, система уравнений неразрывности для отдельных химических компонент газовых смесей совместно с системой уравнений химической кинетики, система уравнений сохранения энергии в форме уравнения теплопроводности для поступательной температуры, система уравнений сохранения энергии отдельных мод колебательного возбуждения двухатомных молекул, а также уравнения переноса селективного теплового излучения в многогрупповом приближении. Указанные уравнения формулировались в следующем виде:

$$\frac{dp}{dt} + \rho \operatorname{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

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

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \operatorname{div} \left(\lambda \operatorname{grad} T - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \mathbf{J}_i - \mathbf{q}_R \right) + \frac{dp}{dt} + \Phi_\mu + Q_{vib} - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i, \quad (3)$$

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

$$\frac{d\rho e_{v,m}}{dt} + \rho e_{v,m} \operatorname{div}(\mathbf{V}) = \operatorname{div}(-\mathbf{J}_{m e_{v,m}}) + \dot{e}_{v,m}, \quad (5)$$

$$m = 1, 2, \dots, N_V,$$

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

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad (7)$$

$$\dot{w}_i = M_i W_i = M_i \dot{X}_i = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (\dot{X}_i)_n =$$

$$= M_i \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,i}^n - S_{r,i}^n) = \quad (8)$$

$$= M_i \sum_{n=1}^{N_r} \left[(b_{i,n} - a_{i,n}) \left(k_{f,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{b_{j,n}} \right) \right],$$

$$i = 1, 2, \dots, N_s.$$

Здесь $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \vec{\nabla}$; t – время; X_i – относительная мольная концентрация химической компоненты i ; $a_{j,n}$, $b_{j,n}$ – стехиометрические коэффициенты n -й реакции, записанной в следующем символическом виде:

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j],$$

где N_r – число химических реакций; N_s – число химических компонент; \dot{w}_i , W_i – массовая и мольная скорости образования j компоненты газовой смеси; M_i , M_Σ – молекулярный вес i -й компоненты и газовой смеси;

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

диссипативная функция; $u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$ – проекции скорости \mathbf{V} на оси x , y , z ; p , ρ – давление

и плотность; T – поступательная температура; c_p – удельная теплоемкость смеси газов при постоянном давлении; $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$; $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$ – относительная массовая концентрация компоненты i ; $c_{p,i}$, h_i – удельная теплоемкость при постоянном давлении и энтальпия i -й компоненты; ρ_i , \mathbf{J}_i – плотность и массовый диффузионный поток i -й компоненты; $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \text{grad } Y_i$; D_i – эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты в смеси газов; $e_{v,m} = \frac{R_0 \theta_m}{M_{i(m)} [\exp(\theta_m/T_{v,m}) - 1]}$ – удельная колебательная энергия m -й колебательной моды (все колебательные моды общим числом N_V пронумерованы единым списком, так что $\rho_{i(m)}$ – плотность i -х молекул, для которых учитывается m -я колебательная мода); $\dot{e}_{v,m} = \rho_{i(m)} \frac{e_{v,m}^0 - e_{v,m}}{\tau_m} - e_{v,m} \dot{w}_{i(m)}$ – скорость изменения удельной колебательной энергии m -й колебательной моды за счет процессов колебательно-поступательного (VT) энергообмена и за счет диссоционных и рекомбинационных процессов; $e_{v,m}^0$ – удельная колебательная энергия m -й колебательной моды в условиях равновесия, т.е. $T_{v,m} = T$; $T_{v,m}$ – колебательная температура m -й колебательной моды; θ_m , $M_{i(m)}$ – характеристическая колебательная температура m -й колебательной моды и молекулярный вес молекулы, для которой определена эта мода; $\dot{w}_{i(m)}$ – массовая скорость образования i -й молекулы, для которой определена m -я колебательная мода; $\hat{\mathbf{P}}$ – тензор напряжения, компоненты которого представляются в виде

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

$i, j, k = 1, 2, 3,$

где μ , λ – коэффициенты вязкости и теплопроводности.

Уравнение переноса излучения формулируется относительно спектральной интенсивности излучения для нерассеивающей среды (6) $J_\omega(\mathbf{r}, \Omega)$. Здесь Ω – единичный вектор направления распространения излучения; $\mathbf{r} = \mathbf{i}x + \mathbf{j}y + \mathbf{k}z$ – радиус-вектор точки в пространстве, в которой определена спектральная интенсивность излучения, \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} – единичные орты соответствующих осей прямоугольной декартовой системы координат, $\kappa_\omega(\mathbf{r})$ – спектральный объемный коэффициент поглощения, $j_\omega(\mathbf{r})$ – спектральный объемный коэффициент испускания, $\mathbf{q}_R = \int_0^\infty d\omega \int_{4\pi} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\Omega$ – вектор плот-

ности интегрального радиационного потока; $q_{\text{Rad}} = (\mathbf{q}_R \cdot \mathbf{n}) = \int_0^\infty d\omega \int_{2\pi} J_\omega(\mathbf{r}, \Omega) (\Omega \cdot \mathbf{n}) d\Omega$ – плотность потока интегрального по спектру теплового излучения к поверхности с нормалью \mathbf{n} . При расчете переноса излучения будет предполагаться справедливой модель локального термодинамического равновесия в отдельных колебательных модах. Это означает, что спектральная излучательная способность в молекулярных полосах рассчитывается с использованием соответствующих колебательных температур и вращательных температур, совпадающих с поступательной температурой.

Модели химической кинетики и их сравнительный анализ при использовании в компьютерных кодах неравновесной аэрофизики космических аппаратов представлены в [23]. Во всех кинетических моделях константы скоростей обратных химических реакций $k_{r,n}$ были рассчитаны по константам скоростей прямых реакций $k_{f,n}$

$$k_{r,n} = k_{f,n} / K_n. \tag{9}$$

Константы равновесия, а также скоростей n -й прямой и обратной реакции аппроксимируются обобщенной формулой Аррениуса следующего вида:

$$K_n = A_n T^{n_n} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right),$$

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \tag{10}$$

Термодинамические функции вычислялись с использованием аппроксимационных полиномов [24]. Свойства переноса, а именно коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси газов вычисляются по следующим приближенными формулам [25–27]:

$$\mu = 1 / \sum_{i=1}^{N_c} (Y_i / \mu_i), \tag{11}$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{N_c} x_i \lambda_i + 1 / \sum_{i=1}^{N_c} (x_i / \lambda_i) \right],$$

$$\mu_i = \frac{5}{16} \sqrt{\frac{kTm_i}{\pi}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} =$$

$$= 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ г/см с}, \tag{12}$$

$$\lambda_i = \frac{75}{64} \sqrt{\frac{k^3 T}{\pi m_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}} =$$

$$= 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ эрг/см К}, \tag{13}$$

где σ_i – эффективный диаметр столкновения в А; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ – интеграл столкновений; $T_i = kT/\varepsilon_i$;

m_i , M_i – масса частицы i -го сорта и ее молекулярная масса; σ_i , ε_i – константы, характеризующие используемый потенциал межчастичного взаимодействия Леннарда-Джонса.

Эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты рассчитывался по формуле Уилки [26, 27]

$$D_i = \frac{1 - x_i}{N_c \sum_{j \neq i} (x_j / D_{ij})}, \text{ см}^2/\text{с}, \quad (14)$$

а коэффициент диффузии парного взаимодействия определялся в первом приближении теории Чепмена–Энскога [25, 26]

$$D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}}. \quad (15)$$

Интегралы столкновений рассчитывались по аппроксимационным формулам следующего вида:

$$\Omega_{i,j}^{(1,1)*} = \alpha_1 T_{i,j}^{-\beta_1}, \quad \Omega_i^{(2,2)*} = \alpha_2 T_i^{-\beta_2}, \quad (16)$$

где

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

α_1 , α_2 , β_1 , β_2 – аппроксимирующие константы, рекомендации по выбору которых обсуждаются в работе [26].

В [28, 29] представлены результаты недавних расчетов интегралов столкновений, рекомендуемых к использованию в практических задачах аэрофизики.

В случае частично ионизованных газовых смесей вполне приемлемой оказывается упрощенная модель, основанная на работах [30, 31]. Для расчета взаимодействия нейтральных частиц между собой используется потенциал Леннарда–Джонса, а интегралы столкновений аппроксимируются в соответствии с [32]:

$$\begin{aligned} \Omega_{ij}^{(1,1)*} &= 1.074 \left(T_{ij}^*\right)^{-0.1604}, \\ \Omega_{ij}^{(2,2)*} &= 1.157 \left(T_{ij}^*\right)^{-0.1615}. \end{aligned} \quad (17)$$

Взаимодействие нейтральных частиц с заряженными описывается моделью твердых сфер

$$\Omega_{i,n}^{(1,1)*} = \Omega_{i,n}^{(2,2)*} = 1, \quad \sigma_{i,n} = \sqrt{\frac{Q_{i,n}}{\pi}}, \quad (18)$$

где $Q_{i,n} = 1.08 \times 10^{-12} T^{-0.4} \text{ см}^2$ для взаимодействия ионов с нейтральными частицами; $Q_{e,n} = 9 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ для взаимодействия электронов с нейтральными частицами.

При взаимодействии заряженных частиц между собой используется искусственное ограничение радиуса действия сил

$$\Omega_{ij}^{(1,1)*} = 1, \quad \Omega_{ij}^{(2,2)*} = \frac{\ln(1 + 4Y_{ij}^2) - \frac{4Y_{ij}^2}{1 + 4Y_{ij}^2}}{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)}, \quad (19)$$

$$Y_{ij} = \frac{2kT}{q_i q_j} L_e, \quad q_i = z_i e, \quad L_e = \max\{r_D, l_0\}. \quad (20)$$

Здесь e – заряд электрона; z_i – заряд иона (для положительных ионов $z_i = 1, 2, \dots$, для электрона $z_e = -1$); $r_D = \sqrt{kT/8\pi e^2 n_e}$ – радиус Дебая; $l_0 = 1/\sqrt[3]{2n_e}$ – среднее расстояние между электронами.

Используя для числовых значений констант систему единиц СГСЭ, где $e = 4.8 \times 10^{-10} \text{ СГС} \equiv 4.8 \times 10^{-10} \text{ Фр}$, $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ эрг/К}$, получим

$$r_D = 4.88 \sqrt{\frac{T[\text{К}]}{n_e [\text{см}^{-3}]}} \text{ см}, \quad Y_{ij} = 1198T[\text{К}]L[\text{см}]. \quad (21)$$

Эффективный радиус взаимодействия определяется

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \frac{q_i q_j}{2kT} \sqrt{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)} = \\ &= 8.35 \times 10^4 \frac{z_i z_j}{T[\text{К}]} \sqrt{\ln(1 + 4Y_{ij}^2)}, \text{ \AA}. \end{aligned} \quad (22)$$

Важной особенностью проведения расчетов течения неравновесной смеси излучающих и поглощающих газов является расчет спектральных, групповых и интегральных оптических свойств в общем цикле вычислительного процесса следом за вычислением концентраций оптически активных частиц и их заселенностей. Объединение в единый комплекс компьютерных кодов NERAT(2D) и NERAT(3D) с кодом ASTEROID позволяет говорить о создании компьютерной платформы, предназначенной для решения задач неравновесной аэрофизики спускаемых аппаратов. В компьютерной программе ASTEROID реализуются квазиклассические и квантово-механические модели расчета вероятностей связанно-связанных, связанно-свободных и свободно-свободных радиационных процессов с использованием исходной спектроскопической информации. Фактически применяются *ab initio* методы расчета [33], что отличает данную методику от [34, 35].

МЕТОДОЛОГИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Двухмерные и трехмерные расчеты конвективного и радиационного нагрева ПТК проводились с использованием компьютерной платформы NERAT(2D, 3D)+ASTEROID. Целесообразность проведения и двухмерных, и трехмерных расчетов связана с необходимостью оценки достоверности

результатов трехмерных расчетов, так как их главным недостатком является большой дефицит числа узлов расчетной сетки.

В указанных расчетах использовались две кинетические модели. В первой из них константы скоростей прямых химических реакций рассчитывались по работе [36]. Константы скоростей обратных химических реакций были найдены с использованием термодинамических данных [24]. В [37] показано, что константы равновесия, рассчитываемые с использованием аппроксимаций [24] в виде обобщенных аррениусовских зависимостей, хорошо совпадают с данными [38], что дает основание надеяться на практически полную идентичность кинетических моделей данной работы и [36].

Вторая кинетическая модель содержала константы прямых и обратных скоростей химических и диссоционно-рекомбинационных процессов, предложенные в [39, 40].

Для указанных кинетических моделей использовалось по две модели термализации внутренних степеней свободы. В первой делалось предположение об отсутствии влияния неравновесной заселенности возбужденных колебательных состояний на скорость диссоциации двухатомных молекул, фактически, о термализации колебательных внутренних степеней свободы двухатомных молекул. Во второй учитывалось влияние неполного колебательного возбуждения двухатомных частиц (N_2 , O_2 , NO) на скорость их диссоциации. В данном случае константы скоростей диссоциации двухатомных молекул представлялись в следующем виде:

$$k_f(T, T_{V_m}) = Z(T, T_{V_m}) k_f(T),$$

где $k_f(T)$ – константа скорости диссоциации, взятая из кинетических моделей [36, 39], $Z(T, T_{V_m})$ – фактор неравновесности процесса диссоциации, определяемый поступательной температурой T , температурой колебательного возбуждения в моде V_m , а также моделью связи распределения заселенностей колебательных состояний со скоростью диссоциации [41].

Кроме того, каждая расчетная серия выполнялась дважды: с учетом и без учета радиационно-конвективного взаимодействия, при котором принималось во внимание влияние энерговыделения в газе, обусловленное радиационными процессами на газовую динамику. Во всех случаях использовалась модель полностью каталитической поверхности ПТК. Предварительные результаты расчетов по предложенной модели были изложены в [42].

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Использовались корреляционные соотношения, полученные при обработке результатов систематических расчетов конвективного и радиационного нагрева с применением различных упрощенных моделей газовой динамики спускаемых аппаратов [7–15].

При расчетах конвективных тепловых потоков применялись следующие аппроксимации:

1) формула Дэтра–Кэмп–Риделла (цитируется по [43])

$$q_w = 5.7 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{(1+j)\rho_\infty}{R_n}} \left(\frac{V_\infty}{100}\right)^{3.25} \times \left[1 - \frac{0.035C_{p,\infty}T}{V_\infty^2}\right], \text{ Вт/см}^2, \quad (23)$$

где: ρ_∞ – плотность газа в набегающем потоке в г/см^3 , R_n – радиус затупления в см, $C_{p,\infty}$ – теплоемкость газа при постоянном давлении в эрг/(г К) , V_∞ – скорость набегающего потока газа в см/с ; $j = 0, 1$ для плоского и осесимметричного обтекания;

2) упрощенная формула Фея и Риддела [7]

$$Q_w = 2.3 \times 10^7 \sqrt{\frac{1}{R_n}} \left(\frac{V_\infty}{10^6}\right)^{3.15} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_0}}, \text{ Вт/см}^2, \quad (24)$$

где $\rho_0 = 1.23 \times 10^{-3}$ в г/см^3 ;

3) формула Фэнстера [10]

$$q_w = 0.635 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{1}{R_n}} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_0}} V_\infty^{2.862}, \text{ Вт/см}^2. \quad (25)$$

Для расчета радиационного теплового потока использовалось также несколько аппроксимаций. Следует подчеркнуть, что зависимость лучистых потоков от определяющих параметров еще более сложная и менее проверенная летными данными по сравнению с конвективными. Так, например, в работах [9, 44] показано, что не удастся ввести строгие соотношения подобия для вычисления радиационных потоков q_R , падающих на тело, в силу их сложной зависимости от размера тела, а также давления и температуры газа в слое между телом и ударной волной. Поэтому в практике инженерных расчетов используются многочисленные приближенные аппроксимации, где основными определяющими параметрами являются R_n , V_∞ и ρ_∞ . Это приводит к необходимости более тщательной проверки области применимости каждой из аппроксимационных зависимостей плотностей радиационных тепловых потоков.

Общая методика использования аппроксимационных (корреляционных) соотношений состоит в следующем. Для критической точки затупленного тела на основании анализа многочисленных

Зависимость функции Φ от скорости полета в работе [11]

V_∞ , м/с	Φ
9000	1.5
9250	4.3
9500	9.7
9750	19.5
10000	35
10250	55
10500	81
10750	115
11000	151
11500	238
12000	359
12500	495
13000	660
13500	850
14000	1065
14500	1313
15000	1550

расчетов гиперзвукового обтекания тел установлено, что плотность интегрального радиационного теплового потока к телу q_R связана сложной функциональной зависимостью с плотностью потока кинетической энергии набегающего газового потока $0.5\rho_\infty V_\infty^3$. Вводится коэффициент пропорциональности

$$C_R = q_R / (0.5\rho_\infty V_\infty^3), \quad (26)$$

который называется коэффициентом лучистого теплообмена. Его принято связывать с критерием Гуларда

$$\Gamma = 2q_{R,ad} / (0.5\rho_\infty V_\infty^3) \quad (27)$$

функциональной зависимостью, которая подбирается для разных газовых смесей в виде достаточно простых аналитических формул, где $q_{R,ad}$ – плотность интегрального радиационного теплового потока к телу от однородного плоского слоя, толщина которого δ равна толщине ударного слоя перед критической точкой, а температура и давление постоянны и равны равновесным значениям за прямым скачком уплотнения. Критерий Гуларда был введен в [45] для анализа возможного влияния радиационных процессов на распределение газодинамических параметров. Считается, что предположение о малости влияния процессов переноса излучения на пространственное распределение газодинамических переменных справедливо при $\Gamma \leq 10^{-2}$.

Значительная часть предложенных в литературе корреляционных соотношений для определе-

ния плотности радиационного теплового потока к поверхности обтекаемого тела в окрестности критической линии тока связана с расчетом числа Гуларда и различных поправок, учитывающих реальное распределение газодинамических функций в сжатом слое. Однако достаточно широко используются также корреляционные соотношения, не связанные с расчетом числа Гуларда, например, соотношения Таубера и Саттона (см. ниже).

Простейший (и наиболее обоснованный) расчет числа Гуларда проводится посредством вычисления $q_{R,ad}$ по приближению равновесного сжатого слоя. Из таблиц или аппроксимаций находят равновесные параметры газа за прямым скачком (p_s, ρ_s, T_s), после чего по известному отношению ρ_s/ρ_∞ и характерному размеру тела (радиусу затупления) R_n определяется толщина ударного слоя δ (который полагается плоским) и, наконец, с использованием таблиц степени черноты однородного плоского слоя вычисляется искомая величина [34]

$$q_{R,ad} = \sigma T_s^4 \varepsilon(1.8\delta, T_s, p_s). \quad (28)$$

В ряде работ, рассмотренных ниже, для расчета критерия Гуларда предложены корреляционные зависимости вида $\Gamma = \Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)$.

Таким образом, фактически для расчета плотности радиационных тепловых потоков в критической точке затупленного тела используются корреляционные зависимости для критерия Гуларда и поправочные корреляционные зависимости, связывающие коэффициент лучистого теплообмена с критерием Гуларда [9, 12, 13].

1) Формула Стулова, Мирского и Вислого [9] для воздуха

$$q_R = 10^{-7} C_R [\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)] (0.5\rho_\infty V_\infty^3), \text{ Вт/см}^2,$$

$$C_R(\Gamma) = 0.11 \Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)^{0.53},$$

где V_∞ – скорость набегающего потока газа в км/с; функция $\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)$ рассчитывается по разным аппроксимационным формулам для разных диапазонов изменения плотности набегающего потока:

при $\rho_\infty < 0.2 \times 10^{-6}$ г/см³

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) =$$

$$= C_i(R_n) (3.2657 \times 10^6 \rho_\infty)^{1.3228} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)};$$

при $0.2 \times 10^{-6} < \rho_\infty < 1.3 \times 10^{-6}$ г/см³

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) = C_i(R_n) (10^6 \rho_\infty)^{0.35} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)};$$

при $\rho_\infty > 1.3 \times 10^{-6}$ г/см³

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) =$$

$$= C_i(R_n) (1.096 \times 10^6 \rho_\infty)^{0.35} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)}.$$

В свою очередь коэффициенты $C_i(R_n)$, $n_i(R_n)$ вычисляются для двух диапазонов скоростей: при $10 < V_\infty < 13$ (в данной статье используется условие $V_\infty < 13$, так что в случае $V_\infty < 10$ получаемые значения не соответствуют рекомендациям [9]):

$$C_1(R_n) = 0.00344(0.00436R_n + 0.0878)^{0.25},$$

$$n_1(R_n) = 10(0.0079R_n + 1.3079)^{-0.25};$$

при $13 < V_\infty < 20$

$$C_2(R_n) = 0.00344(0.3215R_n + 61.76)^{0.25},$$

$$n_2(R_n) = 10(0.4355R_n + 57.49)^{-0.25}.$$

В работах [12, 13] предложены другие аппроксимации для коэффициента лучистого теплообмена $C_R[\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)]$, дающие в интересующих нас случаях практически одинаковые результаты:

$$C_R(\Gamma) = 0.5\Gamma / (1 + 4.45\Gamma^{5/6}),$$

$$C_R(\Gamma) = 0.5\Gamma / (1 + 3\Gamma^{0.7}).$$

В случае использования указанных корреляционных соотношений в данной работе функция Γ рассчитывалась по формулам (27), (28), где степени черноты плоского однородного слоя брались из [34].

2) Формула Таубера и Саттона [11]

$$q_R = 4.736 \times 10^4 \left(\frac{R_n}{100}\right)^4 \rho_\infty^{1.22} \Phi(V_\infty), \text{ Вт/см}^2$$

при $R_n < 100$ $A = 1.072 \times 10^6 V_\infty^{-1.88} \rho_\infty^{-0.325}$,

при $100 < R_n < 200$ $A = 0.6$,

при $R_n > 200$ $A = 0.5$ (в отличие от [11]), где ρ_∞ – плотность газа в набегающем потоке в кг/м³, V_∞ – скорость набегающего потока газа в м/с, R_n – радиус затупления в см.

Значения функции Φ в аппроксимационной формуле Таубера и Саттона приведены в таблице.

3) В работе [15] также используется формула Таубера и Саттона, однако вместо табличных данных для функции $\Phi(V_\infty)$ применялась аппроксимационная зависимость следующего вида:

$$\Phi(V_\infty) = -3.93206793 \times 10^{-12} V_\infty^4 +$$

$$+ 1.61370008 \times 10^{-7} V_\infty^3 -$$

$$- 2.43598601 \times 10^{-3} V_\infty^2 +$$

$$+ 16.1078691 V_\infty - 39494.8753$$

при $9000 \leq V_\infty \leq 11500$ м/с;

$$\Phi(V_\infty) = -1.00233100 \times 10^{-12} V_\infty^4 +$$

$$+ 4.89774670 \times 10^{-8} V_\infty^3 -$$

$$- 8.42982517 \times 10^{-4} V_\infty^2 +$$

$$+ 6.25525796 V_\infty - 17168.3333$$

при $11500 < V_\infty \leq 16000$ м/с.

При скорости $V_\infty \leq 9000$ м/с в [15] использовалась аппроксимация

$$q_R = g_1 R_n (3.28084 \times 10^{-4} V_\infty)^{g_2} \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_{sl}}\right)^{g_3}, \text{ Вт/см}^2,$$

где значения аппроксимационных коэффициентов выбираются для двух диапазонов скоростей:

$$g_1 = 372.6; \quad g_2 = 8.5, \quad g_3 = 1.6$$

при $V_\infty \leq 7620$ м/с (по книге Бертина [8]);

$$g_1 = 25.34; \quad g_2 = 12.5, \quad g_3 = 1.78$$

при $7620 \leq V_\infty \leq 9000$ м/с [15] (в нашей работе допускался диапазон $7620 \leq V_\infty \leq 11000$ м/с); индекс sl задает свойства на уровне Моря.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ И КОМПЬЮТЕРНОГО КОДА NERAT

Траектории спускаемых космических аппаратов, исследованные в данной работе, показаны на рис. 1. Здесь приведены зависимости скорости от высоты и времени полета по траектории. Заметим, что приведенные временные отрезки следует понимать как относительные отрезки времени, отсчитываемые от некоторых моментов, принятых в исходных работах.

На рис. 2 представлены результаты расчетов конвективных и радиационных тепловых потоков в критической точке СА Apollo-4 с использованием корреляционных соотношений, приведенных выше. Выполнено сравнение с данными предварительных и более поздних расчетов, представленных в отчетах NASA [18, 19], а также результаты расчетов по аппроксимациям [11] из работы [15]. При анализе данных по радиационному и конвективному нагреву СА Apollo-4 рекомендуется также иметь в виду работу [46], в которой показана эволюция расчетных данных за годы после получения данных о полете Apollo-4. Видно, что корреляционные соотношения для плотностей конвективных тепловых потоков дают результаты, различающиеся в области наибольшего нагрева на 55%. Здесь и далее относительная ошибка рассчитывается по отношению к меньшему значению. Соотношение между расчетными данными для конвективного нагрева, наблюдаемое для Apollo-4, остается справедливым для всех других СА и траекторий полета: наибольшую величину конвективного теплового потока дает аппроксимация Дэтра–Кэмп–Риддела, наименьшее значение – аппроксимация Фэнстера, а упрощенная формула Фэя и Риддела (в редакции Мартина) дает промежуточное значение.

Важным выводом при анализе рис. 2 является соизмеримость плотностей конвективных и радиационных тепловых потоков. Это вполне соот-

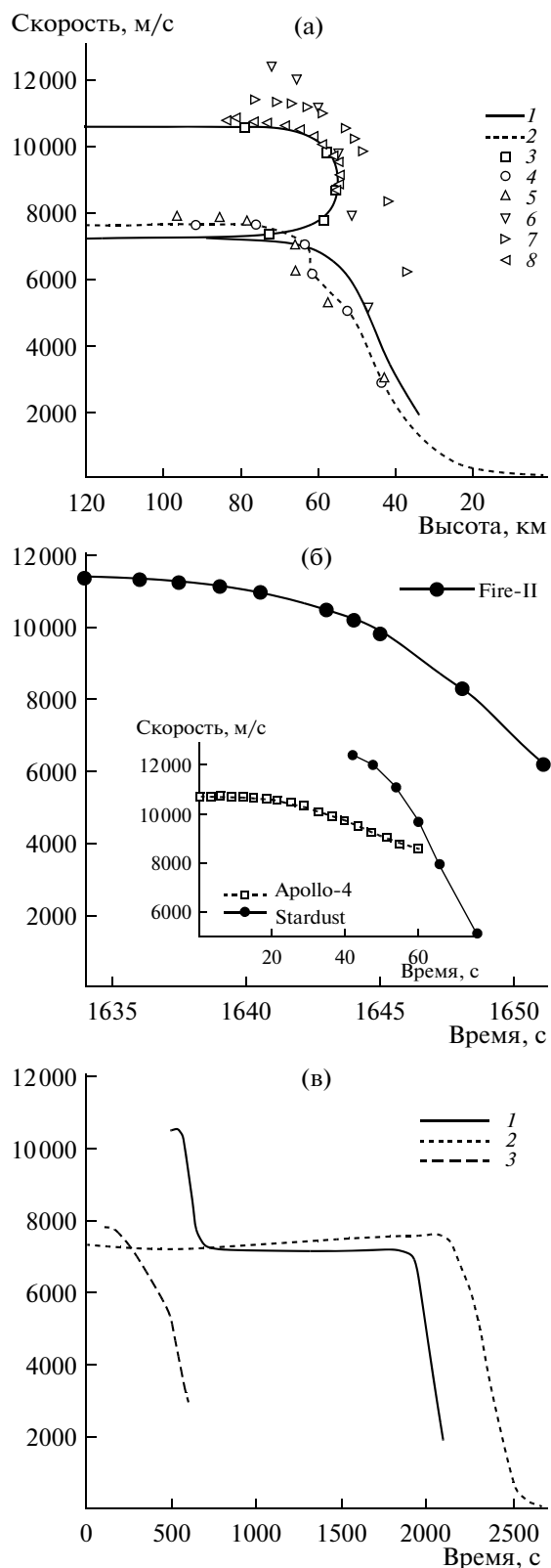


Рис. 1. Параметры траекторий полета спускаемых космических аппаратов, принятые к расчету: (а) – зависимость скорости от высоты полета: 1 – возвращение ПТК с Луны, 2 – орбитальный спуск ПТК, 3 – точки траектории сверхорбитального входа, рассчитанные с использованием кода NERAT+ASTEROID, 4 – точки траектории орбитального входа, рассчитанные с использованием кода NERAT+ASTEROID, 5 – точки орбитального входа CA Orion [1], 6 – Stardust [16], 7 – Fire-II [4, 5], 8 – Apollo-4 [18, 19]; (б) – зависимость скорости от времени полета; (в) – зависимости скорости от времени полета спускаемых космических аппаратов нового поколения, принятые к расчету: 1 – сверхорбитальный вход ПТК, 2 – орбитальный вход ПТК, 3 – орбитальный вход ORION.

именно о соизмеримости конвективного и радиационного нагрева. При этом разброс данных по радиационному тепловому нагреву составляет более 150%. Отметим две особенности результатов, даваемых корреляционными соотношениями. Во-первых, корреляционные соотношения Таубера–Саттона демонстрируют смещение максимума нагрева на более ранние участки траектории. При этом, несмотря на близость данных, полученных по [11, 15], все же следует отметить различие между ними, хотя по всей видимости использовалась одна исходная работа. Данные модели Стулова–Мирского–Вислого [9] получаются выше, чем предсказание Бертина [8], Бибермана и др. [12], Олстеда [13]. Однако явное завышение данных [9] в моменты времени $t > 25$ с не следует относить к погрешностям аппроксимации [9], поскольку упомянутая модель рекомендована авторами для высоких скоростей, где при $t < 25$ с наблюдается хорошее согласие с данными других моделей.

Вторая серия расчетов выполнена при сравнении с данными летного эксперимента Fire-II (рис. 3) [4]. При обработке результатов летного эксперимента в работах [3, 5] отдельно анализировались данные по конвективному и радиационному нагреву (в том числе, на отдельных спектральных участках). На рисунке приведены данные калориметрических измерений, отвечающие полному конвективному и радиационному нагреву (кривая 17). Кривой 18 показаны расчетные данные [3]. Заметим, что в соответствии с частным сообщением Джонстона (январь, 2012) указанным расчетам предшествовала большая работа по подбору кинетических моделей. Несмотря на хорошее итоговое совпадение приведенных результатов, все же следует отметить их заметное различие на начальных участках траектории, которые отвечают наиболее неравновесным режимам течения.

ответствует сложившейся парадигме, принятой для оценки соотношения между конвективными и радиационными тепловыми потоками для сверхорбитального входа при возвращении с Луны, а

Аппроксимационные соотношения для конвективного теплового потока [7, 11, 43] дают разницу в максимуме нагрева в 57%. Примечательно, что к этим данным близки результаты расчетов по компьютерным кодам GIANTS (кривая 5),

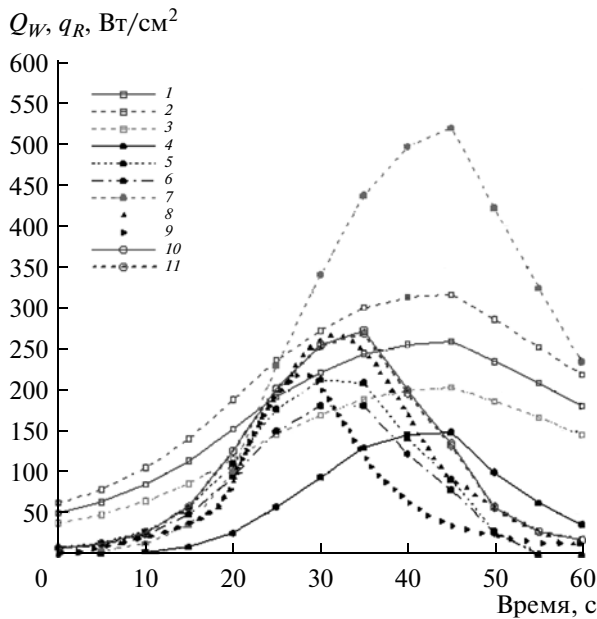


Рис. 2. Конвективный и радиационный нагрев СА Apollo-4 вдоль траектории сверхорбитального входа. Плотность конвективного теплового потока: 1 – упрощенная модель Фея–Риддела по [7], 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [43], 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; плотность интегрального радиационного теплового потока: 4 – аппроксимация Бертина [8], 5 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15], 6 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11], 7 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9], 8 – расчет [19], 9 – расчет [18], 10 – аппроксимация Бибермана и др. [12], 11 – аппроксимация Олстеда [13].

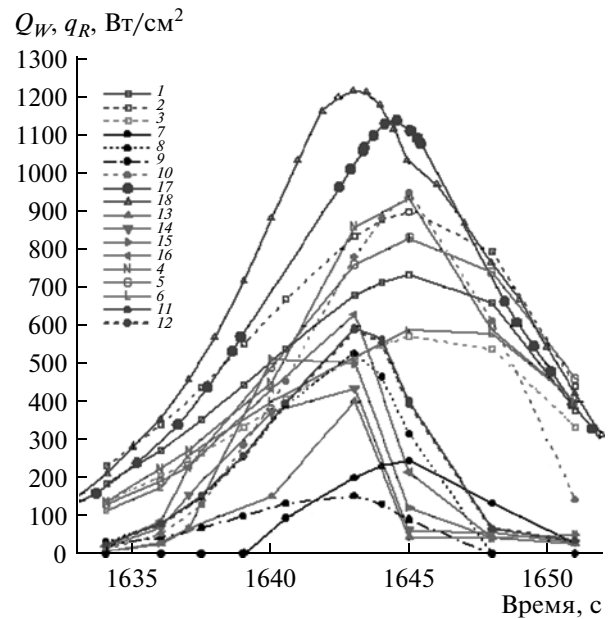


Рис. 3. Конвективный и радиационный нагрев СА Fire-II вдоль траектории сверхорбитального входа. Плотность конвективного теплового потока: 1 – упрощенная модель Фея–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [43]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 5 – расчет GIANTS по [5]; 6 – расчет LAURA по [5]; плотность интегрального радиационного теплового потока: 7 – аппроксимация Бертина [8]; 8 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15]; 9 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11]; 10 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 11 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 12 – аппроксимации Олстеда [13]; 13 – NERAT-2D, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 14 – NERAT-2D, кинетическая модель Парка [36], модель неравновесной диссоциации [41]; 15 – NERAT-2D, кинетическая модель Дана и Канга [39] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 16 – NERAT-2D, кинетическая модель Дана и Канга [39], модель неравновесной диссоциации [41]. Плотность полного теплового потока: 17 – летные данные по полному тепловому потоку Fire-II (данные калориметра) [4, 5]; 18 – расчет полного теплового потока Fire-II [3].

LAURA (кривая 6) по [5], а также по одной из кинетических моделей NERAT-2D (кривая 4).

Как и ожидалось, разброс данных по предсказанию плотностей радиационных тепловых потоков оказывается значительным. Корреляционные соотношения Таубера–Саттона и Бертина различаются более чем в два раза. К тому же они смещены друг относительно друга.

Данные Стулова–Мирского–Вислого [9] достаточно близки к аппроксимациям Таубера–Саттона [11] при $t < 1640$ с. Данные [12, 13] превышают данные Таубера–Саттона [15] примерно на 20%.

Результаты расчетов по радиационному нагреву, полученные по компьютерной платформе NERAT(2D)+ASTEROID и показанные на рис. 3, отвечают разным кинетическим моделям. Расчеты были выполнены с использованием модели химической кинетики Парка [36] (кривые 13 и 14) и по модели Дана и Канга [39] (кривые 15 и 16). Во-первых, обратим внимание, что вторая из исследованных кинетических моделей дает в рассматриваемом случае (в некоторых точках траектории) результаты, завышенные на ~200% по сравнению с данными, полученными по первой

кинетической модели. Для каждой модели химической кинетики использование разных предположений относительно модели неравновесной диссоциации приводит также к заметному расхождению данных расчета радиационного нагрева. При этом в рассматриваемом случае наиболее сильное расхождение наблюдается для кинетической модели Парка. Использование модели неравновесной диссоциации Тринора–Мэрроуна [41] (кривая 14) приводит к завышению плотности радиационных тепловых потоков на ~150% по сравнению с моделью полной термализации колебательных степе-

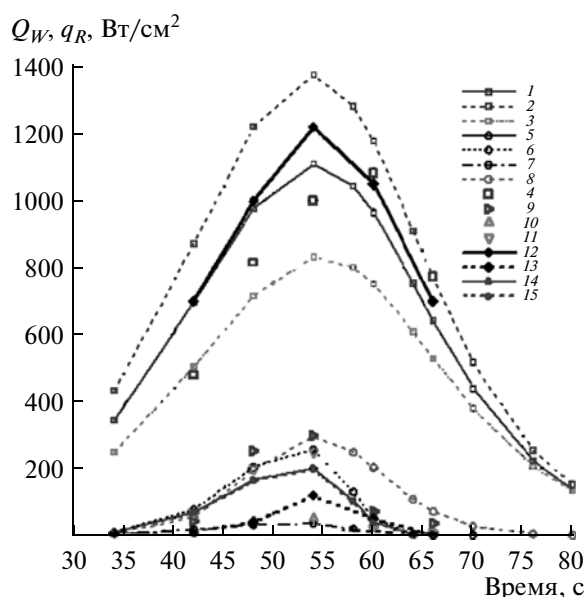


Рис. 4. Конвективный и радиационный нагрев СА Stardust вдоль траектории сверхорбитального входа. Плотность конвективного теплового потока: 1 — упрощенная модель Фэя-Риддела [7]; 2 — аппроксимация Детра—Кемпа—Риддела по [43]; 3 — аппроксимация Фэнстера [10]; 4 — расчет NERAT, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации. Плотность интегрального радиационного теплового потока: 5 — аппроксимация Бертина [8]; 6 — аппроксимация Таубера—Саттона по [15]; 7 — аппроксимация Таубера—Саттона с использованием табличных данных [11]; 8 — аппроксимация Стулова—Мирского—Вислого [9]; 9 — NERAT-2D, приближенная оптическая модель; 10 — NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36], модель неравновесной диссоциации [41]; 11 — NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36], модель неравновесной диссоциации [41] с учетом атомных линий; 12 — полный тепловой поток [16]; 13 — радиационный тепловой поток [16]; 14 — аппроксимация Бибермана и др. [12]; 15 — аппроксимации Олстеда [13].

ней свободы (кривая 13). В случае кинетической модели Данна и Канга это превышение составляет ~25% (соответственно кривые 16 и 15). Причины завышения расчетных данных при учете неравновесной степени диссоциации двухатомных молекул состоят в том, что при этом уменьшается доля диссоциированных молекул, что вызывает возрастание температуры в сжатом слое (из-за снижения потерь исходной кинетической энергии на диссоциацию). При этом сохраняется по сравнению со случаем равновесной термической диссоциации превышение концентраций двухатомных молекул, испускание которых является одним из главных источников теплового излучения.

На рис. 4 показаны результаты расчетов аэротермодинамики космического аппарата Stardust. Для этого космического аппарата в литературе отсутствуют летные данные по конвективному и ра-

диационному нагреву, однако проведены расчеты [16, 17] (кривые 12 и 13). Сравнение с этими результатами также позволяет оценить достоверность предсказаний корреляционных соотношений и численных расчетов данной работы.

Из рис. 4 видно, что плотность полного теплового потока, рассчитанная в [16] (кривая 12), хорошо коррелирует с формулой Фэя и Риддела (кривая 1). Плотность полного радиационного теплового потока, предсказываемая в [16], оказывается относительно низкой (кривая 13). Корреляционные соотношения Таубера—Саттона (кривая 6), Стулова—Вислого—Мирского (кривая 8), Бибермана и др. (кривая 14), Олстеда (кривая 15) превышают данные [16] до двух раз, а корреляции Бертина (кривая 5), табличная корреляция Таубера—Саттона (кривая 7) наоборот — существенно занижают данные [16].

Расчеты, полученные с использованием компьютерной платформы NERAT(2D)+ASTEROID, различаются, как и ранее, использованием разных моделей спектральных оптических свойств. Наиболее полная оптическая модель, основанная на рассчитанных *ab initio* коэффициентах Эйнштейна электронно-колебательных переходов в двухатомных молекулах и более чем 4000 атомных линиях N, O, N⁺, O⁺, дает наибольшую плотность радиационных тепловых потоков (кривая 11). Если не учитывать атомные линии (кривая 10), то плотность радиационного теплового потока снижается примерно на порядок. Приближенная оптическая модель, основанная на приближенных аппроксимационных зависимостях для сил электронных переходов двухатомных молекул и таблицах факторов Франка—Кондона [47, 48], и усредненное излучение в атомных линиях, построенное с использованием методики [49] дает величину радиационных тепловых потоков (кривая 9), близкую к тому, что предсказывает полная оптическая модель.

Плотность конвективных тепловых потоков, рассчитанная с использованием кода NERAT(2D) (кривая 4) дает вполне разумные результаты, сравнимые с данными [16].

Произведенное выше сопоставление результатов расчетов с использованием компьютерной платформы NERAT(2D)+ASTEROID и корреляционных соотношений с данными летного эксперимента и данными других авторов позволяет дополнить прогностические расчеты аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов нового поколения.

На рис. 5 показаны результаты по сверхорбитальному входу ПТК, а на рис. 6 — по орбитальному. Используемая в расчетах геометрия ПТК и подробности используемой расчетной модели приведены в [50]. Напомним, что сверхорбитальный вход состоит из двух участков. На первом, наиболее теп-

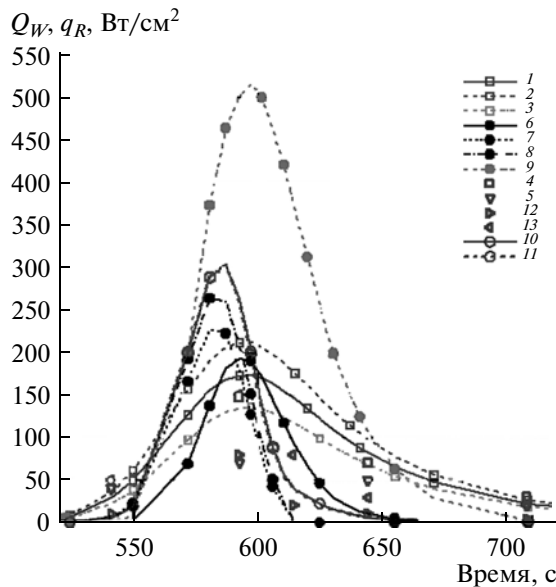


Рис. 5. Конвективный и радиационный нагрев СА РТВ вдоль первого участка траектории сверхорбитального входа. Плотность **конвективного** теплового потока: 1 – упрощенная модель Фейя–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [43]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT-2D, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 5 – расчет NERAT-3D, кинетическая модель Парка [36], модель неравновесной диссоциации [41]. Плотность **интегрального радиационного** теплового потока: 6 – аппроксимация Бертина [8]; 7 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15]; 8 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11]; 9 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 10 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 11 – аппроксимация Олстеда [13]; 12 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 13 – NERAT-3D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации.

лонапряженном, исходная скорость ~ 10.5 км/с гасится до ~ 7.4 км/с. Именно этот участок траектории анализируется на рис. 5. Второй участок траектории входа достаточно близок по параметрам траектории орбитального входа (см. рис. 1). Поэтому на рис. 6 представлены данные расчета орбитального входа ПТК.

На рис. 5 результаты расчетов данной работы по аэротермодинамике сверхорбитального входа сравниваются с данными расчетов по корреляционным соотношениям. Так, результаты двухмерных расчетов плотности конвективного теплового потока (кривая 4) находятся в хорошем согласии с данными аппроксимаций (кривые 1–3). Трехмерные расчеты (кривая 5) занижают конвективные тепловые потоки. Очевидно, что в случае двухмерных, а особенно трехмерных расчетов

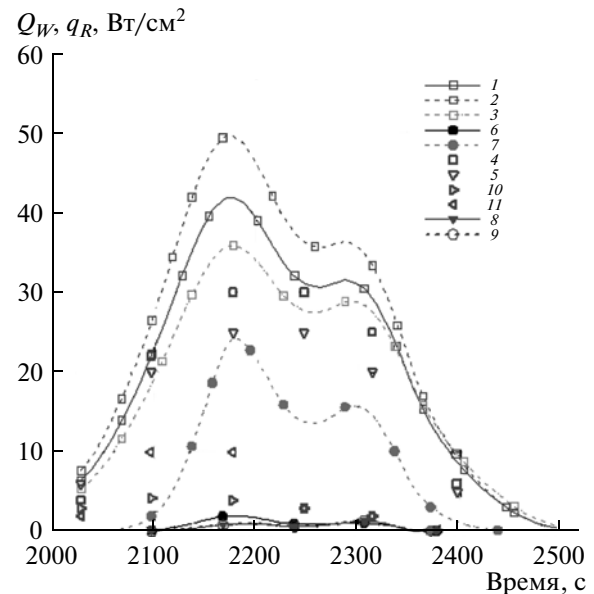


Рис. 6. Конвективный и радиационный нагрев СА РТВ вдоль траектории орбитального входа. Плотность **конвективного** теплового потока: 1 – упрощенная модель Фейя–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [43]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT-2D, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 5 – расчет NERAT-3D, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации. Плотность **интегрального радиационного** теплового потока: 6 – аппроксимация Бертина [8]; 7 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 8 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 9 – аппроксимация Олстеда [13]; 10 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 11 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [36], модель неравновесной диссоциации [41].

главной причиной занижения данных по конвективному тепловому потоку является дефицит узлов расчетной сетки.

При расчете радиационных тепловых потоков, наоборот, наблюдается завышение их плотностей. В трехмерном случае (кривая 13) радиационный нагрев почти в два раза превосходит данные для двухмерных расчетов (кривая 12). Заметим, что в этом случае использовалась только одна кинетическая модель химических реакций и модель полной термализации колебательных состояний при расчете диссоциации двухатомных молекул. Выше было показано, что учет неравновесной диссоциации или использование другой кинетической модели может привести к заметному увеличению расчетных данных по радиационному нагреву, которые, впрочем, неплохо будут совпадать с данными расчетов по корреляционным соотношениям (кривые 7–10).

Плотности конвективных тепловых потоков, рассчитанные с использованием кодов NERAT(2D, 3D) для условий орбитального входа ПТК (рис. 6, дискретные точки 4 и 5), находятся в удовлетворительном согласии с данными, полученными по корреляционным соотношениям. Как и прежде, в трехмерных расчетах наблюдается относительно меньшая плотность конвективного теплового потока.

Плотности радиационных тепловых потоков, даваемые корреляционными соотношениями, различаются более чем в пять раз. Примерно такое же отличие наблюдается в численных данных NERAT(2D). Различие обусловлено использованием разных моделей неравновесной диссоциации. В приближении термализации колебательных состояний получаются плотности радиационных тепловых потоков на уровне до 4 Вт/см^2 . Учет неравновесной диссоциации по модели [41] приводит к увеличению плотности радиационного теплового потока до 10 Вт/см^2 .

Обращает на себя внимание относительное превышение рассчитанных радиационных тепловых потоков над данными расчетов по корреляционным соотношениям на относительно ранних участках траектории ($t < 2150 \text{ с}$). Очевидно, что это связано именно с неравновесными условиями течения. Указанная область течения требует дополнительного исследования. С одной стороны, здесь велика неопределенность, вносимая в расчет используемыми моделями неравновесной диссоциации, с другой — модели кинетики заселения электронно-возбужденных состояний двухатомных молекул в указанных условиях развиты также недостаточно для получения надежных количественных результатов. Это приводит к значительной неопределенности в температурных распределениях и распределениях заселенностей оптически активных частиц в неравновесной релаксационной зоне за фронтом ударной волны.

На наиболее теплонапряженных участках траектории входа ПТК в плотные слои атмосферы (см., например, $t = 570\text{--}630 \text{ с}$, рис. 5) наблюдается термализация внутренних степеней свободы [42], и влияние неопределенности описания неравновесного заселения возбужденных энергетических состояний молекул и атомов становится несущественным. Однако для указанных траекторных точек, которые характеризуются большими градиентами газодинамических функций во фронте ударной волны и в пограничном слое у поверхности, требуется более тщательный выбор расчетных сеток (в особенности при решении задачи обтекания без выделения фронта ударной волны). Вычислительные аспекты данной проблемы обсуждаются детально в работах [51–53].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отобраны и протестированы корреляционные соотношения для расчета конвективного и радиационного нагрева спускаемых космических аппаратов Apollo-4 и Stardust, для которых имеется значительное число расчетных данных других авторов. С использованием этих же корреляционных соотношений выполнен анализ летных данных аэротермодинамического эксперимента Fire-II. Для отдельных точек траектории входа CA Stardust и Fire-II произведены расчеты радиационной газовой динамики с использованием компьютерной платформы NERAT(2D, 3D)+ASTEROID.

С использованием представленных корреляционных соотношений и компьютерной платформы NERAT(2D, 3D)+ASTEROID выполнены прогностические расчеты аэротермодинамики перспективных космических аппаратов больших размеров.

Названные двухмерные и трехмерные расчеты показали удовлетворительное совпадение с другими расчетными данными. Однако использование разных моделей химической кинетики (модели Парка, Данна и Канга), разных моделей неравновесной диссоциации, а также разных спектральных оптических моделей выявили высокую чувствительность расчетных данных по интегральному радиационному потоку к выбранной модели. Учитывая недостаточную развитость моделей неравновесной диссоциации и возбуждения электронных состояний двухатомных молекул при их столкновении с электронами, и в особенности с другими тяжелыми частицами, необходимо дальнейшее развитие этих моделей и постановка прецизионных экспериментов по изучению кинетики релаксации внутренних степеней свободы молекулярных компонент. Нуждаются в дальнейшем развитии модели химической кинетики, сопряженные с адекватным реальным процессам учетом неравновесной заселенности реагирующих частиц.

Дальнейшее развитие пространственных вычислительных моделей радиационной аэротермодинамики должно быть связано, среди прочего, с совершенствованием качества создаваемых и используемых расчетных сеток.

Тем не менее, несмотря на значительное число перечисленных задач, которые надо решить в будущем для повышения предсказательной достоверности пространственных аэротермодинамических расчетов, следует отметить, что получаемые в настоящее время численные данные находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися данными летных экспериментов и наземных стендовых испытаний. Это свидетельствует о том, что развиваемые в настоящее время пространственные модели неравновесной радиационной аэрофизики спускаемых аппаратов достигли значительного прогресса за последнее десятилетие.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований РАН (исследование кинетических моделей высокотемпературных газов), гранта РФФИ 10-01-00544 (создание пространственных моделей аэротермодинамики СА).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- NASA's Exploration Systems Architecture. Final Report. NASA-TM-2005-214062. Nov. 2005. 758 p.
- Drake B.G. Human Exploration of Mars Design Reference Architecture 5.0 // NASA Presentation. Feb. 2009. 31 p.
- Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. Nonequilibrium Stagnation-Line Radiative Heating for Fire-II // J. Spacecr. Rockets. 2008. V. 45. № 6. P. 1185.
- Cornette E.S. Forebody Temperatures and Calorimeter Heating Rates Measured During Project Fire II Reentry at 11.35 km/s // NASA TM X-13 05. Nov. 1966
- Olynick D.R., Henline W.D., Hartung L.C., Candler G.V. Comparison of Coupled Radiative Navier-Stokes Flow Solutions with the Project Fire-II Flight Data // AIAA 94-1955. 1994.
- Surzhikov S.T. Radiative-Collisional Models in Non-Equilibrium Aerothermodynamics of Entry Probes // J. Heat Transfer. 2012. V. 134. 031002-1.
- Мартин Дж. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику. М.: Мир, 1969. 320 с.
- Bertin J. Hypersonic Aerothermodynamics // AIAA Education Series. N.Y., 1993. P. 608.
- Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика боллидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
- Fenster S.J. Stagnation-Point Heat Transfer for a New Binary Air Model Including Dissociation and Ionization // AIAA J. 1965. V. 3. № 12. P. 2189.
- Tauber M.E., Sutton K. Stagnation-Point Radiative Heating Relations for Earth and Mars Entries // J. Spacecraft. 1991. V. 28. № 1. P. 40.
- Биберман Л.М., Бронин С.Я., Лагарьков А.Н. Радиационно- конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 5. С. 112.
- Олстед У.В. Соотношения для радиационной теплопередачи в критической точке // РТК. 1969. Т. 7. № 1. С. 209.
- Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 290 с.
- Johnson J.E., Starkey R.P., Lewis M.J. Aerothermodynamic Optimization of Reentry Heat Shield Shapes for a Crew Exploration Vehicle // J. Spacecr. Rockets. 2007. V. 44. № 4. P. 849.
- Olynick D., Chen Y.-K., Tauber M.E. Aerothermodynamics of the Stardust Sample Return Capsule // J. Spacecr. Rockets. 1999. V. 36. № 3. P. 442.
- Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating Stardust Earth Reentry with Radiation Heat Transfer // J. Spacecr. Rockets. 2011. V. 48. № 3. P. 385.
- Ried R.C. Jr., Rochelle W.C., Milhoan J.D. Radiative Heating to the Apollo Command Module: Engineering Prediction and Flight Measurements // NASA TM X-58091. 1972.
- Lovelace U.M. Charts Depicting Kinematic and Heating Parameters for a Ballistic Reentry at Speeds of 26,000 to 45,000 Feet per Second // NASA TND-968. Oct. 1961.
- Djadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., Surzhikov S. Nonequilibrium Radiative Gasdynamics of Segmental-conical Space Vehicle of Large Size // AIAA Paper 2011- 0453. 2011.
- Суржи́ков С.Т. Двухмерная радиационно-газодинамическая модель аэрофизики спускаемых космических аппаратов. В кн.: Актуальные проблемы механики. Механика жидкости, газа и плазмы. М.: Наука, 2008. С. 20.
- Суржи́ков С.Т. Трехмерная радиационно-газодинамическая модель аэрофизики спускаемых космических аппаратов. В кн.: Актуальные проблемы механики. Физико-химическая механика жидкостей и газов. М.: Наука, 2010. С. 25.
- Surzhikov S.T., Shang J.S. Kinetic Models Analysis for Super-Orbital Aerophysics // AIAA Paper 2008-1278. 2008.
- Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А., Хачкурузов Г.А., Юнман В.С., Бергман Г.А., Байбуз В.Ф., Йорши В.С., Юрков Г.Н., Горбов С.И., Куратова Л.Ф., Ртищева Н.П., Пржевальский И.Н., Цицерман В.Ю., Леонидов В.Я., Ежов Ю.С., Томберг С.Э., Назаренко И.И., Рогацкий А.Л., Дорофеева О.В., Демидова М.С. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978. 495 с.
- Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
- Гинзбург И.П. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 278 с.
- Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Химия, 1974. 687 с.
- Capitelli M., Gorse C., Longo S., Giordano D. Collision Integrals of High-Temperature Air Species // J. Thermophys. Heat Transfer. 2000. V. 14. № 2. P. 259.
- Levin E., Wright M.J. Collision Integrals for Ion-Neutral Interactions of Nitrogen and Oxygen // J. Thermophys. Heat Transfer. 2004. V. 18. № 1. P. 143.
- Пэн Цзай-чэн, Пиндрох А.Л. Уточненный расчет свойств воздуха при высоких температурах // Вопросы ракетной техники. 1962. № 12. С. 3.
- Овсянников В.М., Турский Г.А. Разрушение осесимметричного тела вращения из материала сложного химического состава в потоке частично ионизованного воздуха // МЖГ. 1968. № 5. С. 100.
- Анфимов Н.А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С. 25.
- Суржи́ков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 575 с.
- Баула Г.Г., Маркелова Т.В., Николаев В.М., Пластинин Ю.А., Румынский А.Н., Сипачёв Г.Ф., Суржи́ков С.Т. Методические указания. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов. РД 50-25645.114-84. М.: Изд-во стандартов, 1984. 59 с.

35. Биберман Л.М., Мнацаканян А.Х. Оптические свойства воздуха в интервале температур 4000–10000 // ТВТ. 1960. Т. 4. № 2. С. 148.
36. Park C. Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries // J. Thermophys. Heat Transfer. 1993. V. 7. № 3. P. 385.
37. Староверова И.В., Суржиков С.Т. Анализ некоторых кинетических моделей, используемых в аэрофизике. Препринт № 975. М.: ИПМех РАН, 2011. 50 с.
38. Chase M.W.Jr., Davies C.A., Downey J.R.Jr., Fririp D.J., McDonald R.A., Syverud A.N. JANAF Thermochemical Tables. Third Edition // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1985. V. 14. Suppl. 1.
39. Dunn M.G., Kang S.W. Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas // NASA CR-2232. 1973.
40. Kang S.W., Jones W.L., Dunn M.G. Theoretical and Measured Electron Density Distribution at High Altitudes // AIAA J. 1973. V. 11. № 2. P. 141.
41. Treanor C.E., Marrone P.V. Effect of Dissociation on the Rate of Vibrational Relaxation // Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 9. P. 1022.
42. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов больших размеров // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 956.
43. Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Поляков О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. С. 226.
44. Пилюгин Н.Н., Тирский Г.А. Динамика ионизованного излучающего газа. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 312 с.
45. Goulard R. The Coupling of Radiation and Convection in Detached Shock Layers // J. Quant. Spectrosc. Radiation Transfer. 1961. V. 1. P. 249.
46. Park Ch. Stagnation-Point Radiation for Apollo 4 – a Review and Current Status // AIAA Paper 2001-3070. 2001.
47. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул / Под ред. Хохлова Р.В. М.: Наука, 1980. 319 с.
48. Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. Факторы Франка–Кондона двухатомных молекул. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. 339 с.
49. Суржиков С.Т. Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992. 157 с.
50. Djadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., Surzhikov S. Uncertainties in Heating Prediction of Segmental-Conical Space Vehicle Resulting From Data on Chemical and Physical Kinetics // AIAA 2013-1056. 2013. 43 p.
51. Суржиков С.Т. Конвективный нагрев сферического затупления малого радиуса при относительно малых гиперзвуковых скоростях // ТВТ. 2013. Т. 51. № 1. С. 120.
52. Андриенко Д.А., Суржиков С.Т. Расчет переноса селективного теплового излучения в потоках смесей $\text{CO}_2\text{--N}_2$ на неструктурированных двухмерных сетках // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 585.
53. Котов Д.В., Суржиков С.Т. Расчет гиперзвукового течения и излучения вязкого химически реагирующего газа в канале, моделирующем участок ГПВРД // ТВТ. 2012. Т. 50. № 1. С. 126.