

УДК 535.233.42+519.642.2

## РАСЧЁТ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ДОННУЮ ЧАСТЬ ВТОРОЙ СТУПЕНИ РН

**В.А. Беспалов**

*Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, г. Королёв, М.О.*  
[sharkva@list.ru](mailto:sharkva@list.ru)

### **Аннотация**

В работе излагается метод решения уравнения переноса излучения методом дискретных направлений на неструктурированной трехмерной сетке. Описан процесс вычисления коэффициентов излучения и поглощения для многогруппового приближения с использованием баз данных спектроскопических характеристик HITRAN и HITEMP. Приводится расчет лучистого теплового потока к донной области второй ступени РН «Saturn V».

## CALCULATION OF A RADIANT HEAT FLUX FOR THE BASE SCREEN OF THE SECOND STAGE ROCKET

**Bespalov V.A.**

*Central Scientific Research Machine Building Institute (TSNIMash)*  
*Russia, Korolev, Moscow Region*

A method for the solution of the equation of radiation transport by a method of the discrete directions on an unstructured three-dimensional grid is addressed in this article. Coefficients of radiation and absorption are assumed to be set by multigroup approach with spectrum base HITRAN and HITEMP. Calculation of a radiant heat flux is presented for the base screen of the stage II "Saturn V" launcher.

### **1. Введение**

Расчет переноса лучистого теплового потока от горячих струй двигательных установок РН является весьма трудоемкой с вычислительной точки зрения задачей. В большинстве случаев для расчета излучения от спускаемых аппаратов обходились приближением плоского слоя, а для расчета излучения на донной части РН от факелов струй использовали упрощенную газодинамику, заменяя струи равномерно нагретыми взаимодействующими цилиндрами, что не позволяло в достаточной мере учесть влияние взаимодействия струй и догорания в слое смешения. Также обычно рассматривали лишь небольшое количество точек на поверхности, что не отображало всю картину распределения лучистых тепловых потоков и характер её перестроения в зависимости от высоты и скорости полета. Только последние пару лет появились работы, где рассчитывали распределение лучистого теплового потока по поверхности, в частности для аппарата «EXOMARS 16» [1, 2]. В отличие от приведенных статей в изложенном методе не используется переинтерполяция газодинамических данных на укрупненную декартову сетку, а расчет происходит на той же сетке, что и в газодинамическом расчете, что позволяет лучше описать особенности течения, такие как зоны смешения в струях.

## 2. Решение уравнения переноса излучения

### 2.1. Постановка задачи и основные соотношения

Расчет лучистого теплообмена на изделиях РКТ производится по заданному газодинамическому полю и интерполяционным таблицам для коэффициентов излучения и поглощения компонентов смеси (п 2.2).

Интегральный по спектру радиационный тепловой поток  $H$ , действующий на элементарную площадку от излучающего газового объема, определяется по формуле

$$H = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} J_{\omega} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi d\omega, \quad (1)$$

где  $\omega$  – волновая частота;  $J_{\omega}$  – спектральная интенсивность излучения продуктов сгорания;  $\theta$  и  $\varphi$  – углы сферической системы координат, связанной с облучаемой площадкой.

Значение  $J_{\omega}$  находится в результате решения уравнения радиационного переноса в излучающем и поглощающем газе (без учета рассеяния):

$$\frac{\partial J_{\omega}}{\partial s} = k_{\omega} (B_{\omega} - J_{\omega}), \quad (2)$$

где  $s$  – некоторое выделенное направление в пространстве;  $k_{\omega}$  – объемный спектральный коэффициент поглощения продуктов сгорания;  $B_{\omega}$  – спектральная интенсивность излучения абсолютно чёрного тела (функция Планка).

Уравнение переноса решается путём численного интегрирования вдоль пучка лучей, сходящихся к текущей расчётной точке поверхности аппарата, в результате чего определяются значения спектральной интенсивности  $I_{\omega}$  на каждом луче; величина монохроматического (спектрального) радиационного потока  $H_{\omega}$  находится по формуле

$$H_{\omega} = \int_0^{\infty} \oint_{4\pi} I_{\omega}(\vec{r}, t, \vec{s}) \cos \theta d\Omega d\omega, \quad (3)$$

а полный радиационный поток  $H$  в расчётную точку определяется интегрированием монохроматического потока по спектру излучения:

$$H = \int_0^{\infty} H_{\omega} d\omega. \quad (4)$$

После загрузки геометрии расчетной сетки на внешней стороне каждой грани на поверхности тела строится триангулированная полусфера по заданному шаблону. В качестве такого шаблона можно взять треугольную сетку на полусфере, построенную в сеточном генераторе с небольшим разбросом площадей треугольников (рис. 1). Для каждого треугольника вычисляется занимаемый им телесный угол на полусфере:

$$\Omega = 2 \arctg \frac{(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)}{r_1 r_2 r_3 + (\vec{r}_1, \vec{r}_2) r_3 + (\vec{r}_2, \vec{r}_3) r_1 + (\vec{r}_3, \vec{r}_1) r_2}, \quad (5)$$

где  $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$  – радиус-вектора вершин треугольника.

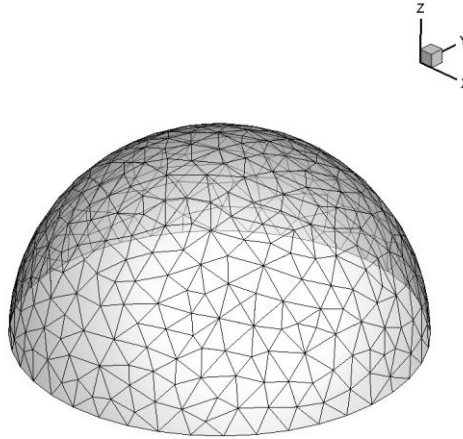


Рис.1. Триангулированная полусфера около 700 ячеек

Построение ведется поворотом шаблонной полусферы на угол, при котором опорная плоскость полусферы совпадает с плоскостью исследуемой грани. Матрица преобразования  $A_{rot}$  и угол поворота  $\varphi$  находятся следующим способом:

$$\begin{aligned} a_x &= n_y / \sqrt{n_x^2 + n_y^2}, \\ a_y &= -n_x / \sqrt{n_x^2 + n_y^2}, \\ \varphi &= \arccos(-n_z). \end{aligned} \tag{6}$$

$$\| A_{rot} \| = \begin{pmatrix} \cos \varphi + (1 - \cos \varphi) \cdot a_x^2 & (1 - \cos \varphi) \cdot a_x \cdot a_y & \sin \varphi \cdot a_y \\ (1 - \cos \varphi) \cdot a_x \cdot a_y & \cos \varphi + (1 - \cos \varphi) \cdot a_y^2 & -\sin \varphi \cdot a_x \\ -\sin \varphi \cdot a_y & \sin \varphi \cdot a_x & \cos \varphi \end{pmatrix},$$

где  $\vec{n}$  – единичная нормаль к поверхности грани, направленная в тело. Далее вычисляются направляющие вектора  $\vec{l}_i$ , проходящие через центры масс соответствующих треугольников на полусфере:

$$\vec{l}_i = A_{rot} \cdot s\vec{p}_i, \tag{7}$$

где  $s\vec{p}_i$  – единичная нормаль к  $i$ -ому элементу триангулированной поверхности на сфере.

При трассировке луча через расчетную сетку решалось уравнение пересечения луча и плоскости грани для каждой грани проходимой ячейки:

$$(\vec{o} + t \cdot \vec{d}, \vec{s}) - D = 0, \tag{8}$$

где  $\vec{o}$  – опорная точка луча на исходящей грани;  $\vec{d}$  – направляющий вектор луча;  $\vec{n}$  и  $D$  – вектор нормали и расстояние до начала координат плоскости, соответствующей искомым пересекаемой грани; а  $t$  – параметр прямой луча. Выбиралось наименьшее положительное расстояние  $t$ , которое соответствует длине пути луча внутри ячейки. Следует заметить, что для четырехугольных граней брались плоскости, построенные по средневзвешанной нормали от нормалей четырех треугольников, полученных разбиением грани геометрическим центром её вершин. Для граней без сильной диагональной кривизны это является приемлемым приближением.

Уравнение переноса вдоль луча для каждого диапазона волн решалось численным интегрированием по отрезкам пересечения луча и трассируемых лучом ячеек от границы расчетной области к поверхности тела. Коэффициенты поглощения и излучения в каждой ячейке считались постоянными и рассчитывались по давлению и температуре в центре масс занимаемого ячейкой объёма. Внутри каждой ячейки бралось точное решение уравнения переноса излучения вдоль луча:

$$I_{\omega} = \frac{\varepsilon_{\omega}}{k_{\omega}} (1 - e^{-k_{\omega}s}) + I_{0\omega} e^{-k_{\omega}s}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon$  – коэффициент излучения газа;  $k$  – коэффициент поглощения газа;  $s$  – расстояние пройденное лучом по ячейке;  $I_0$  – значение интенсивности излучения при входе в ячейку, а индексом  $\omega$  обозначен спектральный интервал, на котором происходит вычисление.

Об адаптации этого метода на кластер с использованием графических ускорителей подробно описано в работе [3].

## 2.2. Уравнение состояния

Для математического моделирования течения струй маршевых двигателей необходимы термодинамические и переносные свойства смеси воздуха и продуктов окисления ракетного топлива в камере сгорания. Кроме того, для расчёта излучения горячих струй должны быть известны концентрации всех излучающих и поглощающих химических компонентов.

Строго говоря, моделирование физико-химических свойств необходимо выполнять в неравновесной постановке (с учётом конечных скоростей химических реакций). Более того, для больших высот необходимо учитывать колебательную неравновесность молекулярных компонентов в струе продуктов сгорания, истекающих из сопла двигателя второй ступени. Однако численное моделирование рассматриваемых задач (взаимодействие нескольких струй между собой и с внешним потоком воздуха в случае многосопловой двигательной установки) приводит к необходимости использовать трёхмерные вычислительные сетки с большим количеством узлов (1–10 млн). Что в свою очередь приводит к огромным затратам вычислительных ресурсов.

Поэтому в данной работе используется приближение термохимического равновесия, которое позволяет практически на порядок снизить трудоёмкость одного расчёта. Несмотря на меньшую точность физико-химического моделирования, данный подход позволяет правильно описать основные термохимические эффекты (например, догорание избытка топлива в струе в зонах смешения с внешним потоком).

Концентрации элементов в любой точке рассматриваемого газодинамического поля определяются в рамках следующей простой схемы, часто применяемой в упрощённых моделях теории горения неперемешанных топлив:

имеется два первичных компонента – продукты сгорания и воздух,

состав смеси определяется взаимной диффузией этих двух компонентов как единых целых.

Пусть  $d_{air}$  – элементный состав воздуха

$$d_O = 0.234; d_N = 0.766;$$

а  $d_f$  – элементный состав продуктов сгорания

$$d_O = 0.718; d_C = 0.243; d_H = 0.039 \text{ – для смеси керосин-кислород,}$$

$d_O = 0.833; d_H = 0.167$  – для смеси водород-кислород со стехиометрическим отношением 5,

Если обозначить массовую долю продуктов сгорания в данной точке течения –  $\varphi$ , то для элементного состава можно записать

$$d_j = \varphi d_f + (1 - \varphi) d_{air}. \quad (10)$$

Такой подход позволяет описать все характеристики газовой смеси как функции всего лишь 3-х переменных – 2-х термодинамических (например,  $\rho$  и  $e$ ) и одной, характеризующей элементный состав –  $\varphi$ . Распределение величины  $\varphi$  в выхлопной струе находится путём численного интегрирования уравнения конвекции-диффузии, решаемого совместно с уравнениями Навье–Стокса.

Расчёты равновесного состава проводились для смесей воздуха и продуктов сгорания водорода и керосина, содержащих в общем случае 4 химических элемента (O, N, C, H) и 12 компонентов ( $O_2$ ,  $N_2$ , NO, O, N,  $H_2$ , H, OH,  $H_2O$ , CO,  $CO_2$ , CN) в интервале температур  $T = 100 - 4000$  К и плотностей  $\rho = 10^{-7} - 10$  кг/м<sup>3</sup>. Доля продуктов сгорания  $\varphi$  варьировалась от 0 до 1. Таким образом, перекрывается весь диапазон изменения условий течения от набегающего потока до состояния газа в камере сгорания маршевого двигателя.

### 2.3. Определение оптических характеристик смеси продуктов выхлопа с воздухом

В настоящей работе были использованы спектроскопические характеристики базы данных HITRAN [4-10]. База данных HITRAN (High Resolution Transmission – перенос с высоким разрешением) содержит спектральные характеристики систем полос молекул в газовой фазе от микроволновой области спектра до ультрафиолета. Последняя версия базы данных HITRAN–2012 содержит спектральные характеристики по 45 молекулам с учетом изотопов [10].

Недостатком HITRAN является то, что она предназначена для расчёта излучения низкотемпературных потоков (до температур  $T < 1500$  К). Поэтому различными исследовательскими группами были предприняты значительные усилия для расширения температурного интервала, в котором можно надёжно моделировать инфракрасное излучение. Итогом этой работы послужила новая база спектроскопических данных HITEMP, последняя версия которой (HITEMP–2010) представлена в [12]. На данный момент она содержит 5 наиболее важных молекул – пары воды ( $H_2O$ ), углекислый газ ( $CO_2$ ), оксид углерода (CO), гидроксил (OH) и оксид азота (NO). Для расширения диапазона применимости было учтено большое количество верхних колебательно-вращательных состояний, заселением которых нельзя пренебрегать при температурах порядка 3000 К. Это привело к появлению значительному расширению списка спектральных линий (особенно для 3-атомных молекул  $H_2O - 10^8$  и  $CO_2 - 10^7$ ). Но в то же время качественно улучшило надёжность расчётов спектральных свойств этих газов в диапазоне температур  $T = 1500 - 3000$  К. Для поддержания совместимости с базой данных HITRAN в HITEMP в точности сохранена структура данных и формат их представления. Поэтому ими легко можно пользоваться совместно.

В рассматриваемых условиях (температура газовой смеси не превышает 3000К) можно пренебречь доплеровским уширением и учитывать только ударное (лоренцево) уширение молекулярной линии. Тогда для профиля линии  $f(\nu)$ , нормированного на единицу, можно записать

$$f_{\eta\eta'}(\nu, T, p) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma(T, p)}{\gamma(T, p)^2 + (\nu - (\nu_{\eta\eta'} - \delta p))^2}, \quad (11)$$

а полуширина в смеси газов рассчитывается по формуле

$$\gamma(T, p) = \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^n \left( \gamma_{air}(T_{ref}, p_{ref}) \cdot (p - p_s) + \gamma_{self}(T_{ref}, p_{ref}) \cdot p_s \right) \quad (12)$$

Здесь  $p_s$  – парциальное давление излучающей молекулы сорта  $s$ ;  $T_{ref} = 296$ К;  $p_{ref} = 1$ атм. Спектральный коэффициент  $j_{\eta\eta'}$  излучения выражается через коэффициент Эйнштейна:

$$j_{\eta\eta'}(\nu, T, p) = N_{\eta} \frac{A_{\eta\eta'}}{4\pi} f_{\eta\eta'}(\nu, T, p), \quad (13)$$

а спектральный коэффициент поглощения  $k_{\eta\eta'}$ :

$$k_{\eta\eta'}(\nu, T, p) = \frac{j_{\eta\eta'}}{I_P(\nu, T)}, \quad I_P(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (14)$$

где  $I_P(\nu, T)$  – интенсивность равновесного излучения;  $N_{\eta}$  – заселённость излучающего состояния  $\eta$ :

$$N_{\eta} = N \frac{g_{\eta} e^{-1.4388E_{\eta}/T}}{Q(T)}, \quad Q(T) = \sum_{\eta} g_{\eta} e^{-1.4388E_{\eta}/T} \quad (15)$$

Значения полных статистических сумм  $Q(T)$  для всех молекул в диапазоне температур 70 -3000 К приведены в [11].

Задача расчета переноса селективного теплового излучения состоит в интегрировании уравнения переноса в десятках миллионах спектральных диапазонов, при этом характерная оптическая толщина среды  $\tau_{\nu}$  по спектру может меняться во много порядков раз от  $\tau_{\nu} \ll 1$  (оптически тонкий слой) до  $\tau_{\nu} \gg 1$  (оптически толстый слой). При расчете радиационного переноса в инфракрасной (ИК) области спектра  $\Delta\nu \sim 500 \div 10000 \text{ см}^{-1}$  оказываются важными следующие два масштаба спектральных диапазонов: характерный масштаб колебательной полосы  $\Delta\nu_{vib} \sim 200 \div 500 \text{ см}^{-1}$  и характерный размер вращательной линии с полушириной  $\gamma \sim 0.001 \div 0.1 \text{ см}^{-1}$ . При учете вращательной структуры спектра необходимо проводить расчеты с шагом по энергии  $\Delta\nu_{rot} \sim 0.1\gamma$ , т.е. рассчитывать перенос излучения с учетом вращательной структуры спектра молекулярных линий. Если, исходя из физической постановки задачи, достаточно учесть лишь колебательную структуру спектра, усреднив коэффициенты поглощения и испускания по вращательной структуре, то спектральные расчеты можно проводить с шагом  $\Delta\nu \sim 10 \div 25 \text{ см}^{-1}$ . Это так называемые многогрупповые спектральные расчеты без учета вращательной структуры. Величина  $\Delta\nu$  должна быть не слишком малой, чтобы в этот диапазон попадало достаточное число вращательных линий, и не слишком большой, чтобы при усреднении вращательной структуры спектра не слишком искажался контур колебательной полосы.

Заметим, что в подавляющем большинстве задач, возникающих при определении селективного теплового излучения в газах атмосферного давления вполне достаточно учитывать лишь колебательную структуру ИК-спектра. С понижением давления до десятых и сотых долей атмосферы пренебрежение вращательной структурой может привести к большим погрешностям. Итак, необходимо различать два типа спектральных расчетов: с учетом и без учета вращательной структуры.

Трудоёмкость решения проблемы селективности существенно возрастает, если необходимо проводить расчеты переноса излучения в объемах сложных геометрий. Одним из возможных путей решения данной проблемы является разработка приближенных методов, позволяющих с достаточной для практики точностью учитывать основные закономерности переноса теплового излучения с учетом линейчатой структуры спектра. Однако с каждым годом возрастает также актуальность совершенствования методов расчета, учитывающих точную структуру линий, поскольку производительность современных вычислительных комплексов уже позволяет решать этими методами задачи практической важности.

Метод расчета по линиям является наиболее трудоёмким, и его целесообразно применять, прежде всего, для получения эталонных решений. Используемый алгоритм расчёта заключается в следующем:

В цикле по всем линиям всех молекул по формулам (11-14) рассчитываются полуширины  $\gamma$  и коэффициенты поглощения  $k_{\eta\eta'}^0$  и излучения  $j_{\eta\eta'}^0$  в центрах линий;

По всем спектральным интервалам  $\Delta\nu_{k-1/2} = [\nu_{k-1}, \nu_k]$  в окрестности центра линии ( порядка нескольких десятков ) проводится интегрирование распределений (13-14) и вклады от каждой линии суммируются. Таким образом, усреднённый на данном спектральном интервале коэффициент поглощения равен  $k_{k-1/2} = \sum_l \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_k} k_l(\nu, T, P) d\nu$ .

В результате в каждой точке газодинамического поля при заданных распределениях температуры, давления и мольных концентраций всех излучающих и поглощающих молекулярных компонент рассчитываются спектральные распределения коэффициентов поглощения и излучения с любой заданной степенью подробности.

Для оценки влияния выбора способа дискретизации спектральных характеристик в условиях, характерных для работы водород-кислородной ДУ второй ступени, был выполнен ряд тестовых расчётов излучения с учётом поглощения плоском слое и в центре полусферического объёма. Полусферический объём моделирует горячий излучающий объём, формирующийся в пространстве между соплами (п.3), а плоский слой – зону смешения продуктов сгорания с набегающим воздухом. Линейные и термодинамические параметры были выбраны так, чтобы они примерно соответствовали течению в ближней области взаимодействия струй и набегающего потока:

- радиус полусферы – 1 м;
- толщина плоского слоя – 0.1 м;
- давление – 0.1 атм;
- температура  $T = 2400\text{K}$ ;
- химический состав  $X_{\text{H}_2\text{O}} = 0.65$ ;  $X_{\text{H}_2} = 0.35$ .

Были проведены расчёты излучения с различными шагами дискретизации по спектру – от  $\Delta\nu = 0.001 \text{ см}^{-1}$  (точный учёт формы линий) до  $\Delta\nu = 10.0 \text{ см}^{-1}$  (многогрупповое приближение) и с использованием двух наборов данных – HITRAN–2012 и HITEMP–2010. Результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1

**Расчётный лучистый поток  $q_R(\text{Вт}/\text{см}^2)$  плоского слоя и в центре полусферы ( $P = 0.1 \text{ атм}$ ,  $T = 2400 \text{ К}$ ).**

$\Delta\nu, \text{ см}^{-1}$	$q_R(\text{Вт}/\text{см}^2)$			
	Полусфера $R = 1\text{ м}$		Плоский слой $L = 0.1\text{ м}$	
	HITRAN	HITEMP	HITRAN	HITEMP
10	6.09	10.46	1.31	2.31
1	5.57	10.00	1.26	2.26
0.1	4.40	9.94	1.11	2.13
0.01	3.97	8.54	1.04	2.06
0.001	3.90	8.30	1.02	2.02

Следует отметить, что расчёт по данным HITRAN–2012 во всех случаях даёт примерно вдвое меньшее значение лучистого потока, чем с использованием данных HITEMP–2010. Расчёт спектральной интенсивности излучения  $I_\nu$  для полусферы представлен на рис. 2–4 с использованием 3-х шагов дискретизации по спектру  $\Delta\nu = 10, 0.1, 0.001 \text{ см}^{-1}$  с использованием базы данных HITEMP. Кривой чёрного цвета для сравнения показано излучение чёрного тела (распределение Планка) при данной температуре. Видно (рис.4), что для рассмат-

риваемых условий реализуются оба предельных режима переноса излучения – некоторые линии полностью поглощаются, другие высвечиваются практически без поглощения.

Из табл. 1 видно, что для объёмов с размерами порядка 1 м ошибка приближённого расчёта ( $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с точным ( $\Delta\nu = 0.001 \text{ см}^{-1}$ ) составляет  $\sim 25\%$ , а с размерами порядка 0.1 м меньше 15%. Это связано с меньшей оптической толщиной для этого случая (рис. 3).

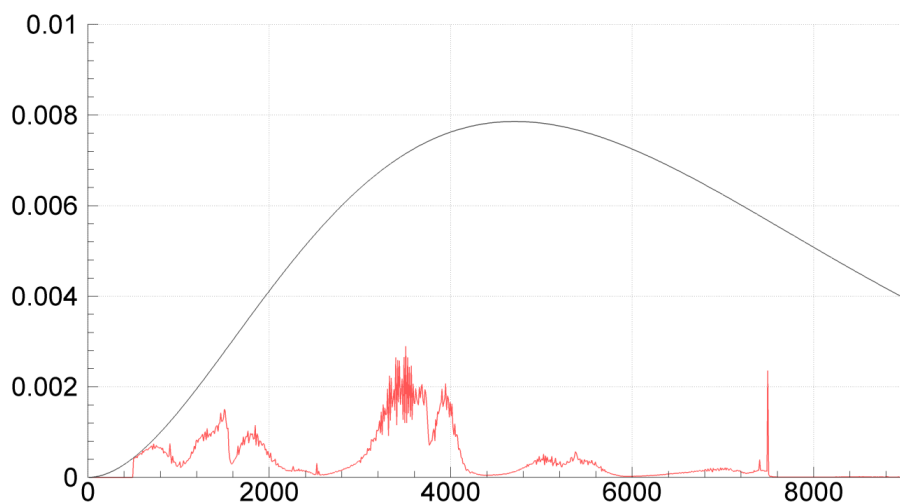


Рис.2. Спектральная интенсивность излучения  $I_\nu$  полусферического объёма радиуса  $R=1\text{м}$ ,  $T=2400\text{К}$ ,  $P=0.1\text{атм}$ ,  $X_{\text{H}_2\text{O}}=0.65$ ,  $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$

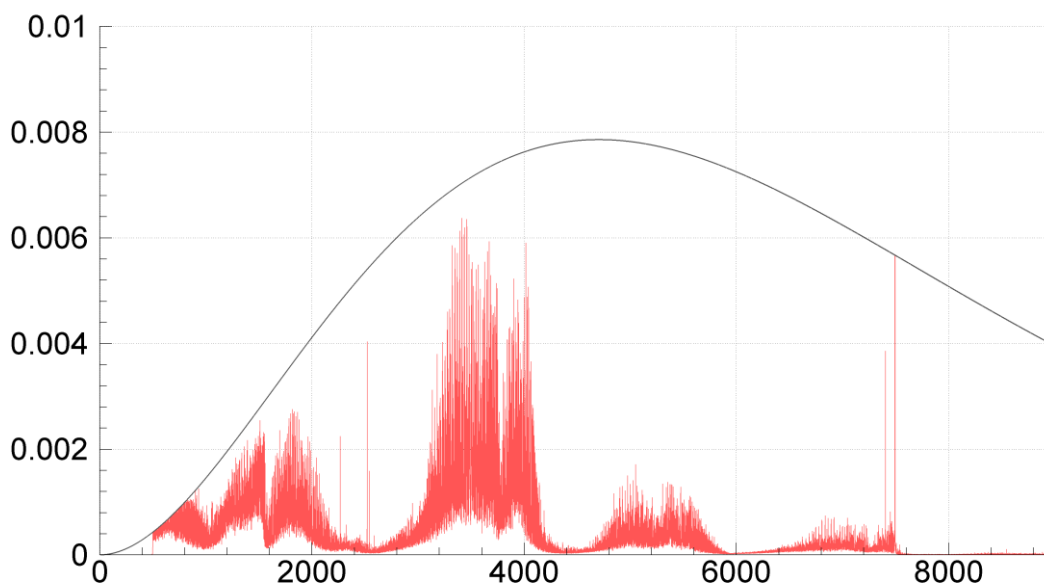


Рис.3. Спектральная интенсивность излучения  $I_\nu$  полусферического объёма радиуса  $R=1\text{м}$ ,  $T=2400\text{К}$ ,  $P=0.1\text{атм}$ ,  $X_{\text{H}_2\text{O}}=0.65$ .  $\Delta\nu = 0.1 \text{ см}^{-1}$

Если допустимая точность расчёта составляет  $\sim 20\%$ , можно ограничиться спектральным шагом  $\Delta\nu = 0.1\text{--}1.0 \text{ см}^{-1}$ , что позволяет уменьшить вычислительную трудоёмкость на 2 – 3 порядка по сравнению с детальным расчётом ( $\Delta\nu = 0.001 \text{ см}^{-1}$ ).



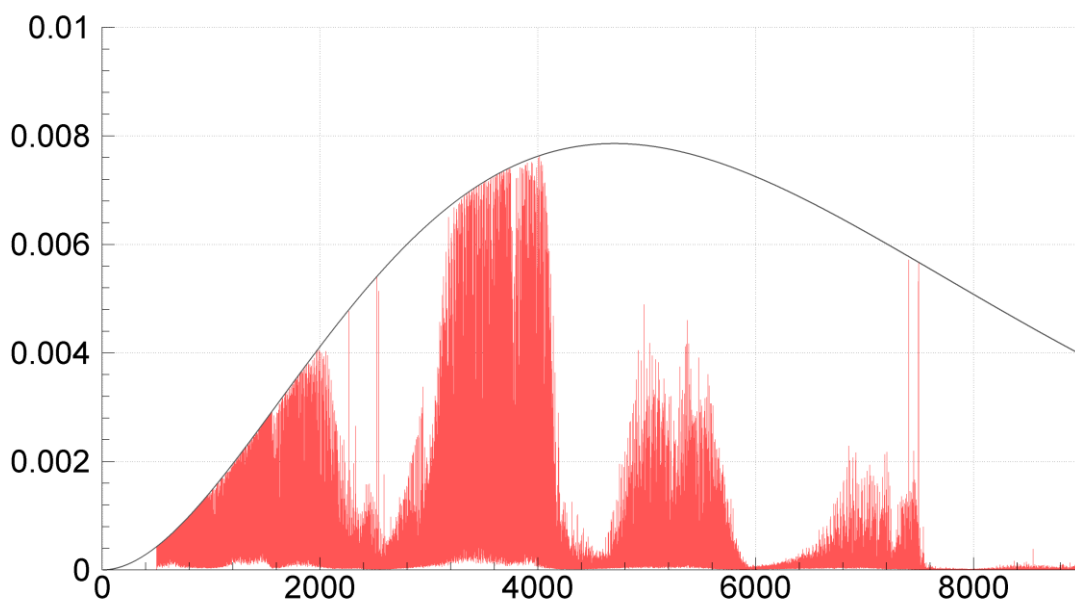


Рис.4. Спектральная интенсивность излучения  $I_v$  полусферического объёма радиуса  $R=1\text{м}$ ,  $T=2400\text{К}$ ,  $P=0.1\text{атм}$ ,  $X_{\text{H}_2\text{O}}=0.65$ .  $\Delta\nu = 0.001\text{ см}^{-1}$

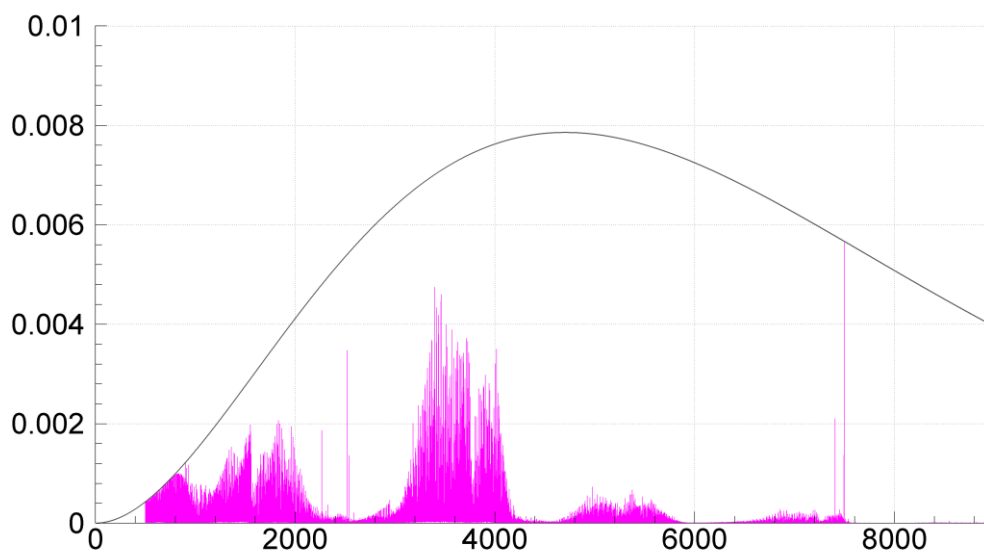


Рис.5. Спектральная интенсивность излучения  $I_v$  плоского слоя толщиной  $L=0.1\text{м}$ ,  $T=2400\text{К}$ ,  $P=0.1\text{атм}$ ,  $X_{\text{H}_2\text{O}}=0.65$ ,  $\Delta\nu = 0.001\text{ см}^{-1}$

### 3. Расчёт лучистого теплового потока на вторую ступень РН Сатурн 5

#### 3.1. Описание эксперимента

В летных экспериментах РН «Сатурн 5» [13] в маршевых двигателях второй ступени (РД J-2) использовались жидкий кислород и жидкий водород (LOX/hydrogen). На днище второй ступени РН был установлен ряд приборов для измерения давления, радиационных тепловых потоков, а также полных тепловых потоков. Радиометр представляет собой датчик Гордона, экранируемый от газового потока сапфировым стеклом.

Для трёх запусков РН (AS-503, AS-504, AS-505) были получены результаты, приведенные на рис. 6.

Из лётных данных запуска AS-506 [14] известно, что разделение первой и второй ступени РН «Сатурн 5» происходит на 160 с полёта, до 460 с работают все 5 маршевых двигателей ступени, потом отключается центральный двигатель. Как видно из результатов измерений (рис. 6) радиационный тепловой поток к датчику на второй ступени оставался практически постоянным по траектории движения.

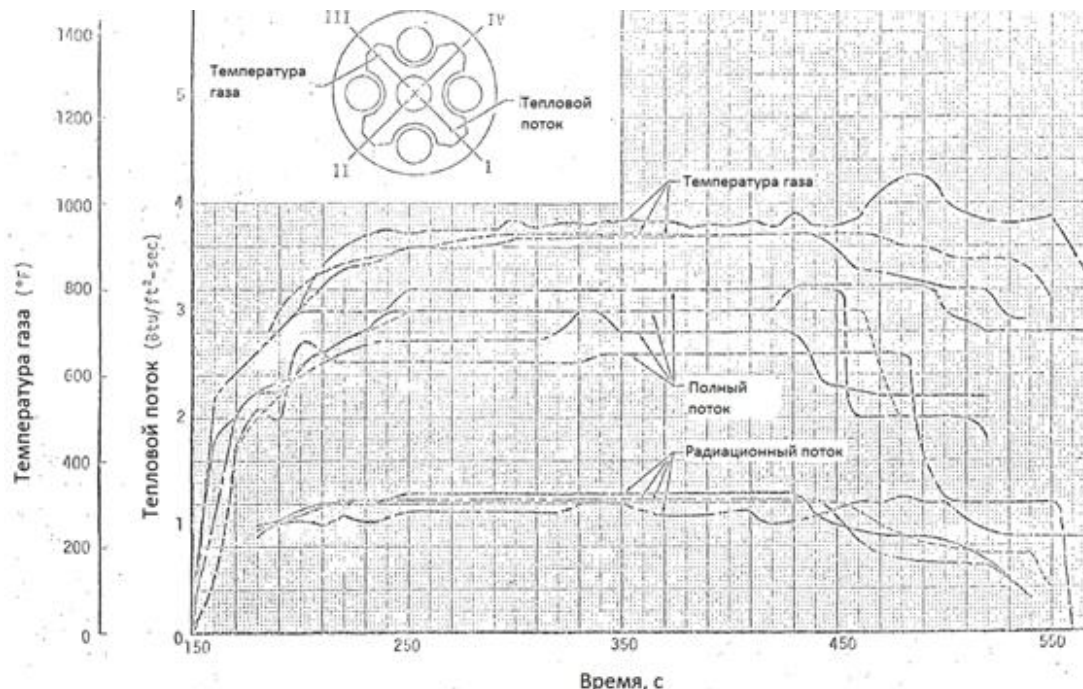


Рис.6. Результаты измерений в донной области S-II Saturn V

### 3.2. Построение геометрической модели и расчетной сетки

При построении сетки в качестве внешней границы обтекания брался усечённый конус с образующей около 65 м и радиусами оснований 15 м и 50 м. В силу симметрии решаемой газодинамической задачи из этого усечённого конуса была вырезана 1/8 часть с плоскостями проходящими через ось центрального и бокового и через ось центрального в равном удалении от осей двух соседних сопел. Полученный таким способом внешний контур расчётной сетки приведён на рис. 7. На рис. 8 приведена сетка вблизи донной области и внутри сопел, где отображено сгущение ячеек сетки около твердых стенок для расчета течения в пограничном слое.

### 3.3. Постановка начальных и граничных условий

Для постановки граничных условий на входной границе внутренней части сопел предварительно рассчитывались параметры в форкамере двигателя. Лётный эксперимент проводился при отношении окислителя к горючему 5.75 и давлении в форкамере 4.94 МПа. Нижеприведенный расчёт проводился при том же давлении и отношении окислителя к горючему 5.5, что соответствует отношению при проведении стендовых огневых испытаниях двигателей J-2 для полноразмерной модели и модели в масштабе 1:25.

Основная часть наземных испытаний проходила при моделировании высоты порядка 73.2 км, поэтому для параметров набегающего потока была выбрана именно эта высота.

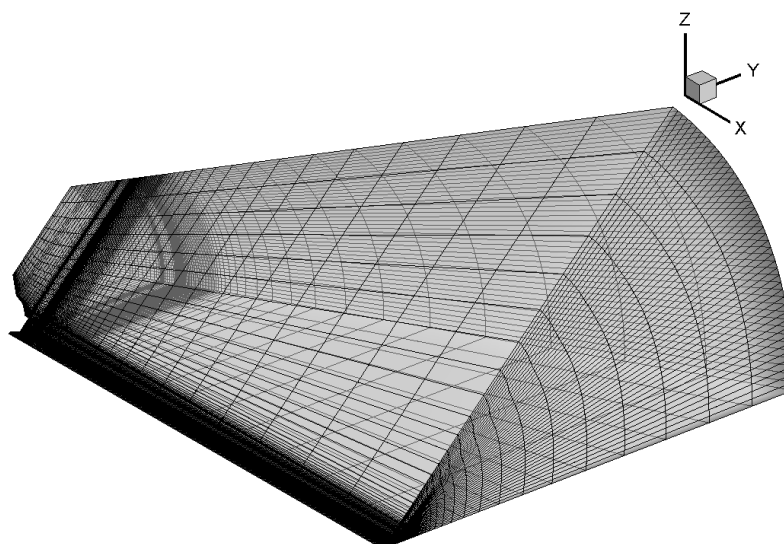


Рис.7. Расчётная сетка для донной области второй ступени РН «Сатурн 5»

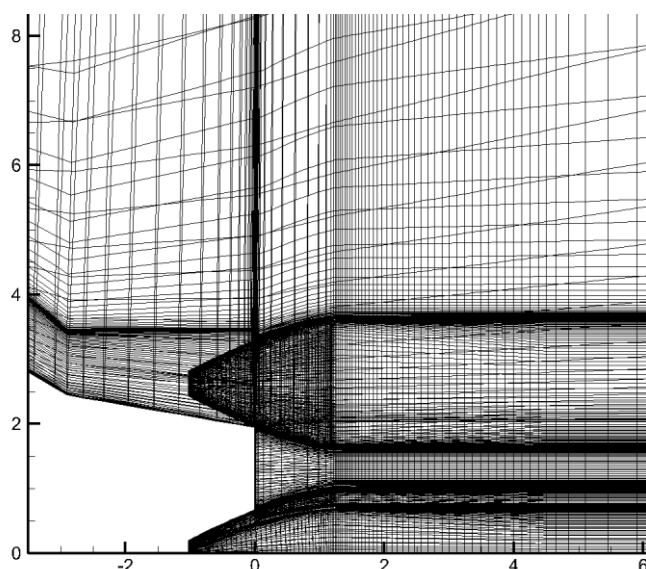


Рис.8. Сгущение расчётной сетки вблизи модели

Значение скорости ракеты для этой высоты бралось из лётных данных запуска AS-506 [14], так как отчёты по запускам AS-501 – AS-505 недоступны. Учитывая постоянство экспериментального радиационного потока на интересующем нас временном интервале движения небольшие отклонения в определении скорости не должны существенно сказаться на полученных результатах.

В табл. 2 приведены итоговые значения параметров спутного потока и параметров на срезе сопла, отстоящем на 0.034 м от критического сечения с отношением площадей сечений  $\approx 1.09$ .

Таблица 2

**Значения параметров спутного потока и параметров на срезе сопла**

	$V$ , м/с	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$p$ , Па	$T$ , К	$M$
Спутный поток	2800	$5.23 \times 10^{-5}$	3.19	212	9,57
Срез сопла	2031	$9.42 \times 10^{-1}$	$1.94 \times 10^6$	3151	1,32

### 3.4. Результаты расчётов газодинамики донной области

Расчёт газодинамики течения проводился с использованием разработанной программы решения уравнений Навье–Стокса методом конечных объёмов. Расчёт происходил в вязкой равновесной постановке с первым порядком точности по времени и пространству методом установления, без учёта турбулентности. В качестве конвективного решателя был выбран метод AUSM. Общий расчёт газодинамического поля занимает на персональном компьютере около 2 часов с использованием GPU NVidia Titan.

На изучаемой высоте струи из сопел двигателей являются существенно недорасширенными, получаемое число нерасчётности  $NRP \approx 5000$ . Как видно из рис. 9 после выхода струй из сопел ДУ происходит их расширение, в результате которого образуются скачки уплотнения в зазорах между соплами. Для краткости в дальнейшем будем понимать под плоскостью 1 – плоскость, проходящую через оси центрального и бокового сопел; а под плоскостью 2 – плоскость, проходящую через ось центрального сопла в равном удалении от осей двух соседних сопел. Обе эти плоскости являются плоскостями симметрии для газодинамического течения.

Как видно из рис. 9, в плоскости 2 присутствует возвратное течение к кормовой части РН, несущее с собой, как видно из рис. 12, продукты сгорания. Возможно, наличие защитных «ушек» у теплозащитного щита, не моделируемых в данном расчёте, несколько бы ослабило этот поток.

Сильный протяженный скачок уплотнения образуется в плоскости 2 чуть поодаль от центрального сопла, этот скачок является зоной взаимодействия струй центрального и двух соседних сопел. Характеристики потока за скачком достигают 2500 К по температуре и 12 КПа в давлении. На плоскости 1 тоже виден скачок уплотнения между центральной струей и боковой с примерно теми же характеристиками потока. На рисунках 16–17 показаны поля давления и температуры в срезах, перпендикулярных оси ОХ и отстоящих от плоскости дна РН на 2 м и 4 м, на них хорошо просматривается пространственное положение скачков.

На рисунках 12–15 показаны поля относительного содержания продуктов сгорания топлива и соответствующее ему распределение концентраций элементов в равновесном приближении, участвующих в расчёте излучения.

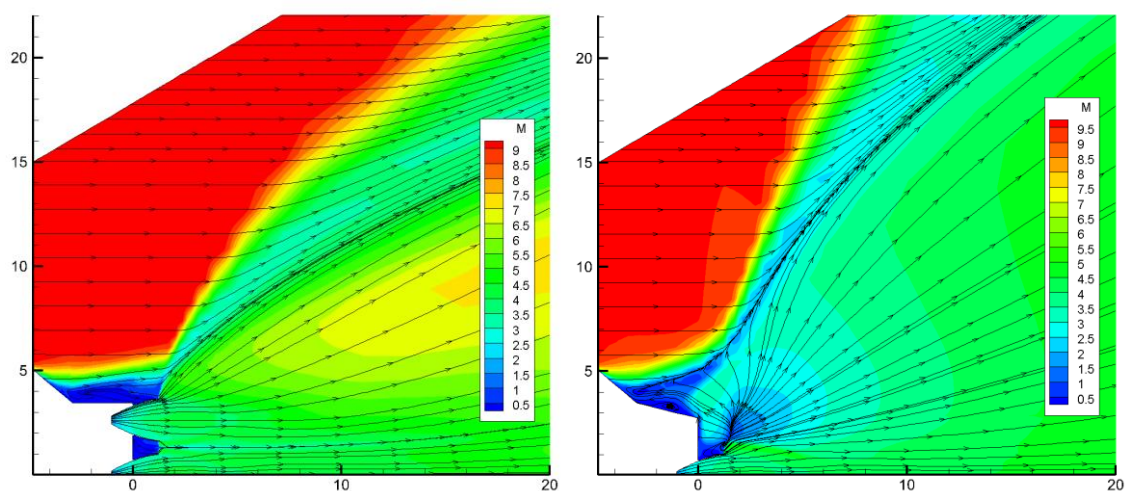


Рис.9. Число Маха и линии тока в плоскостях 1 и 2

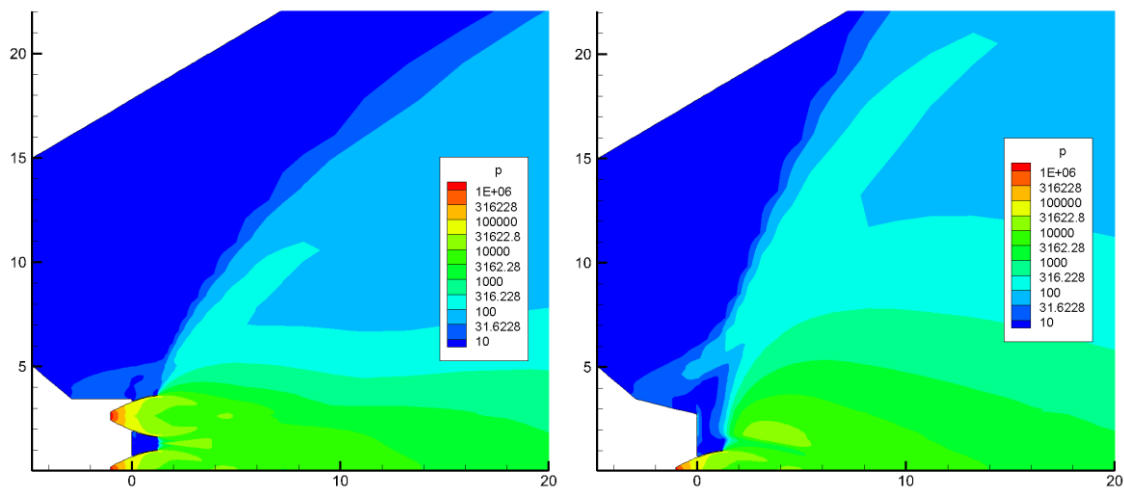


Рис.10. Давление в плоскостях 1 и 2 (Па)

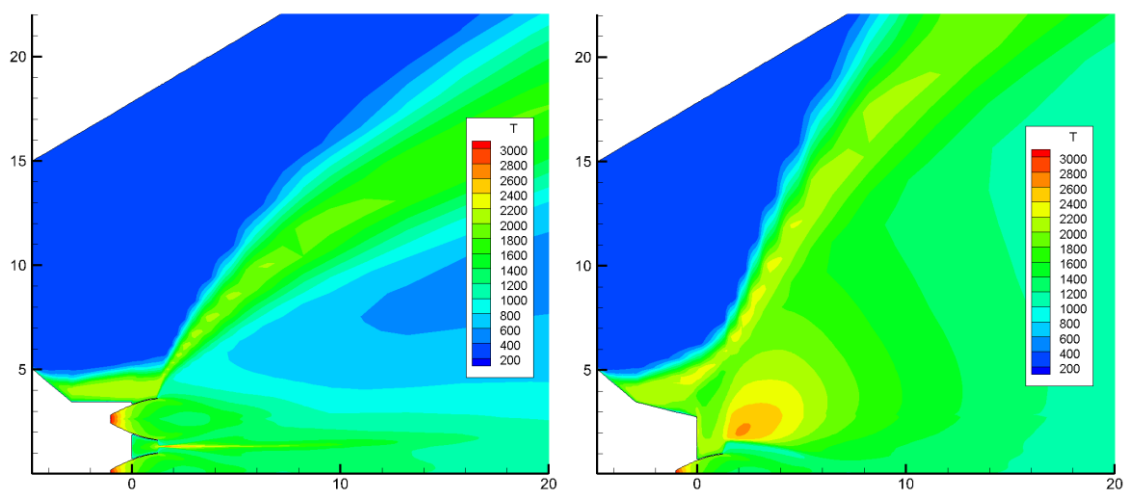


Рис.11. Температура в плоскостях 1 и 2 (К)

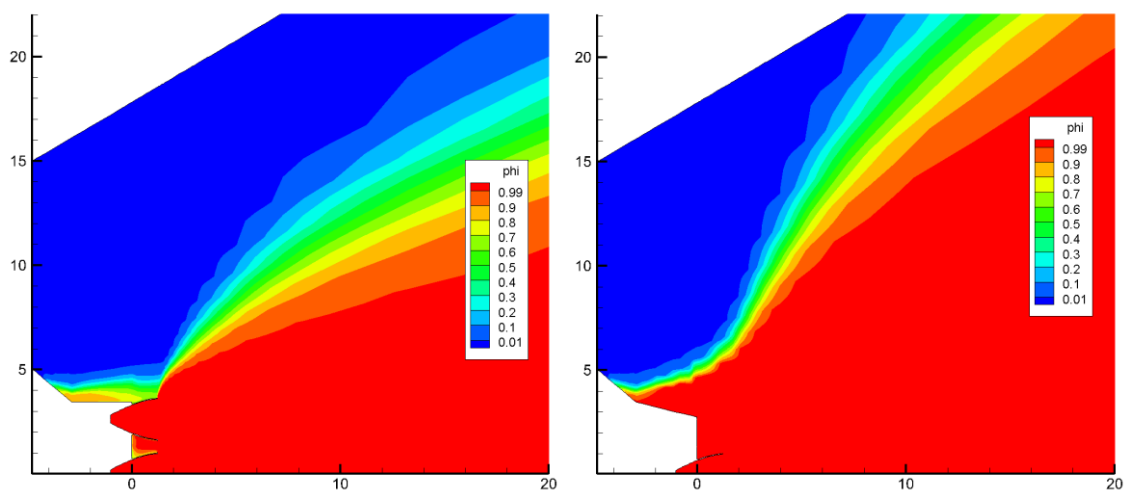


Рис.12. Концентрация продуктов сгорания в плоскостях 1 и 2

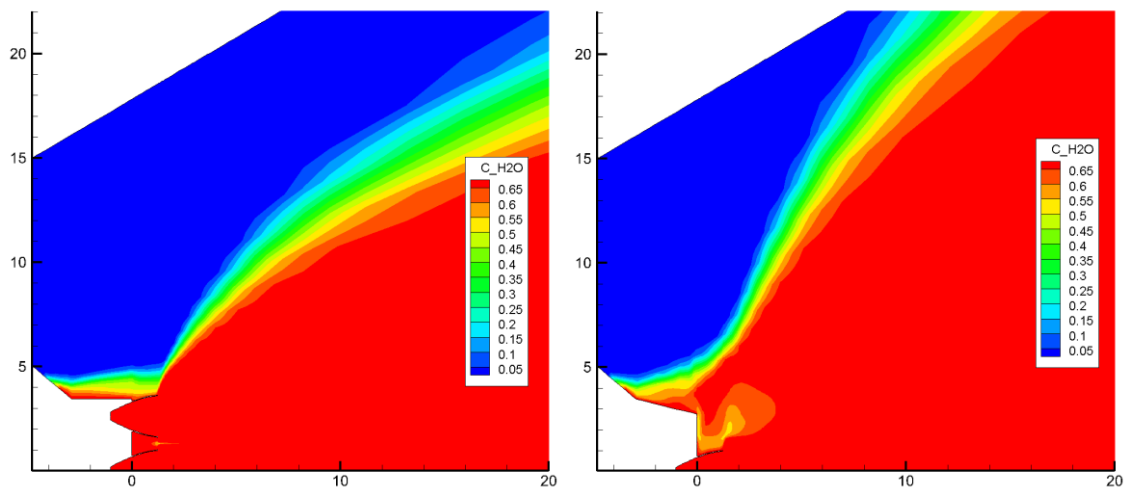


Рис.13. Концентрация H<sub>2</sub>O в плоскостях 1 и 2

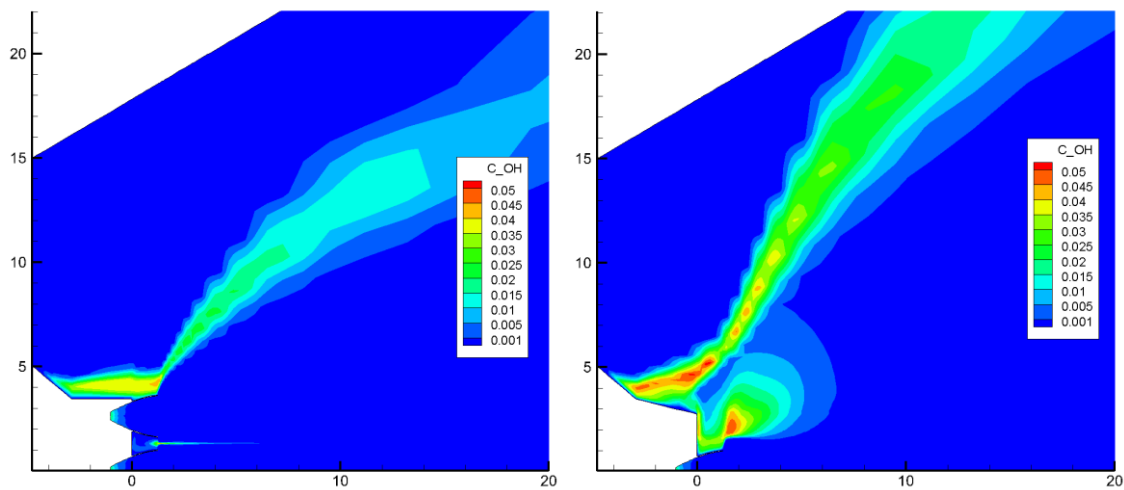


Рис.14. Концентрация OH в плоскостях 1 и 2

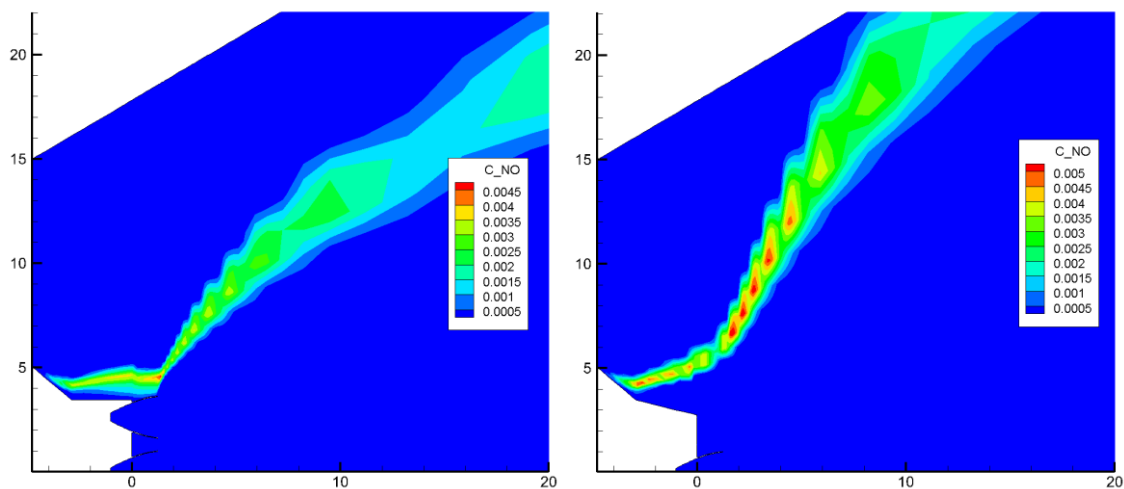


Рис.15. Концентрация NO в плоскостях 1 и 2

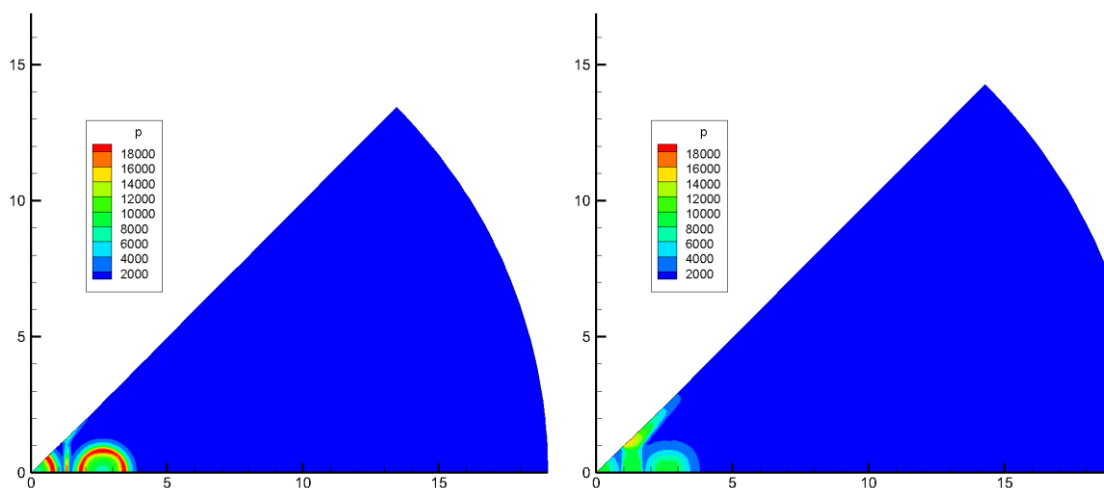


Рис.16. Давление в сечениях 1 и 2 (Па)

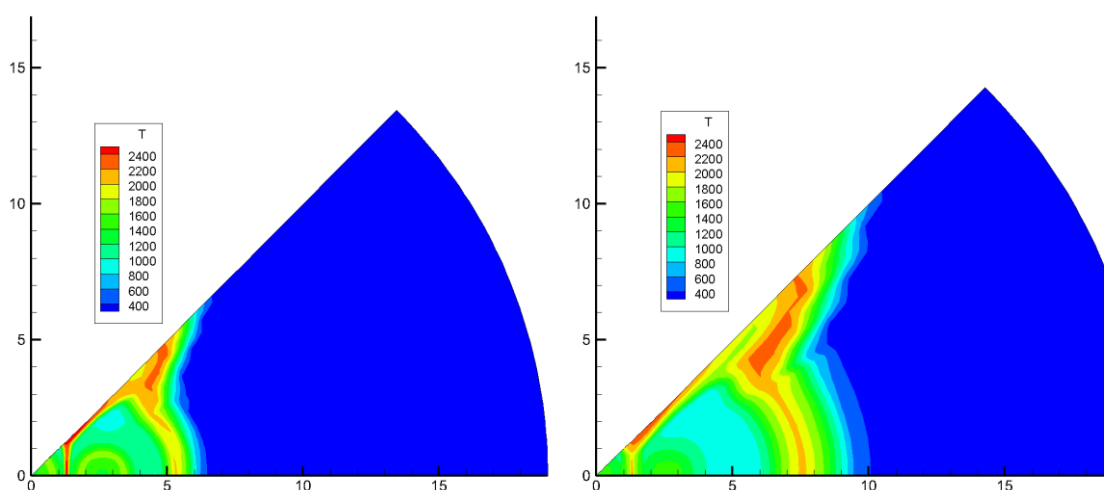


Рис.17. Температура в сечениях 1 и 2 (К)

### 3.5. Расчёт лучистого теплового потока

Лучистый тепловой поток рассчитывается по полю давления, температуры и полям концентраций паров воды ( $\text{H}_2\text{O}$ ), оксида азота ( $\text{NO}$ ) и гидроксила ( $\text{OH}$ ). На рис. 18 представлено полученное распределение лучистого теплового потока по теплозащитному экрану. На самом экране оно не превышает  $36 \text{ кВт/м}^2$  и имеет максимум под скачком уплотнения от взаимодействующих струй в плоскости 2.

В зоне размещения радиометра лучистый тепловой поток равен  $33 \text{ кВт/м}^2$ , что в  $2.2 \div 2.5$  раза выше измеренных в эксперименте  $12.6 \div 14.8 \text{ кВт/м}^2$ . Спектр приходящего на датчик излучения представлен на рис. 22. На рисунках 19–20 представлена объёмная плотность интенсивности излучения к датчику. Повышение интенсивности непосредственно у датчика в плоскости 2 вызвано тем, что ближние ячейки имеют большой телесный угол обзора на поверхность датчика. Угол обзора имеет обратно-квадратичную зависимость от расстояния до поверхности. Принимая во внимание падение давления и температуры в расширяющейся струе, получаем быстрое падение интенсивности излучения к датчику в дальнем следе. График зависимости суммарной интенсивности от расстояния до поверхности радиометра для посчитанной 1/8 модели представлен на рис 21. Как видно, основной вклад в тепловой поток происходит на первых 10 м за счёт зоны взаимодействия расши-

ряющихся струй. Этот факт косвенно подтверждается тем, что измеренные показания радиометра для второй ступени не зависят от высоты полёта. После применения фильтров на спектр и учёта зависимости пропускания от угла получаем радиационный поток, теоретически измеряемый датчиком Гордона, равным  $19.6 \text{ кВт/м}^2$ .

Полученное расхождение с результатами экспериментов в  $2.2 \div 2.5$  раз может быть связано с влиянием охлаждения стенок сопла и неравновесностью протекающих процессов, а также упрощенностью газодинамических расчётов.

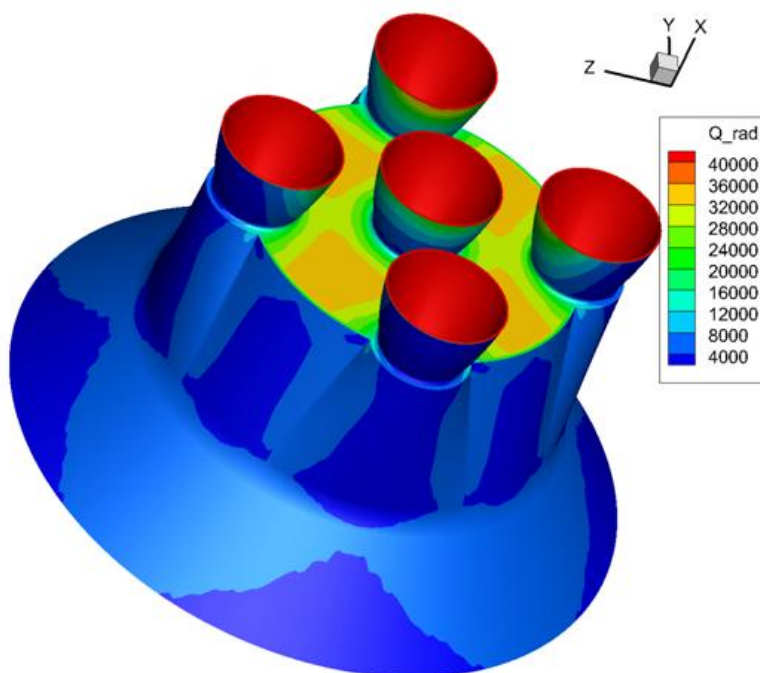


Рис.18. Радиационный тепловой поток на кормовой части РН ( $\text{Вт/м}^2$ )

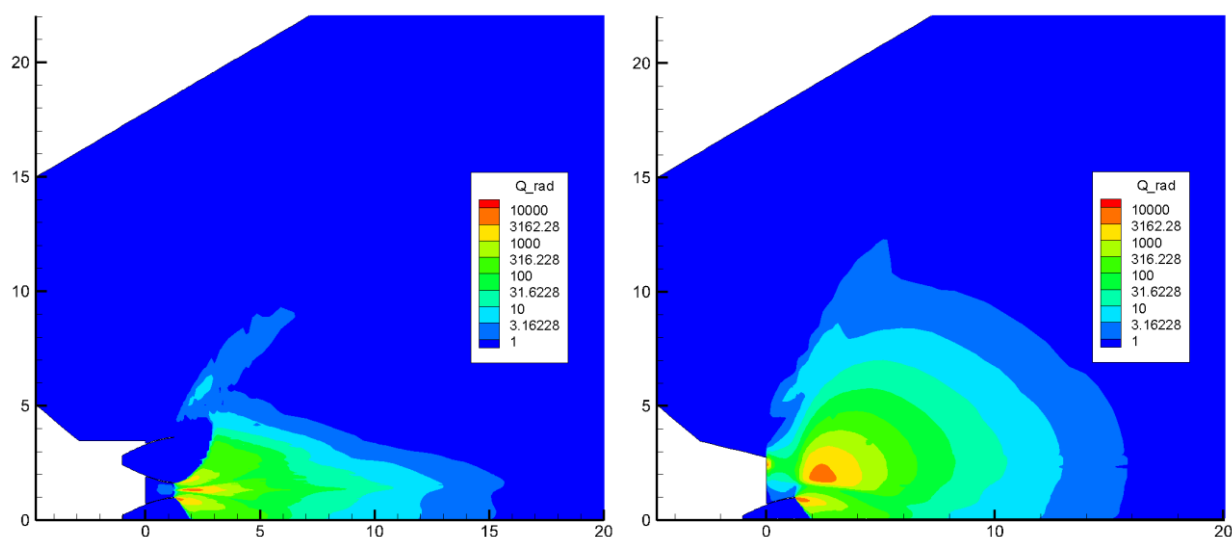


Рис.19. Объёмная плотность интенсивности излучения в плоскостях 1 и 2 ( $\text{Вт/м}^3$ )



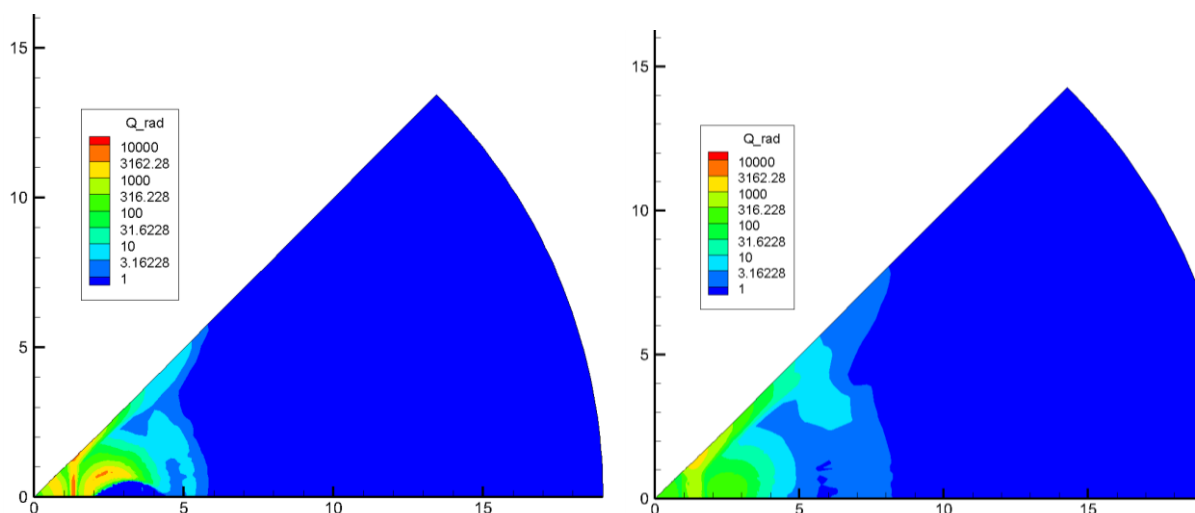


Рис.20. Объёмная плотность интенсивности излучения в сечениях 1 и 2 ( $\text{Вт/м}^3$ )

#### 4. Выводы

Для приближенной газодинамической постановки получено распределение лучистого теплового потока на донной части второй ступени РН «Сатурн 5». Получен тепловой поток к месту закрепления радиометрического датчика в лётных экспериментах. Получено поле объёмной плотности интенсивности излучения, по которому можно сделать вывод, что основным излучающим объёмом при больших числах нерасчётности для рассматриваемой компоновки РД является область взаимодействия струй на начальном этапе струи. Дан график нарастающим итогом для теплового потока к элементу донного экрана от расстояния по оси РН, по которому можно сделать вывод, что для расчёта лучистого потока к донной части РН при больших числах нерасчётности нет необходимости считать газодинамику дальнего следа.

Полученное расхождение с результатами экспериментов в  $2.2 \div 2.5$  раз может быть связано с влиянием охлаждения стенок сопла и неравновесностью протекающих процессов, а также упрощенностью газодинамических расчётов.

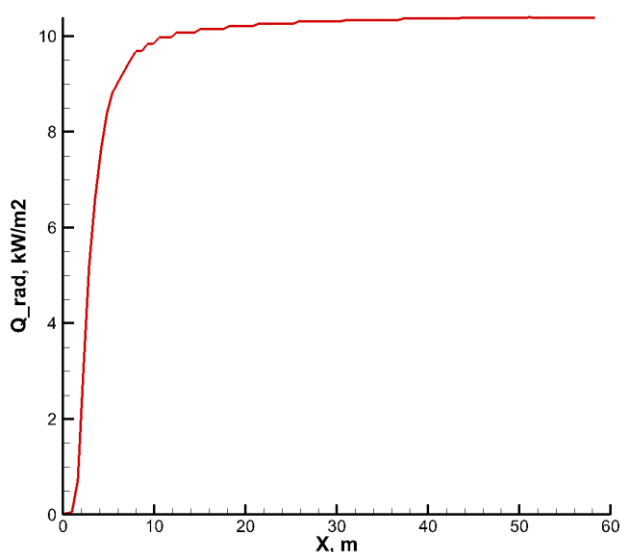


Рис.21. Суммарная интенсивность излучения на датчик в зависимости от расстояния вдоль оси струи

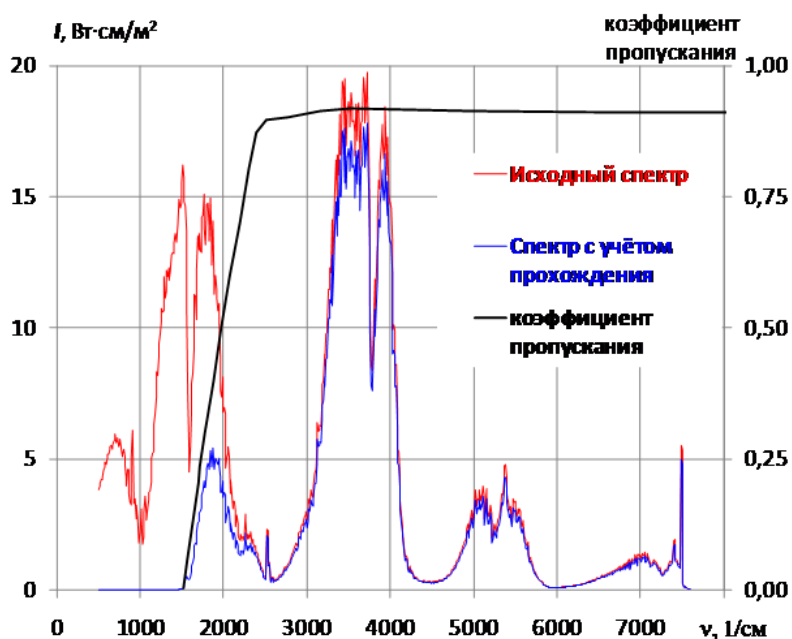


Рис.22. Спектр приходящего на радиометрический датчик излучения с учётом и без учёта влияния аппаратных погрешностей

## Литература

1. M. Lino da Silva. Contribution of CO<sub>2</sub> IR Radiation to Martian Entries Radiative Wall Fluxes, AIAA Paper 2011-135.
2. J. Beck, P.Omaly, M.Lino da Silva, S.Surzhiikov. Radiative Heating Of The Exomars Entry Demonstrator Module, Proc. of '7th European Symposium on Aerothermodynamics', Brugge, Belgium, 9-12 May 2011 (ESA SP-692, August 2011).
3. Беспалов В.А. Расчёт уравнения переноса излучения в многогрупповом приближении на кластере с использованием графических ускорителей. Космонавтика и ракетостроение . № 76, 2014.
4. L.S. Rothman et al, The HITRAN database: 1986 edition, Applied Optics, Vol. 26, No. 19, 1987.
5. L.S. Rothman et al, The HITRAN molecular database. Editions of 1991 and 1992, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 48, No. 5/6, Pp. 469-507, 1992.
6. L.S. Rothman et al, The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 60, No. 5, Pp. 665-710, 1998.
7. L.S. Rothman et al, The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 82, Pp. 5-44, 2003.
8. L.S. Rothman et al, The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 96, Pp. 139-204, 2005.
9. L.S. Rothman et al, The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 110, Pp. 533-572, 2009.
10. <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN2012>
11. A.L. Laraia, R.R. Gamache et al, Total internal partition sums to support planetary remote sensing, Icarus Vol. 215, Pp. 391-400, 2011.
12. L.S. Rothman et al, "HITEMP, the High-Temperature Molecular Spectroscopic Database," Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 111, 2139-2150 (2010).
13. W.B. McAnelly, C.T.K. Young Space vehicle engine and heat shield environment review, Final report EE-MSFC-1774, Vol. 1, 1973.
14. S.C. Krausse Apollo/Saturn V postflight trajectory - AS-506, D5-15560-6, Boeing, 1969.

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2014 г.