

УДК 533.6

РАДИАЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХОРБИТАЛЬНЫХ СПУСКАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С УЧЕТОМ АТОМНЫХ ЛИНИЙ

Суржиков С.Т.

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,
Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1
surg@ipmnet.ru*

Аннотация

Представлены результаты расчетов лучистого нагрева космических аппаратов Fire-II, Stardust, Orion и Перспективного Транспортного Корабля (ПТК) с учетом атомных линий атомов и ионов с использованием компьютерной платформы NERAT-ASTEROID, разрабатываемой в ИПМех РАН. Указанная компьютерная платформа предназначена для решения полной системы уравнений радиационной газовой динамики вязкого, теплопроводного, физически и химически неравновесного газа и радиационного переноса в двухмерной и трехмерной геометрии.

Спектральные оптические свойства высокотемпературных газов вычисляются с использованием *ab-initio* квазиклассических и квантово-механических методов. Расчет переноса селективного теплового излучения выполнен с использованием *line-by-line* метода на специально генерируемых расчетных сетках по длине волны излучения, позволяющих достичь заметной экономии вычислительных ресурсов.

Данная работа доложена на 8-й Всероссийской школе-семинаре «Аэротермодинамика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ-2014) ИПМех РАН, 2–3 декабря 2014 г.

RADIATIVE HEATING OF THE SUPER-ORBITAL RE-ENTRY SPACE VEHICLES IN VIEW OF ATOMIC LINES

Surzhikov S.T.

*Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),
Russia, Moscow, 119526
surg@ipmnet.ru*

The results of calculations of radiative heating of super-orbital spacecrafts Fire-II, Stardust, Orion, and Prospective Space Vehicle (PTV) in view of atomic lines of atoms and ions using a computer platform NERAT-ASTEROID, developed in IPMech RAS, are presented and discussed.

This computer platform is designed to solve the complete system of equations of radiation gas dynamics of a viscous, heat-conducting, physically and chemically nonequilibrium gas and radiative transfer in two-dimensional and three-dimensional geometry.

Spectral optical properties of high-temperature gases are calculated using an *ab-initio* approach together with the semi-classical and quantum-mechanical methods. Calculation of the selective transfer of heat radiation is made using a line-by-line method at a specially generated computational grid wavelength radiation, allowing achieves appreciable savings of computational resources. Especial attention is devoted to investigation of the contribution of atomic lines radiation into total radiative heating of super-orbital spacecrafts.

This paper was presented at the 8-th All-Russian Scientific Conference “Aerothermodynamics and Physical Mechanics of the Classical and Quantum System” (APhysMech-2014) in IPMech RAS, 2–3 December, 2014.

1. Введение

Ряд задач физико-химической механики и радиационной газовой динамики, связанных с повышением достоверности предсказательных аэрофизических моделей, остаются нерешенными до настоящего времени. Среди них: развитие кинетических моделей неравновесной диссоциации, ионизации, релаксационных и радиационных процессов, создание эффективных расчетных кодов вычислительной механики, численно интегрирующих уравнения Навье – Стокса на структурированных и неструктурированных сетках в двухмерной и трехмерной постановках, решение задач переноса неравновесного теплового излучения.

Например, недавно [1] было показано, что применение разных кинетических моделей в расчетах аэротермодинамики космического аппарата (КА) для летного эксперимента Fire-II приводит к изменению температуры в сжатом слое в недопустимо широких пределах (около $3000 \div 5000$ К). Еще ранее это было установлено в расчетах [2]. Серия недавних публикаций демонстрирует также значительное влияние кинетических и радиационных процессов на поле течения и на интенсивность конвективного и радиационного нагрева (на плотность тепловых потоков) поверхности спускаемых космических аппаратов [3–12].

Класс задач радиационного переноса и лучистого нагрева включает в себя, в свою очередь, ряд подклассов, которые должны быть решены для задач орбитального и сверхорбитального входа космического аппарата в атмосферу. Среди них:

- расчет неравновесного химического состава и неравновесной заселенности возбужденных состояний атомов и молекул (и их ионов);
- расчет спектральных оптических свойств в условиях неравновесной заселенности возбужденных состояний атомных и молекулярных частиц;
- интегрирование уравнения переноса селективного теплового излучения по пространству, угловым переменным и по частоте электромагнитного излучения;
- создание эффективных расчетно-теоретических моделей радиационно-газодинамического взаимодействия.

В данной работе исследуется лишь одна из перечисленных задач – расчет теплообмена излучением в сжатом слое с учетом атомных линий атомов и ионов. Расчет переноса селективного теплового излучения производится с использованием метода полумоментов и *line-by-line* спектральной модели переноса селективного излучения к поверхности космического аппарата и в сторону набегающего потока невозмущенного воздуха [13].

Предлагаемый подход к решению задачи радиационного переноса включает также *ab-initio* метод расчета спектральных оптических свойств (включая параметры атомных линий: силу линии и ее полуширину) [14].

Указанный *line-by-line* метод расчета переноса селективного теплового излучения базируется на специально разработанной численной процедуре построения неравномерной расчетной сетки по длине волны электромагнитного излучения. Указанная вычислительная процедура позволяет заметно уменьшить число сеточных узлов, что, в свою очередь, позволяет выполнить высокоточные расчеты на сетках, содержащих не более ~ 80000 узлов. Заметим для сравнения, что типичные *line-by-line* расчеты проводятся на сетках с числом узлов $\sim 2 \times 10^6$ узлов.

Все элементы представленной модели расчета радиационного теплопереноса включены в компьютерную платформу NERAT-ASTEROID. Эта компьютерная платформа используется для предсказания конвективного и лучистого теплового нагрева поверхности спускаемого космического аппарата в двух- и трехмерной геометриях [15–17].

Исходные данные для космических аппаратов Fire-II [18,19], Stardust [20], Orion [3] и ПТК [4, 21], использованные в данных расчетах, приведены в таблицах 1–4. Вычислительные модели реализованы на регулярных неоднородных многоблочных сетках, адаптированных к криволинейной поверхности космических аппаратов.

Таблица 1

Траекторные параметры СА Fire-II и расчетные оценки плотности радиационного нагрева

t, s	1634	1636	1637	1639	1640	1643	1644	1645	1648	1651
$H, км$	76.42	71.04	67.05	63.11	59.26	53.04	50.67	48.37	42.14	37.19
$\rho_{\infty} \times 10^7, г/см^3$	0.372	0.857	1.47	2.41	3.86	7.80	10.2	13.2	30.0	60.5
$p_{\infty}, эрг/см^3$	20.8	51.7	96.2	167.4	281.4	617.9	822.6	1079.7	2298.9	4393
$V_{\infty}, км/с$	11.36	11.31	11.25	11.14	10.97	10.48	10.19	9.83	8.3	6.19
$T_{\infty}, К$	195	210	228	242	254	276	281	285	267	253
$T_w, К$	615	810	1030	1325	1560	640	1100	1520	1560	1060
$R_n, см$	93.5					80.5			70.2	
$\alpha W_r [18]$	~18	60.	125.1	207.5	290.	357	324	237	52.1	11.5
$W_r(UC) [8]$	31.3	106.	217.		609.	713.		354.	51.4	
$W_r(C) [8]$	27.2	86.1	169.		445.	540.		303.	43.1	
$\alpha W_r(C) [8]$	19.7	62.4	120.		296.	344.		184.	24.6	

Таблица 2

Траекторные параметры СА Stardust [20]

$t, с$	$H, км$	$\rho_{\infty}, г/см^3$	$p_{\infty}, эрг/см^3$	$V_{\infty}, м/с$	$T_{\infty}, К$	$p_0, эрг/см^3$
42	71.9	0.631×10^{-7}	26.40	12413.4	221.4	0.972×10^5
48	65.4	0.154×10^{-6}	103.0	12004.0	229.0	0.223×10^6
54*	59.8	0.319×10^{-6}	160.0	11136.7	238.5	0.396×10^6
66**	51.2	0.886×10^{-6}	688.0	7956.9	253.5	0.561×10^6
76	46.5	0.160×10^{-5}	1230.0	5178.9	256.9	0.429×10^6

Примечание: *В точке $t=54$ с наблюдается максимум нагрева лобовой поверхности; **в точке $t=66$ с – подветренной поверхности.

Таблица 3

Траекторные точки для СА Orion [3]

№ п.п.	$t, с$	$H, км$	$V_{\infty}, км/с$	$p_{\infty}, эрг/см^3$	$\rho_{\infty}, г/см^3$	$T_{\infty}, К$
1	150	83.0	7.700	3.37	0.629×10^{-8}	187
2	200	78.2	7.700	14.2	0.245×10^{-7}	202
3	300	65.6	7.000	100.	0.150×10^{-6}	232
4	400	65.6	6.200	100.	0.150×10^{-6}	232
5	500	57.1	5.200	324.	0.443×10^{-6}	255
6	600	42.8	3.000	1980.	0.268×10^{-6}	258

Таблица 4

Траекторные параметры ПТК [4,21]

	H , км		
	50	60	80
ρ_{∞} , г/см ³	0.103E-05	0.310E-06	0.185E-07
p_{∞} , эрг/см ³	0.798E+03	0.220E+03	0.105E+02
T_{∞} , К	247	247	199
	V_{∞} , км/с		
M = 10	3.300	3.15	2.83
M = 20	6.520	6.30	5.66
M = 30	9.880	9.45	8.49

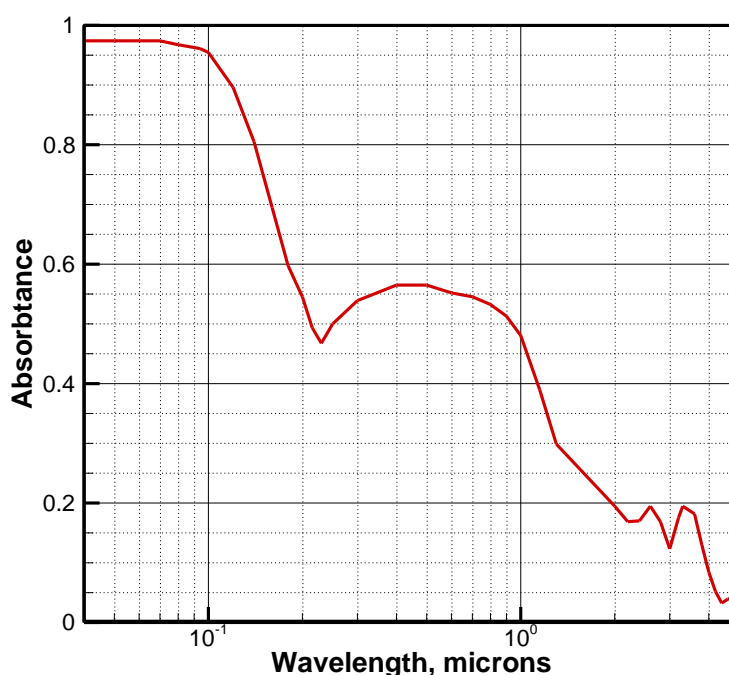


Рис. 1. Поглощательная способность бериллия при комнатной температуре [19]

В таблице 1 приведены также результаты расчетов [8,18] плотности радиационных тепловых потоков достигающих поверхности в окрестности критической точки. Расчеты выполнены с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия («С») и без учета («УС»). В ряде расчетов учтено поглощение теплового излучения в бериллиевой оболочке (данные помечены коэффициентом α). Использованный спектральный коэффициент поглощения бериллия при комнатной температуре приведен на рис. 1.

2. Спектральные оптические свойства, параметры атомных линий, неоднородная сетка по длине волны теплового излучения, предназначенная для line-by-line расчетов

Спектральные оптические свойства нагретого газа рассчитывались с использованием компьютерного кода ASTEROID [14, 16]. Фактически, указанный код является компьютерной платформой, предназначенной для создания спектральных оптических моделей. Эта компьютерная платформа включает в себя серию компьютерных кодов, реализующих различные модели прикладной квантовой механики и квазиклассической физики элементарных

радиационных процессов. Все спектральные оптические свойства рассчитываются в *ab-initio* приближении, поскольку в качестве исходных данных используется только спектроскопическая информация. Указанные спектральные оптические свойства создаются в диапазоне температур $T = 300 \div 20\,000$ К или $T = 20\,000 \div 12\,000$ К, для давлений p вплоть до ~ 1000 атм, и в спектральном диапазоне $1000 \div 50\,000$ cm^{-1} .

Точное предсказание параметров спектральных атомных линий является одним из актуальных проблем современной атомной физики. Суть проблемы состоит в том, что практически все базы данных атомных линий ориентированы на астрофизические приложения, где принципиально важным является расчет параметров отдельных наиболее важных атомных линий. Параметры атомных линий в этих базах данных определяются с большой точностью. Эти базы данных включают в себя экспериментальные данные и результаты расчетов с использованием наиболее точных квантово-механических методов.

В радиационной газовой динамике принципиально важно предсказание параметров как можно большего числа атомных линий, в том числе достаточно слабых линий, поскольку они также могут формировать спектр поглощения и испускания.

Расчетный метод, использованный для определения параметров атомных линий, был представлен в [14, 17]. Использованный в указанных работах метод позволил рассчитывать не только параметры атомных линий, но и параметры энергетических уровней. Было показано, что для увеличения точности расчета местоположения атомных линий целесообразно использовать экспериментальные данные для местоположения наиболее сильных атомных линий. Рассчитывались параметры ~ 4000 атомных линий для атомов и ионов N, N⁺, O, O⁺, C, C⁺. Указанная база данных представлена в [14, 17].

Указанная база данных атомных линий N, N⁺, O, O⁺ использовалась в данной работе для создания неоднородной расчетной сетки по волновому числу излучения, показанной на рис.2,*a*. Этот рисунок показывает зависимость шага по волновому числу от волнового числа. Наименьшая величина шага по волновому числу отвечает местоположению наименее уширенных атомных линий. Рисунок 2,*b* показывает кумулятивную функцию местоположения атомных линий в исследованном спектральном диапазоне.

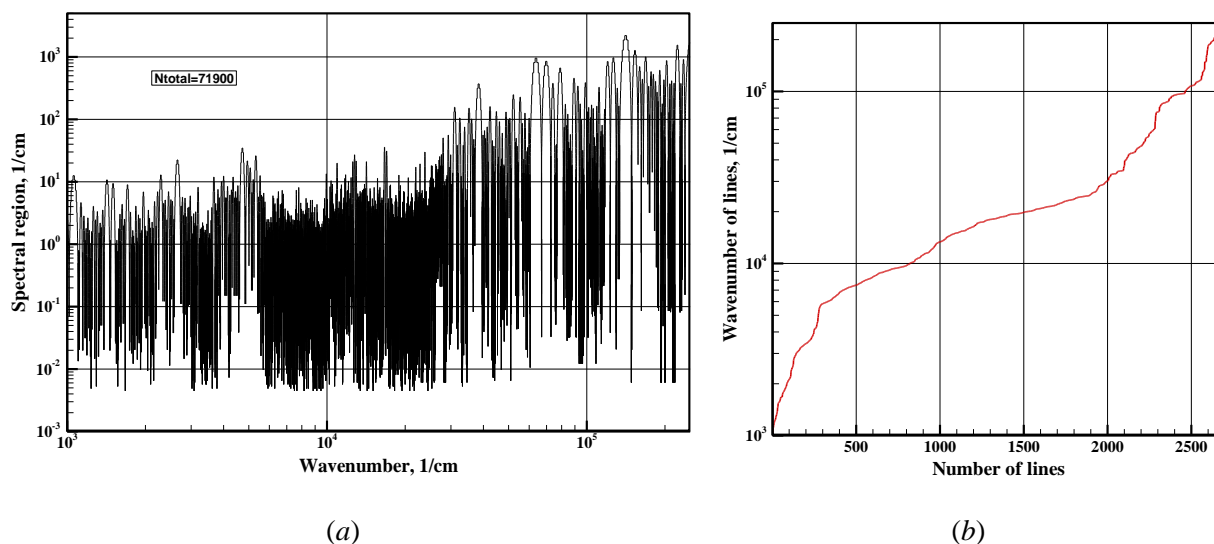


Рис. 2. Неоднородная сетка по волновому числу, учитывающая расположение и полуширины атомных линий (*a*) и кумулятивная функция числа атомных линий (*b*) в спектральном диапазоне $\Delta\omega = 1000 \div 125\,000$ cm^{-1}

Из рис. 2 хорошо видно, что важно учитывать не только наиболее сильные линии, расположенные в ультрафиолетовой области спектра, но и большое число относительно слабых атомных линий, расположенных в видимой и инфракрасной областях спектра.

3. Примеры расчета полей газодинамических функций, использованных для расчета плотностей радиационных тепловых потоков с учетом атомных линий

Расчеты выполнены для условий входа космических аппаратов Fire-II, Stardust, Orion и ПТК. Начальные условия были взяты из работ [18, 20, 3, 4] соответственно (см. таблицы 1–4). Представлены результаты расчетов с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия в области сжатого слоя у лобовой поверхности космических аппаратов. В расчетах использовались кинетические модели, предложенные и апробированные в работах [2, 1, 22].

В данном разделе представлены некоторые результаты расчетов распределений термодинамических параметров в окрестности исследуемых космических аппаратов. Анализ приведенных данных позволяет объяснить основные закономерности радиационного нагрева поверхности.

Первая серия расчетных данных соответствует условиям полета экспериментального космического аппарата Fire-II. На рисунках 3–9 приведены двухмерные распределения поступательной температуры (a , верхняя часть рисунка), продольной скорости – проекции вектора скорости на ось x (a , внизу), колебательной температуры N_2 (b , вверху), O_2 (b , внизу), мольных долей N_2 (c , вверху), N (c , внизу), O_2 (d , вверху) и O (d , внизу). Серия указанных рисунков соответствует последовательным моментам времени по траектории входа в плотные слои атмосферы: $t = 1634$ с (рис. 3), $t = 1636$ с (рис. 4), $t = 1637$ с (рис. 5), $t = 1639$ с (рис. 6), $t = 1643$ с (рис. 7), $t = 1645$ с (рис. 8), $t = 1648$ с (рис. 9).

На рис. 10 для этих же моментов времени показаны распределения мольных долей ионов O^+ и электронов. Заметим, что наибольшая интенсивность конвективного и радиационного нагрева приходится на точку траектории $t = 1643$ с. Так, что более ранние моменты времени отвечают аэрофизике сжатого слоя далекого от термического и химического равновесия, а в более поздних точках траектории реализуются условия термического равновесия.

Это хорошо видно из осевых распределений температур и мольных концентраций компонент вдоль передней критической линии тока (рис. 11–14). Если на рис. 11 ($t = 1634$ с) область релаксации за фронтом ударной волны составляет более 2-х см, то на рис. 14 ($t = 1646$ с) протяженность релаксационной зоны менее 0.2 см.

Последовательность рисунков 11–14 показывает постепенный переход от сильно неравновесного течения к условиям почти полной термализации. Заметим, что в используемой в данных расчетах модели заселенность электронно-возбужденных состояний атомов и молекул определялось по распределению Больцмана с электронной температурой, которая близка средневзвешенной температуре колебательного возбуждения молекул N_2 , O_2 и NO .

Для всех рассмотренных вариантов степень ионизации находится по распределениям мольных долей на рис. 11, b – 14, b .

Относительно двухмерных полей термогазодинамических функций следует отметить следующее. Граница ударной волны перед сжатым слоем у переднего аэродинамического щита распределена эквидистантно лобовой поверхности, что дает основание использования здесь приближения квазиодномерного неоднородного слоя, что особенно ценно, учитывая необходимость учета радиационно-конвективного взаимодействия. В области отрывного течения уровень температур относительно низок, так что плотность радиационных тепловых потоков на задней поверхности мала.

Представляет интерес повышение колебательной температуры N_2 в следе, которое сначала занимает весьма большую область течения (рис. 3, 4), а затем постепенно уменьшается (рис. 5–9). На рис. 3, c, d – 9, c, d хорошо видны пространственные области развитой диссоциации.

Расчетные данные по обтеканию КА Stardust представлены на рис. 15–20. На первой серии рисунков 15–18 показаны распределения поступательной температуры (a , вверху) и продольной скорости (a , внизу), колебательных температур O_2 (b , вверху) и NO (b , внизу), мольные доли молекул N_2 (c , вверху) и O_2 (c , внизу), мольные доли атомов N (d , вверху) и O (d , внизу).

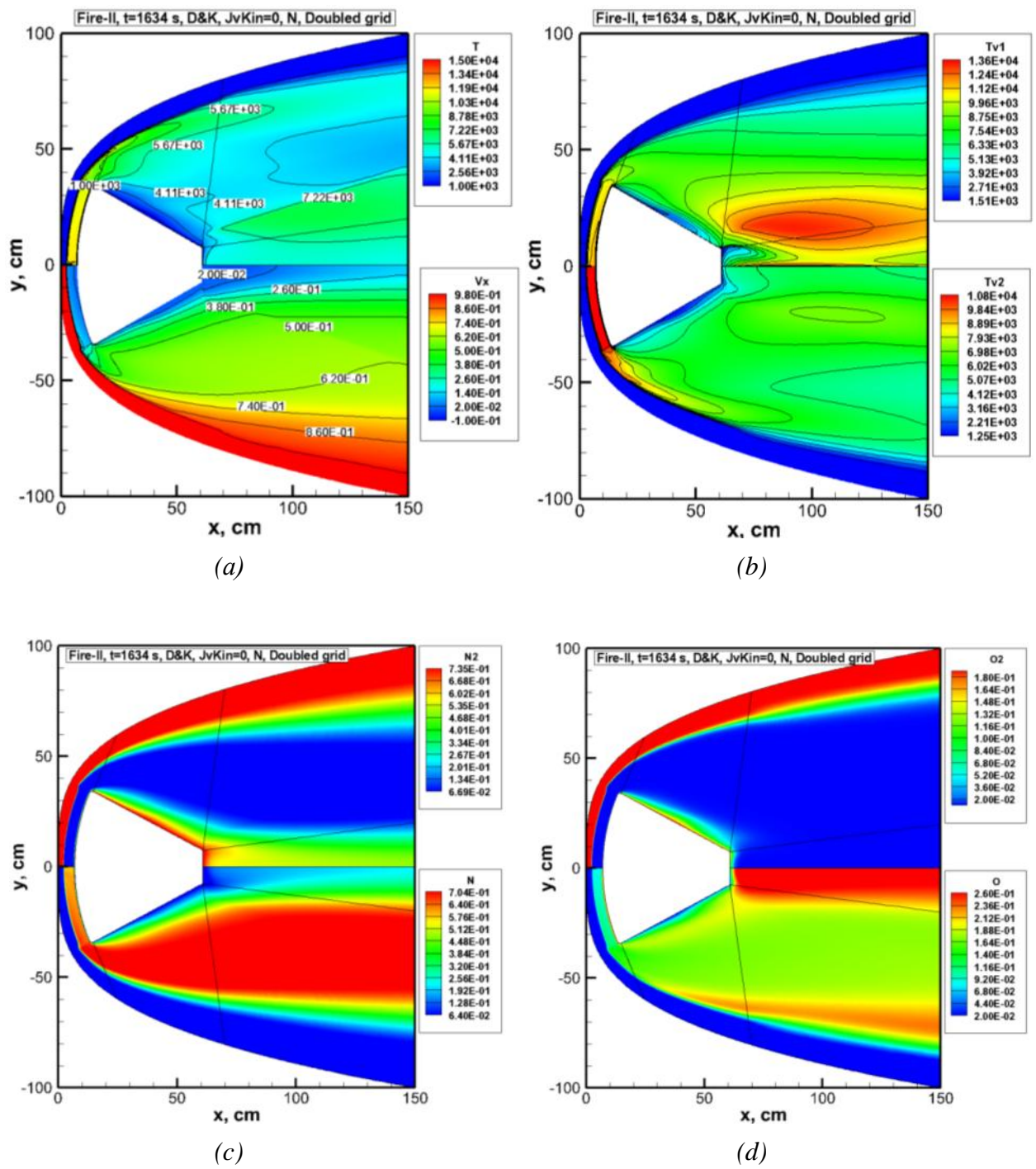


Рис. 3. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}), мольные доли N_2 , N , (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1634$ с

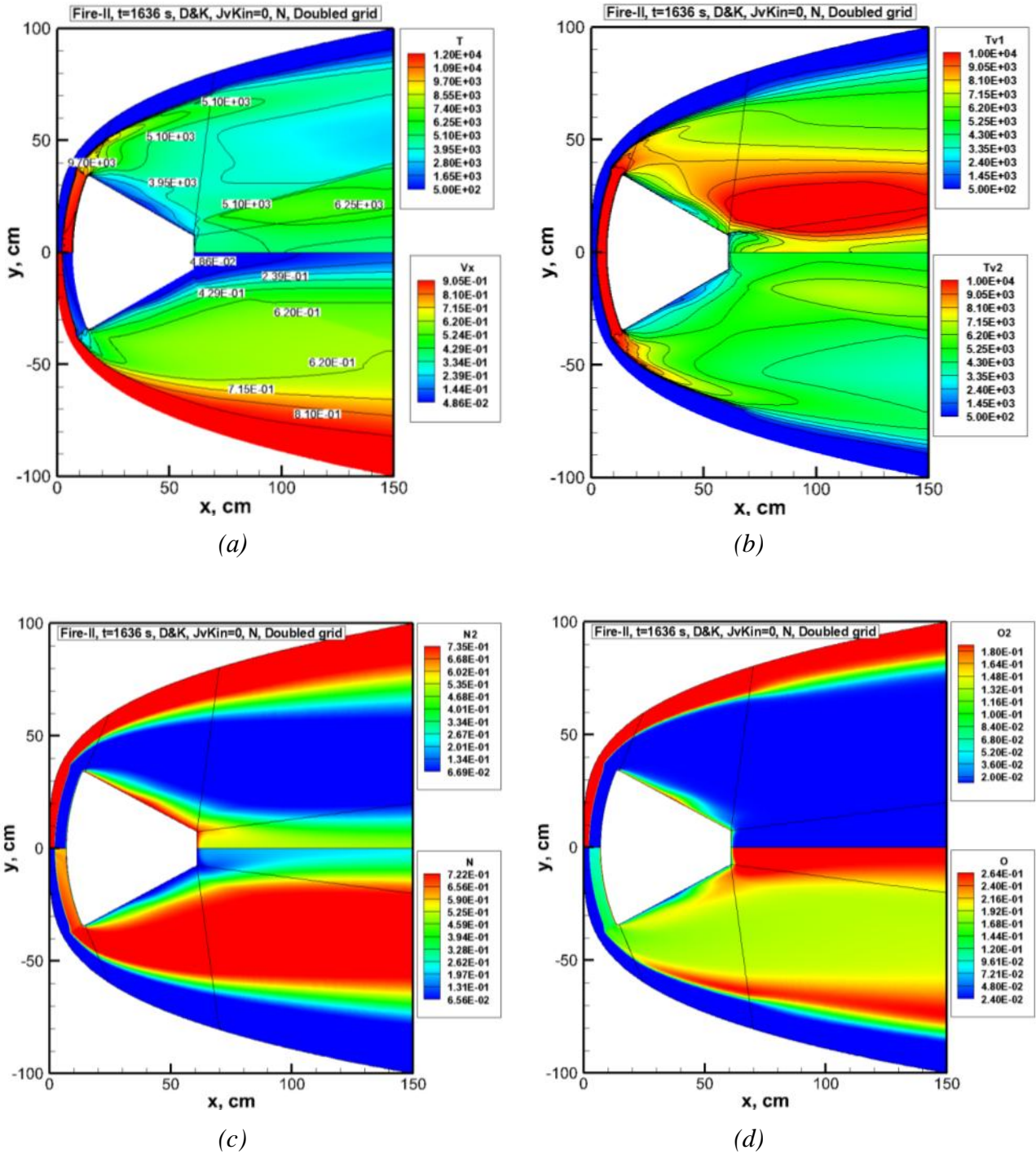


Рис. 4. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t=1636$ с

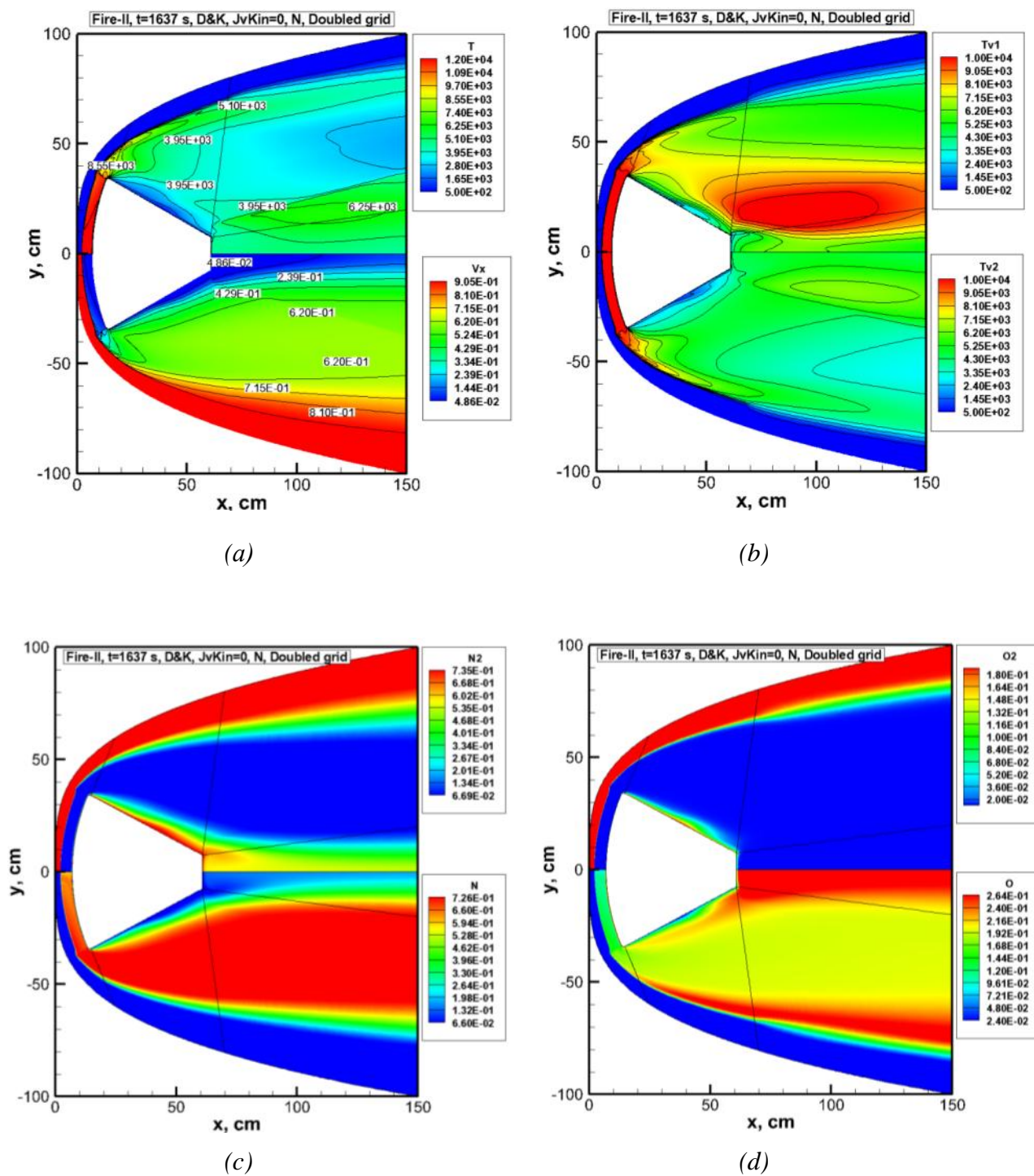


Рис. 5. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1637$ с

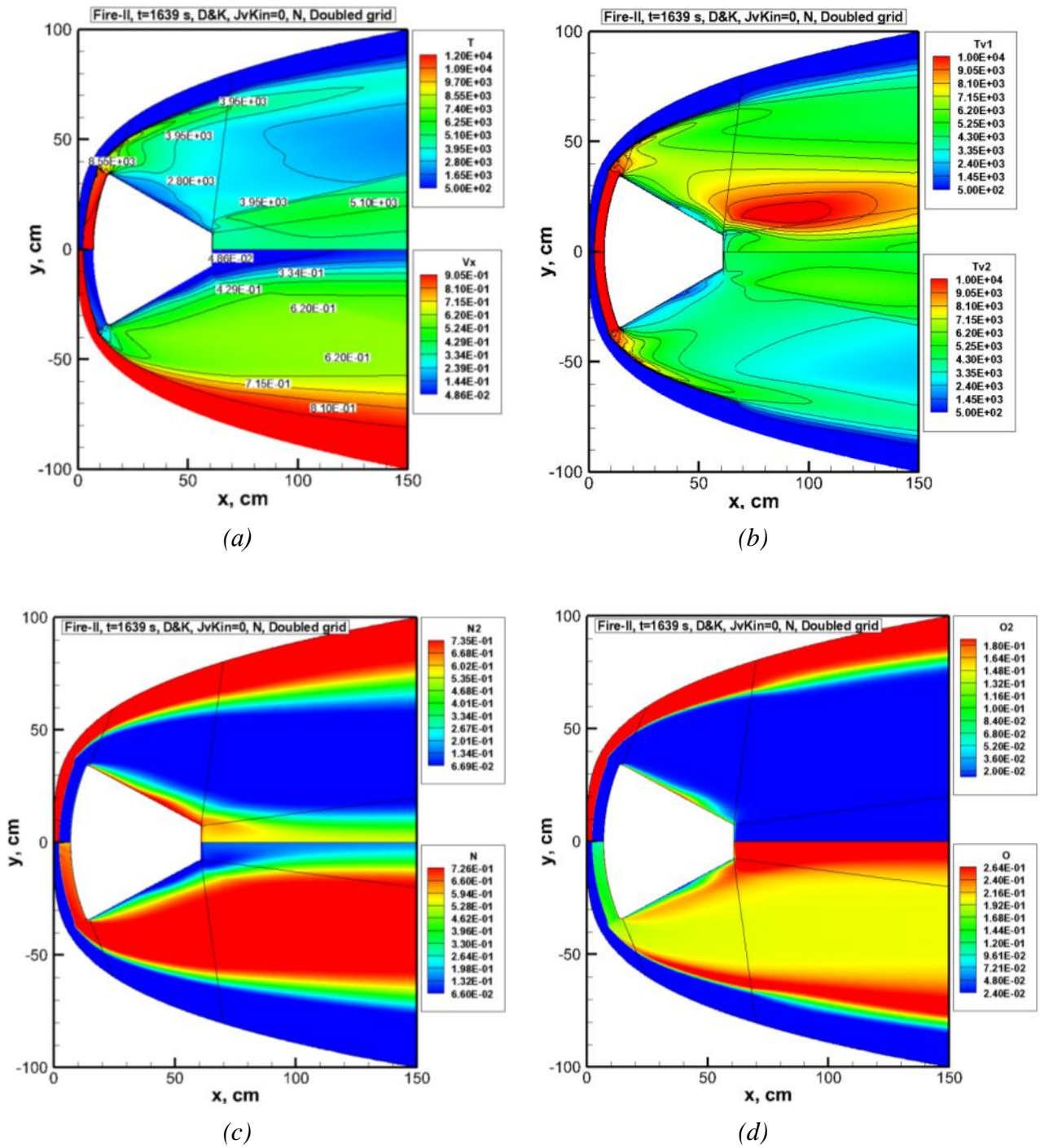
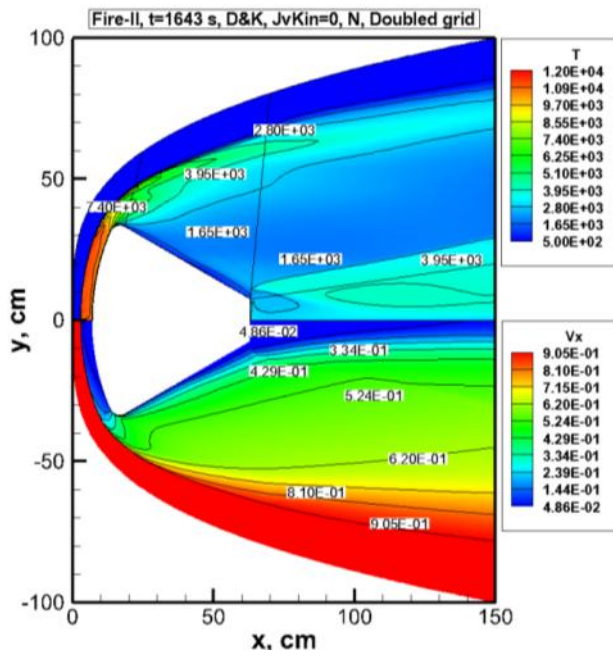
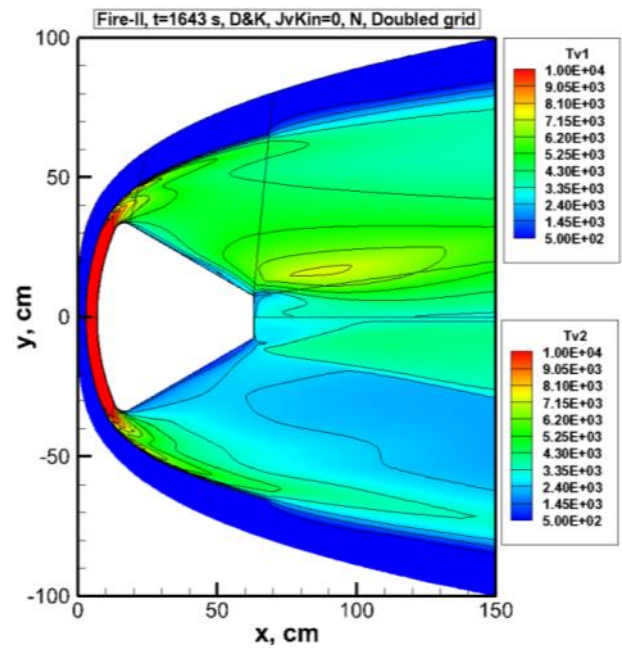


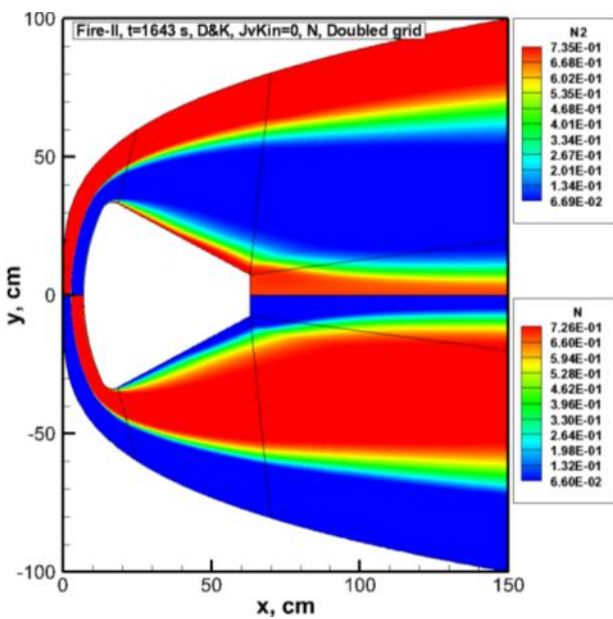
Рис. 6. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1639$ с



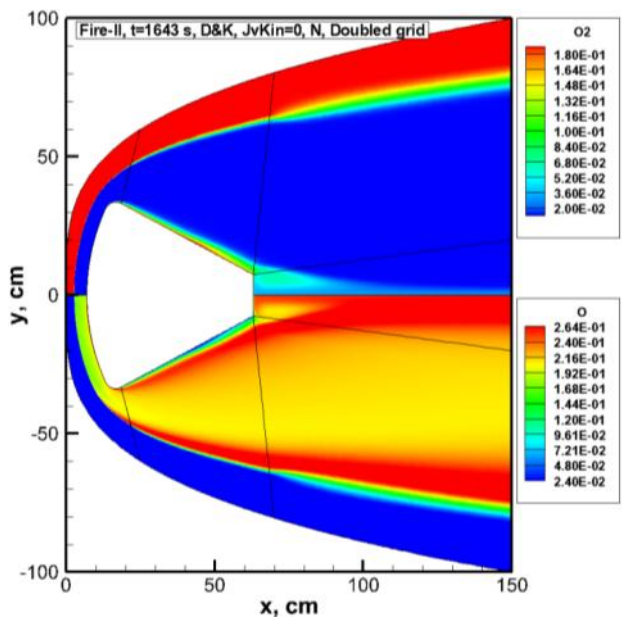
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 7. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1643$ с

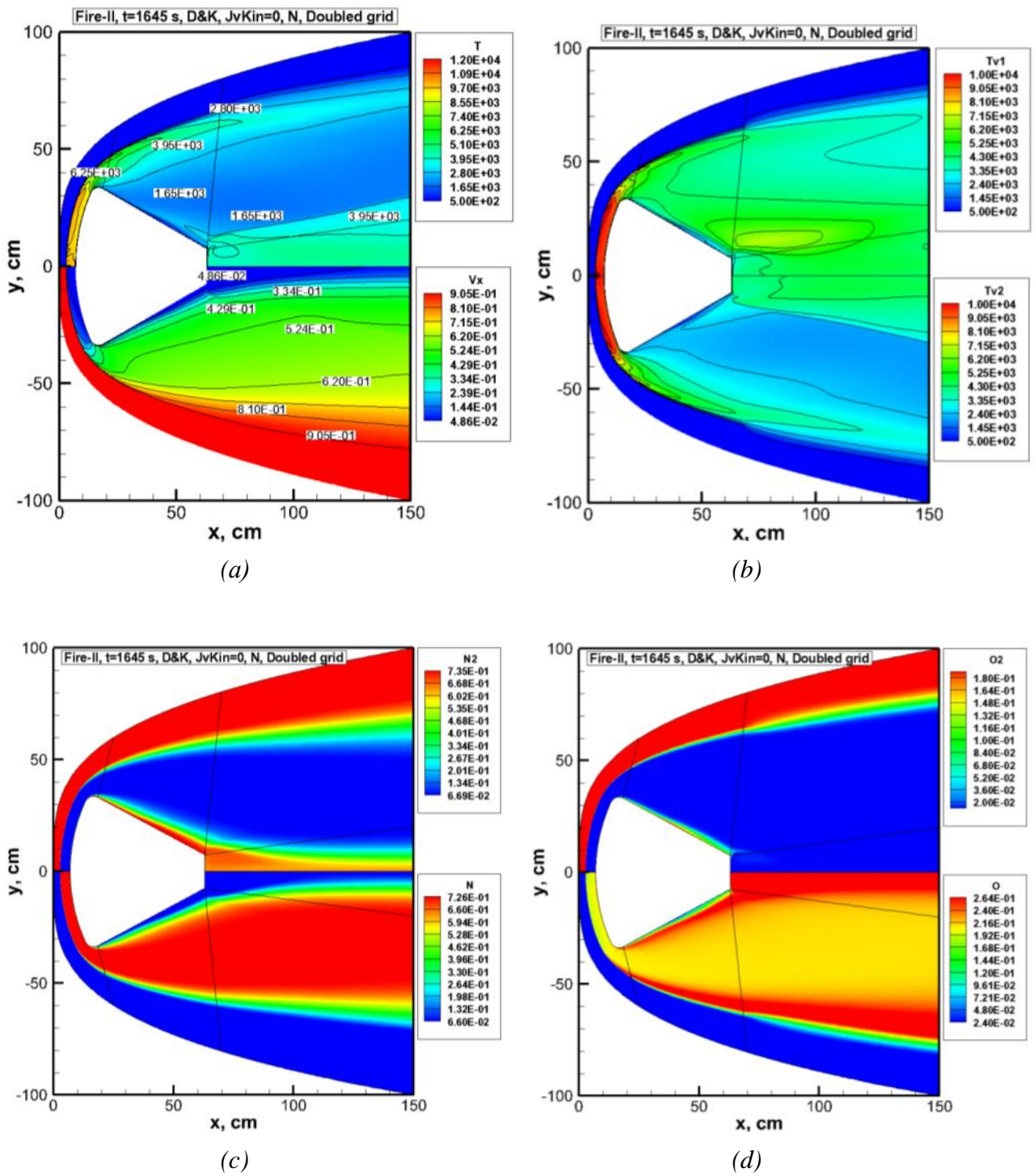


Рис. 8. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1645$ с

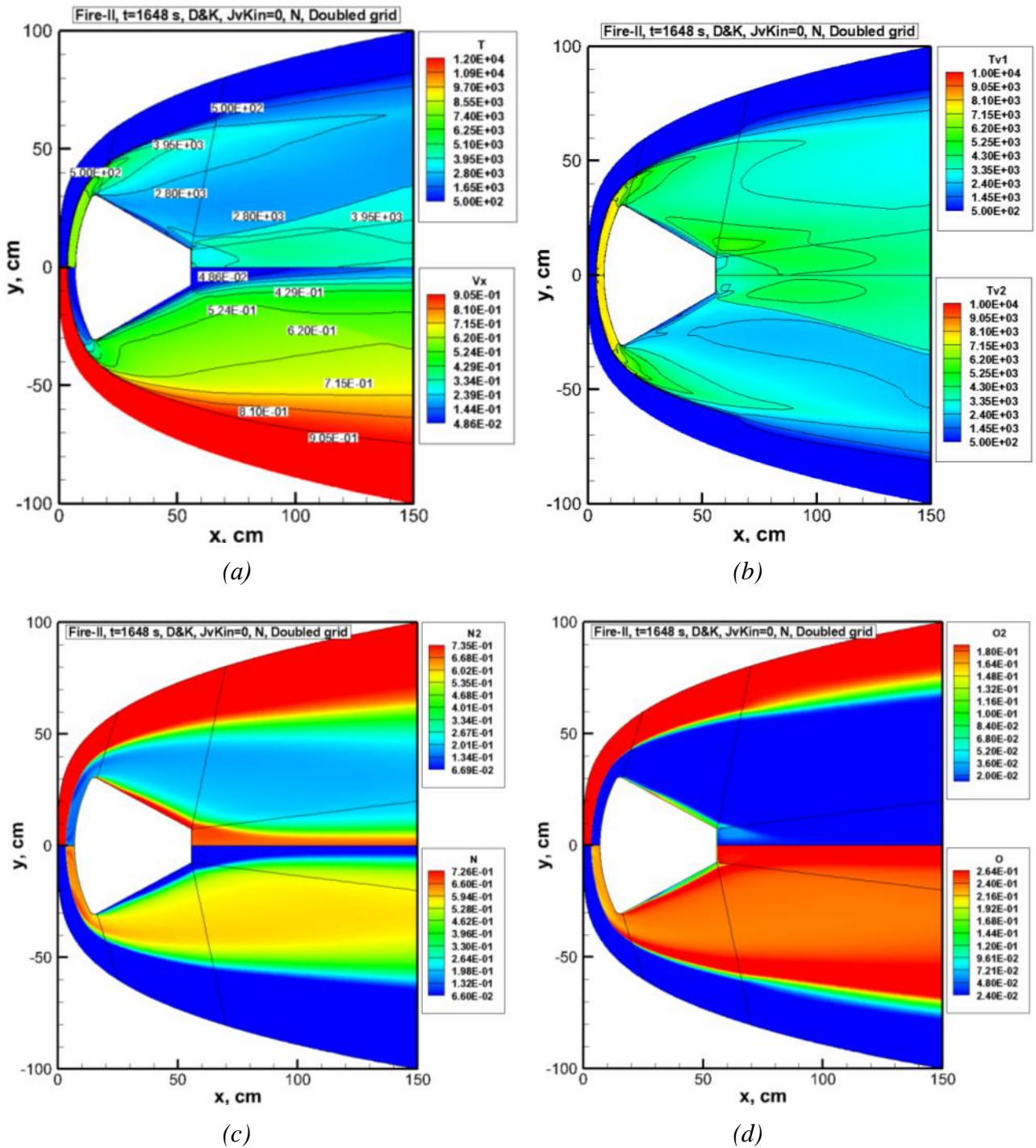


Рис. 9. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , N, (c), O_2 и O (d) в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1648$ с

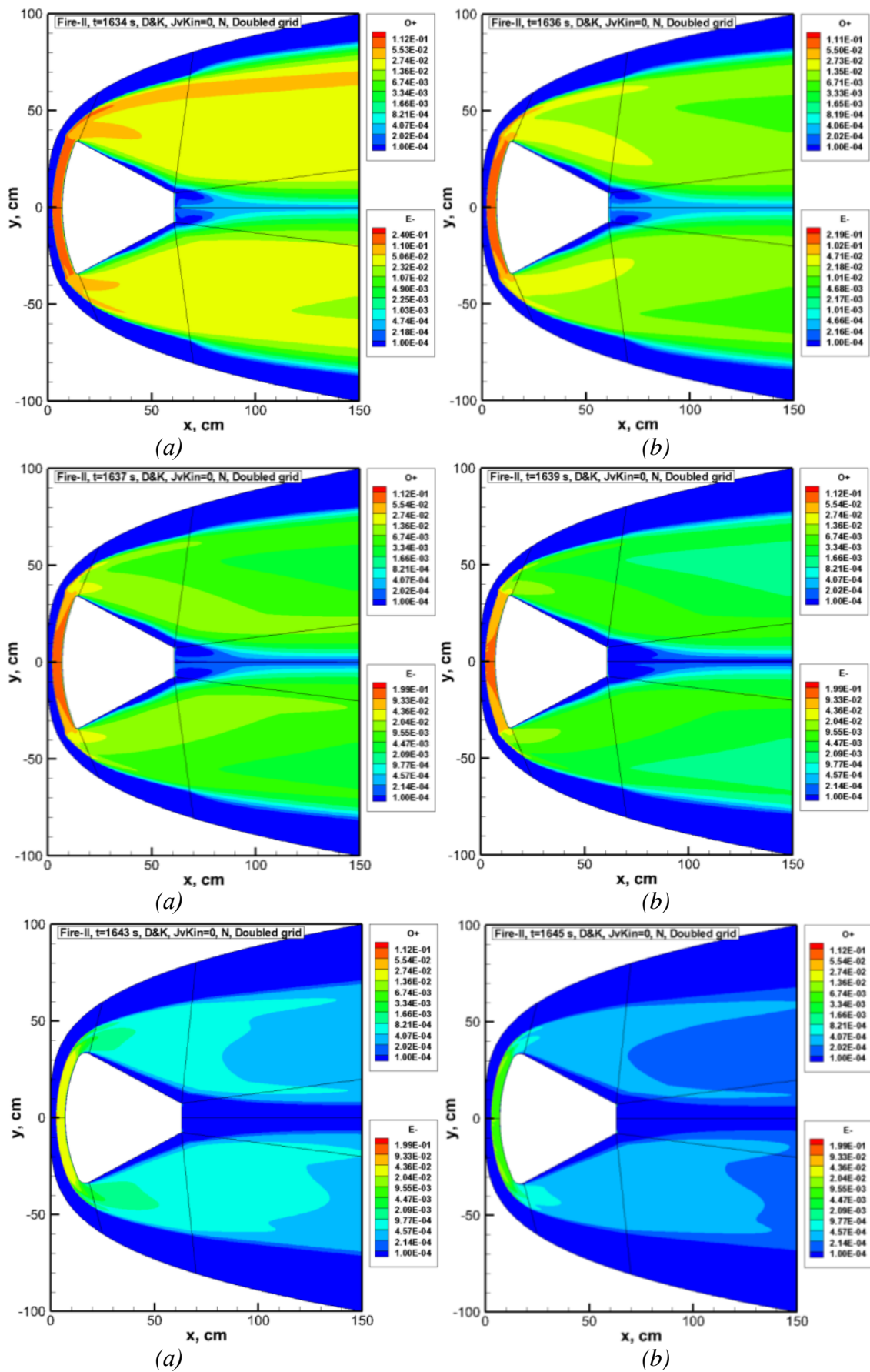


Рис. 10. Мольные концентрации ионов кислорода и электронов в окрестности космического аппарата Fire-II при $t = 1634$ с, $t = 1636$ с, $t = 1637$ с, $t = 1639$ с, $t = 1643$ с и $t = 1648$ с

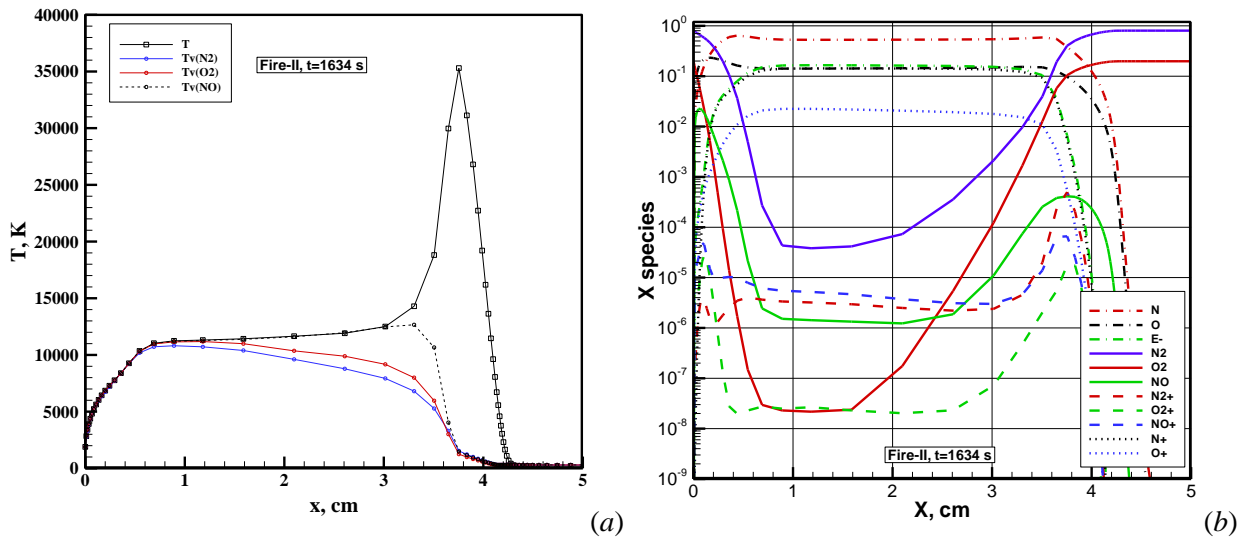


Рис. 11. Поступательная и колебательные температуры и относительные молярные концентрации химических компонент вдоль передней критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1634$ с

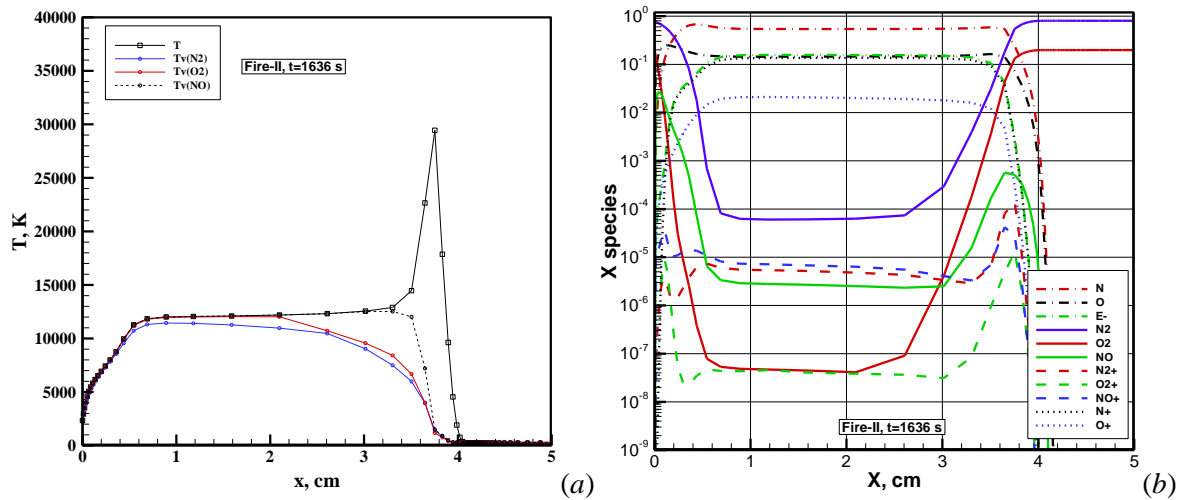


Рис. 12. Поступательная и колебательные температуры и относительные молярные концентрации химических компонент вдоль передней критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1636$ с

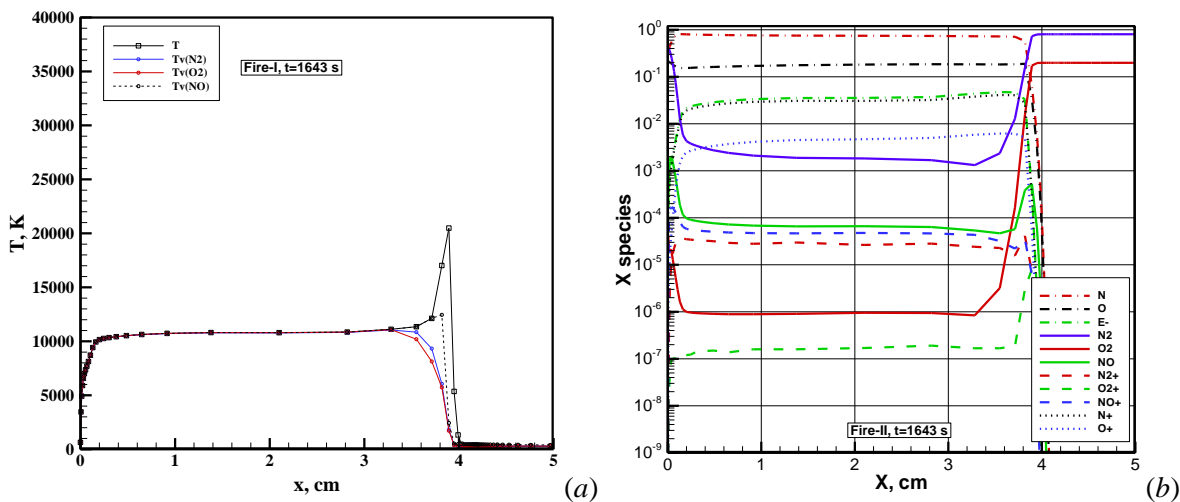


Рис. 13. Поступательная и колебательные температуры и относительные молярные концентрации химических компонент вдоль передней критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1643$ с

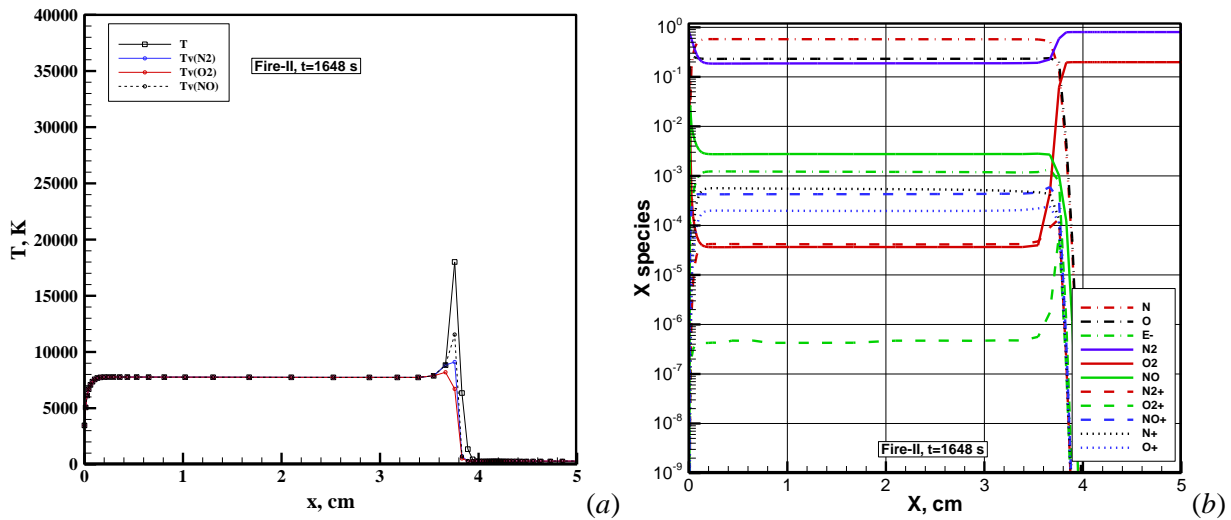


Рис. 14. Поступательная и колебательные температуры и относительные молярные концентрации химических компонент вдоль передней критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1648$ с

Вторая серия рисунков представляет эволюцию температурных распределений (рис. 19) и молярных долей атомов, молекул и их ионов (рис. 20) вдоль передней критической линии тока. Из рис. 19 хорошо видна термализация условий в сжатом слое по мере вхождения в плотные слои атмосферы. Для первой из представленных расчетных точек $t = 42$ с (см. таблицу 2) наблюдается значительная неравновесность в сжатом слое. Более половины сжатого слоя за фронтом ударной волны занято термически неравновесным газом с поступательной температурой, превышающей $\sim 40\,000$ К, и колебательными температурами несколько превышающими уровень $10\,000$ К. Заметим, что в широком диапазоне условий входа КА Stardust в плотные слои атмосферы параметры термализованной части сжатого слоя остаются примерно постоянными: температура около $10\,000$ К, толщина термализованного слоя ~ 0.75 см. В этих условиях наиболее важным отличительным параметром сжатого слоя у лобовой поверхности является давление, величины которого приведены в правом столбце таблицы 2.

Приведенные на рис. 15–18 распределения полей термогазодинамических функций свидетельствуют об образовании головного высокотемпературного сжатого слоя эквидистантного лобовой поверхности (конус с большим углом раствора, затупленный по сфере) КА (рис. 15,а (вверху) – 18,а (вверху)) и зоны возвратно-вихревого движения вблизи заднего аэродинамического щита (рис. 15,а (внизу) – 18,а (внизу)).

Распределения колебательных температур O_2 (T_{v2}) и NO (T_{v3}), которые хорошо видны в области следа (рис. 15,б (сверху и снизу)) свидетельствуют о выравнивании колебательных температур по мере входа в плотные слои атмосферы.

Поля молярных долей молекул N_2 , O_2 и атомов N , O (рис. 15,с,д – рис. 18,с,д) свидетельствуют о высокой степени диссоциации в следе.

В заключение обсуждения расчетных данных для КА Stardust заметим, что в расчетах учитывались продукты термохимического разрушения тепловой защиты КА Stardust (по [20]). Поэтому в непосредственной близости к поверхности наблюдаются достаточно высокие концентрации не воздушных компонент (см. рис. 20).

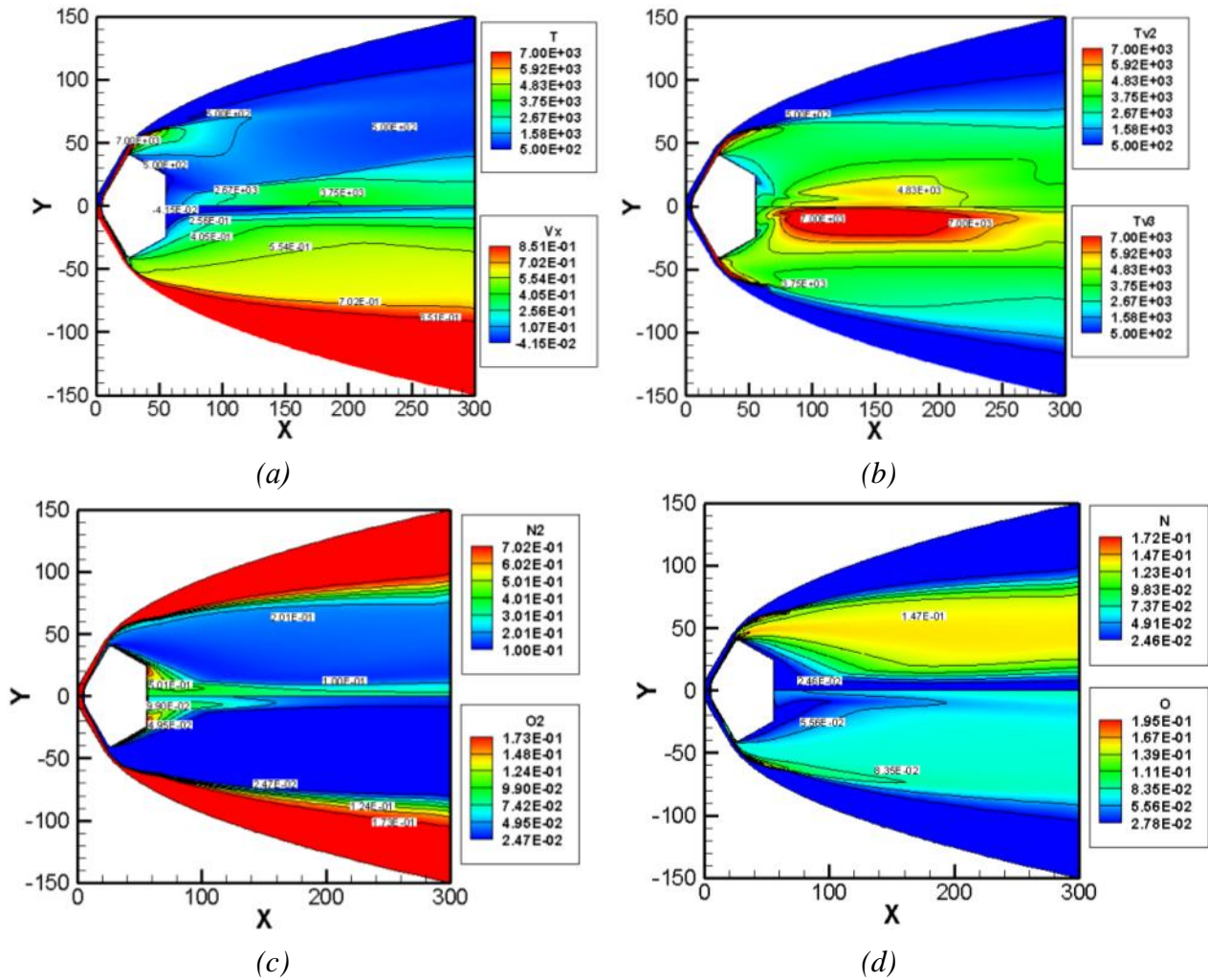
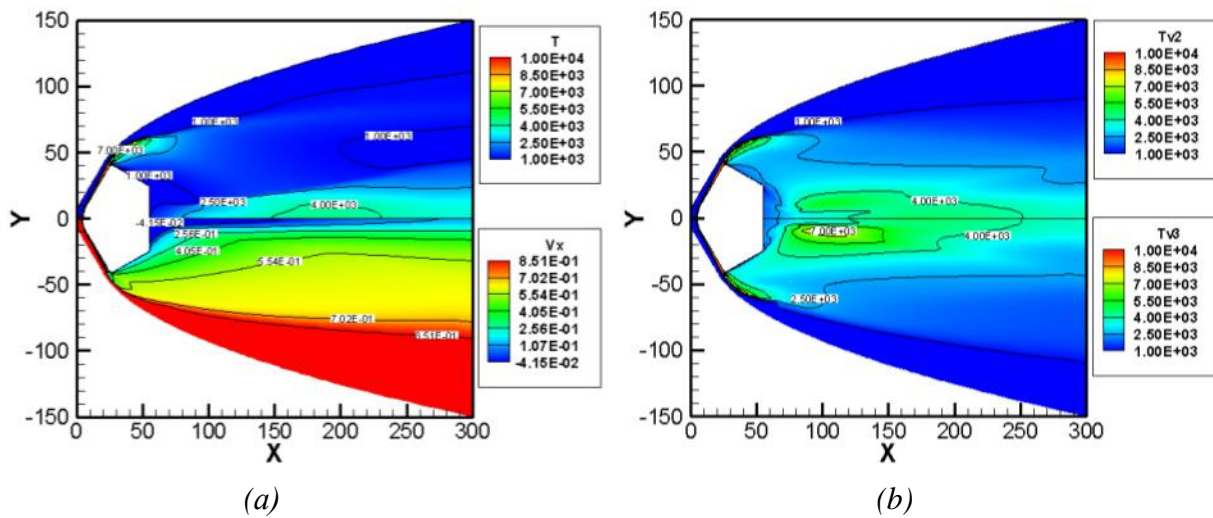


Рис. 15. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Stardust при $t=42$ с. X и Y даны в см



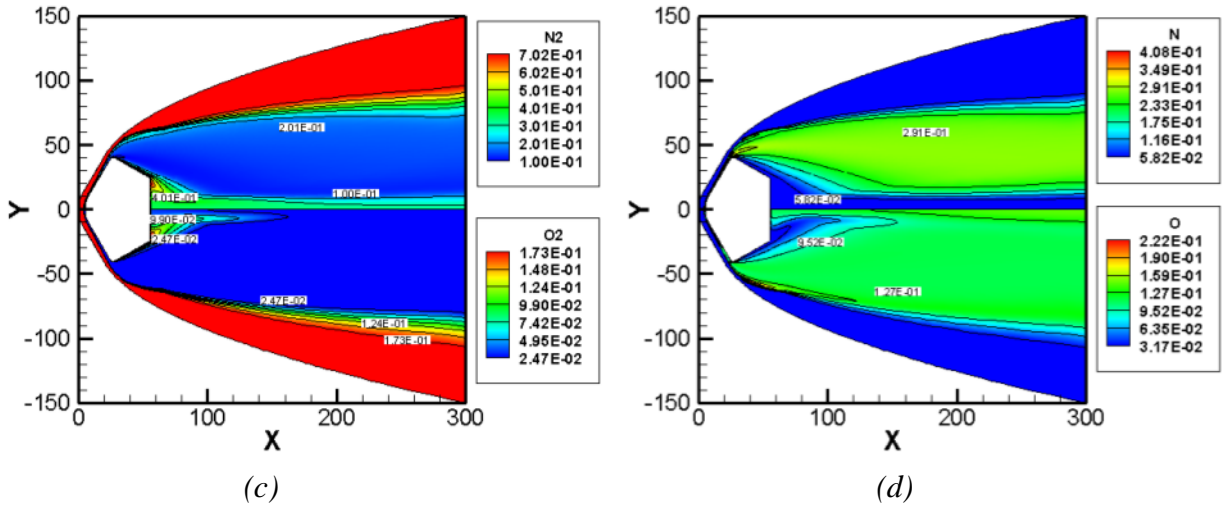


Рис. 16. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры O_2 (T_{v2}) и NO (T_{v3}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Stardust при $t=48$ с. X и Y даны в см

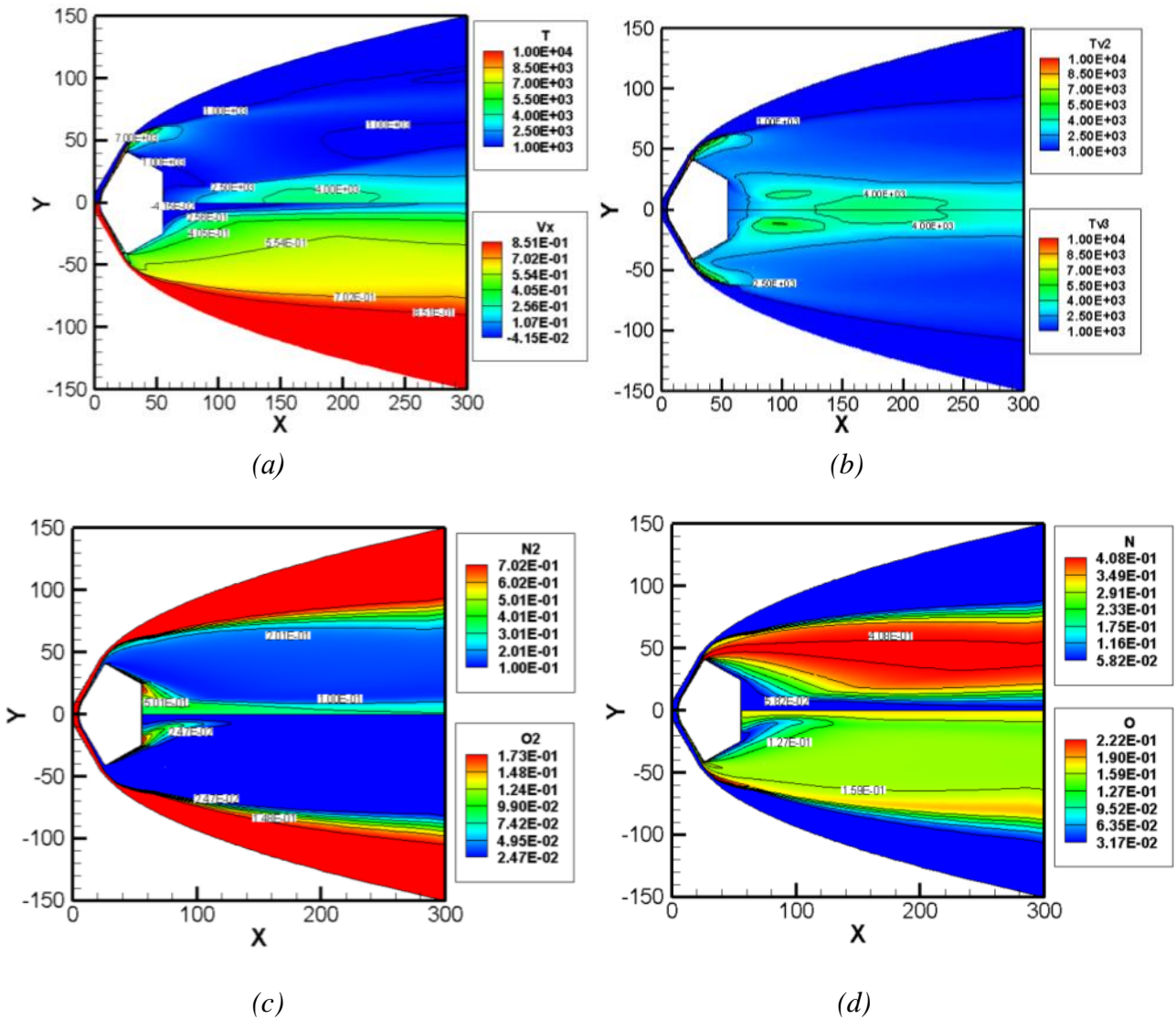


Рис. 17. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры O_2 (T_{v2}) и NO (T_{v3}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Stardust при $t = 54$ с. X и Y даны в см

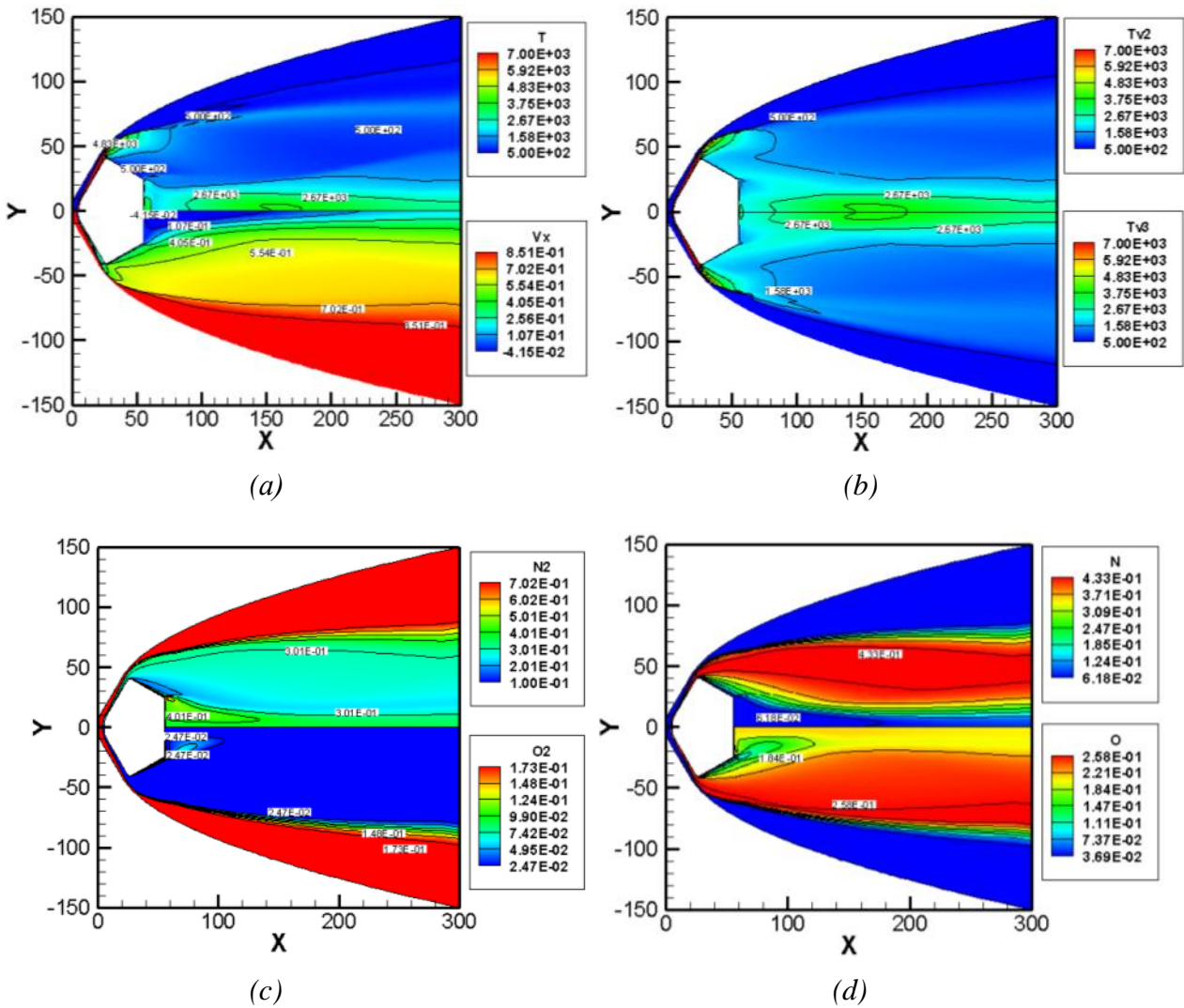
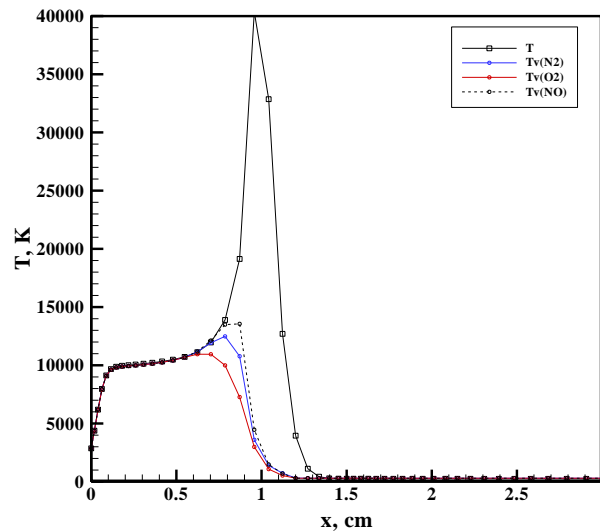
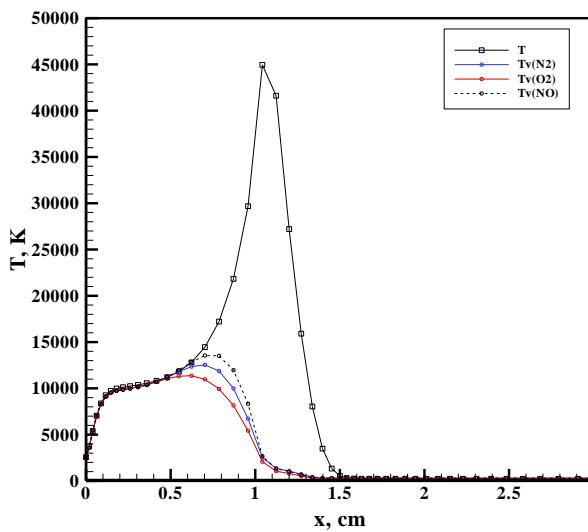


Рис. 18. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры O_2 (T_{v2}) и NO (T_{v3}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Stardust при $t = 66$ с. X и Y даны в см



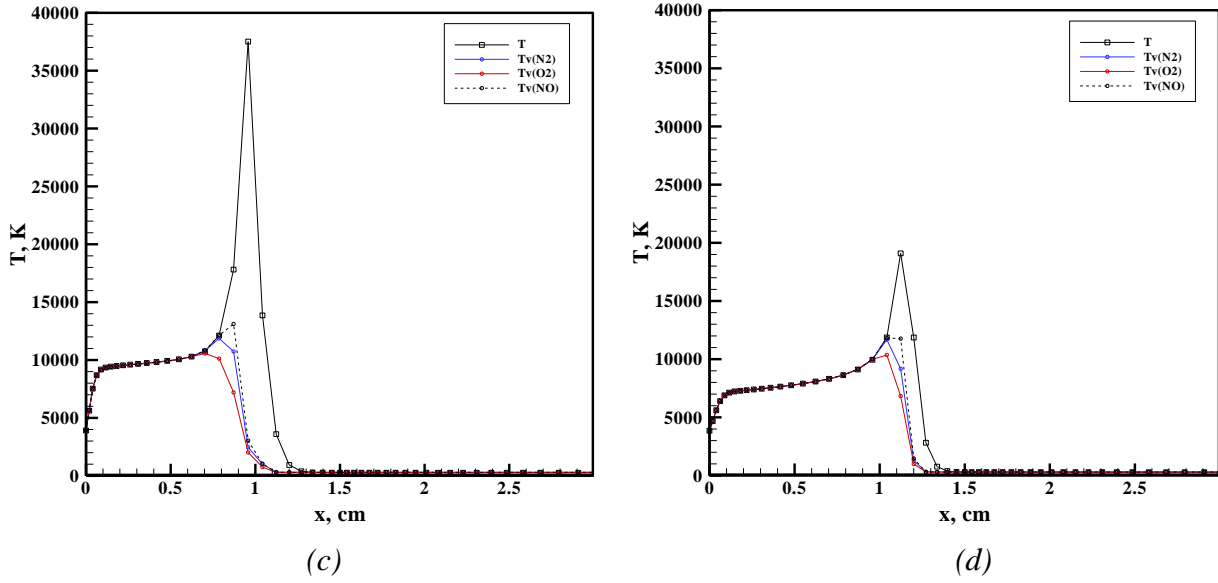


Рис. 19. Осевое распределение поступательной и колебательных температур вдоль передней критической линии тока для КА Stardust при $t=42$ с, 48 с, 54 с и 66 с

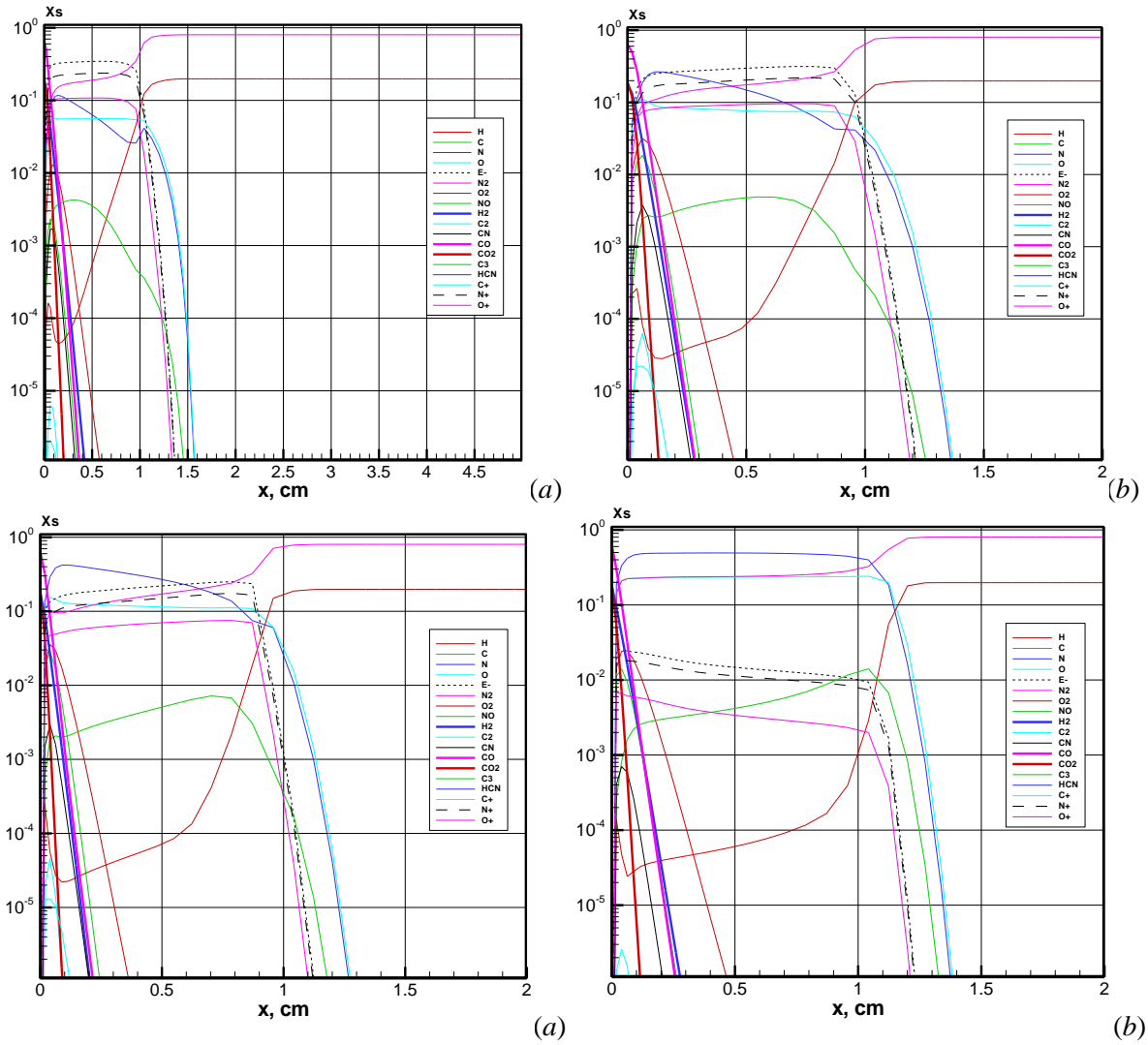


Рис. 20. Осевое распределение относительных молярных концентраций вдоль передней критической линии тока для КА Stardust при $t=42$ с, 48 с, 54 с и 66 с

Третья расчетная серия (рис. 21–26) посвящена анализу аэротермодинамики орбитального входа КА Orion. Отличительной чертой входа в плотные слои атмосферы крупномасштабного КА типа Orion (радиус затупления лобового аэродинамического щита $R_n = 650$ см) является весьма большая толщина сжатого слоя у лобовой поверхности. Из рис. 24, 25, где показаны распределения температур и мольных долей диссоциированного воздуха вдоль передней критической линии тока для трех моментов времени $t = 150$ с, 200 с, 300 с (см. таблицу 3), хорошо видно, что толщина сжатого слоя приближается к 30 см, а толщина зоны релаксации при $t = 150$ с составляет около 5 см.

По мере входа в плотные слои атмосферы головной сжатый слой весьма быстро термализуется (см. последовательно рис. 24–26). Относительно низкие скорости движения (см. таблицу 3) объясняют низкую ионизацию газа. Мольные концентрации электронов не превышают 0.1 %. Относительно низкие температуры в сжатом слое и малая степень ионизации объясняют низкий уровень радиационного нагрева поверхности для рассматриваемых условий полета (см. ниже). Однако степень диссоциации воздуха оказывается весьма высокой. Это справедливо, как для сжатого слоя (рис. 24–26), так и для развитого течения в следе (рис. 21, *c,d* – 23, *c,d*). Так же, как и для экспериментальных КА Fire-II и Stardust, обращает на себя внимание увеличение колебательных температур в следе (рис. 21, *a* – 23, *a*), в чем проявляется особенность релаксации колебательных степеней свободы молекулярных компонент. Заметим, что полученные распределения колебательных температур в следе вероятнее всего не влияют на радиационный нагрев лобовой поверхности КА. Однако факт слишком высокой колебательной температуры молекул N_2 в следе должен быть изучен особо.

Заключительная, четвертая серия расчетов, посвященная высокоскоростному входу крупномасштабного КА типа ПТК в плотные слои атмосферы на высотах $H = 80$ км (неравновесный режим течения), $H = 60$ км и $H = 50$ км (квазиравновесный режим течения). На рис. 27 и 28 показаны поля поступательной и колебательных температур, продольной скорости, а также мольных долей молекул N_2 , O_2 и атомов N , O для высот $H = 80$ и 60 км. На рис. 29 даны распределения мольных долей электронов и ионов азота для трех точек траектории.

Осевое распределение температур и мольных долей (рис. 30–32) показывают уровень температур $6000 \div 9000$ К и величину отхода фронта ударной волны от поверхности порядка $20 \div 26$ см.

В данной работе рассмотрены несколько заниженные скорости входа ($V_\infty = 8.49 \div 9.88$ км/с) чем те, которые могут достигаться при сверх орбитальном входе ($V_\infty \sim 11$ км/с). Поэтому уровень ионизации в сжатом слое не очень высок ($\sim 1\%$). При этом, обращает на себя внимание высокая степень термализации сжатого слоя на высотах 60 и 50 км.

Осевые распределения температур, показанные на рис. 30–32, хорошо иллюстрируют сложность решения задачи с сильным радиационно-газодинамическим взаимодействием. Распределение температуры в сжатом слое оказывается весьма чувствительным к радиационным процессам. Грубая расчетная сетка приводит, как правило, к неверному температурному распределению. Взаимная чувствительность полей температуры и объемной плотности энергии теплового излучения приводит к плохо сходящемуся итерационному процессу.

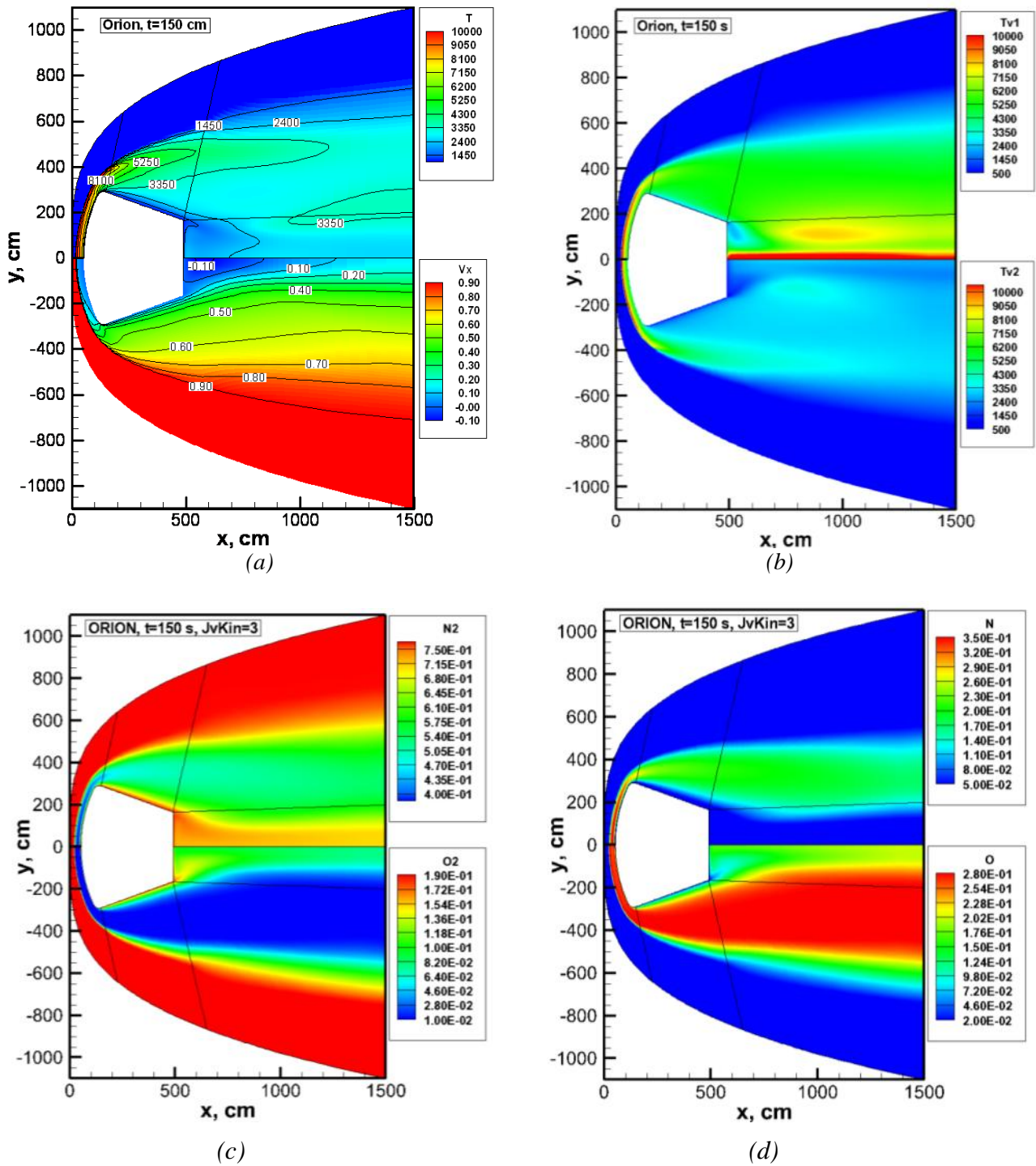


Рис. 21. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Orion при $t = 150$ с

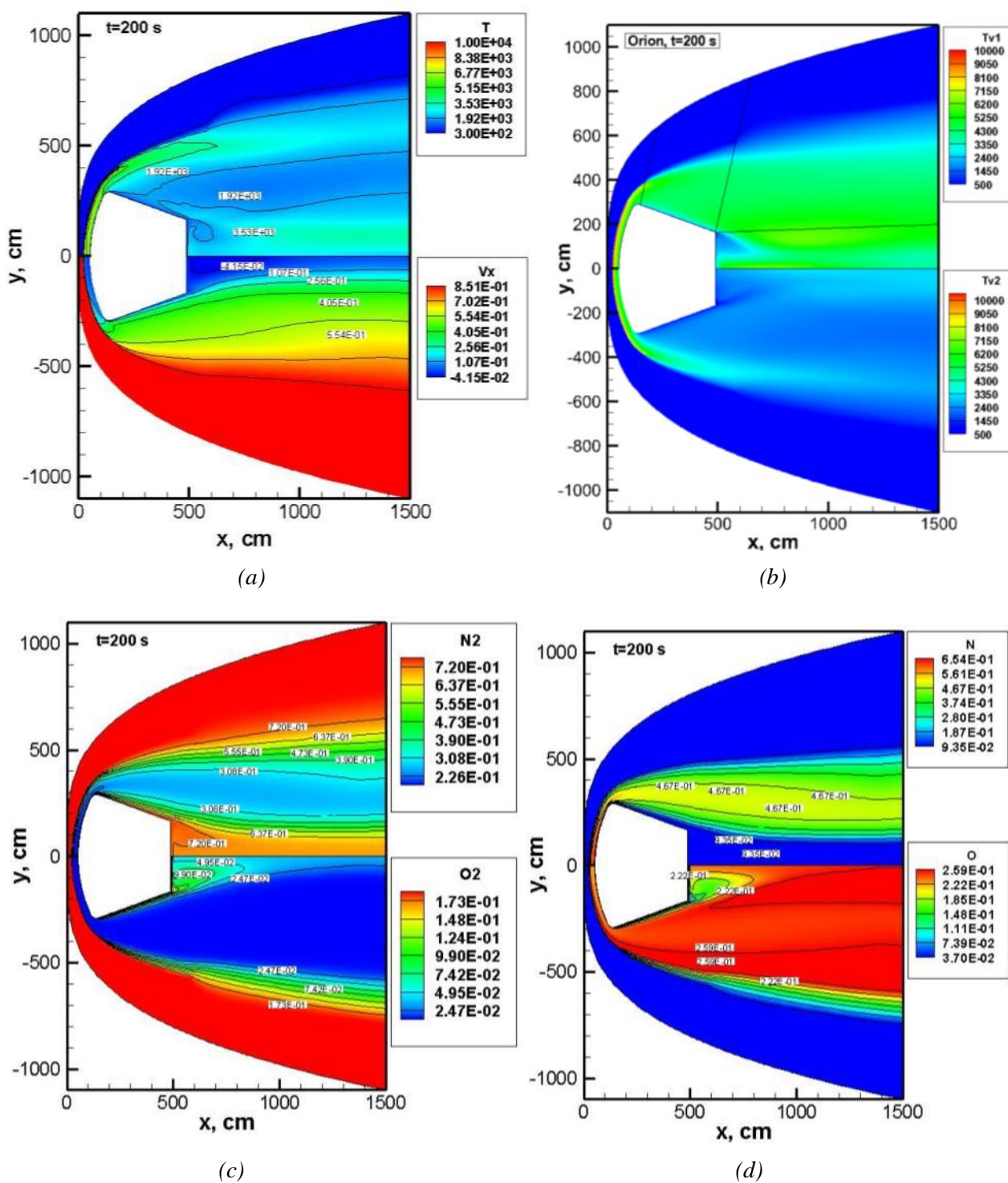


Рис. 22. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), молярные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Orion при $t = 200$ с

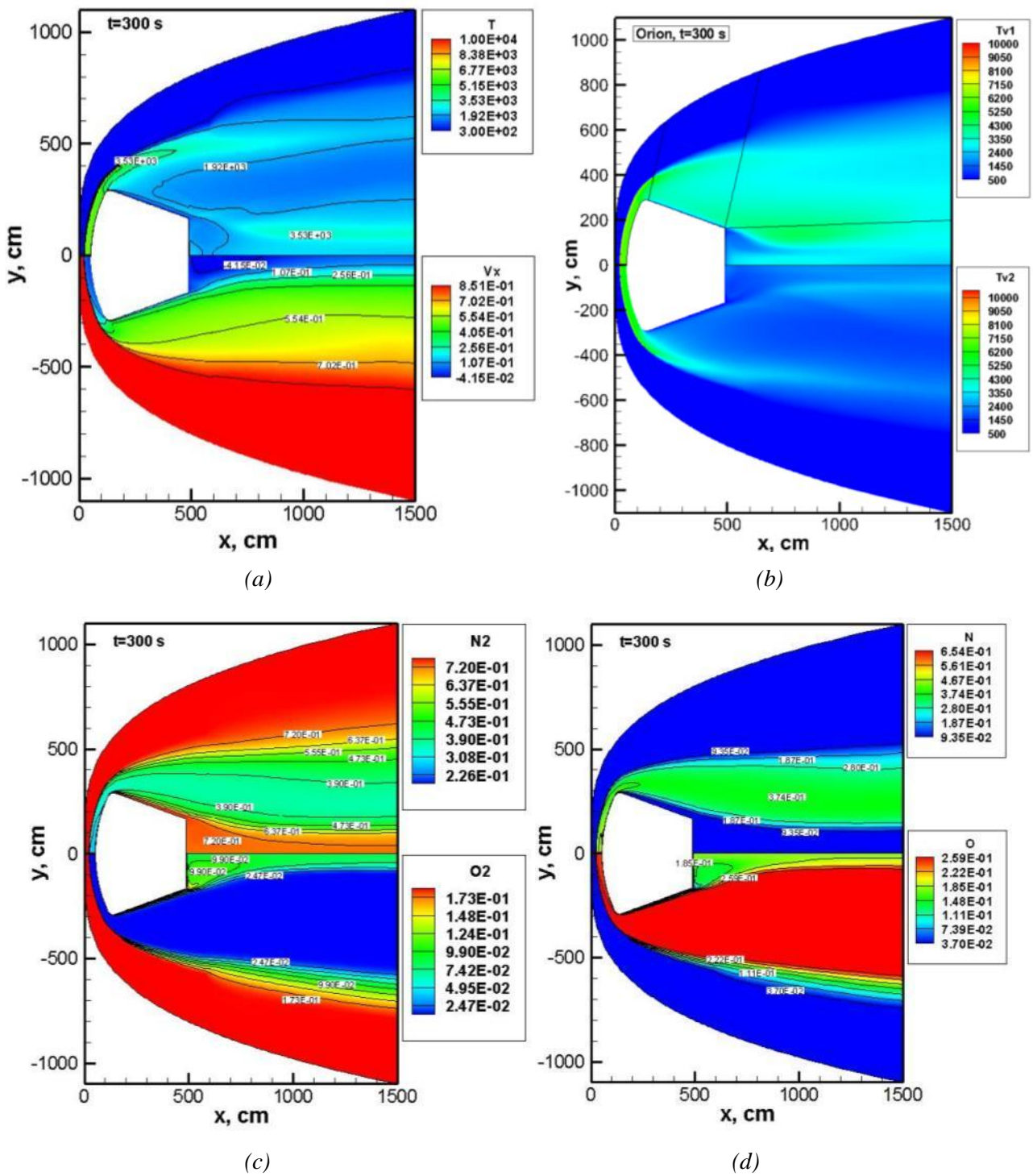


Рис. 23. Поле поступательной температуры и продольная скорость (a), колебательные температуры N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), мольные доли N_2 , O_2 , (c), N и O (d) в окрестности космического аппарата Orion при $t = 300$ с

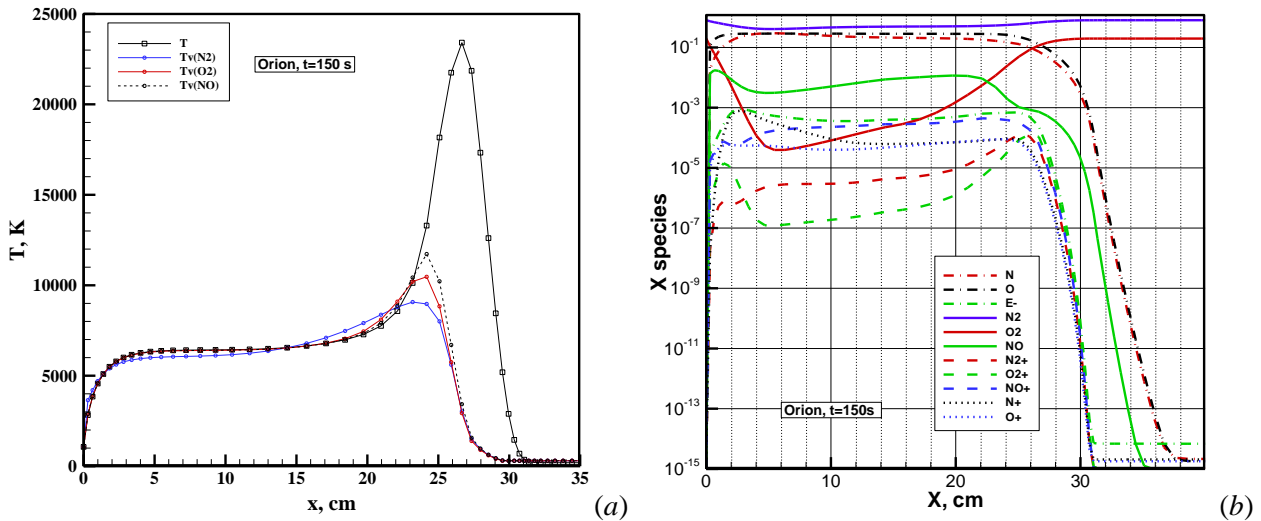


Рис. 24. Осевое распределение поступательной и колебательных температур (a), а также относительных молярных концентраций (b) вдоль передней критической линии тока для КА Orion при $t = 150$ с

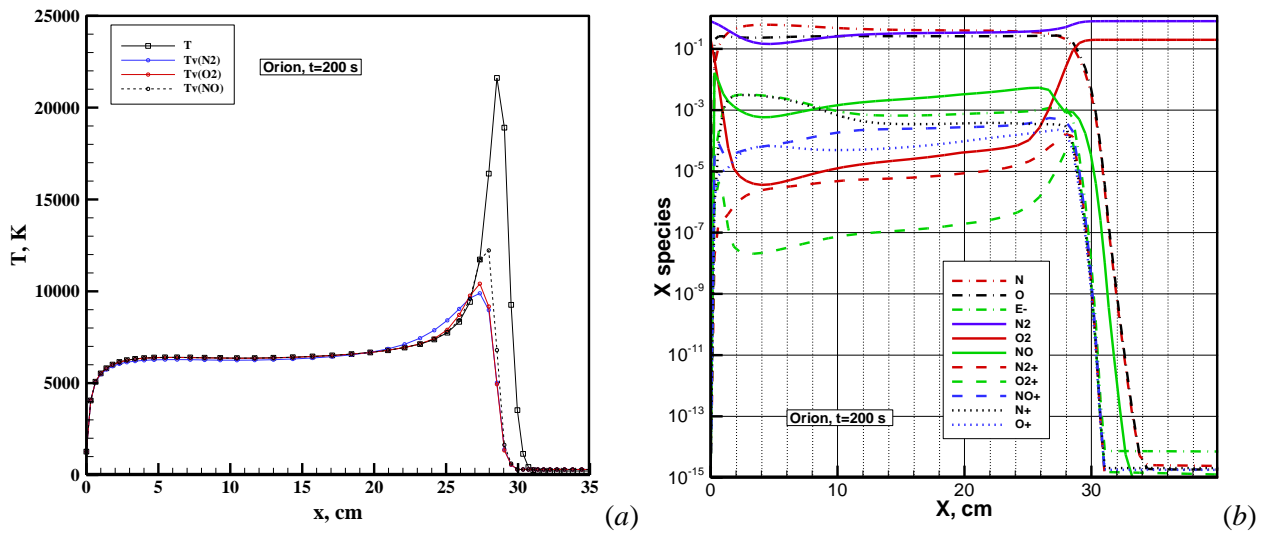


Рис. 25. Осевое распределение поступательной и колебательных температур (a), а также относительных молярных концентраций (b) вдоль передней критической линии тока для КА Orion при $t = 200$ с

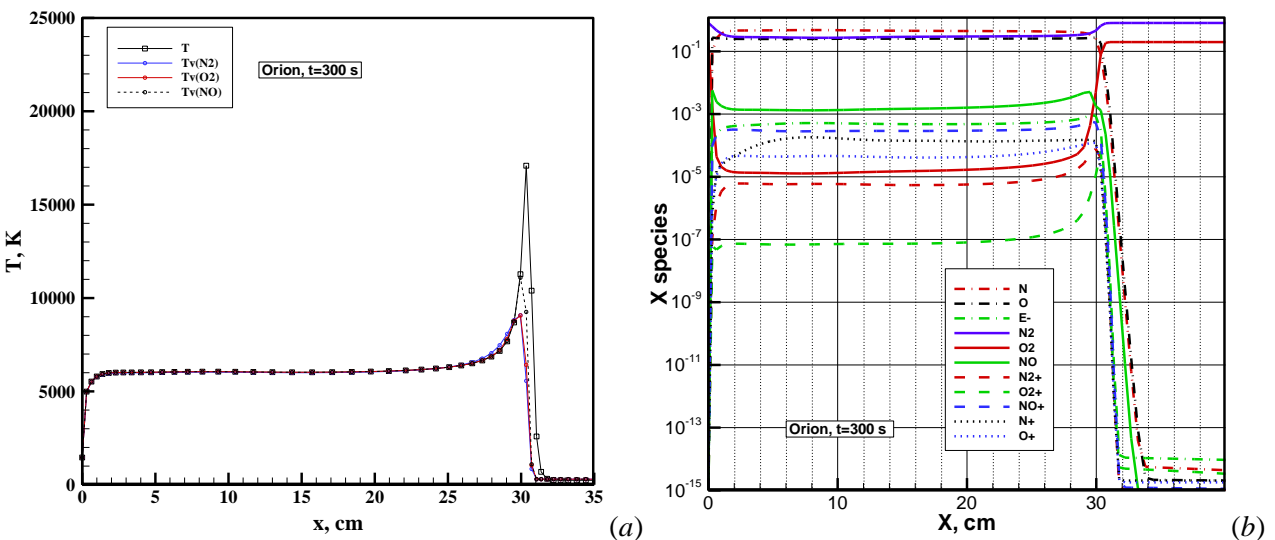


Рис. 26. Осевое распределение поступательной и колебательных температур (a), а также относительных молярных концентраций (b) вдоль передней критической линии тока для КА Orion при $t = 300$ с

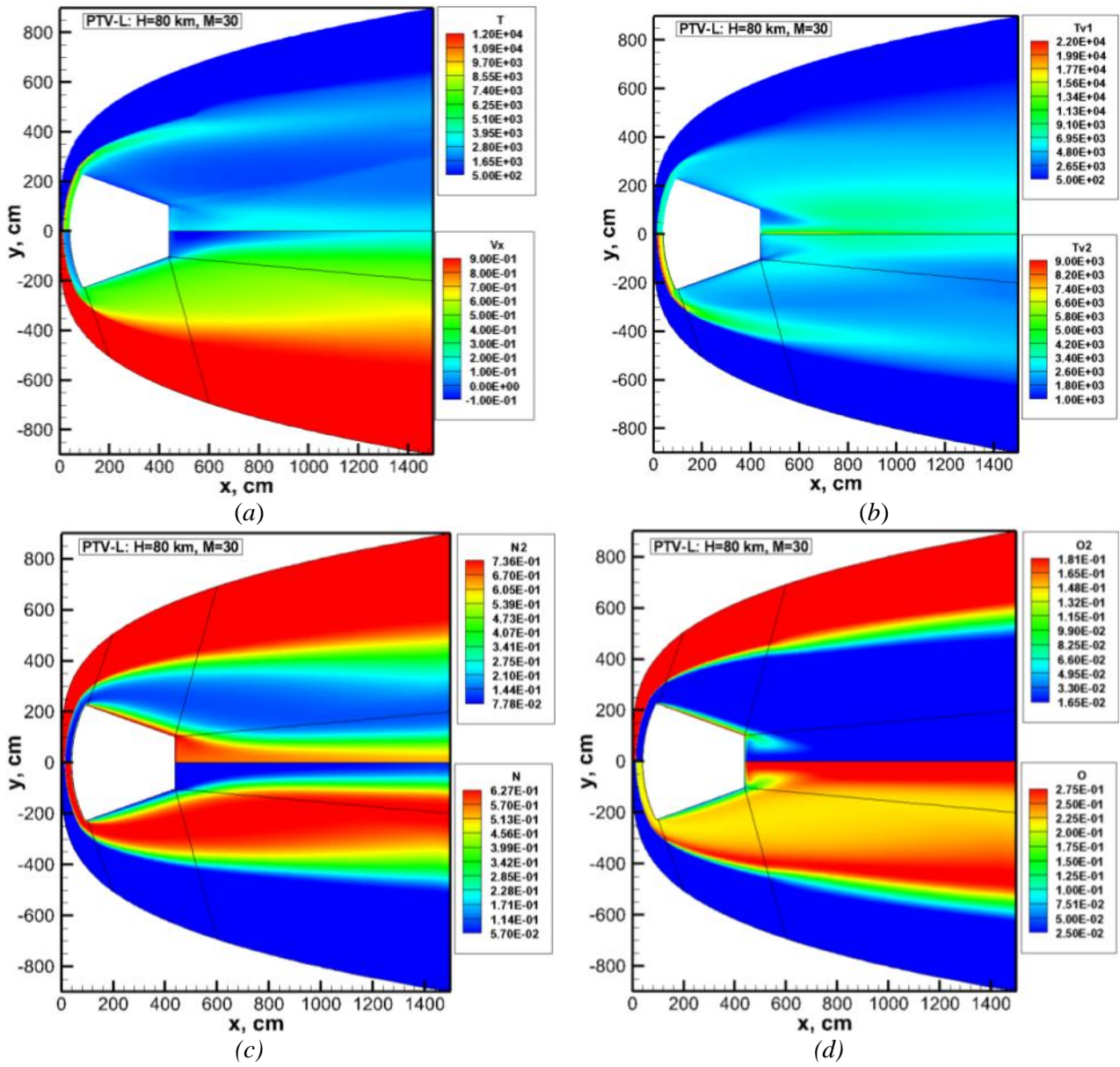
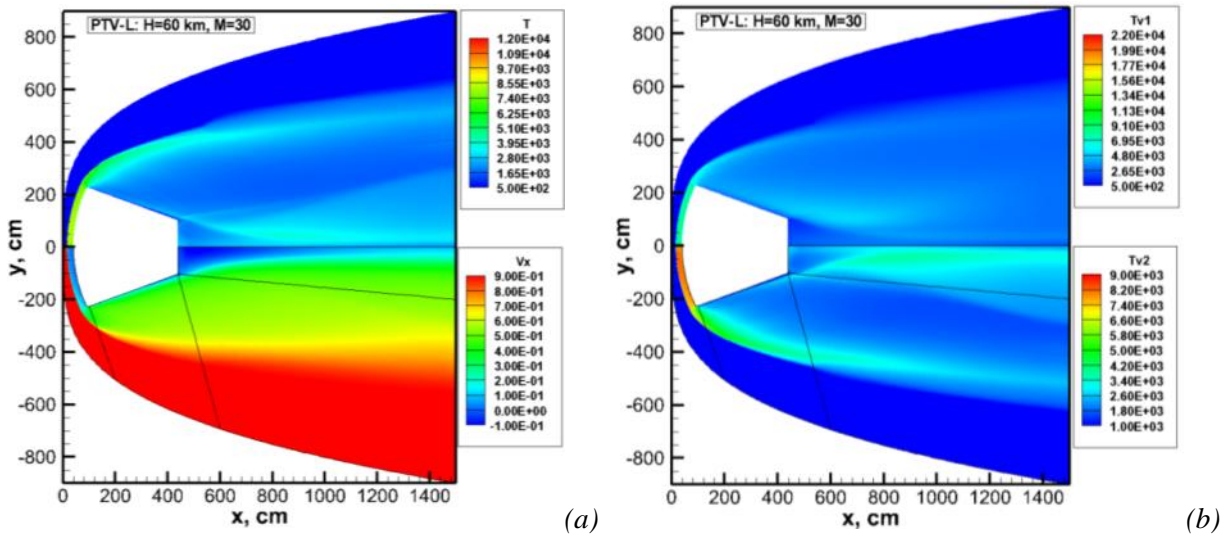


Рис. 27. Поля поступательной температуры и продольной скорости (a), колебательных температур N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), мольных долей N_2 , N (c), O_2 , O (d) для ПТК при $H=80$ км и $M=30$



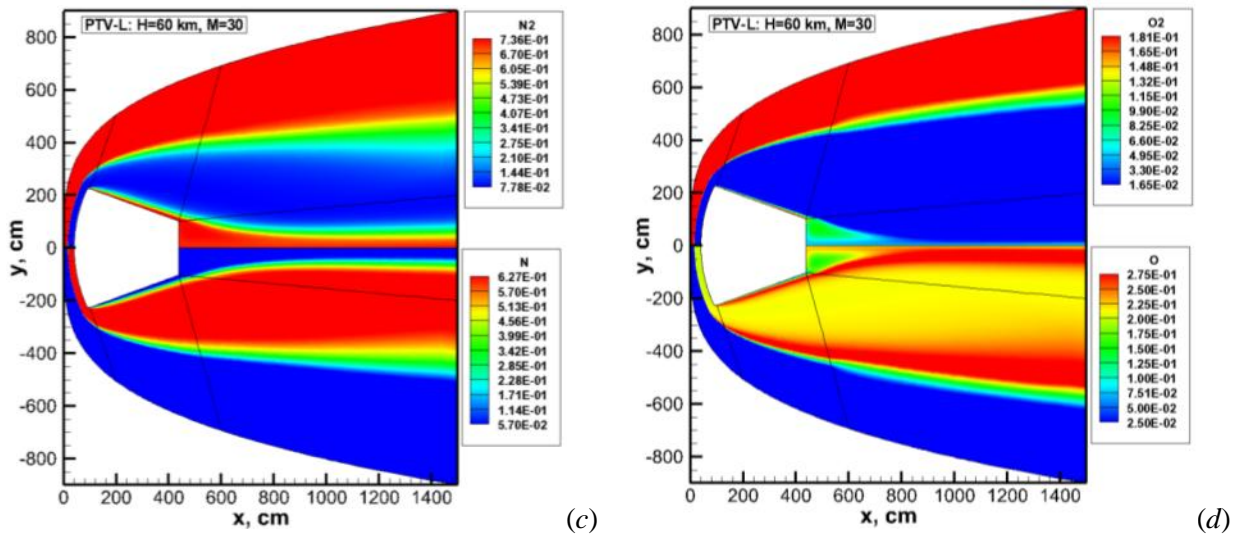


Рис. 28. Поля поступательной температуры и продольной скорости (a), колебательных температур N_2 (T_{v1}) и O_2 (T_{v2}) (b), мольных долей N_2 , N (c), O_2 , O (d), для ПТК при $H=60$ км и $M=30$

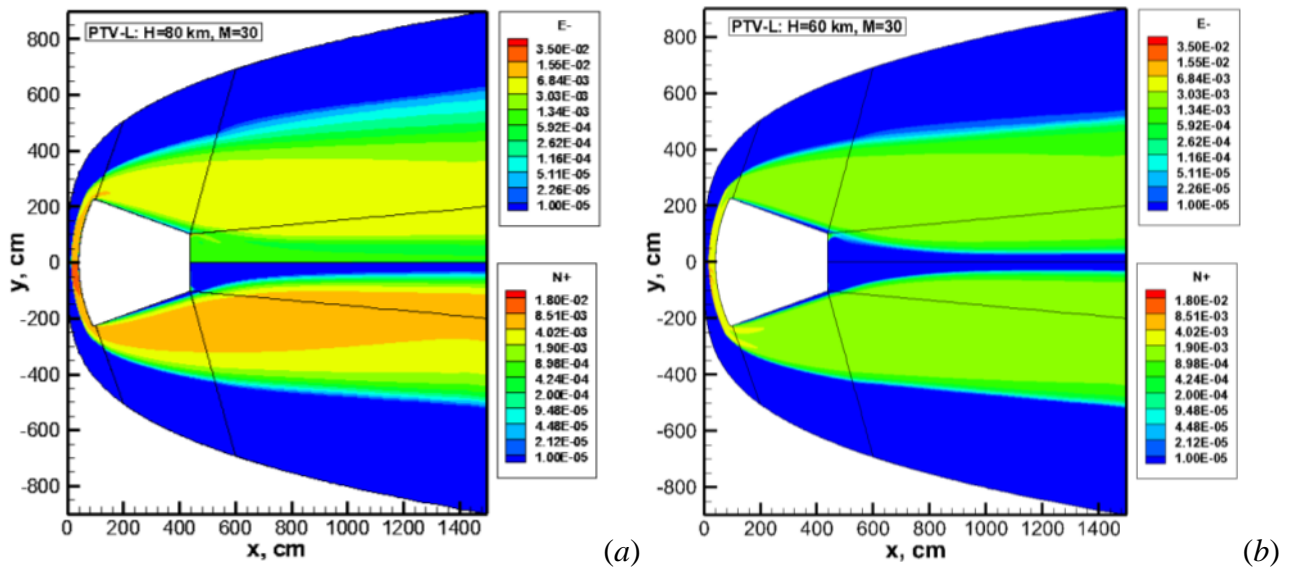


Рис. 29. Поля мольных долей N^+ и e^- для ПТК при $H=80$ км, $M=30$ (a) и $H=60$ км, $M=30$ (b)

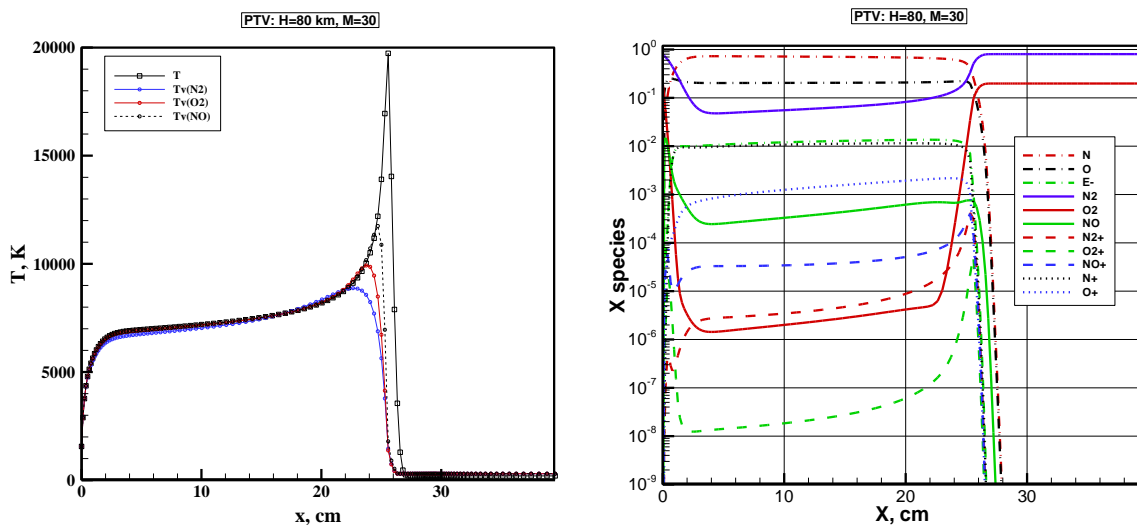


Рис. 30. Осевое распределение поступательной и колебательных температур, а также относительных мольных концентраций вдоль передней критической линии тока для ПТК при $H=80$ км и $M=30$

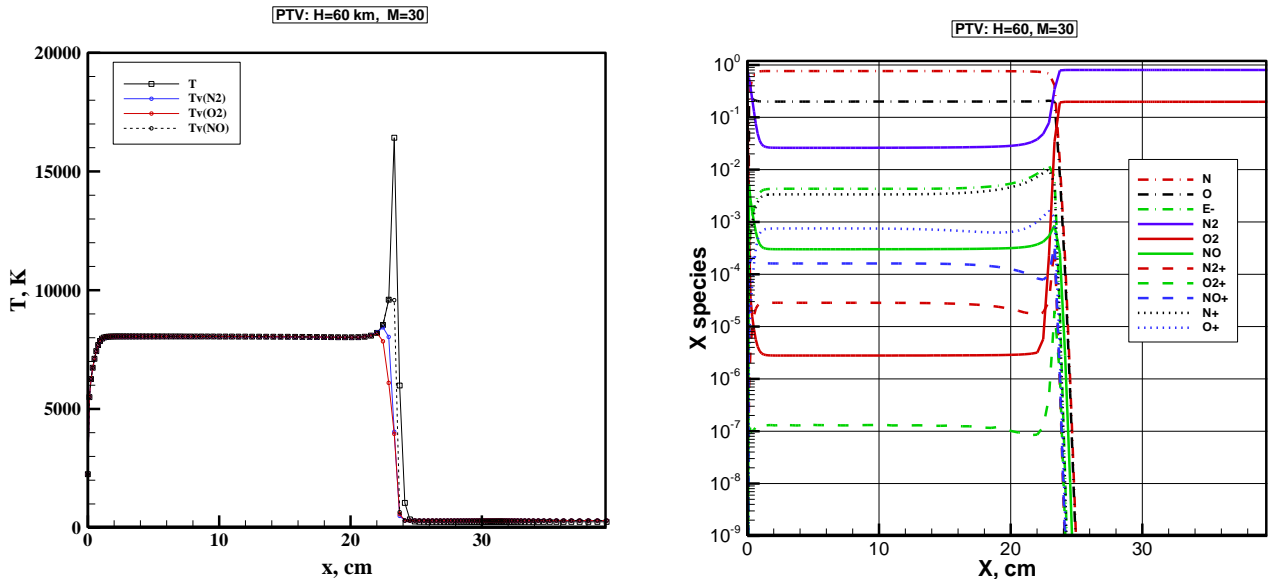


Рис. 31. Осевое распределение поступательной и колебательных температур, а также относительных молярных концентраций вдоль передней критической линии тока для ПТК при $H = 60$ км и $M = 30$

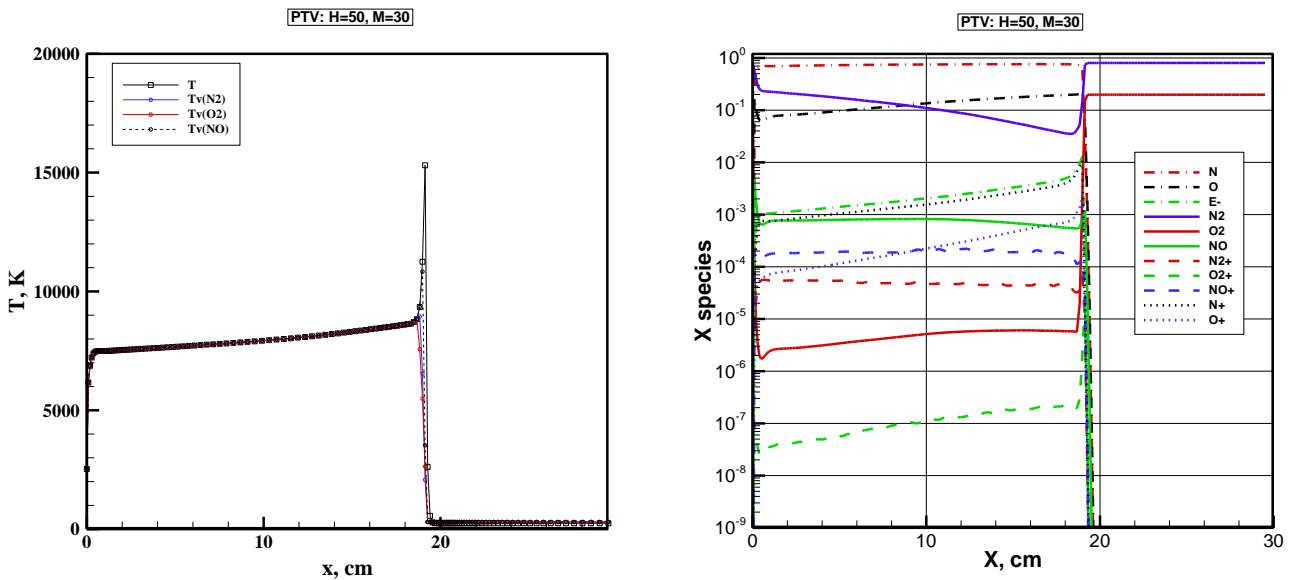


Рис. 32. Осевое распределение поступательной и колебательных температур, а также относительных молярных концентраций вдоль передней критической линии тока для ПТК при $H = 50$ км и $M = 30$

4. Радиационный нагрев поверхности космического аппарата с учетом атомных линий

В расчетах теплообмена излучением в сжатом слое и плотностей радиационных тепловых потоков на поверхности обтекаемого КА использовался следующий алгоритм.

Сначала производилось решение задачи обтекания космического аппарата с использованием компьютерного кода NERAT-2D. Учитывалось радиационно-газодинамическое взаимодействие. Расчет переноса теплового излучения проводился с использованием 97-ми групповой модели коэффициента поглощения и испускания. Порядка 70% групп данной многогрупповой модели содержат атомные линии. Усредненной в группе коэффициент поглощения определялся путем интегрирования синтетического спектра по длине волны с последующим делением на ширину этого спектрального диапазона.

На втором этапе производился *line-by-line* расчет радиационного переноса с использованием многогрупповой модели, содержащей 71900 неоднородных групп. Расчеты переноса

теплового излучения выполнялись с использованием метода полумоментов. В данных расчетах использовались осевые распределения поступательной и колебательных температур, давления и концентраций химических компонент, рассчитанные на первом этапе. С использованием указанных данных в каждом расчетном узле (вдоль оси симметрии) выполнялся расчет спектральных оптических свойств с использованием компьютерного кода ASTEROID.

Проводилось сопоставление плотностей радиационных тепловых потоков с учетом и без учета радиационных процессов с участием атомных линий, что позволяет сделать вывод о влиянии атомных линий на интегральный радиационный нагрев поверхности.

Рисунки 33, 36, 39 и 42 показывают расчетные данные по лучистому нагреву и распределению интегральных радиационных тепловых потоков в сжатом слое для КА Fire-II в точках траектории $t = 1634$ с, 1636 с, 1643 с и 1648 с. Представленные расчетные данные дают представление о распределениях интегральных по спектру радиационных тепловых потоков с учетом и без учета атомных линий. Функция $(M_1^+ - M_1^-)$ отвечает суммарному радиационному потоку, где M_1^- , M_1^+ – односторонние интегральные радиационные тепловые потоки, направленные к поверхности и к фронту ударной волны. Требуемая для данной работы величина плотности одностороннего потока излучения, падающего на обтекаемую поверхность, определяется как $W_r = M_1^-(x=0)$.

Сравнение величин $M_1^-(x=0)$ (кривые 5 и 7) на рис. 33, 36, 39 и 42 дает представление о влиянии атомных линий как на распределение интегральных радиационных тепловых потоков в сжатом слое, так и на лучистый нагрев поверхности.

На этих рисунках приведены также распределения радиационных тепловых потоков W_r , полученных с учетом и без учета радиационно-газодинамического (РадГД) взаимодействия. При учете РадГД взаимодействия на каждом шаге по времени решения полной системы уравнений проводились дополнительные внутренние итерации между расчетными данными по распределению температур, химической кинетики и колебательной релаксации, а также уравнения переноса излучения.

Представленные данные демонстрируют, что учет РадГД взаимодействия приводит к заметному снижению тепловой радиационной нагрузки на обтекаемую поверхность. С увеличением скорости входа КА это влияние возрастает.

Вторая группа рисунков (рис. 34, 37, 40 и 43) показывает спектральные радиационные тепловые потоки $W_{r,\omega}$ в критической точке с учетом атомных линий и без учета. Это результаты *line-by-line* расчетов на неоднородной сетке по волновому числу излучения, содержащей 71 900 участков.

На рис. 35 показан пример *line-by-line* расчета в узком спектральном диапазоне $\Delta\omega = 97\,200 \div 97\,350$ см⁻¹. На приведенных рисунках хорошо видны области реабсорбции излучения в пограничном слое в окрестности двух резонансных атомных линий расположенных при $\omega = 97\,262$ см⁻¹ и $\omega = 97\,329$ см⁻¹. Примечательно также, что по мере торможения КА, см. последовательно рис. 35, 38, 41 и 44 наблюдается уширение атомных линий. Анализ указанных рисунков позволяет также наглядно представить степень подробности спектрального описания атомных линий (при числе точек 71 900).

В распределениях спектральных радиационных тепловых потоков к поверхности отметим следующие закономерности. Как уже отмечалось, при $t = 1634$ с и 1636 с, температура в сжатом слое у поверхности КА Fire-II близки, $T \sim 12\,000$ К. Однако давление в сжатом слое во втором случае оказывается примерно в 2 разка больше (см. табл.1). Степень ионизации близка к 0.1 (относительная мольная концентрация электронов $x_e \sim 0.1$). Следствием этого является повышение спектральной излучательной способности в непрерывном спектре и заметное уширение атомных линий. В траекторной точке $t = 1648$ с температура в сжатом слое падает до $T \sim 8000$ К, но давление возрастает примерно на порядок. Степень ионизации снижается примерно на два порядка ($x_e \sim 0.001$). Снижение степени ионизации, уменьшение эффективности процессов фоторекомбинации, а также смещение максимума функции Планка в красную сторону (в соответствии с законом смещения Вина, $T\lambda_{\max} = 2898$ мкм К) с $\lambda_{\max} \sim 0.24$

мкм (при $T = 12\,000$ К) до $\lambda_{\max} \sim 0.36$ мкм (при $T = 8\,000$ К), приводит к почти полному исчезновению нагрева поверхности в области вакуумного ультрафиолета ($\omega > 70\,000$ см⁻¹) и небольшому падению спектральных радиационных тепловых потоков в видимой и инфракрасной областях спектра. При $t = 1648$ с сильно падает излучение в атомных линиях и в большей степени проявляется испускание излучения в молекулярных системах полос.

Вклад атомных линий в нагрев поверхности Fire-II является весьма значительным. Сопоставление кривых 5 и 7 на рис. 33, 36, 39 и 42 показывает, что учет атомных линий дает увеличение плотности радиационного теплового потока в ~ 3.5 раза (рис. 33), в ~ 2.9 раза (рис. 36), в ~ 2.7 раза (рис. 39) и в ~ 1.2 раза (рис. 42).

Обратим внимание еще на одну особенность распределения плотностей однонаправленных радиационных тепловых потоков на рис. 33, 36, 39 и 42. Увеличение по абсолютной величине плотности радиационного теплового потока наблюдается во всем сжатом слое, кроме области пограничного слоя, где отмечается некоторое ослабление. В квазиравновесной точке траектории ($t = 1648$ с, рис. 42) односторонний радиационный тепловой поток резко возрастает во фронте ударной волны, а затем, в толщине сжатого слоя, наблюдается медленное возрастание, которое сменяется незначительным поглощением в пограничном слое.

Повышение температуры в сжатом слое КА Stardust ($T \sim 12\,000$ К, см. рис. 19) приводит к дальнейшему увеличению уровня ионизации ($x_e \sim 0.25$, $t = 48$ с), что, в свою очередь, приводит к возрастанию роли свободно-свободных радиационных переходов электронов в полях ионов. Как следствие, на рис. 46 хорошо видно увеличение испускательной способности в непрерывном спектре от ультрафиолетовой до инфракрасной областей.

На фоне непрерывного спектра излучение молекулярных полос практически не видно. Излучение в атомных линиях остается высоким. При $t = 48$ с учет атомных линий приводит к увеличению интегральных радиационных потоков к поверхности в 1.63 раза, а при $t = 54$ с – в 1.8 раз. Весьма значительной оказывается реабсорбция атомных линий в пограничном слое КА Stardust (рис. 46,48).

Как уже отмечалось выше, особенностью входа СА Orion в плотные слои атмосферы является достаточно низкая скорость ($V_\infty = 7.7$ км/с), поэтому температура сжатого слоя оказывается также относительно низкой, $T \sim 6\,000 \div 7\,000$ К. Давление в сжатом слое весьма мало, $p \sim 4\,000$ эрг/см³. Результатом этого является значительно меньший радиационный нагрев поверхности по сравнению с предыдущими двумя случаями высокоскоростных спускаемых аппаратов.

Роль атомных линий в радиационном нагреве является малой. При плотности интегральных радиационных тепловых потоков на поверхности $W_r \sim 26$ Вт/см², их увеличение при учете атомных линий составляет несколько процентов (рис. 49).

Следует отметить две особенности в распределениях радиационных функций для этого типа спускаемого аппарата. Во-первых, в распределениях спектральных радиационных потоков значительный вклад дает излучение в электронно-колебательных полосах двухатомных молекул (рис. 50). Радиационные процессы с участием свободных электронов оказываются низкоинтенсивными. Видно, что излучательная способность сжатого слоя в ультрафиолетовой части спектра ($\omega > 70\,000$ см⁻¹), обусловленная фоторекомбинацией практически ничтожна. Слаба интенсивность и свободно-свободных радиационных процессов с участием заряженных частиц (в инфракрасной области спектра).

Второй примечательной чертой является то, что максимум одностороннего радиационного потока к поверхности формируется в неравновесной зоне за фронтом ударной волны (см. участки $24 \text{ см} < x < 28 \text{ см}$ на рис. 49 и $27 \text{ см} < x < 29 \text{ см}$ на рис. 51). Затем, при уменьшении осевой координаты по направлению к поверхности наблюдается монотонное уменьшение интегрального радиационного потока.

Здесь следует иметь в виду, что резкое возрастание одностороннего радиационного потока за фронтом ударной волны приходится на неравновесную область течения в сжатом

слое, поэтому предсказываемая расчетная величина оказывается весьма чувствительной к используемым моделям физико-химической кинетики и релаксации.

Последующие из представленных траекторных точек КА Orion, $t=200 \div 400$ с, примечательны тем, что сжатый слой становится все более равновесным. Давление в сжатом слое возрастает более, чем на порядок, температура падает до ~ 5000 К, а релаксационная зона за фронтом ударной волны уменьшается до ~ 1 см. Наблюдается монотонное снижение интегральных радиационных тепловых потоков к поверхности ($W_r = M_1^- = 29$ Вт/см² при $t=200$ с, $W_r = M_1^- = 7.0$ Вт/см² при $t=300$ с, $W_r = M_1^- = 4.2$ Вт/см² при $t=400$ с). Примечательным является увеличение роли NO в инфракрасном нагреве лобовой поверхности при $t=300$ с и $t=400$ с. Вклад атомных линий незначителен.

Движение ПТК со значительно большей скоростью $V_\infty = 9.9 \div 8.5$ км/с на высотах $H = 50 \div 80$ км формирует значительно более теплонапряженные условия в сжатом слое у поверхности СА. Результаты расчетов плотностей спектральных радиационных тепловых потоков в окрестности критической линии тока, а также распределения направленных к поверхности интегральных тепловых потоков вдоль критической линии тока показаны на рис. 57–62.

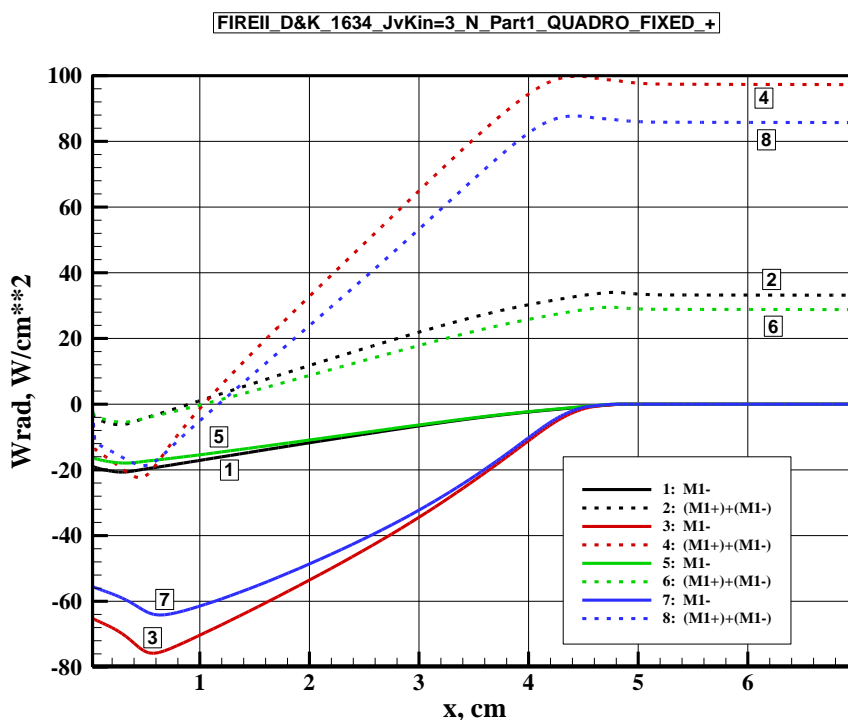


Рис. 33. Распределение интегральных радиационных потоков, направленных к поверхности КА (M_1^-) и суммарных радиационных потоков ($M_1^+ + M_1^-$) вдоль критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1634$ с:

- 1, 2 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 3, 4 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий,
- 5, 6 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 7, 8 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий

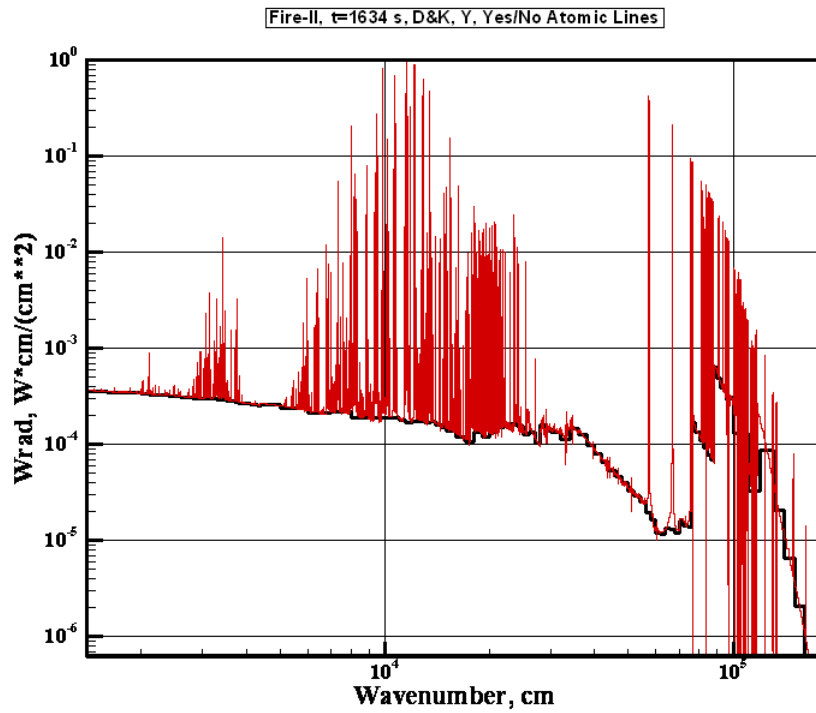


Рис. 34. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1634$ с

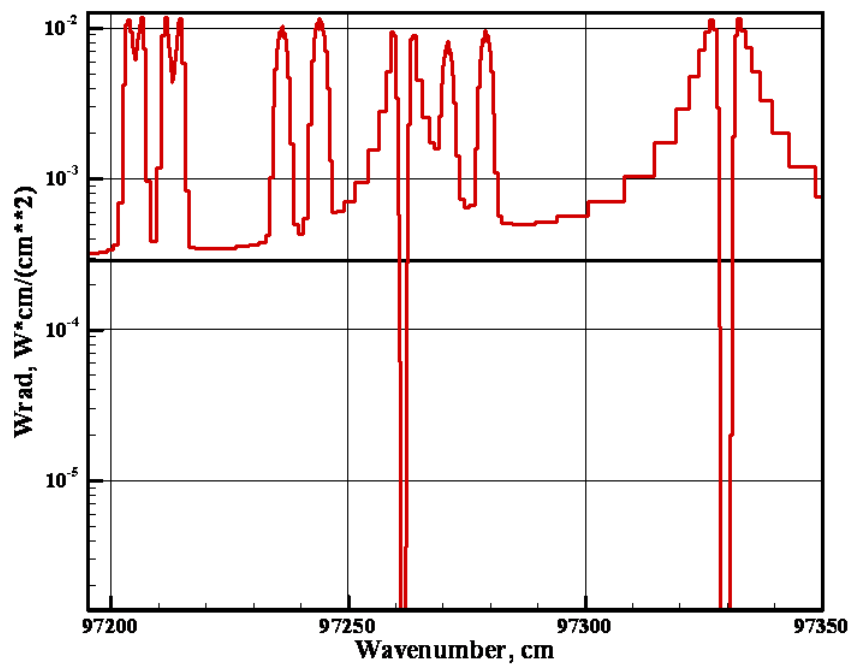


Рис. 35. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II в узком спектральном диапазоне с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1634$ с

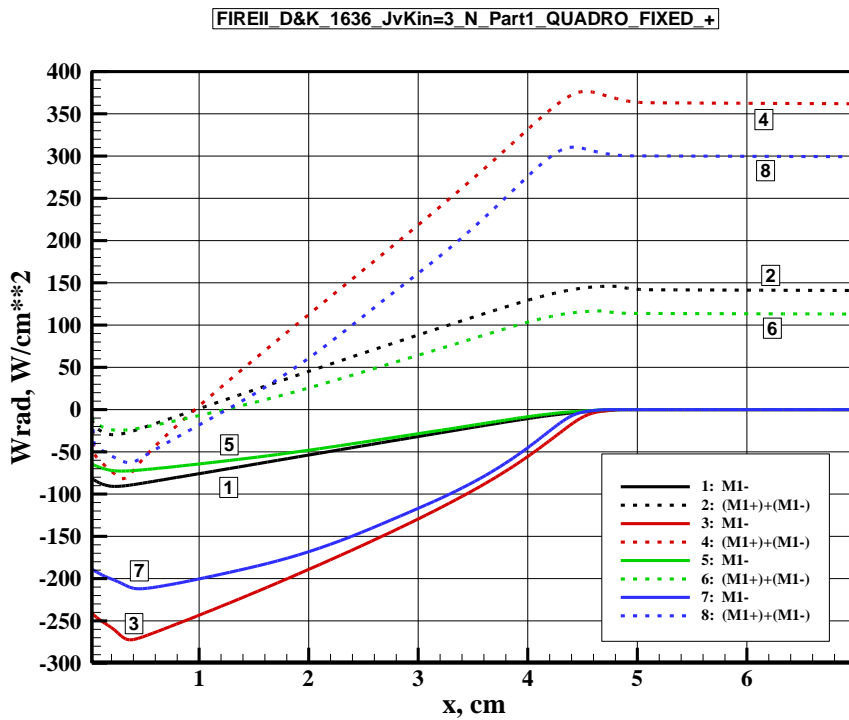


Рис. 36. Распределение интегральных радиационных потоков, направленных к поверхности КА (M_1^-) и суммарных радиационных потоков ($M_1^+ + M_1^-$) вдоль критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1636$ с:

- 1, 2 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 3, 4 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий,
- 5, 6 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 7, 8 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий

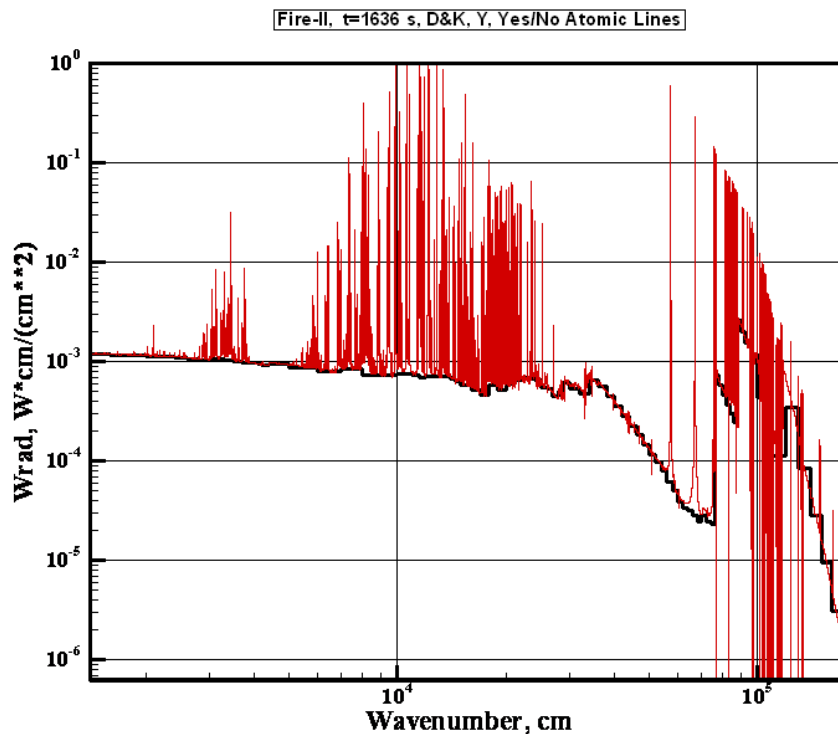


Рис. 37. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1636$ с

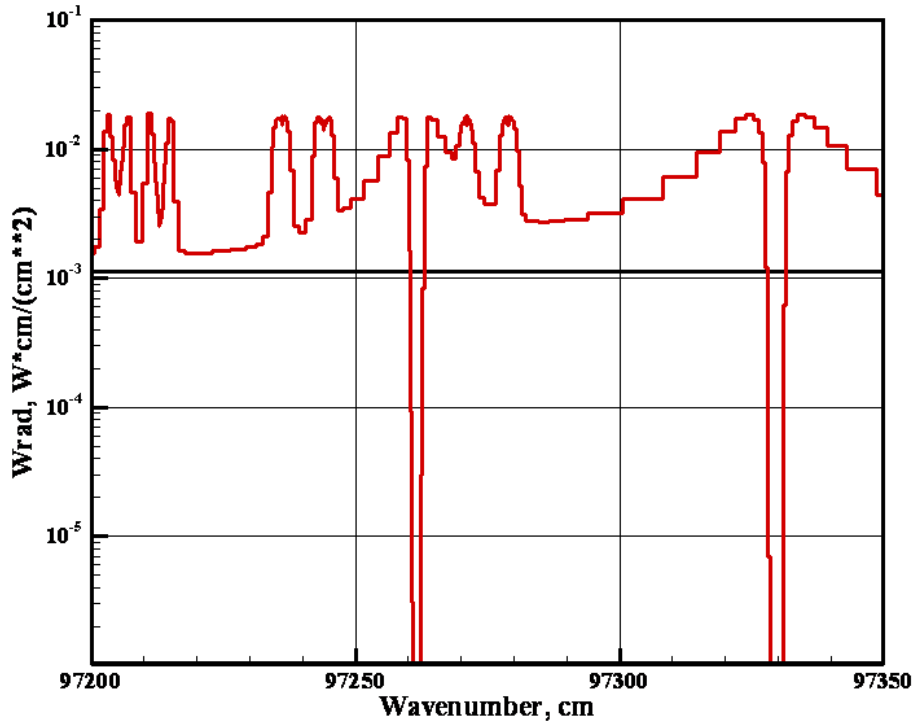


Рис. 38. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II в узком спектральном диапазоне с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1636$ с

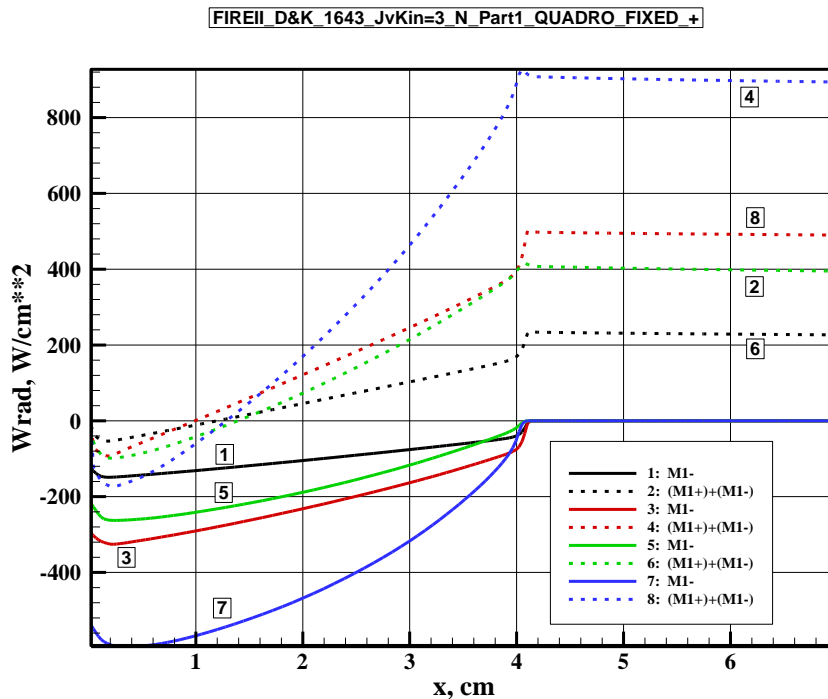


Рис. 39. Распределение интегральных радиационных потоков, направленных к поверхности КА (M_1^-) и суммарных радиационных потоков ($M_1^+ + M_1^-$) вдоль критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1643$ с:

- 1, 2 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 3, 4 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий,
- 5, 6 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 7, 8 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий

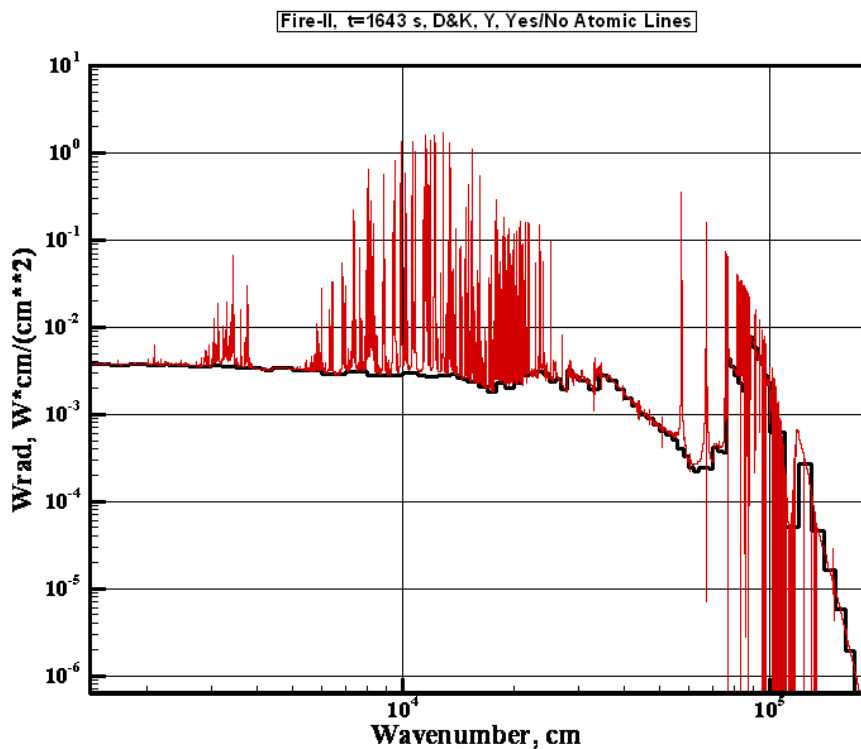


Рис. 40. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1643$ с

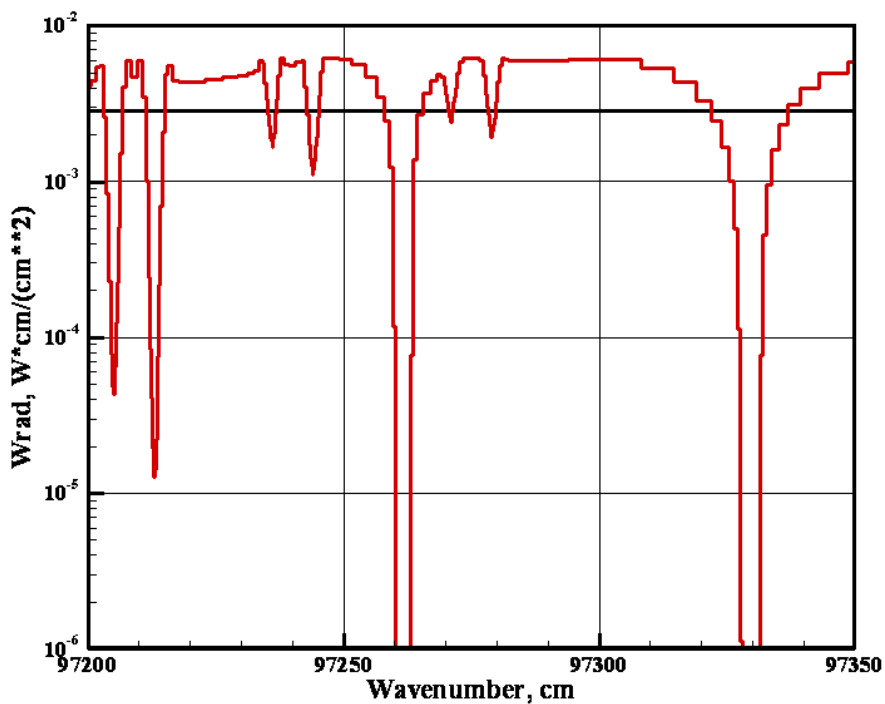


Рис. 41. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II в узком спектральном диапазоне с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1648$ с

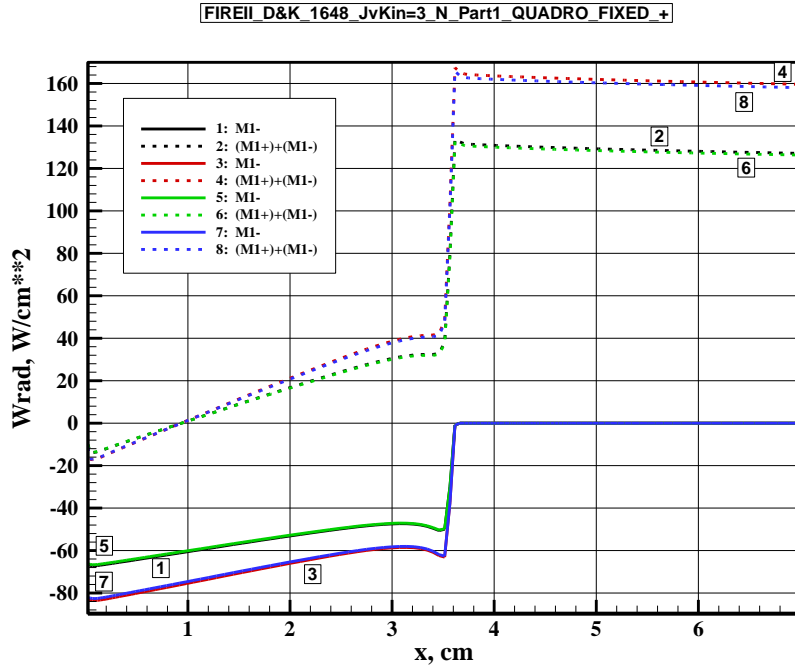


Рис. 42. Распределение интегральных радиационных потоков, направленных к поверхности КА (M_1^-) и суммарных радиационных потоков ($M_1^+ + M_1^-$) вдоль критической линии тока для КА Fire-II при $t = 1648$ с:

- 1, 2 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 3, 4 – без учета радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий,
- 5, 6 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, без учета атомных линий,
- 7, 8 – с учетом радиационно-газодинамического взаимодействия, с учетом атомных линий

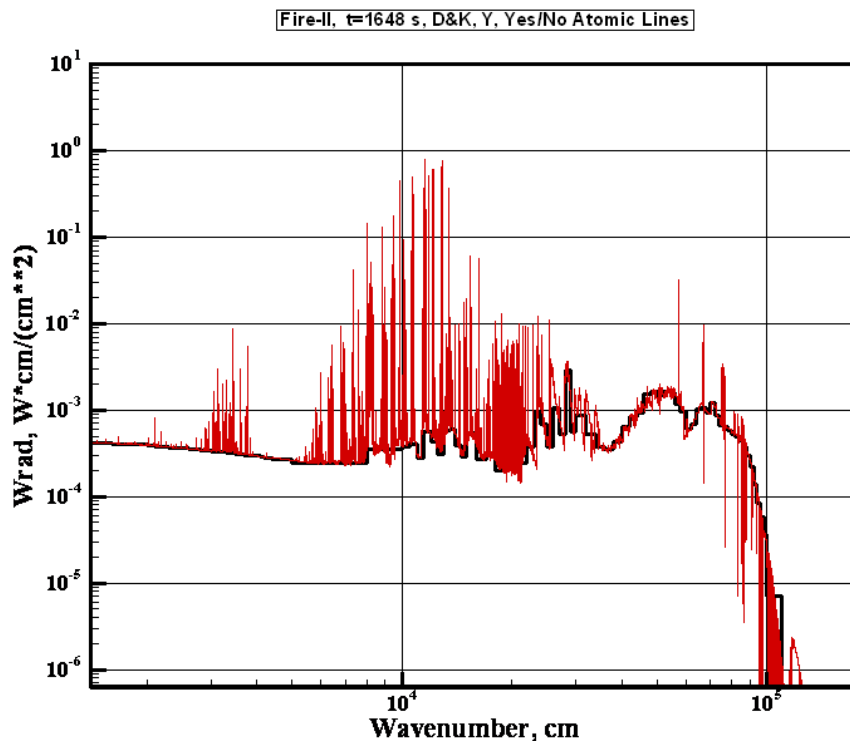


Рис. 43. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II с учетом (красные линии) и без учета атомных линий (черная кривая) при $t = 1648$ с

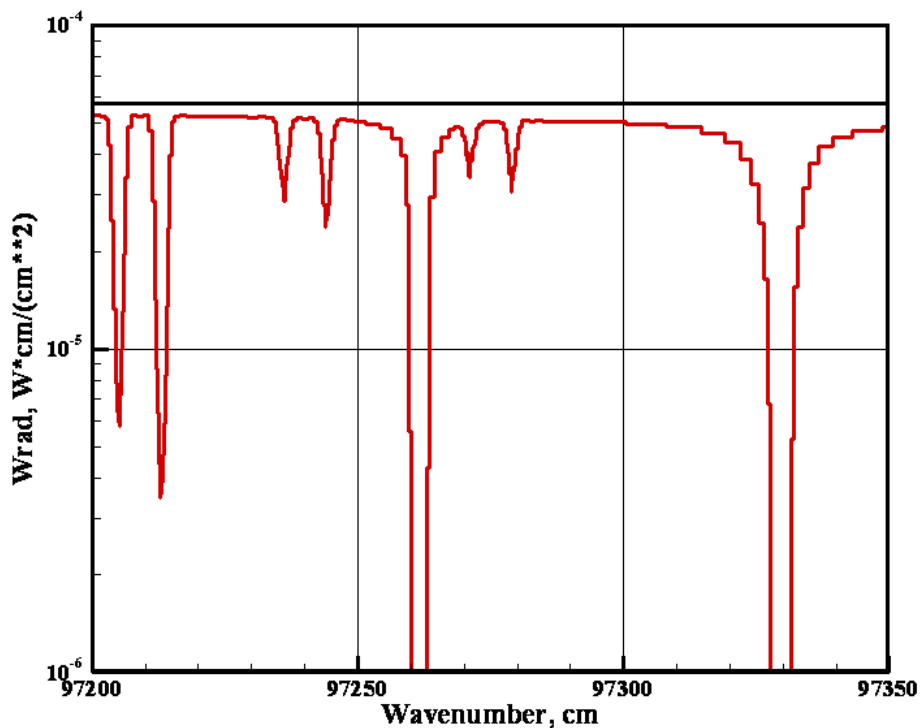


Рис. 44. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Fire-II с учетом и без учета атомных линий при $t = 1648$ с

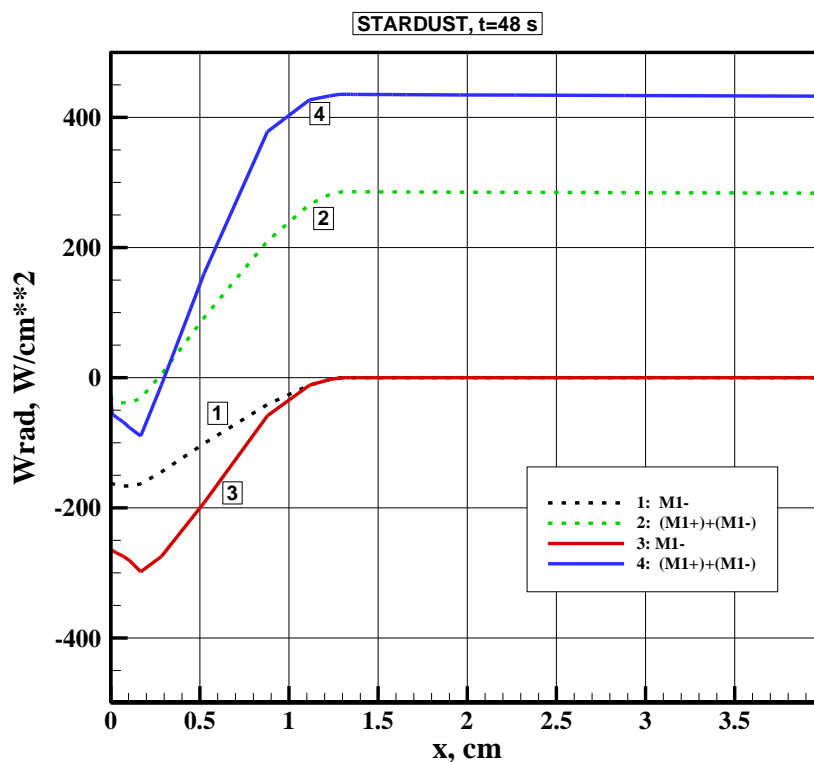


Рис. 45. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Stardust с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 48$ с

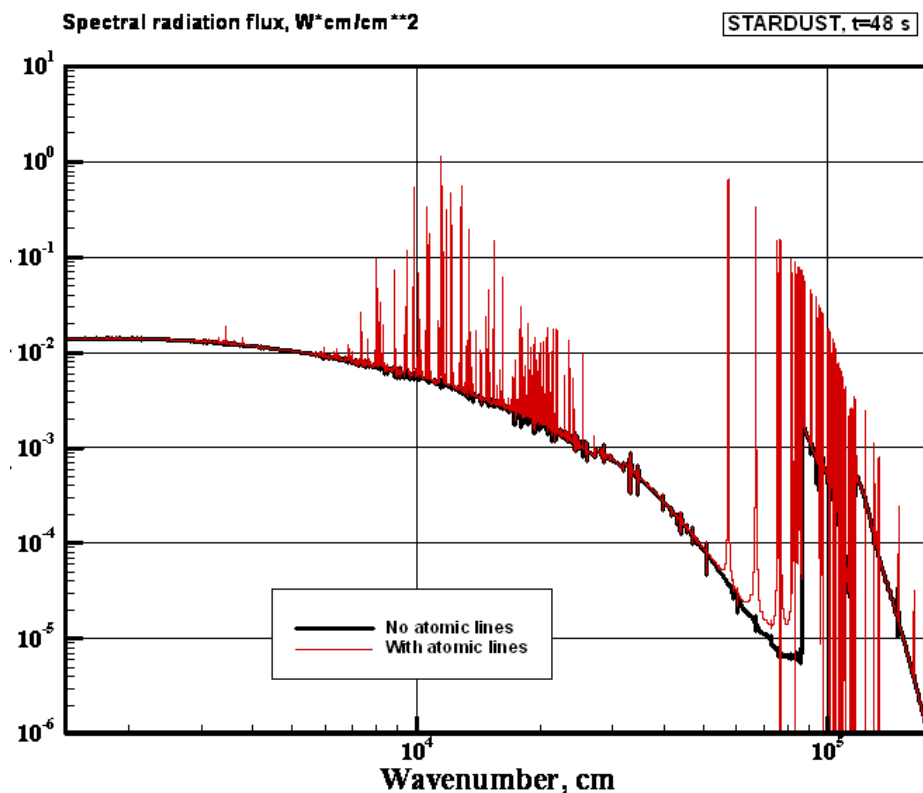


Рис. 46. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Stardust с учетом и без учета атомных линий при $t = 48$ с

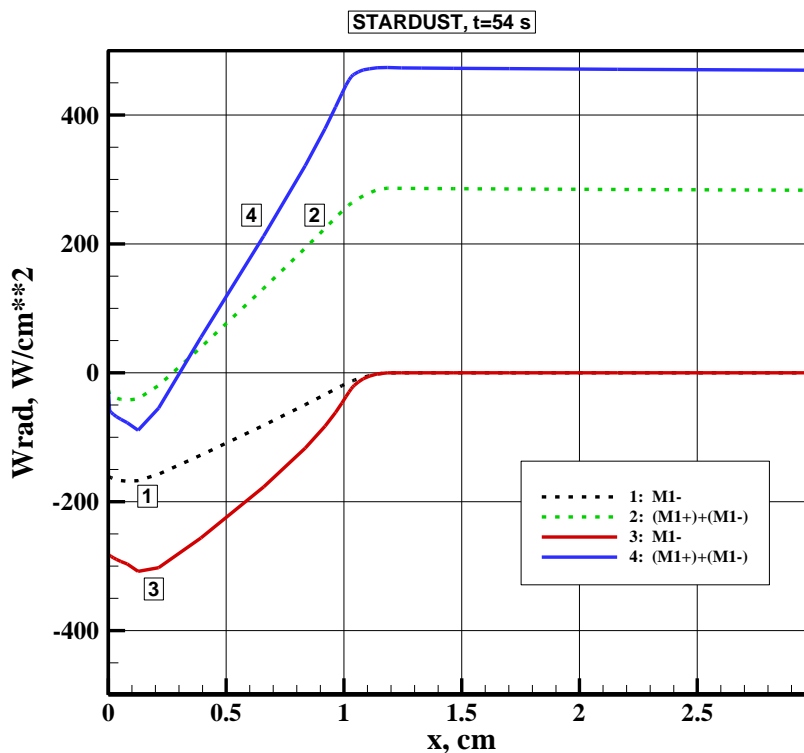


Рис. 47. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Stardust с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 54$ с

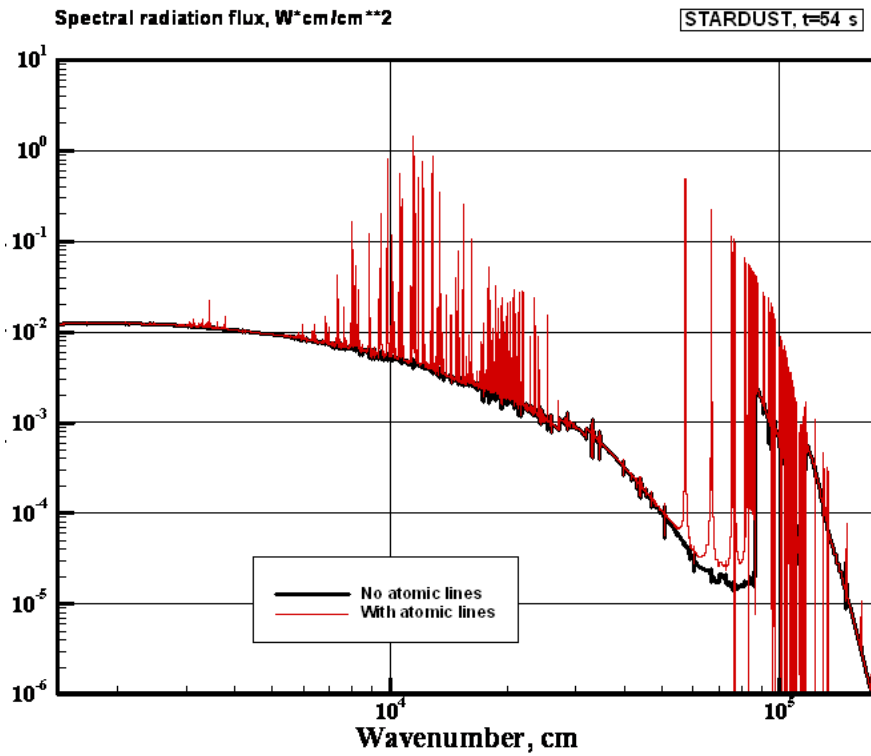


Рис. 48. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Stardust с учетом и без учета атомных линий при $t = 54$ с

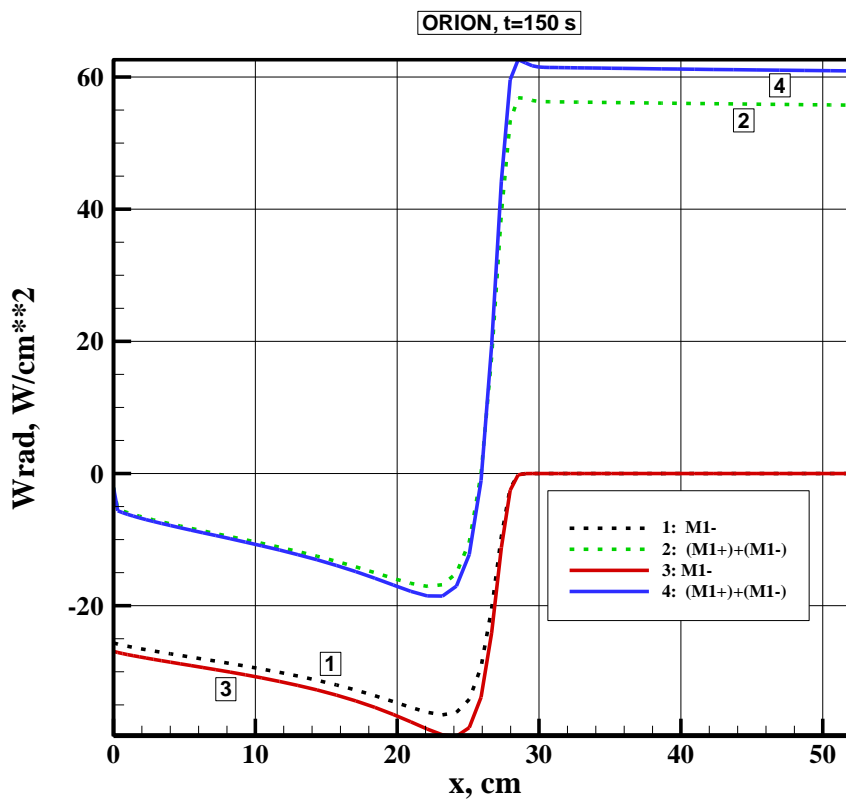


Рис. 49. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Orion с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 150$ с

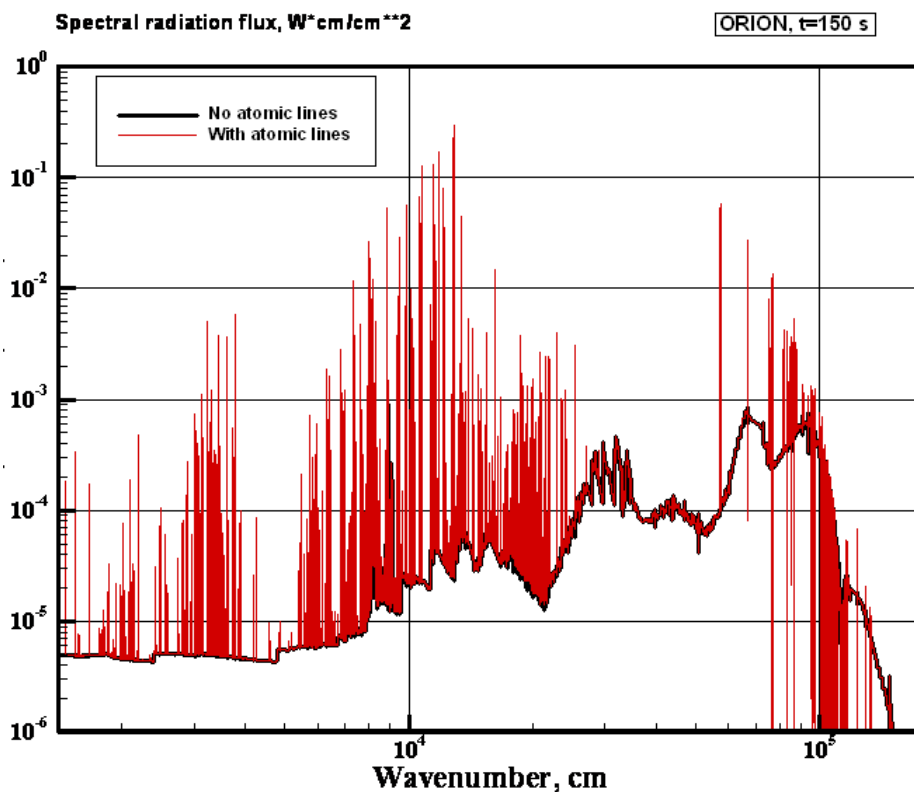


Рис. 50. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Orion с учетом и без учета атомных линий при $t = 150$ с

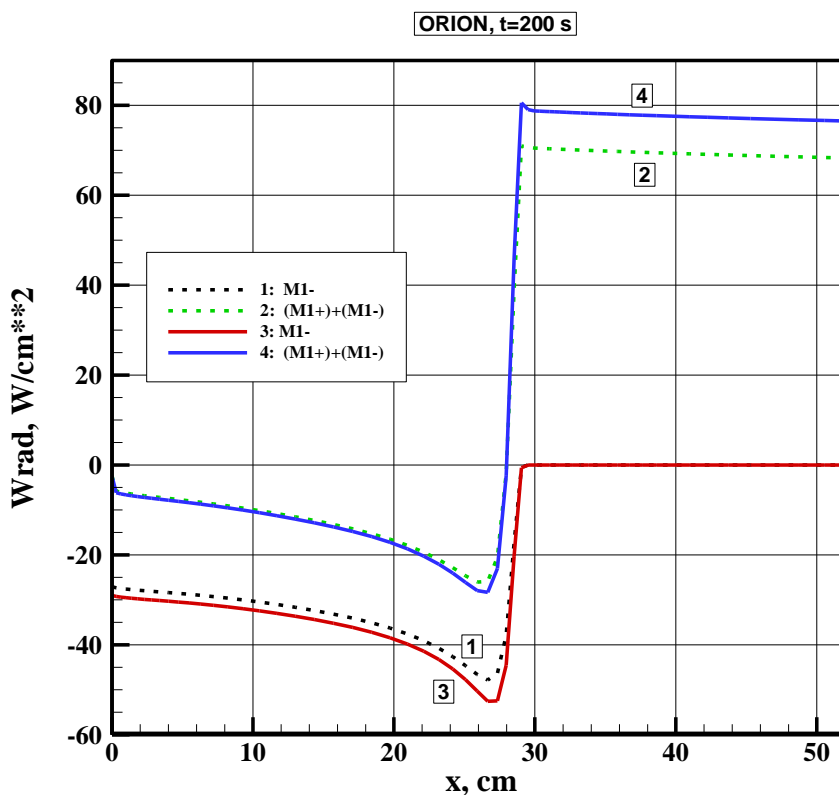


Рис. 51. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Orion с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 200$ с

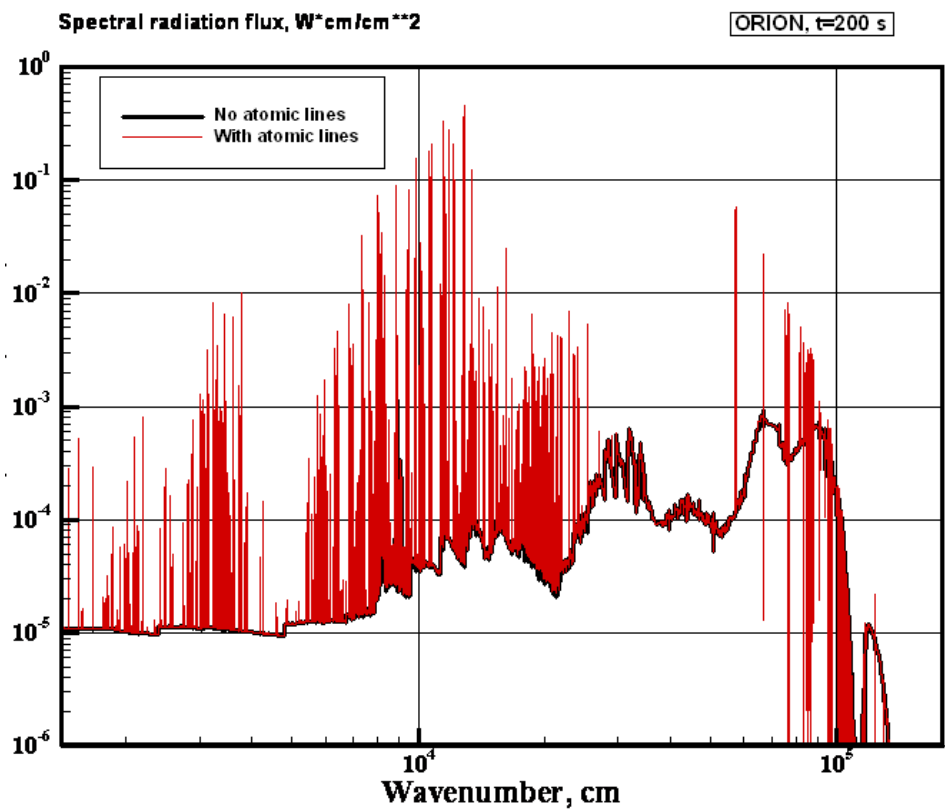


Рис. 52. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Orion с учетом и без учета атомных линий при $t = 200$ с

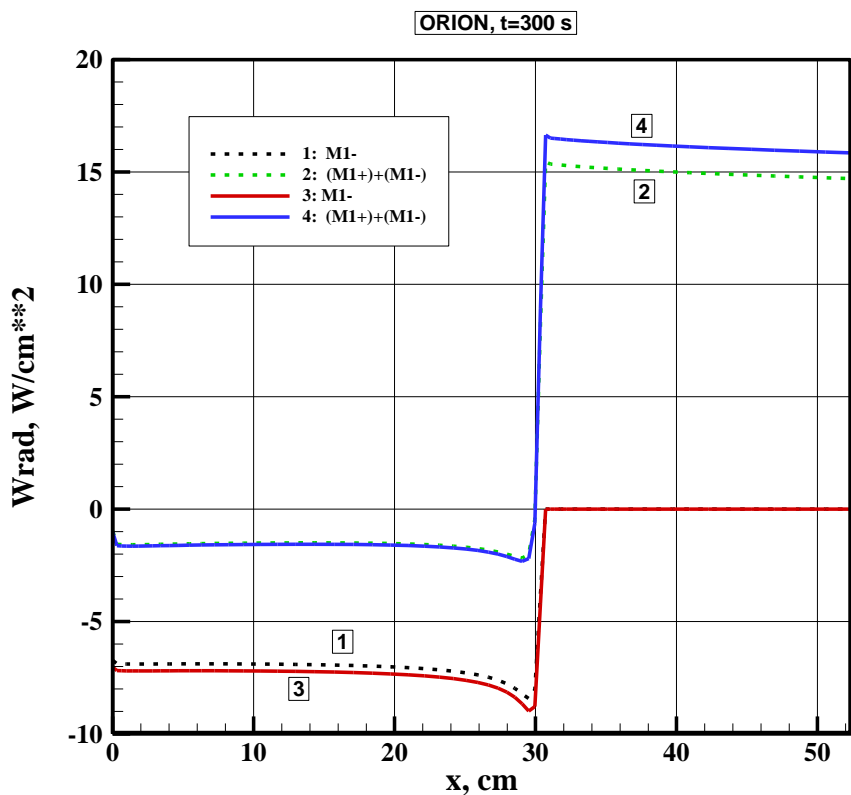


Рис. 53. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Orion с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 300$ с

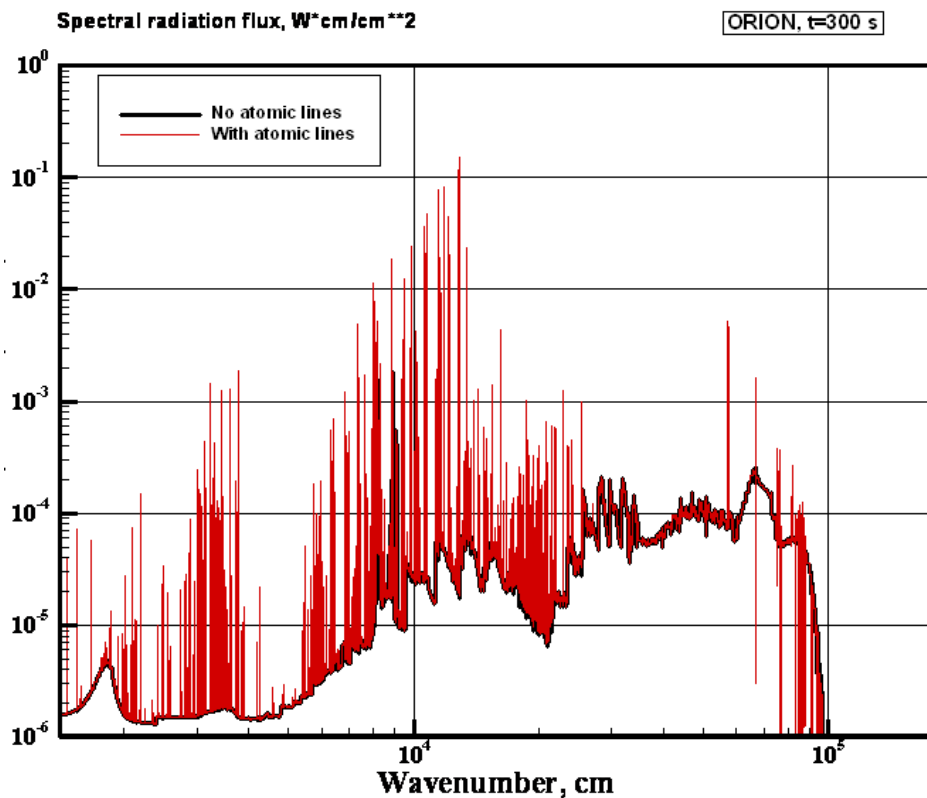


Рис. 54. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Orion с учетом и без учета атомных линий при $t = 300$ с

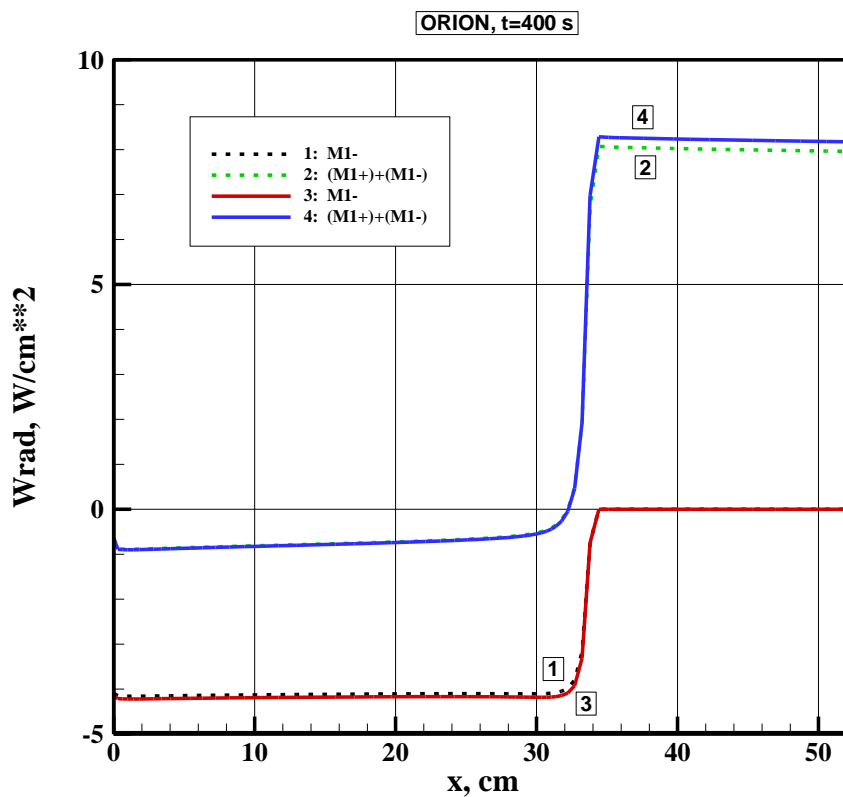


Рис. 55. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+ , M_1^-) вдоль критической линии тока для КА Orion с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий $t = 400$ с

На самой большой высоте из рассмотренных, $H=80$ км, формируется неоднородный сжатый слой с температурой $T \sim 7000 \div 8000$ К и весьма низким давлением $p_0 \sim 0.133 \times 10^5$ эрг/см³. Примерно 1 % нагретого воздуха ионизован (см. рис. 30). Толщина сжатого слоя достигает $\delta_{SL} \sim 26$ см, а толщина зоны релаксации – $\delta_{rel} \sim 4$ см.

На высотах 60 км и 50 км отмечается почти полная термализация сжатого слоя, но с повышением температуры до ~ 8000 К и более. Как следствие, максимальный уровень плотности интегрального радиационного потока достигает ~ 100 Вт/см² (на высоте $H=60$ км). Заметим, что это типичная высота для максимальной конвективной и радиационной тепловой нагрузки разных типов КА. Вклад атомных линий здесь весьма велик: плотность радиационного теплового потока возрастает примерно в 2 раза.

На высоте $H=50$ км практически при той же скорости наблюдается некоторое снижение радиационной тепловой нагрузки (рис. 57). Вклад атомных линий также снижается. Это объясняется некоторым снижением концентрации электронов в сжатом слое при одновременном увеличении давления, более чем в 3 раза. Последствия этого хорошо видны при сравнении спектральных потоков на рис. 58 и 60. На меньшей высоте заметно снижается радиация сжатого слоя, обусловленная тормозными взаимодействиями заряженных частиц. Хотя здесь в большей степени проявляется излучение электронных полос двухатомных молекул, все же падение интенсивности непрерывных тормозных взаимодействий в инфракрасной области спектра более чем в 3 раза приводит к общему падению радиационного нагрева.

Отметим важную особенность в распределениях интегральных радиационных тепловых потоков вдоль критической линии тока в квазиравновесных сжатых слоях: направленные в сторону поверхности радиационные потоки нарастают по всей толщине сжатого слоя, кроме небольшой зоны ослабления в пограничном слое (рис. 57, 59).

В наиболее неравновесной точке траектории, $H=80$ км, давление в сжатом слое составляет сотую долю атмосферы, а температура изменяется в пределах $\sim 7000 \div 9000$ К. Уровень ионизации достигает 1 %. В спектре излучения весьма хорошо представлены атомные линии. Их вклад в полный радиационный поток весьма велик – благодаря атомным линиям плотность радиационного теплового потока увеличивается примерно в два раза, но общая радиационная нагрузка оказывается низкой – $W_r = M_1^- = 3.7$ Вт/см². Как и во всех предыдущих случаях сильно неравновесных течений, направленный к поверхности радиационный тепловой поток сильно нарастает в неравновесной релаксационной зоне ($\delta_{rel} \sim 4 \div 5$ см за фронтом ударной волны), а затем монотонно уменьшается к поверхности.

Заключение

В данной работе выполнено расчетно-теоретическое исследование аэрофизики космических аппаратов Fire-II, Stardust, Orion и ПТК. Расчеты выполнены с использованием компьютерной платформы NERAT-ASTEROID.

Численная модель радиационного нагрева поверхностей космических аппаратов была ранее тестирования сравнением полученных результатов с данными других авторов (расчетных и экспериментальных) для космических аппаратов Fire-II и Stardust.

Показано, что для рассмотренных условий влияние атомных линий на радиационный нагрев поверхности КА и на радиационные потоки, направленные навстречу набегающего потока, оказывается значительным. Учет атомных линий может увеличить радиационный тепловой поток к поверхности до $\sim 300\%$.

Важным результатом выполненного исследования является установление факта высокой чувствительности предсказываемых результатов по радиационному нагреву космических аппаратов от используемых моделей физико-химической кинетики

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-01-00537 и 13-08-12033-ОФИМ, а также в рамках программ фундаментальных исследований РАН.

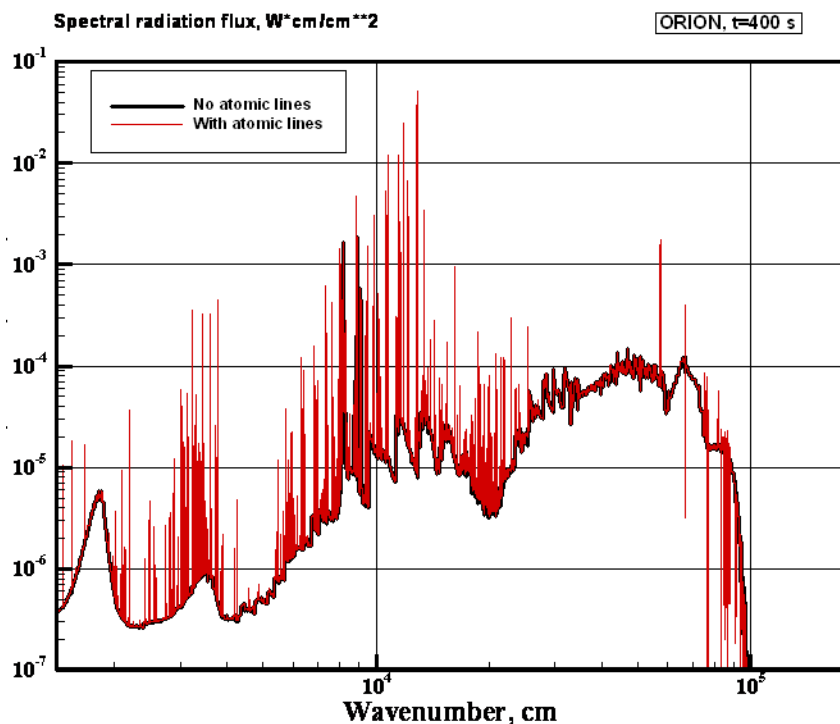


Рис. 56. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности КА Orion с учетом и без учета атомных линий при $t = 400$ с

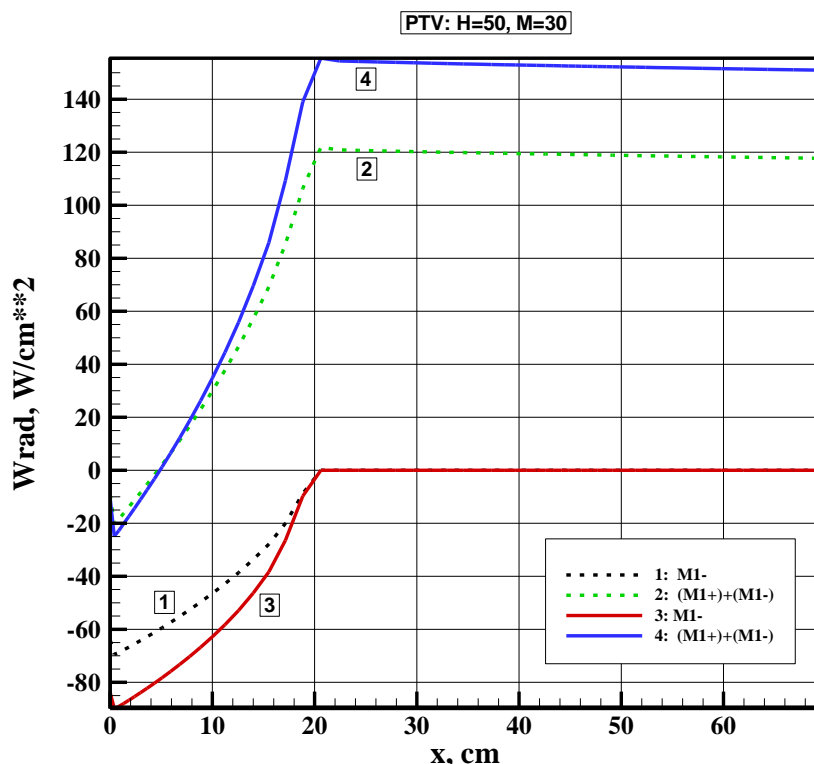


Рис. 57. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для ПТК с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий при $H = 50$ км, $M = 30$

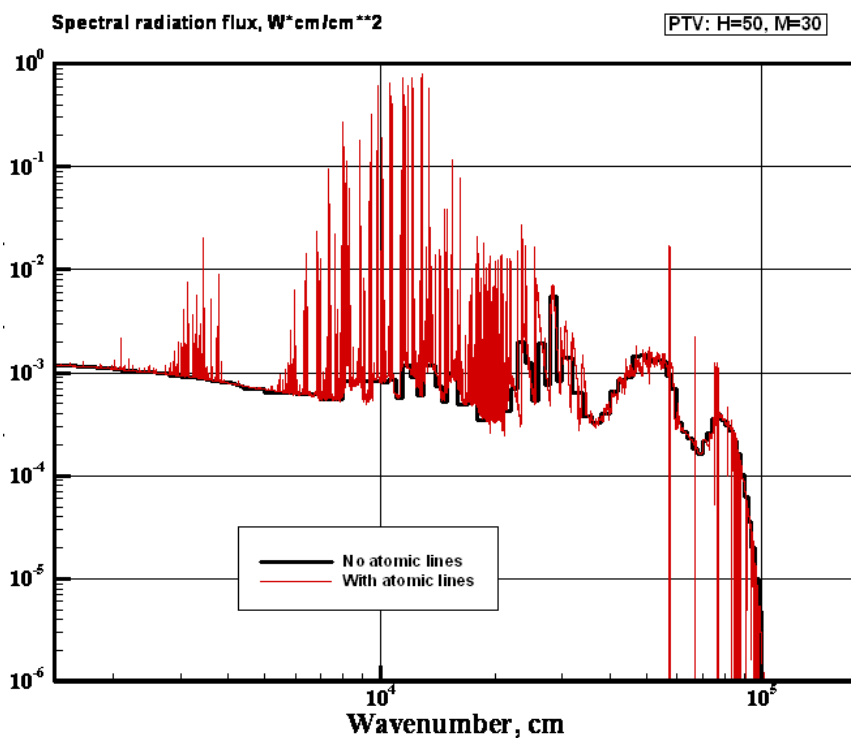


Рис. 58. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности ПТК с учетом и без учета атомных линий при $H = 50$ км, $M = 30$

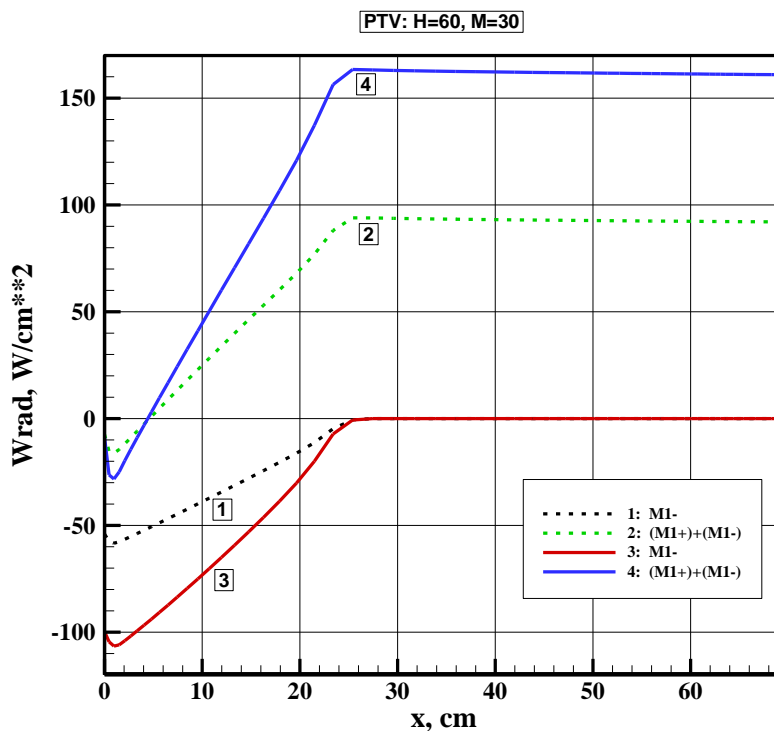


Рис. 59. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для ПТК с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий при $H = 60$ км, $M = 30$

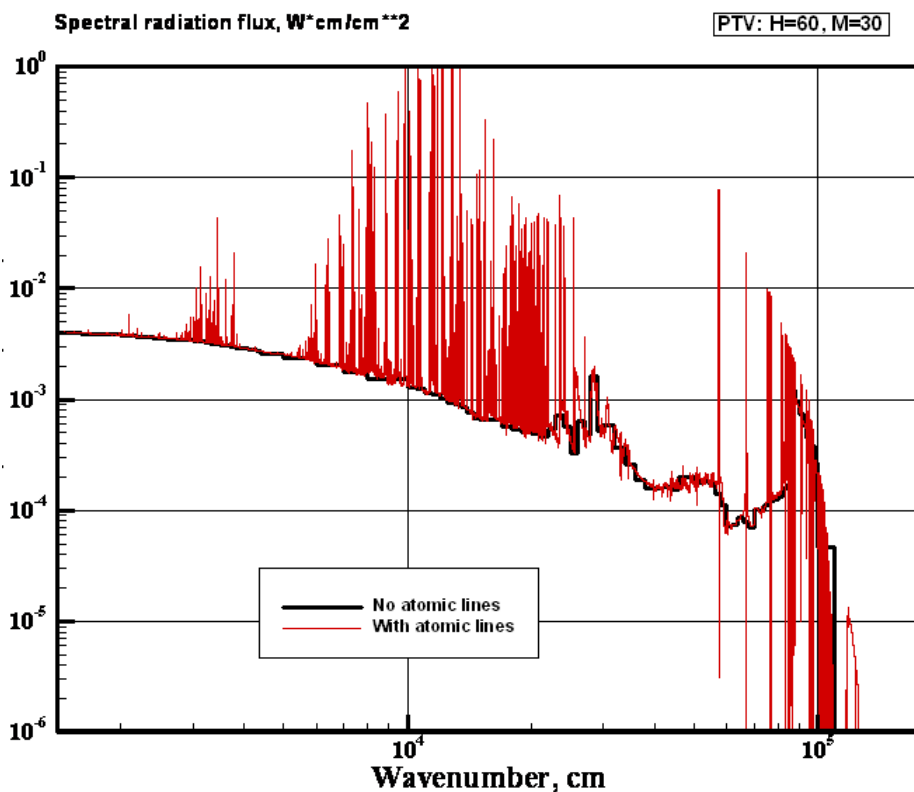


Рис. 60. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности ПТК с учетом и без учета атомных линий при $H = 60$ км, $M = 30$

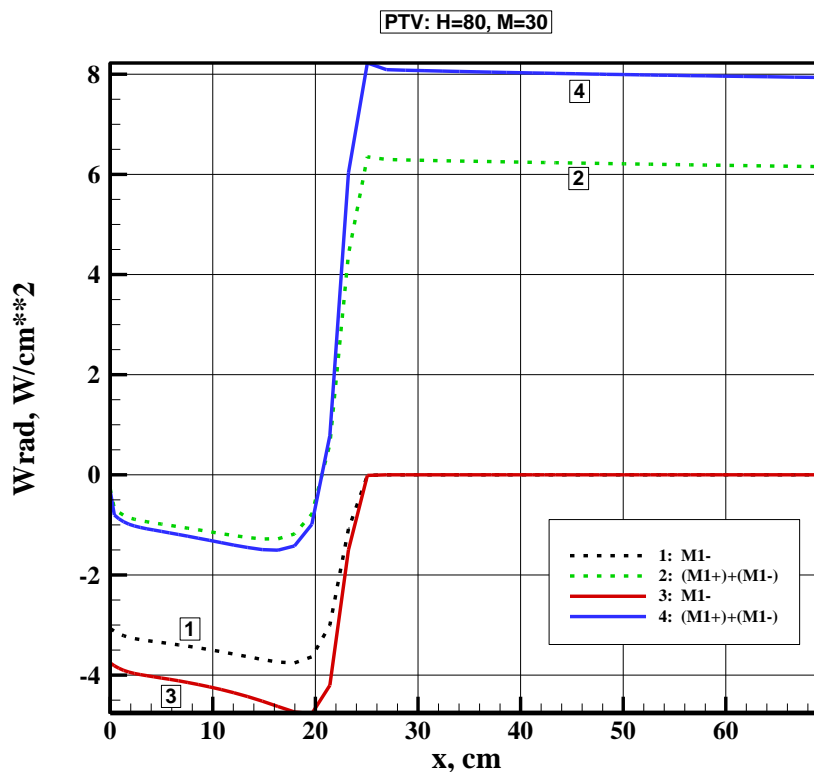


Рис. 61. Распределение интегральных радиационных потоков (M_1^+, M_1^-) вдоль критической линии тока для ПТК с учетом (сплошные кривые) и без атомных линий при $H = 80$ км, $M = 30$

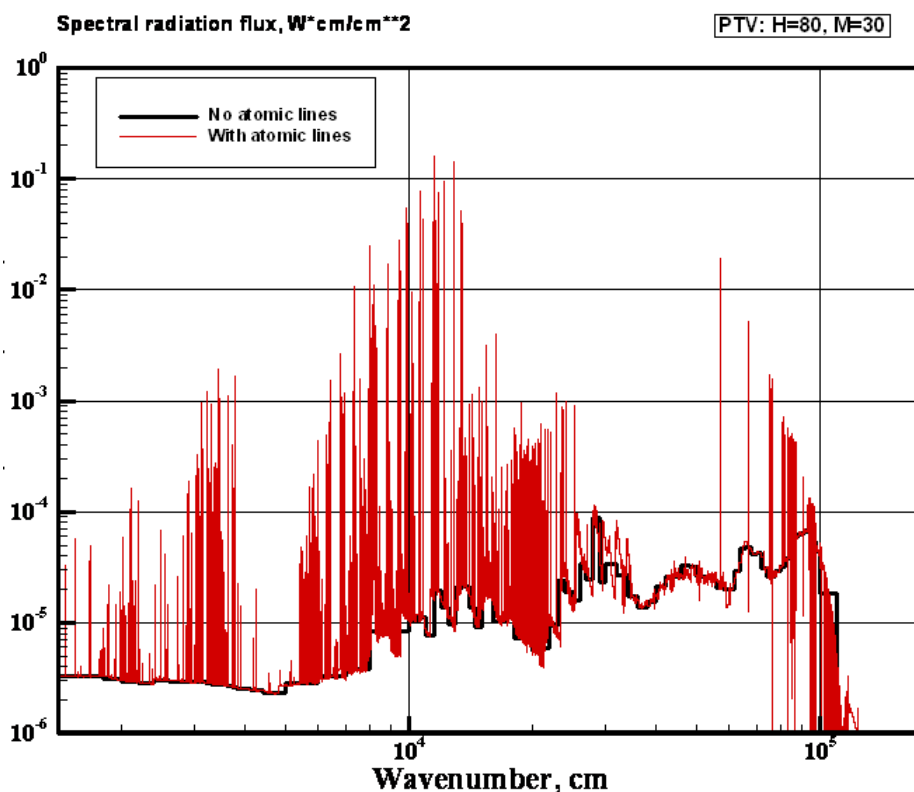


Рис. 62. Плотность спектральных радиационных потоков к поверхности ПТК с учетом и без учета атомных линий при $H = 80$ км, $M = 30$

Литература

1. Суржиков С.Т. Исследование влияния кинетических моделей на результаты расчетов радиационно-конвективного нагрева космического аппарата в летном эксперименте FIRE-II// *Химическая Физика*. 2008. Т.27. №10. 14. С.63–76.
2. Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. Wiley-Interscience Publication, J. Wiley & Sons. New-York, 1990
3. Surzhikov S.T., Shang J.S., "Radiative and Convective Heating of ORION Space Vehicles at Earth Orbital Entries," *AIAA Paper* 2011-251, 2011, 22 p.
4. Diadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., and Surzhikov S., "Nonequilibrium radiative gasdynamics of segmental-conical space vehicle of large size," *AIAA Paper* 2011-453, 2011, 29 p.
5. Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating Nonequilibrium Flow for Ablative Earth Entry// *J. of Spacecraft and Rockets*. 2010. Vol.47. No.5. pp.806–815.
6. Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating Stardust Earth Reentry with Radiation Heat Transfer// *J. of Spacecraft and Rockets*. 2011. Vol. 48. No.3. pp.385–396.
7. Surzhikov S.T., Shang J.S. Coupled Radiation-Gasdynamic Model for Stardust Earth Entry Simulation// *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2012. Vol. 49. No.5. pp.875–888.
8. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. "Nonequilibrium Stagnation-Line Radiative Heating for Fire-II," *JSR*, Vol. 45, No.6, 2008, pp.1185–1195.
9. Горелов В.А., Киреев А.Ю. Физико-химическая модель формирования неравновесного излучения N_2 в области вакуумного ультрафиолета за ударной волной в воздухе. // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2014, Том.15, Вып.1. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-11-27-010.pdf>
10. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемого аппарата с разрушаемой тепловой защитой// *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2012, Том.13, Вып.2. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-12-26-001.pdf>
11. Суржиков С.Т. Перспективы многоуровневого подхода к задачам компьютерной аэрофизики// *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2008, Том.7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-002.pdf>

12. Власов В.И., Залогин Г.Н., Прутько К.А. Возбуждение электронных состояний и ионизация атомов за сильными ударными волнами в воздухе// Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014, Том.15, Вып.4. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-11-28-002.pdf>
13. Surzhikov S.T., "Random models of Atomic Lines for Calculation of Radiative Heat Transfer in Laser Supported Waves." *AIAA Paper 97-2367*. 1997, 11 p.
14. Суржиков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2004, 576 с.
15. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2004, 544 с.
16. Surzhikov S.T. "Computing System for Mathematical Simulation of Selective Radiation Transfer," *AIAA Paper* № 00-2369. 2000, 15 p.
17. Surzhikov S.T. "Data Base of Atomic Lines for Radiative Gas Dynamic Models," *AIAA Paper* 02-2898. 2002, 46 p.
18. Olynick, D.R., Henline, W.D., Hartung L.C., and Candler, G.V., Comparison of Coupled Radiative Navier-Stokes Flow Solutions with the Project Fire-II Flight Data, *AIAA Paper 94-1955*, 1994, 15 p.
19. Cauchon, D. L., "Radiative Heating Results from the Fire II Flight Experiment at Reentry Velocity of 11.4 Km/s," NASA TM X- 1402, July 1967.
20. Olynick D., Chen Y.-K., Tauber M.E. "Aerothermodynamics of the Stardust Sample Return Capsule," *J. Spacecraft and Rockets*, 1999, Vol. 36. No. 3. Pp.442–462.
21. Djadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., Surzhikov S., "Uncertainties in Heating Predictions of Segmental-Conical Space Vehicle Resulting From Data on Chemical and Physical Kinetics", *AIAA-2013-1056*, 51st Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition 07-10 January 2013. Grapevine (Dallas/ Ft. Worth Region), Texas, USA. 43 p. DOI: 10.2514/6.2013-1056
22. Суржиков С.Т. Анализ моделей ионизационной кинетики при гиперзвуковом обтекании цилиндра// Журнал химической физики. 2010. Т.29. №7. С.48–62.