

УДК 533.49

**ЛУЧИСТО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ****Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Чураков Д.А.***ЦНИИ машиностроения, г.Королёв, Московская область*[E-mail:](#)**Аннотация**

Рассмотрены особенности лучисто-конвективного теплообмена спускаемых аппаратов (СА) сегментально-конической формы, входящих в атмосферу Земли с орбиты ее искусственного спутника (скорость входа  $V = 7.5$  км/с) и после планируемых полетов к Луне и Марсу (скорость входа  $V = 11.6$  км/с). Проводится анализ физических моделей, используемых при расчетах лучистого теплообмена и границ их применимости. Представлен метод расчета лучисто-конвективного теплообмена СА, основанный на решении уравнений Навье-Стокса для равновесно-диссоциирующего воздуха и результаты ее тестирования по имеющимся экспериментальным данным, включая летные эксперименты.

**RADIATIVE-CONVECTIVE HEAT TRANSFER OF REENTRY VEHICLES**

Peculiarities of radiative-convective heat transfer of truncated sphere shaped reentry vehicles are considered either for orbital entry to the Earth atmosphere (entry velocity of  $V = 7.5$  km/s) or after planned Lunar or Martian mission returns (entry velocity of  $V = 11.6$  km/s). Both physical models used for radiative heat transfer predictions and their applicability margins are analyzed. A method for numerical simulation of reentry vehicles radiative-convective heating based on integration of Navier-Stokes equations for equilibrium air as well as the validation of the method using available experimental data including flight tests are presented.

В настоящее время в качестве форм-кандидатов пилотируемых спускаемых аппаратов нового поколения, предполагаемых к использованию как для полетов к Международной космической станции (МКС), так и для экспедиций к Луне и Марсу, в первую очередь рассматриваются аппараты капсульного типа, сегментально-конической формы, в основном.

К пилотируемым космическим аппаратам капсульного типа в основном сегментально-конической формы относятся: «Союз», «Союз-Т», «Союз-ТМ», «Союз-ТМА», «Алмаз» (Россия), «Меркурий», «Джемини», «Аполлон», «Дракон» (США), «Шэньчжоу» (Китай). Успешные исследовательские программы были осуществлены с использованием автоматических аппаратов капсульного типа: ВКА «Зонд» (Россия), ВКА миссий GENESIS, STARDUST (США), капсул MIRKA, ARD (ЕКА), OREX (Япония), SRE-1 (Индия).

С целью сокращения времени проектирования и расходов на дорогостоящую экспериментальную отработку разрабатываемых космических аппаратов в настоящее время все большее внимание уделяется вопросу численного моделирования процессов, сопутствующих входу таких аппаратов в атмосферу Земли. Для выбора систем и материалов тепловой защиты и определения ее температурных режимов проводятся расчеты обтекания и теплообмена СА с учетом эффектов реального газа – физико-химических процессов, излучения и др. Хотя такие исследования проводятся уже достаточно длительное время, используемые в расчетах физические и математические модели и методы постоянно совершенствуются и уточняются, что существенно повышает точность определения параметров вновь разрабатываемого аппарата.

Ниже приведен обзор и анализ теоретических и экспериментальных (лабораторных и летных) результатов, полученных к настоящему времени, а также результаты расчетов по разработанной методике.

## 1. Теплообмен СА при входе в атмосферу с орбиты искусственного спутника Земли

Для условий входа СА сегментально-конической формы в атмосферу Земли со скоростями  $V \approx 7.5$  км/с методы расчета конвективного теплообмена достаточно хорошо отработаны [1]. Влияние каталитичности поверхности тепловой защиты в отношении реакций рекомбинации атомов азота и кислорода, для таких аппаратов меньше, чем для аппаратов планирующего спуска. Переход течения в пограничном слое от ламинарного к турбулентному возможен только на высотах  $H < 50$  км, т.е. вне зоны максимального нагрева. Наибольшая неопределенность в расчетах конвективного теплообмена из-за сложного характера течения имеет место в подветренной и донной областях.

Что касается лучистого теплообмена, то закономерности лучисто-конвективного теплообмена спускаемых аппаратов рассматривались во многих работах. В экспериментах по исследованию излучения воздуха за ударными волнами в воздухе [2, 3] показано, что интегральная интенсивность излучения от неравновесной зоны (тепловой поток) при  $V = 7.5$  км/с не превышает  $100$  кВт/м<sup>2</sup>. В [4], на основе проведенных расчетов теплообмена аппаратов «Восток», «Восход», «Союз», «Луна», «Зонд» сделан важный вывод, что при входе в атмосферу Земли со скоростями  $V \leq 8$  км/с лучистый тепловой поток к аппаратам сферической и сегментально-конической формы (при характерных размерах СА  $\sim 1 - 5$  м) пренебрежимо мал по сравнению с конвективным. Аналогичные выводы были сделаны и зарубежными исследователями [5]. Для СА большого размера (диаметром  $\sim 3-5$  м) конвективные и лучистые тепловые потоки сравниваются лишь при скорости  $V \geq 10$  км/с. Низкий уровень лучистых тепловых потоков, по сравнению с конвективными, подтверждают также данные, полученные в летных испытаниях многоразовых аппаратов «Space Shuttle», Бор, Буран и японского летного демонстратора OREX. Отметим, что в этих летных экспериментах непосредственных измерений конвективных тепловых потоков не проводилось. Измерялась температура приповерхностного слоя тепловой защиты, которая отвечала суммарному воздействию конвективного и лучистого (если он присутствовал) нагрева.

Результаты расчетов конвективного теплообмена ЛА Бор и Буран, проведенные в ЦНИИмаш [6, 7], полученные без учета лучистого теплообмена хорошо согласуются с данными, полученными в летных условиях. Расчеты теплообмена аппарата «Space Shuttle», описанные в многочисленных работах, выполненные без учета излучения, также хорошо согласуются с данными летных экспериментов.

После запуска летательного аппарата OREX (диаметр миделя  $D = 3.4$  м), входящего в атмосферу со скоростью  $V = 7.4$  км/с, многими авторами были проведены расчетно-теоретические исследования [8–13] с целью валидации и уточнения используемых газодинамических и физико-химических моделей. Результаты расчетов [13], выполненных с использованием физико-химической и математической модели, разработанных в ЦНИИмаш, находятся в хорошем согласии с этим экспериментом. Полученные в этих работах данные показывают, что точность расчета конвективных потоков составляет  $\sim 20\%$ . Расчетные значения, полученные в равновесном приближении, несколько превышают измеренные из-за влияния каталитичности. Никаких аномалий в ходе кривых не наблюдается. Из приведенных данных можно заключить, что даже если лучистый нагрев имеет место, то величина лучистого теплового потока не превышает погрешности определения конвективной составляющей.

## 2. Модели излучения, используемые для расчета лучистого теплообмена СА

Для СА, входящих в атмосферу Земли со второй космической скоростью, результаты расчетов конвективного и лучистого теплообмена в значительной степени зависят от выбора газодинамической, физико-химической и радиационной моделей высокотемпературного воздуха. В такой сложной задаче конечный результат определяется правильным выбором

каждой из моделей и определением границ их применимости. Положение этих границ по высотам и скоростям полета зависят от размеров СА и его траекторных параметров. В настоящее время при проведении расчетов используются уравнения Навье-Стокса, достаточно надежно описывающих гиперзвуковое обтекание аппаратов сложной формы. Для описания физико-химических процессов, протекающих в высокотемпературном воздухе, используются равновесная и неравновесная модели. При скоростях полета  $V > 9$  км/с неравновесная модель может давать существенное различие в определении параметров ударного слоя (температуры, концентраций частиц и т.д.) в зависимости от набора кинетических характеристик [14]. Это связано с недостаточной изученностью процессов, протекающих в воздухе за сильными ударными волнами и трудностями экспериментального определения их кинетических характеристик. Наибольшие трудности возникают при выборе радиационной модели, которая должна учитывать как газодинамические особенности течения (ударные волны, пограничный слой), так и наличие областей с сильно неравновесными параметрами и различными оптическими толщинами.

Наибольшее распространение при проведении расчетов лучистого теплообмена СА в настоящее время получили три радиационные модели воздуха.

Модель 1. При больших плотностях и высоких температурах, когда протекающие в газе физико-химические процессы близки к равновесию, для расчета интенсивности излучения от газового объема достаточно знание зависимости коэффициентов поглощения от давления, температуры и длины волны. Эти коэффициенты в настоящее время достаточно хорошо известны [15, 16] и записаны в широком диапазоне условий, что позволяет использовать их практически для любой газодинамической задачи, решаемой в равновесной постановке. Использование этой модели не предусматривает расчет интенсивности излучения в релаксационной зоне за ударной волной. Область ее применимости ограничена условиями обтекания с зоной релаксации много меньшей толщины ударного слоя при условии, что вклад излучения из этой зоны в полный поток не является определяющим. Эта модель реализуется с использованием приближенного (многогруппового) описания зависимости коэффициента поглощения от температуры и давления. Погрешность этой модели связана с трудностями приближенного описания излучения атомных линий и в некоторых случаях этот вопрос требует дополнительного анализа.

Модель 2. При малых плотностях газа длины зон релаксации неравновесных процессов могут быть сравнимы с характерными размерами областей течения. При этом возникает проблема определения интенсивности излучения из областей неравновесного течения, т.е. неравновесного излучения. Характер такого излучения связан как с неравновесным протеканием химических реакций и реакций ионизации, так и с неравновесной заселенностью излучающих электронно-возбужденных состояний атомов и молекул, на процесс обеднения которых существенное влияние может оказывать высвечивание энергии с них [2]. В этой модели для определения концентраций частиц на каждом возбужденном состоянии должно решаться уравнение, учитывающее процессы возбуждения и дезактивации при столкновениях, фотовозбуждение и высвечивание, а также ионизация с этого уровня и рекомбинация на него. При этом задача определения интенсивности излучения существенно усложняется, что связано с необходимостью учета значительно большего числа элементарных процессов и определения их сечений (констант скоростей).

Понятие температуры заселения электронно-возбужденных состояний в этой модели обычно не вводится, хотя ее можно формально определить по концентрации молекул или атомов в возбужденных состояниях.

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию свечения неравновесных газовых потоков, в настоящее время не существует единого методического подхода к решению данной задачи. Это приводит к существенному расхождению результатов при использовании различных методов определения лучистых тепловых потоков как при первой космической скорости входа СА в атмосферу Земли ( $V \approx 8$  км/с), так и при второй ( $V \approx 11.6$  км/с). Результаты расчетов интенсивности неравновесного излучения могут

также достаточно сильно различаться из-за того, что на неточность знания констант скоростей основных химических реакций, реакций ионизации и релаксации внутренних степеней свободы молекул накладывается неточность констант скоростей возбуждения электронных состояний молекул, атомов и их ионов. Кроме того, процессы энергообмена между молекулами с возбужденными степенями свободы частиц всё ещё изучены недостаточно.

В общем виде модель 2 пока не реализована, и ниже отметим лишь некоторые возможные ее упрощения и особенности таких течений.

При относительно малом энергетическом вкладе излучения в общее течение его вместе с заселенностью излучающих уровней можно рассчитывать по газодинамическому полю, полученному без учета излучения. Для оптически тонких излучающих областей, когда фотовозбуждением можно пренебречь, такая модель хорошо описывает ультрафиолетовое излучение ударного слоя. В [17-19] проводится сравнение яркости излучения ударного слоя, наблюдаемого с Международной космической станции при спуске СА «Союз-ТМА», входящего в атмосферу и с результатами расчетов.

Более того в оптически тонких слоях с малой плотностью возможна ситуация, когда излучение газа будет неравновесным даже из области с температурой и составом, близкими к равновесным, или, в общем случае, к квазистационарным [20, 21], когда возбуждение уровней за счет столкновений компенсируется высвечиванием энергии с них – эффект «предела по столкновениям». Такие в целом неравновесные, но квазистационарные состояния наблюдались в ударных трубах в пробках за зоной релаксации при больших скоростях ударных волн [20, 21].

При высоких скоростях полета ( $V > 9$  км/с) влияния обеднения заселенности возбужденных состояний атомов за счет высвечивания энергии с них может также существенно замедлить процесс ионизации атомов [20, 21]. Этим эффектом объясняется, в частности, большой разброс констант скоростей ионизации атомов электронным ударом, используемых различными авторами [14]. Как следствие этого эффекта, из-за значительно меньшей степени ионизации на выходе из условной зоны релаксации температура газа может оказаться существенно выше равновесной. Дело в том, что при малых плотностях газа из-за обеднения высоко лежащих уровней за счет высвечивания не происходит образования электронной лавины, связанной с ионизацией атомов O и N, и доля энергии, затраченной на ионизацию, оказывается малой по сравнению с той же при термодинамическом равновесии. Возникающий при этом избыток энергии идет на повышение температуры газа. При скоростях  $V \sim 10-11$  км/с это повышение может составлять несколько тысяч градусов.

Значительное снижение концентрации электронов по сравнению с равновесными значениями в области с квазистационарными параметрами и повышение температуры наблюдалось в экспериментах в ударной трубе [21]. На рис.1 видно существенное отличие измеренных значений  $n_e$  в пробке за УВ от соответствующих  $n_{ep}$  ( $\bar{n} = n_e/n_{ep}$ ). Стрелками I и II около оси абсцисс показаны значения скорости УВ, при которых в равновесном расчете концентрации ионов  $NO^+$  и  $N^+$  сравниваются.

На рис. 2 показаны результаты расчетов заселенности электронных состояний атомов азота за ударной волной, проведенных с учетом процессов столкновительного и радиационного возбуждения, высвечивания и др., от энергии возбуждения на расстоянии  $z = 1$  см от фронта [22]. Красной пунктирной кривой соответствует больцмановская заселенность, а черной – заселенность, рассчитанная по формуле Саха-Больцмана (см. [22]). По мере увеличения энергии возбужденного состояния отклонение заселенности этих состояний от больцмановского возрастает, и для высоко расположенных уровней может достигать трех порядков. Расчеты (зеленая кривая) по крайней мере, качественно согласуются с экспериментальными данными (синие точки). Обычно используемые константы ступенчатой ионизации атомов, в том числе данные Парка [23], в этих условиях неприменимы.

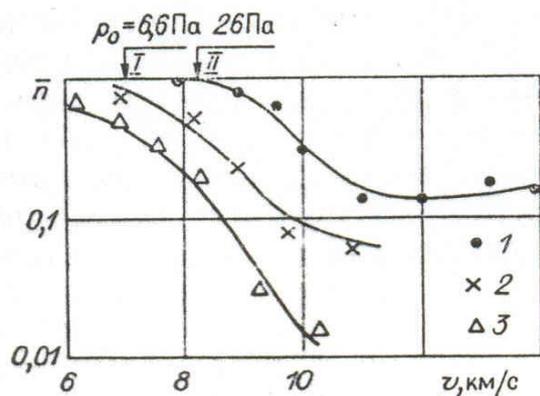


Рис.1. Результаты измерений  $n_e$  в пробке за УВ [21]. Кривые 1, 2, 3 соответствуют давлениям  $p_0 = 26, 13$  и  $6.6$  Па

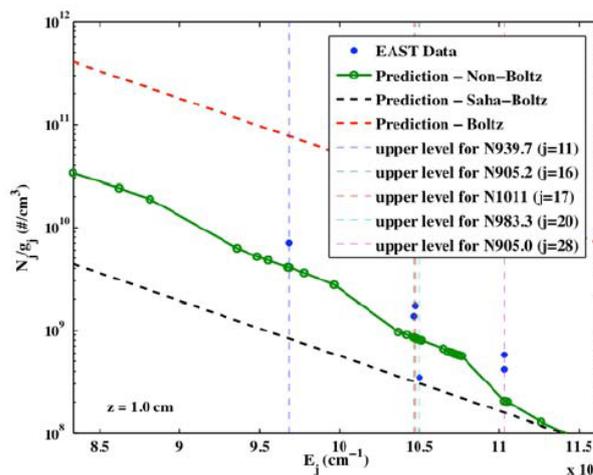


Рис.2. Изменение заселенности возбужденных состояний атомов азота за фронтом ударной волны от энергии возбуждения [22].  $V = 9.989$  км/с,  $p_0 = 13$  Па

Модель 3. Излучение рассчитывается для химически неравновесного газа в предположении бoльцмановского распределения по электронным состояниям, вместо строгого уравнения кинетики (релаксации) для этих состояний с учетом столкновений, высвечивания и т.д. (например, [24]). Температура заселения электронных состояний принимается поступательной или электронной, что в первом случае может привести к многократному увеличению радиационных тепловых потоков, а во втором требует обоснований или комментариев. Электронная температура при наличии молекул  $N_2$  принимается совпадающей с колебательной температурой этих молекул, из-за высокой скорости энергообмена между свободными электронами и колебательно возбужденными состояниями. Это упрощение позволяет рассчитывать заселенность электронных состояний по известному неравновесному химическому составу. Однако, в действительности эффект «предела по столкновениям» [2] приводит к обеднению электронных состояний молекул, аналогично случаю рассмотренному выше для атомов. Эти состояния могут иметь сильно различающиеся времена жизни. Например, для  $N_2(B^3\Pi_g)$  и  $N_2(C^3\Sigma_u)$  времена жизни равны соответственно  $0.71 \cdot 10^{-5}$  с и  $0.38 \cdot 10^{-7}$  с. Поэтому в оптически тонком слое разреженного газа начиная с некоторой плотности газа (высоты полета) температуры их заселения не совпадают между собой и с электронной температурой. Разница между температурой заселения какого либо электронного состояния атома или молекулы и электронной температурой определяется соотношением характерных времен процессов дезактивации при столкновениях  $\tau_c$  и временами жизни  $\tau_r$  [2]. Более подробно этот вопрос рассмотрен в [25].

### 3. Метод расчета обтекания и конвективно-лучистого теплообмена СА

В данной работе для расчетов конвективно-лучистого теплообмена используется следующий подход. Для решения газодинамической задачи применяется конечнообъемный метод решения полных уравнений Навье-Стокса (FV-AUSM-TVD-NS) с многоблочными и неструктурированными сетками [26]. Воздух считается равновесным. Для моделирования турбулентного теплообмена возможно использование различных моделей (Baldwin-Lomax, Spalart-Allmaras, Menter-kw-SST), но все приведенные ниже расчеты выполнены для ламинарного течения, реализация которого в анализируемых экспериментах подтверждается сравнением расчетных и экспериментальных данных. Для моделирования излучения применяется многогрупповая модель коэффициента поглощения [15]. Перенос излучения рассчитывается в приближении плоского слоя. Разработанная методика и программа тестировалась путем сравнения авторских расчетов с данными трубных и летных экспериментов по конвективному и лучистому теплообмену.

На рис. 3 показана модель аппарата ORION с донной державкой, а на рис. 4 показаны экспериментальные [27] и расчетные распределения теплового потока в плоскости симметрии модели на лобовой и подветренной части модели при параметрах потока:  $\alpha = 28^\circ$ ,  $M_\infty = 9.64$ ,  $Re_{\infty,D} = 1.11 \cdot 10^6$ ,  $T_0 = 1110\text{K}$ ,  $T_w/T_0 = 0.27$ . Как видно, результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

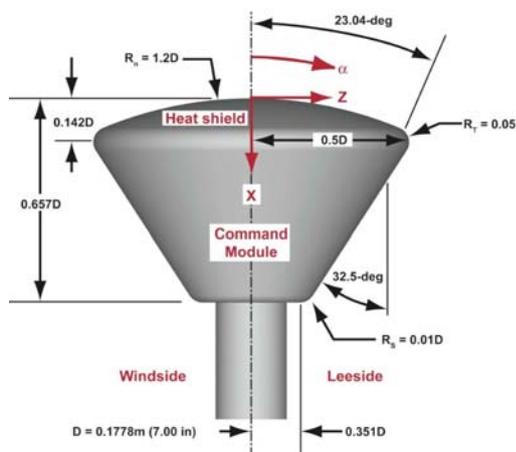


Рис.3. Модель СА ORION с державкой

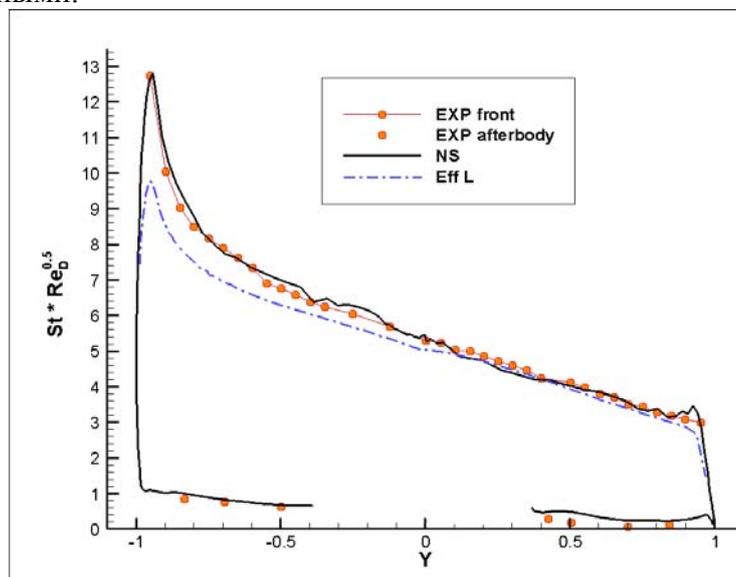


Рис.4. Распределения теплового потока в плоскости симметрии модели на лобовой и подветренной части модели

На рис. 5 показана картина обтекания и линии тока модели марсианского аппарата Mars Pathfinder с державкой [28]. На рис. 6 приведено сравнение экспериментальных и расчетных данных по теплообмену (число Стантона St) на лобовой поверхности (а) и в донной области и державке (б) при параметрах потока:  $M_\infty = 9.8$ ,  $Re_{\infty,R} = 8.23 \cdot 10^4$ .

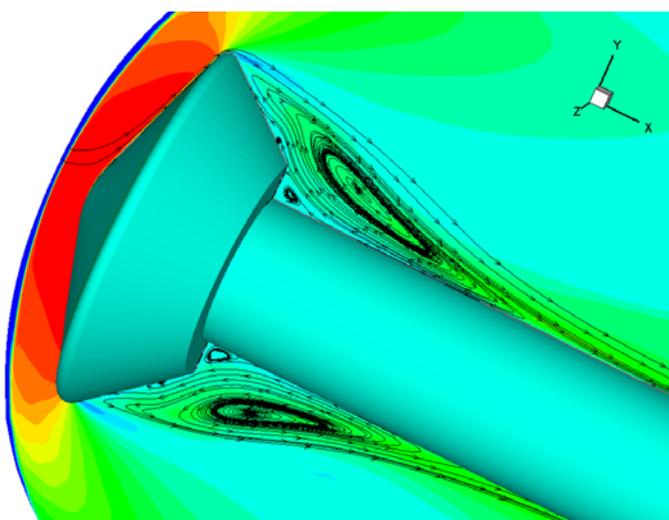


Рис.5. Модель марсианского аппарата MPF с державкой. Поле течения и линии тока

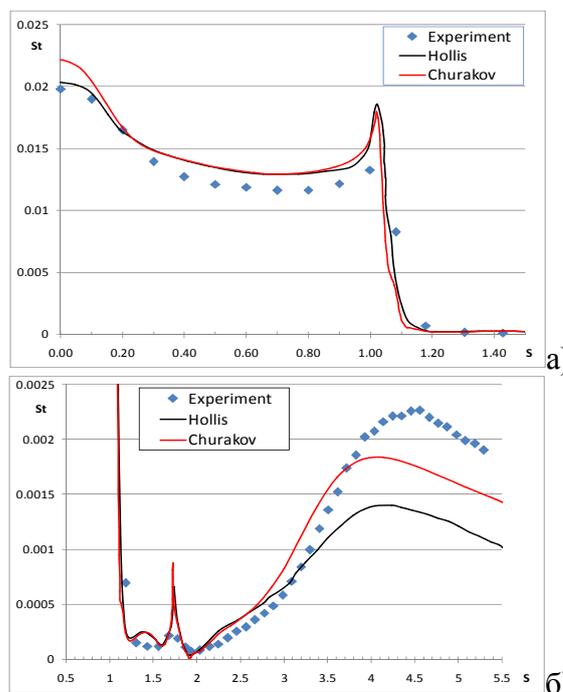


Рис.6. Экспериментальные и расчетные данные по теплообмену. а) – лобовая поверхность, б)–донная область и державка

Возрастание теплового потока на державке, наблюдаемое в эксперименте, связано, по-видимому, с переходом режима течения в пограничном слое от ламинарного к турбулентному.

В летных условиях измерения лучисто-конвективного теплообмена при входе СА со второй космической скоростью проводилось на СА Аполлон и по программе Fire. СА в программе Fire повторял форму СА Аполлон уменьшенную ~ в 4 раза. СА Аполлон-4 был оснащен 17 датчиками давления, 23 калориметрами и радиометром для измерения лучистого теплового потока такого же типа, как в программе Fire. Расположение датчиков теплового потока показано на рис. 7 из [29, 30].

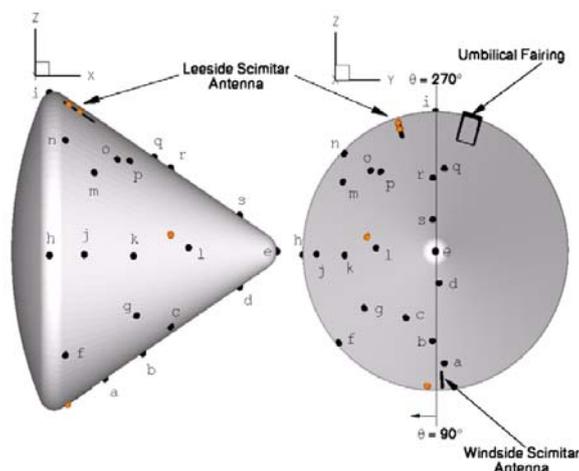


Рис. 7. Расположение датчиков на боковой и донной частях СА Аполлон-4

Сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными проводилось в точке траектории  $t = 4900$  с, с параметрами  $H = 52.4$  км,  $V = 4530$  м/с,  $M = 13.2$ ,  $\alpha = 18.6^\circ$ ,  $Re_D = 7.6 \cdot 10^5$ . На рис. 8 приведено сравнение распределения конвективных тепловых потоков в плоскости симметрии СА, полученных в данной работе, в работе [29] и в летном эксперименте [28]. Распределение тепловых потоков в плоскости  $y = 0$  показано на рис. 9. Согласие результатов можно считать достаточно хорошим за исключением области в окрестности задней критической точки.

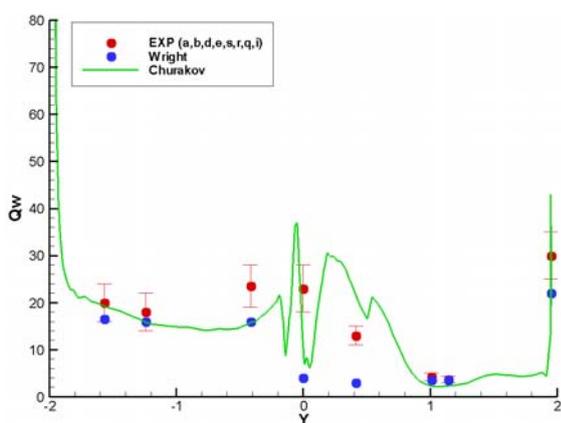


Рис.8. Распределение тепловых потоков в плоскости симметрии ВА

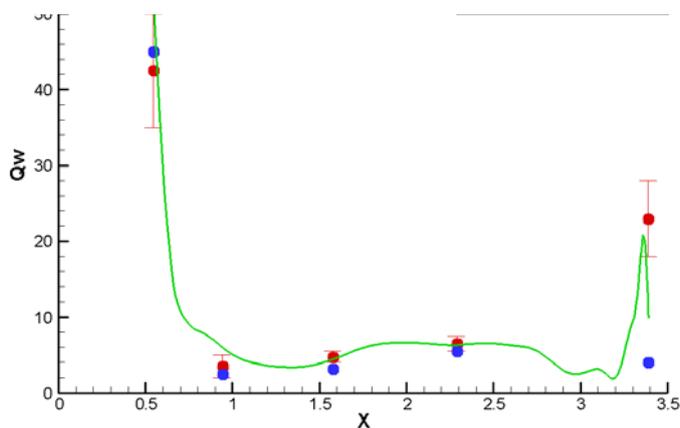


Рис.9. Распределение тепловых потоков в плоскости  $y=0$

На рис. 10 показана зависимость интенсивности излучения в спектральном диапазоне радиометра (0.2-6 eV, длины волн  $\lambda = 0.2-6$  мкм) в окрестности критической точки (место расположения радиометра на СА) по траектории (данные [29]). Сплошными черными

линиями показан разброс показаний радиометра. Красными точками результаты данной работы. Треугольниками показаны результаты расчетов [31]. В [31] расчеты проводились для эквивалентной по конвективному тепловому потоку сферическому затуплению. Расчетные значения, полученные в данной работе хорошо согласуются с данными летных измерений за исключением области с максимальным значением лучистого теплового потока. В этой области возможно экранирование излучения ударного слоя продуктами разрушения ТЗМ, что приводит к занижению показаний радиометра. Данные [31] несколько превышают измеренные в окрестности максимума. На рис. 11 показано изменение лучистого теплового потока по траектории. Максимальное значение лучистого теплового потока достигается на высоте  $H \approx 60$  км при скорости  $V = 10.25$  км/с и составляет  $q_r = 3000$  кВт/м<sup>2</sup>. Использование для аппроксимации коэффициентов поглощения с большим числом групп (39) не дает заметного изменения в значениях лучистого теплового потока.

Удивительное на первый взгляд согласие результатов расчетов, проведенных по равновесной модели воздуха и излучения (настоящая работа) и более сложной неравновесной модели газа и излучения [31] и данных летных экспериментов объясняется следующим. Результаты измерений спектральной интенсивности излучения за ударной волной, проведенных в электроразрядной ударной трубе [22] при скоростях ударных волн  $V = 9-11$  км/с и начальных давлениях  $p_\infty = 0.1$  и  $0.3$  Тор (высоты в атмосфере Земли  $H = 63.5$  км и  $55.7$  км соответствуют максимальному лучистому нагреву СА Орион), показали, что длина зоны релаксации не превышает  $\delta_{хим} < 2$  см. Кроме того интенсивность излучения из неравновесной зоны также невелика, что объясняется снижением интенсивности молекулярного излучения за счет «предела по столкновениям». Для тел больших размеров ( $D \sim m$ ) толщина ударного слоя  $\delta \sim 25-30$  см, т.е.  $\delta_{хим}/\delta \ll 1$ . Толщина пограничного слоя также не велика. При этом основная часть ударного слоя равновесна и границы применимости равновесной модели газа и излучения не нарушаются. Такая ситуация реализуется до высот  $H \leq 75$  км ( $t > 10$  с). На больших высотах вклад излучения от релаксационной зоны может быть значительным. Расчеты, проведенные по равновесной модели при  $t = 10$  с, дают заниженные значения интенсивности излучения по сравнению с измеренной (см. рис. 10). Однако, в этих условиях лучистый поток в несколько раз ниже максимального.

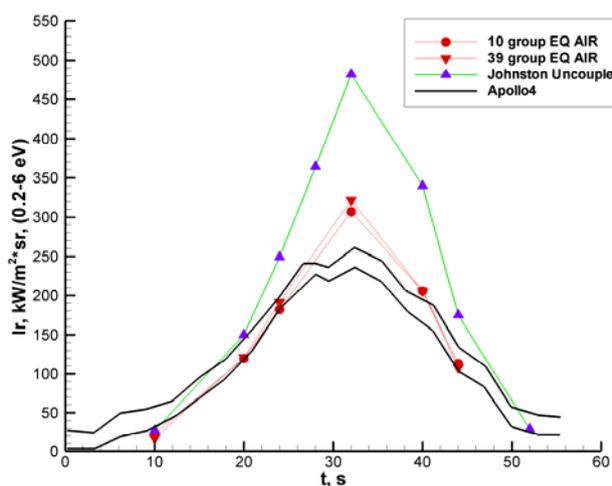


Рис.10. Сравнение рассчитанной и измеренной интенсивности излучения в диапазоне  $\lambda = 0.2-6$  мкм

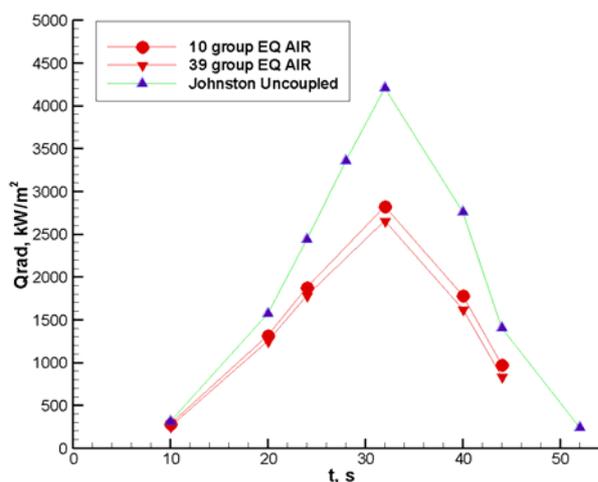


Рис.11. Лучистый тепловой поток к поверхности СА Аполлон-4

С уменьшением размеров СА при одинаковых скоростях входа в атмосферу граница применимости равновесной модели будет сдвигаться в сторону меньших высот полета,

поскольку толщина релаксационной зоны  $\delta_{\text{хим}}$  не зависит от размера (закон бинарного подобия), а толщина ударного слоя  $\delta \sim D$ .

Аналогичные расчеты интенсивности излучения в спектральном диапазоне радиометра были проведены для СА Fire-II. Аппарат Fire-II повторял форму СА Аполлон-4. В полете проводились измерения давления в ряде точек на поверхности аппаратов, лучистые потоки с помощью радиометров и полные тепловые потоки калориметрическими датчиками. При большой скорости входа  $V = 11.4$  км/с тепловые потоки к поверхности аппарата очень высоки ( $\sim 10\text{-}12$  МВт/м<sup>2</sup>) и ни один материал не может выдержать такую тепловую нагрузку без разрушения. В то же время применение уносимой тепловой защиты не позволяет проводить измерения излучения высокотемпературного воздуха из ударного слоя из-за влияния продуктов разрушения уносимого ТЗМ. Эта проблема была решена путем использования лобового щита состоящего из трех слоев высокотемпературного металла – бериллия (температура плавления  $T = 1560$  К). Щиты имели размеры  $D = 67.2, 63$  и  $58.7$  см. Первые два щита отстреливались при достижении определенной температуры (до начала плавления).

Данные по лучистому и конвективному теплообмену, полученные в этом летном эксперименте (1965 г.), до настоящего времени используются для тестирования программ расчета теплообмена. На рис. 12, заимствованном из [31], показаны сравнения расчетных значений интенсивности излучения, полученных в ряде работ, с показанием радиометра. Так же как на рис. 10 сплошными черными кривыми показаны предельные значения показаний радиометра. Провал при  $t = 1641$  с соответствует моменту сброса бериллиевого щита. Лучшее согласие расчетов с летными данными получено в работах Парка [32] и Саттона [33]. В [31] результаты несколько занижены, а в работе Gupta R.N. (1987 г.) – завышены.

В данной работе расчеты проводились для точек траектории  $t = 1643$  и  $1645$  с, с параметрами  $H = 53.04, 48.37$  км и  $V = 10.480, 9.830$  км/с, соответственно. На этих режимах полета толщина релаксационной зоны мала и основная часть ударного слоя близка к равновесию. Полученные в равновесном приближении расчетные значения интенсивности излучения в спектральном диапазоне радиометра (рис.13, красные точки) хорошо согласуются с данными летного эксперимента и расчетами Парка и Саттона (на рис.12).

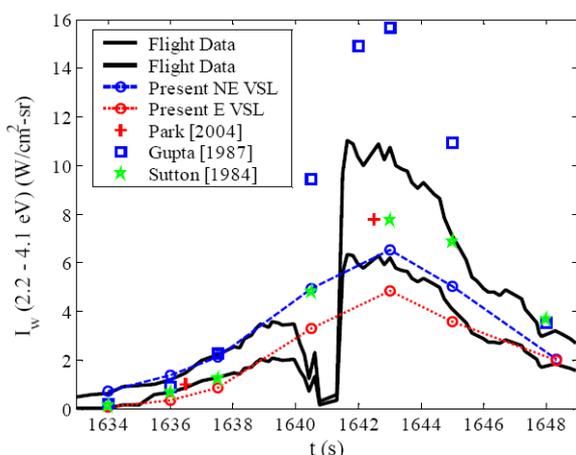


Рис.12. Сравнение расчетов с летными данными (Johnston C.O. [31])

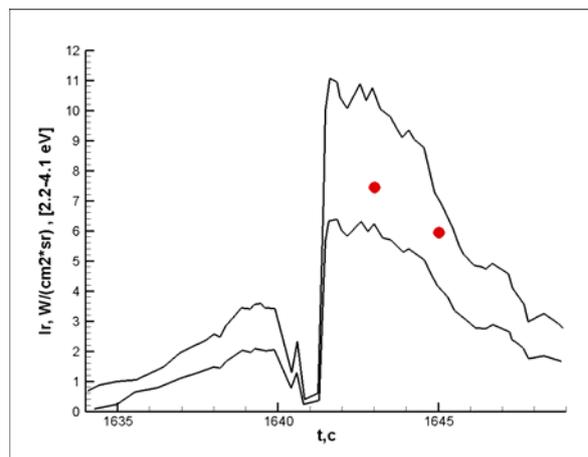


Рис.13. Сравнение расчетов с летными данными

## Выводы

1. При скоростях входа СА в атмосферу ( $V \sim 7.5$  км/с) лучистые тепловые потоки малы по сравнению с конвективными. Конвективный теплообмен в значительной степени зависит от каталитичности материала тепловой защиты.
2. При расчете лучистого теплообмена СА больших размеров ( $V \sim 10\text{-}12$  км/с) в области максимальных тепловых нагрузок хорошие результаты дает равновесная

- радиационная модель воздуха. Это связано с малой протяженностью релаксационной зоны по сравнению с отходом ударной волны и влиянием «предела по столкновениям», снижающим вклад молекулярного излучения из зоны релаксации.
3. Неравновесный характер излучения на СА большого размера начинает проявляться на больших высотах  $H > 75 - 80$  км, когда протяженность зоны релаксации увеличивается, а оптическая толщина слоя уменьшается. При этом  $q_r$  составляет  $\sim 10\%$  от  $q_{r \max}$ .
  4. Наибольшую неопределенность в результаты расчетов лучистых тепловых потоков могут вносить следующие процессы:
    - излучение атомных линий;
    - излучение и поглощение воздуха в вакуумном ультрафиолете;
    - поглощение излучения в пограничном слое, в особенности при наличии в нем продуктов разрушения ТЗМ;
    - нарушение локального термодинамического равновесия в процессах ионизации атомов электронным ударом;
    - «предел по столкновениям» при расчетах молекулярного излучения.

### Библиографические ссылки

1. Конвективный теплообмен изделий РКТ. Руководство для конструкторов. Под редакцией докт. техн. наук Б.А. Землянского. Г. Королев, Московской обл. 2010.
2. Тир Т., Георгиев С., Аллен Р. Неравновесное излучение от фронта ударной волны. В кн. :Исследование гиперзвуковых течений. Под редакцией Риддела Ф.Р. М. : Мир, 1964.
3. Camm J., Kivel B., Taylor R., Teare J.D. Absolute Intensity of Non-Equilibrium Radiation in Air and Stagnation Heating at High Altitudes.– JQSRT, 1961, vol. 1, № 1, p. 53.
4. Анфимов Н.А., Румынский А.Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет солнечной системы. Проблемы механики и теплообмена в космической технике. Под ред. О.М. Белоцерковского.– М.: Машиностроение, 1982. 272 с.
5. Андерсон мл. (J.A. Anderson Jr.) Обзор исследований излучающего сжатого слоя с инженерной точки зрения. Ракетная техника и космонавтика т.7, № 9, 1969. С. 3-17. (AIAA Journal. Vol. 7, № 9. 1969).
6. Воинов Л.П., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Тимошенко В.П. Сравнительный анализ лабораторных и натуральных данных о каталитичности материалов теплозащиты ЛА “Бор” и “Буран”. // Космонавтика и ракетостроение, 1994, № 2, с.51-57.
7. Залогин Г.Н., Лунев В.В. О каталитических свойствах материалов в неравновесном потоке диссоциированного воздуха.// Изв. РАН, МЖГ, 1997, №5.
8. Yamamoto Y., Yoshioka M. CFD and FEM Coupling Analysis of OREX Aerothermodynamic Flight data. – AIAA Paper 95-2087, 1995.
9. Inouye Y. OREX Flight – Quick Report and Lessons Learned. – Proc. of Second European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, held in ESTEC. Noordwijk, The Netherlands, ESA SP-367, 1994 pp. 271-278.
10. Watanabe Y., Inouye Y., Akimoto T., et al Computational and Experimental Studies on an Electrostatic Probe and Catalytic Sensor for a Reentry Experiment. – AIAA Paper 93-0479, 1993.
11. Gupta R.N., Moss J.N., Price J.M. Assessment of Thermochemical Nonequilibrium and Slip Effects for Orbital Re-Entry Experiment. – J. Thermophysics and Heat Transfer, 1997, v. 11, № 4, pp.562-569.
12. Kurotaki T. Construction of catalytic model on SiO<sub>2</sub>-based surface for O<sub>2</sub>-O or N<sub>2</sub>-N binary mixture gas. – Proc. of 31st Fluid Dynamics Conf. Japan, 1999, pp.5-8.
13. Власов В. И., Горшков А. Б. Сравнение результатов расчетов гиперзвукового обтекания затупленных тел с летным экспериментом OREX. – Изв. РАН, Механика жидкости и газа, 2001, № 5.
14. Surzhikov S.T., Shang J.S. Kinetic Models Analysis For Super-Orbital Aerophysics. 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7-10 January 2008, Reno, Nevada. AIAA 2008-1278.
15. Каменщиков В.А., Пластинин Ю.А., Николаев В.М., Новицкий Л.А. Радиационные свойства

- газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971, с. 440.
16. Авилова Н.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970, с.320.
  17. Yury A. Plastinin, Georgy F. Karabadzhak, Boris A. Khmelinin, Boris A. Zemliansky, Andrey B. Gorshkov, Georgy N. Zalogin. Measurements of the UV Radiation Generated by the Soyuz Spacecraft Transport Capsule During Re-entry // AIAA Paper 2007-0815, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8 - 11 January 2007, Reno, Nevada.
  18. Горшков А. Б. Излучение в ближнем ультрафиолете при входе космического аппарата в атмосферу Земли // Математическое моделирование. 2009. Т.21. № 6. С.79-88.
  19. Власов В.И., Горшков А.Б., Залогин Г.Н Землянский Б.А., Карабаджак Г.Ф., Пластинин Ю.А., Хмелинин Б.А. Верификация термохимических и радиационных моделей высокотемпературного воздуха по результатам наблюдения ультрафиолетового излучения около спускаемого аппарата «Союз ТМА». Космонавтика и ракетостроение, 2006, вып. 3(44), стр. 116-124.
  20. Залогин Г.Н., Лунев В.В., Пластинин Ю.А. Ионизация и неравновесное излучение воздуха за сильными ударными волнами // Изв. АН СССР, МЖГ, 1980, № 1, с. 105-112.
  21. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. Особенности процессов ионизации и излучения за сильными ударными волнами в воздухе. ПМТФ, 1987, № 6, с. 23-28.
  22. Johnston C.O. A Comparison of EAST Shock-Tube Radiation Measurements With a New Radiation Model. 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7-10 January 2008, Reno, Nevada. AIAA 2008-1245.
  23. Park C., Review of Chemical-Kinetics Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 7, 1993.
  24. Surzhikov S.T., Shang J.S. Radiative and Convective Heating of ORION Space Vehicles at Earth Orbital Entries. 49<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition 4-7 January 2011, Orlando, Florida. AIAA 2011-251.
  25. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. Из-во «Мир». М. 1976. С.496.
  26. Чураков Д.А. Численное исследование теплообмена на поверхности аппарата PRE-X. Научные чтения, посвященные 90-летию со дня рождения Ю.А. Мозжорина. Тез. Докл. ЦНИИмаш. 23-24 ноября 2010 г. с 95.
  27. Hollis B., Berger K., Horvath T. et al. Aeroheating Testing and Predictions for Project Orion CEV at Turbulent Conditions // AIAA Paper 2008-1226, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7 - 10 January 2008, Reno, Nevada.
  28. Hollis Brian R. and Perkins John N. High-Enthalpy and Perfect-Gas Heating Measurements on a Blunt Cone // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 33, No. 5, September-October 1996.
  29. Lee, D.B., Goodrich, W.D. NASA TN D-6028, 1970.
  30. Wright, M.J., et al.. AIAA 2004-2456.
  31. Johnston C.O. Nonequilibrium Shock-Layer Radiative Heating for Earth and Titan Entry. Dissertation Ph. D. Blacksburg, Virginia. 2006.
  32. Park C. Stagnation-Point Radiation for Apollo 4. J. of Thermophysics and Heat Transfer. V. 18, pp. 349-357. 2004.
  33. Sutton K., Air Radiation Revisited. AIAA Paper 84-1733. 1984.

Статья поступила в редакцию 14 января 2012 г.