

УДК 533.49

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ЗА СИЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЗДУХЕ

Власов В.И., Залогин Г.Н., Прутько К.А.

*ЦНИИ машиностроения, г.Королёв, Московская область*  
[zalogin\\_gn@mail.ru](mailto:zalogin_gn@mail.ru)

### Аннотация

При анализе структуры релаксационной зоны за сильными ударными волнами (УВ) в воздухе ( $V > 9$  км/с) применительно к экспериментам в ударных трубах или расчетах обтекания и конвективно-лучистого теплообмена спускаемых аппаратов из-за нарушения локального термодинамического равновесия возникают существенные трудности при выборе констант скоростей ионизации атомов азота и кислорода. В общем случае из-за сложного взаимодействия процессов, протекающих в сжатом слое, ионизация атомов и структура релаксационной зоны за фронтом УВ не описывается в рамках традиционной модели, в которой решается задача Коши с начальными условиями на скачке уплотнения с использованием констант ионизации атомов электронным ударом, зависящих только от температуры электронов. Большие погрешности в определении параметров ударного слоя получаются также и при решении задачи обтекания с использованием уравнений Навье–Стокса и упомянутых констант ионизации атомов. В данной работе на основе анализа имеющихся экспериментальных и расчетно-теоретических данных о процессах возбуждения, ионизации и излучения атомов показано, что скорость ионизации атомов электронным ударом при больших скоростях зависит от температуры, давления и размеров рассматриваемой области и может быть определена только в результате решения задачи с использованием столкновительно-радиационной модели. При использовании такой модели отпадает необходимость выбора константы скорости ионизации и использования дополнительных предположений о распределении атомов по возбужденным состояниям.

## EXCITATION OF ELECTRONIC STATES AND ATOM IONIZATION BEHIND STRONG SHOCK WAVES IN AIR

Vlasov V.I., Zalogin G.N., Prut'ko K.A.

*Central Research Institute of Machine-building, Moscow region, Korolev, Pionerskaya, 4*

Essential difficulties are arisen at due selection of ionization rates for oxygen and nitrogen atoms when analyzing structures of the relaxation zone behind strong shock waves (SW) in air plasma (at  $V > 9$  km/c) both for the shock tube experiments and numerical modeling of convective-radiative heating of reentry vehicles because of violation of local thermodynamic equilibrium (LTE) conditions. In general case the atom ionization and relaxation zone structure behind the shock wave cannot be described within the frameworks of conventional models where the Cauchy problem with initial data imposed at the shock is solved using atomic ionization rate due to electron impact depending only electron temperature, because of very complex interaction of the elemental processes in compressed layer. Extreme uncertainties in specification of the shock layer parameters are also arisen at numerical simulation of vehicle flows with Navier-Stokes equations together with mentioned atom ionization rates. This paper demonstrates (on the basis of analysis of available experimental and numerical data on excitation, ionization and radiation processes) that the atom ionization rate by electron impact at high velocities depends on temperature, pressure and a size of considered domain and can be determined only as a result of problem solution using a radiation-collision model. Using such a model we will escape claim

of selection of the ionization rate constants as well as engaging additional assumptions on atom partitions throughout excited states.

## 1. Введение

В связи с разработкой и проектированием космических аппаратов нового поколения (Orion, Dragon США и перспективный транспортный корабль нового поколения (ПТК НП) Россия), предназначенных для полётов к Луне, а затем и к Марсу, вновь возрос интерес к задаче лучисто-конвективного теплообмена таких аппаратов при входе в атмосферу Земли при их возвращении. Эти задачи достаточно успешно решались и ранее (60–70 годы прошлого века) при выполнении лунной программы в СССР и программы Аполлон в США. В настоящее время в связи с развитием вычислительной техники, методов математического и физического моделирования, новых и уточненных данных по термодинамическим и кинетическим характеристикам высокотемпературного воздуха эта задача решается на новом уровне. Это позволяет снизить погрешности определяемых аэротермодинамических параметров, определяющих нагрев и температурные режимы спускаемого аппарата (СА), и оптимизировать толщины тепловой защиты.

Хотя в постановочном плане задача обтекания и теплообмена СА может быть сформулирована в общем виде, её практическая реализация пока отсутствует. Это связано с двумя аспектами. Во-первых, в расчетах спектрального состава и переноса излучения необходимо учитывать огромное количество линий атомов и молекулярных полос (много тысяч). Во-вторых, в неравновесной постановке многие кинетические характеристики процессов не известны с достаточной точностью. Поэтому во всех существующих в настоящее время методиках расчета лучисто-конвективного теплообмена ВА используются физико-химические и радиационные модели высокотемпературных газов с теми или иными упрощающими предположениями.

Большое количество результатов по рассматриваемому вопросу получено в США с использованием компьютерных кодов LAURA [1], и GIANTS (Gauss–Siedel implicit aerothermodynamic Navier-Stokes code with thermochemical surface conditions) [2] и в России – коды NERAT (Non-Equilibrium Radiation Aero Thermodynamics) [3], а также в работах [4–8], выполненных в ФГУП ЦНИИмаш. В [1–3] учитывается неравновесное протекание физико-химических процессов. Скорости ионизации атомов рассчитываются с использованием данных [9, 10]. В [6–8] лучистый теплообмен рассчитывался в равновесной постановке. Анализ параметров газа в ударном слое около СА, проведенный в многочисленных исследованиях, показывает, что они в значительной степени зависят от термодинамических и кинетических параметров, описывающих высокотемпературные смеси газов. Особенно сильно это проявляется при расчетах движения СА на больших высотах, когда в ударном слое имеется протяженная неравновесная область с высокими температурами. Из всех многочисленных кинетических констант, описывающих зону релаксации за УВ большой интенсивности ( $V > 9$  км/с) в воздухе, наибольшую неопределенность в структуру этой зоны, а также и всего ударного слоя, вносят константы скорости ионизации атомов. В работе [11] показано, что температура газа в ударном слое около СА (проводился расчет СА FIRE-II на высоте  $H = 76.4$  км и скорости  $V = 11.36$  км/с) при использовании констант ионизации из разных источников может отличаться весьма существенно (на несколько тысяч градусов). Это связано с тем, что при использовании минимальных значений константы скорости ионизации (с основного состояния) степень ионизации газа пренебрежимо мала. В то же время при термодинамическом равновесии эта доля составляет  $\Delta h \approx C_{O^+} h_{O^+}^o + C_{N^+} h_{N^+}^o$ , где  $h_{O^+}$  и  $h_{N^+}$  - энтальпии образования ионов. Поскольку газ при таких условиях состоит в основном из атомов O и N, и никаких неупругих процессов в нем не происходит, вся энергия  $\Delta h$  идет на повышение температуры газа. Величина  $\Delta T = T^* - T_p$  определяется выражением  $\Delta T = \Delta h / c_p$ , где  $c_p$  - замороженная теплоем-

кость при постоянном давлении, равная в данном случае  $c_p \approx 1.3$  кДж/кг К, и возрастает с увеличением скорости УВ.

Толщина ударного слоя также сильно зависит от выбранной константы скорости ионизации. Поэтому выбор этого параметра является определяющим при расчетах лучисто-конвективного теплообмена  $CA$ .

## 2. Экспериментальные данные по ионизации атомов за ударными волнами

Вопросу ионизации за ударными волнами уделялось и уделяется большое внимание. Применительно к задачам входа в атмосферу со второй космической скоростью основными процессами, влияющими на структуру ударного слоя около  $CA$ , становятся процессы ионизации атомов при столкновениях с электронами. В данном разделе не претендуя на полноту обзора имеющихся (весьма многочисленных) литературных данных, проведен анализ результатов измерений электронных концентраций, полученных разными авторами. Эти данные демонстрируют их большой разброс, который в некоторых случаях трудно объяснить.

Вместе с этим из-за большой энергоёмкости процесс ионизации начинает влиять и на термодинамические параметры сжатого слоя (в первую очередь температуру газа). Сечения процессов ионизации атомов электронным ударом существенно превышают соответствующие сечения при соударении тяжелых частиц, поэтому они становятся определяющими даже при малой степени ионизации. При этом важным является вопрос об образовании так называемых «затравочных» электронов, которые инициируют лавинную ионизацию. Процессы их образования для двухатомных газов (воздух,  $O_2$ ,  $N_2$ ) и одноатомных (например, аргона Ar) существенно различны. В двухатомных газах источником затравочных электронов служат реакции ассоциативной ионизации, имеющие малые энергии активации. В одноатомных газах источником затравочных электронов служат межатомные столкновения, которые имеют существенно меньшие сечения. Поэтому за ударными волнами в одноатомных газах наблюдается протяженный период индукции. Эти вопросы обсуждались в литературе достаточно подробно, однако до настоящего времени их нельзя считать до конца решенными.

Здесь рассмотрены результаты измерений концентраций электронов, полученных в работах в ударных трубах (УТ) [12–17]. Измерения электронных концентраций проводились разными методами: зондами Ленгмюра [12, 14], по уширению линий водорода [14, 17], лазерным интерферометром [16]. На рис.1 показана зависимость от скорости УВ отношения измеренного значения  $N_e$  к соответствующему равновесному  $N_e^*$ .

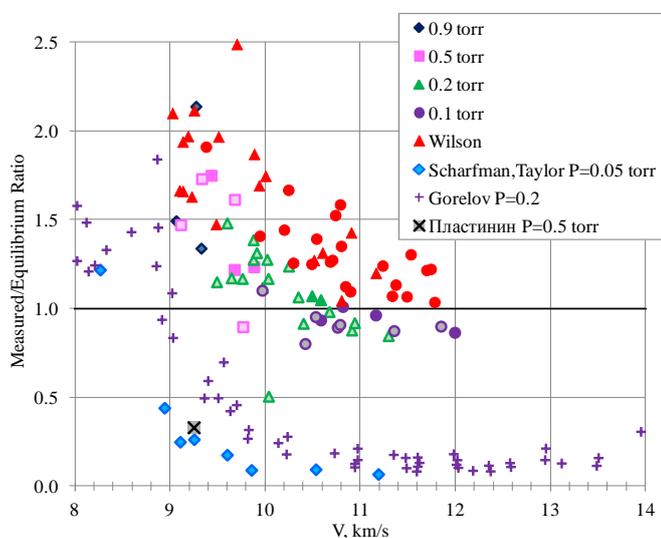


Рис.1. Совокупность экспериментальных данных по измерению концентраций электронов за ударными волнами в воздухе

Наибольшее количество экспериментов проведено в [14,15]. В этих работах охвачен широкий диапазон скоростей ударных волн  $5 \text{ км/с} < V < 15 \text{ км/с}$  и давлений невозмущенного газа  $p_\infty = 6.6 \div 66 \text{ Па}$ . Основная часть экспериментов проведена при  $p_\infty = 26 \text{ Па}$  (0.2 Торр). При  $V < 8.5 \text{ км/с}$  отношение  $N_e/N_e^* \approx 1$ , а с увеличением скорости существенно отклоняется от 1. Наряду с  $N_e$  в этих экспериментах измерялась электронная температура  $T_e$  и интенсивность излучения отдельных линий атомов O и N. При высоких скоростях УВ  $T_e$  имеет ярко выраженный максимум в окрестности фронта УВ и температура в пробке существенно превышает равновесную. Практически все особенности изменения  $N_e$  и  $T_e$  по крайней мере качественно описываются моделями, предложенными в [14–16]. Отклонение величин  $N_e$  от равновесия в сторону меньших значений наблюдалось также в работах [12,16].

В большой серии экспериментов по измерениям  $N_e$ , проведенных в электроразрядной УТ EAST исследовательского центра Эймса (NASA Ames Research Center) [17] по уширению линий водорода, наблюдалось превышение измеренных значений  $N_e$  по сравнению с равновесным уровнем (рис.1) при  $V = 9 - 9.5 \text{ км/с}$  в 2 раза. С увеличением скорости УВ это различие уменьшается, и при  $V \approx 11.5 - 12 \text{ км/с}$  приближается к 1. Характер изменения  $N_e$  и интенсивности излучения атомных линий атомов азота  $\lambda = 411$  и  $412 \text{ нм}$  приведен на рис. 2, 3, заимствованных из [17]. Превышение  $N_e$  над соответствующим равновесным значением наблюдалось также в [13]. В этой работе значения  $N_e$  определялись по измеренной интенсивности излучения в сплошном спектре.

В характере зависимостей  $N_e$  и интенсивности излучения линий азота при разных скоростях УВ имеется качественное различие. При  $V = 9.4 \text{ км/с}$  равновесное состояние в пробке нагретого газа не достигается. Измеряемые величины возрастают по мере удаления от фронта УВ по всей толщине пробки и интенсивность излучения линий хорошо коррелирует с концентрацией электронов (рис.2). При скорости  $V = 11.9 \text{ км/с}$  (рис.3) значение  $N_e$  в пробке близко к равновесному, и интенсивность излучения изменяется слабо.

### 9.4 km/s, 0.5 Torr

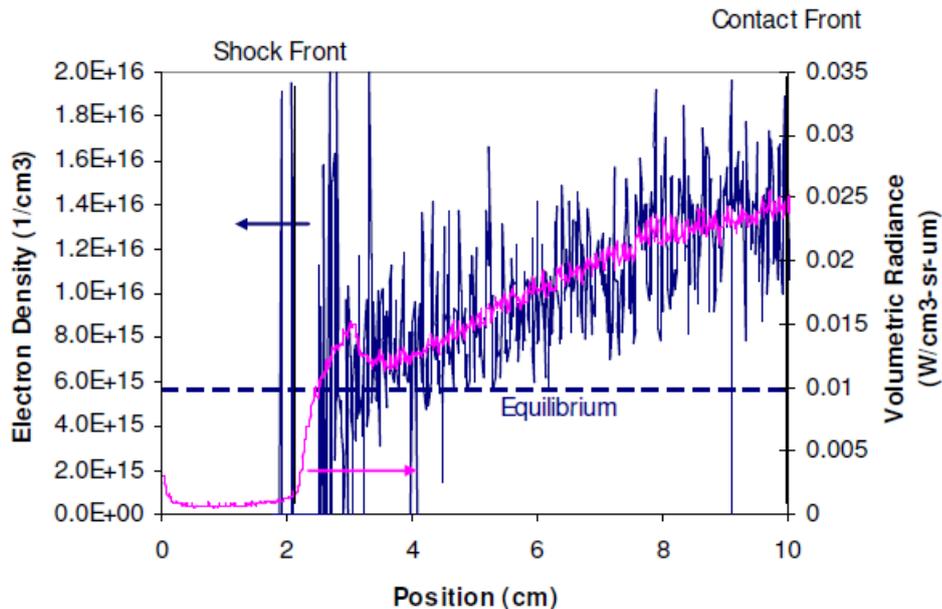


Рис.2. Плотность электронов и интенсивность излучения линий атомов азота  $\lambda = 411 \text{ нм}$  и  $412 \text{ нм}$  за ударной волной

## 11.9 km/s, 0.1 Torr

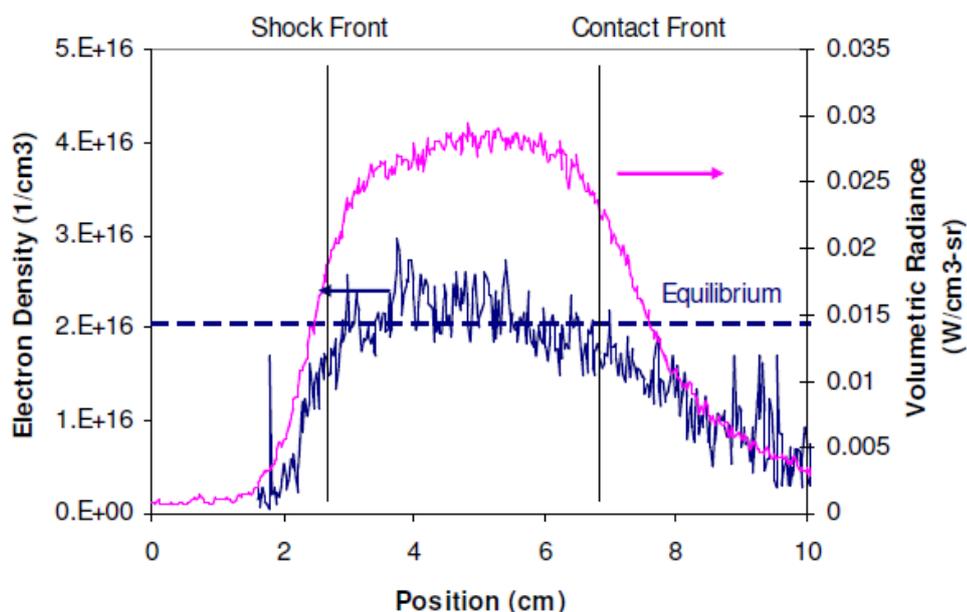


Рис.3. Плотность электронов и интенсивность излучения линий атомов азота  $N$   $\lambda = 411$  нм и  $412$  нм за ударной волной

В работах [13, 19] также наблюдалось некоторое (до 2 раз) превышение величины  $N_e$  над равновесным уровнем. В [19] при  $V = 10$  км/с и  $p_\infty = 0.2$  Торр измеренное значение  $N_e = 1.43 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , а равновесное  $N_e^* = 8.4 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . Отметим, что в расчетно-теоретических работах, посвященных как анализу структуры релаксационной зоны за сильными УВ в воздухе [20–23], так и расчетам структуры ударного слоя около СА, входящих в атмосферу со второй космической скоростью [1, 2, 24, 25], не наблюдается максимума концентрации электронов в ударном слое вблизи фронта. При умеренных скоростях УВ максимум  $N_e$  за фронтом связывается с образованием иона  $NO^+$ .

При использовании существующих теоретических моделей ионизации атомов для расчета параметров релаксационной зоны или структуры ударного слоя максимум  $N_e$  в релаксационной зоне, превышающий равновесное значение отсутствует.

В то же время расчеты ударного слоя около СА FIRE-II (3636 с полета), проведенные в [26] показывают существенное различие в степенях ионизации, полученных в разных предположениях об оптической толщине ударного слоя.

Расчетные равновесные значения  $N_e^*$  (использованы данные [27]) в зависимости от скорости при пяти значениях давления невозмущенного газа  $p_\infty = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$  и  $1$  торр показаны на рис.4,а. На рис.4,б показаны соответствующие значения степени ионизации  $\alpha = N_e^*/N_\Sigma$  ( $N_\Sigma$  – полное число частиц) при тех же условиях.

Несмотря на то, что термодинамические параметры, необходимые для расчета равновесных концентраций электронов известны с достаточной точностью, в некоторых работах равновесные значения  $N_e^*$  не согласуются. На рис.4,а точками обозначены расчетные значения  $N_e$  за фронтом УВ в УТ EAST, полученные в [25]. Они существенно ниже, рассчитанных в данной работе. На рис. 4,б точкой обозначен результат, полученный в [2].

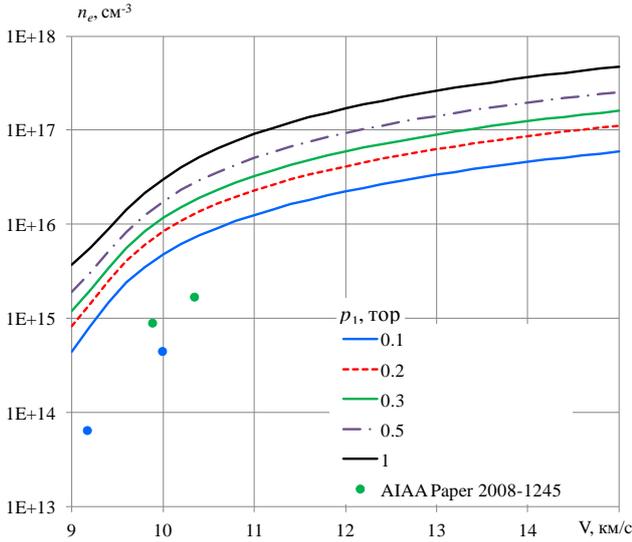


Рис.4,а. Равновесные концентрации электронов за ударными волнами

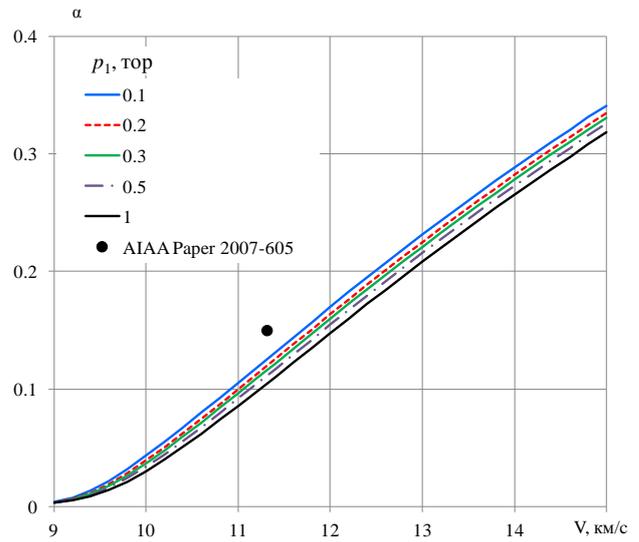


Рис.4,б. Равновесные степени ионизации за ударными волнами

### 3. Экспериментальные данные по возбуждению электронных состояний атомов за ударными волнами

Поскольку ионизация атомов является ступенчатым процессом, то её скорость зависит от заселенности возбужденных состояний. Эта величина определяет интенсивность излучения линий, связанных с этим состоянием. Величина интенсивности излучения линии пропорциональна заселенности, что и используется при обработке экспериментов.

На рис. 5 приведены профили интенсивности излучения линии кислорода (переход  $5s - 5p$ ,  $I$  в  $\text{вт/см}^3 \text{ стер}$ ), полученные в эксперименте при  $V = 12$  км/с и  $p_\infty = 0.2$  тор (кривая 1) [16]. При данных условиях равновесная интенсивность излучения этой линии (на рисунке не показана) превышает полученную в эксперименте более, чем в сорок раз. Кривой 2 показано расчетное значение интенсивности, полученное в [16].

На рис.6 показаны результаты измерений интенсивности излучения четырех линий атомов кислорода в инфракрасной области спектра  $\lambda = 777.3, 794.9, 844.6, 926.3$  нм при  $p_\infty = 26$  Па (данные [14]). Излучение в линиях регистрировалось спектрометром в интервале  $\Delta\lambda = 1.3$  нм. Кривые I и II соответствуют равновесной интенсивности линии  $\lambda = 777.3$  и интенсивности излучения сплошного спектра при  $\lambda = 800$  нм. Видно, что расчетные равновесные значения интенсивности излучения атомных линий существенно превышают измеренные.

В УТ EAST проводились измерения заселенности возбужденных состояний атомов азота N (уровни 11, 16, 17, 20 и 28) по излучению линий с длиной волны 939.7, 905.2, 1011, 983.3, 905.0 нм на разных расстояниях от фронта УВ. На рис. 7,а и 7,б показаны распределения заселенности возбужденных состояний атомов N по энергиям уровней при  $V = 9.989$  км/с,  $p_\infty = 0.1$  тор на расстояниях  $z = 1$  и 3.5 см от фронта УВ.

На рис.7 приведены:

– концентрации возбужденных уровней, рассчитанные по уравнению Саха–Больцмана (черный пунктир):

$$N_i^{SB} = N_+ N_e \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \frac{g_i \exp[-hc(E_i - E_{\text{ionize}})/kT_e]}{2Q_+} \text{ см}^{-3};$$

– рассчитанные по обычному распределению Больцмана (красный пунктир):

$$N_i^B = N_a \frac{g_i \exp(-hcE_i/kT_e)}{Q_a} \text{ см}^{-3}.$$

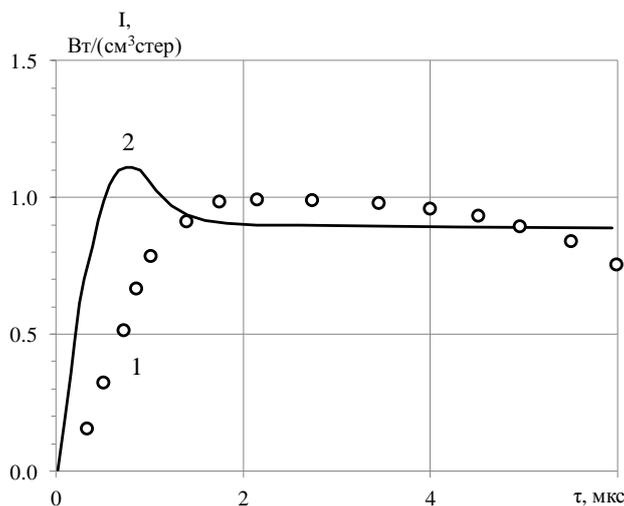


Рис.5. Профиль интенсивности излучения линии атомов кислорода при  $V = 12$  км/с и  $p_\infty = 0.2$  тор

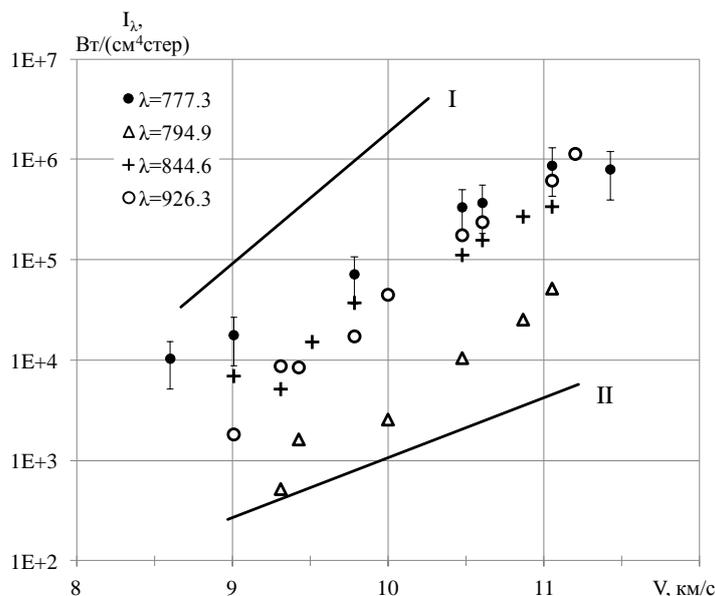


Рис.6. Измеренные интенсивности излучения атомных линий кислорода [14]

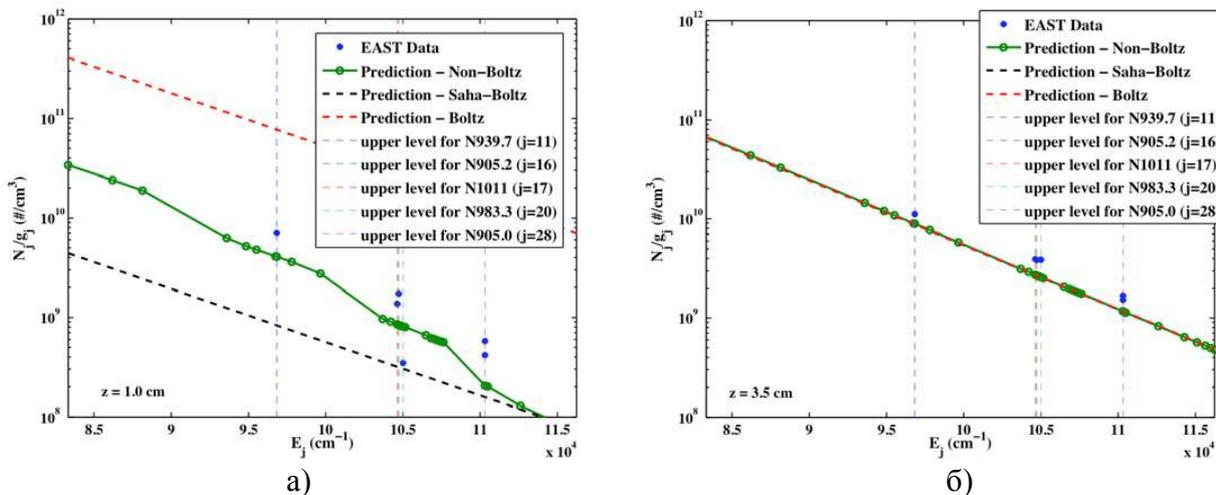


Рис.7. Распределение заселенности возбужденных состояний атомов N по энергиям уровней ( $V = 9.989$  км/с,  $p_\infty = 0.1$  тор). а) – расстояние от фронта УВ  $z = 1$  см, б) – расстояние от фронта УВ  $z = 3.5$  см

В этих формулах используются обозначения:  $N_+$  – концентрация ионов,  $N_e$  – концентрация электронов,  $N_a$  – концентрация атомов,  $m$  – масса электрона,  $T_e$  – электронная температура,  $E_{ionize}$  – энергия ионизации основного состояния  $Q_+$  – статистическая сумма иона,  $Q_a$  – статистическая сумма атома;

– рассчитанные по модели неравновесного заселения уровней [28] (зелёная кривая с маркерами).

Синими точками показаны измеренные значения концентраций возбужденных состояний.

Из приведенных на рис.7 данных следует, что модель возбуждения, предложенная в [28], качественно правильно описывает этот процесс. Вблизи фронта УВ степень неравновесности растёт с увеличением энергии возбуждения. При  $z = 1$  см заселенность возбужденных состояний далека от равновесной. В этой области формально введённая константа скорости ионизации будет существенно отличаться от равновесной. По мере увеличения расстояния от фронта УВ степень неравновесности уменьшается и при  $z = 3.5$  см (рис. 7,б) расчетное и экспериментальное заселение возбужденных состояний близко к равновесному. При этом константа скорости ионизации может быть принята равновесной.

Приведенные данные свидетельствуют, что в условиях экспериментов УТ EAST на выходе из зоны релаксации состояние газа близко к термодинамически равновесному.

Таким образом, сравнение результатов полученных в УТ ЦАГИ и EAST в близких условиях дают качественно отличающиеся результаты. В первом случае равновесие в пробке не достигается из-за малой её оптической толщины. При этом интенсивность излучения от пробки в сторону фронта УВ слабо влияет на заселенность возбужденных состояний. Основными конкурирующими процессами являются – возбуждение электронным ударом и высвечивание. Локальное термодинамическое равновесие (ЛТР) в этих условиях отсутствует и реализуется модель, описанная в [16]. Заселенность  $k$ -го возбужденного уровня  $n_k^*$  в квазистационарном приближении

$$n_k^* = \frac{(n_e^*)_k}{1 + \tau_{ck}/\tau_{rk}}$$

где  $\tau_{ck}$  и  $\tau_{rk}$  характерные времена процессов безизлучательной дезактивации и время жизни  $k$ -го возбужденного уровня.

Из этого выражения следует, что при  $\tau_{ck}/\tau_{rk} \geq 1$  температуры заселения возбужденных состояний отличаются от  $T_e$  и различны для каждого состояния. Этот эффект применительно к излучению молекул в литературе назван «пределом по столкновениям». В этих условиях распределение возбужденных состояний атомов не подчиняется закону Больцмана, и модели расчета интенсивности излучения, основанные на предположении о выполнении этого закона, будут давать существенную погрешность.

В УТ EAST, имеющей большой диаметр ( $D = 10.16$  см, длина пробки  $L \approx 10$  см), состояние газа в пробке близко к равновесному, что подтверждается измеренными значениями заселенности (рис.7,б). В этих условиях возрастает роль процесса фото возбуждения, радиационные и столкновительные процессы попарно компенсируются, и газ в основной части пробки находится в состоянии ЛТР. Возможность отличия результатов по ионизации и излучению в трубах разного диаметра была отмечена в [16]. Границы нарушения ЛТР в оптически тонком слое газа за фронтом УВ получены в [18].

Сильное влияние радиационных процессов (оптической толщины) на структуру релаксационной зоны и структуры ударного слоя показано на рис.8 из [26]. На этом рисунке приведена степень ионизации газа в ударном слое в окрестности критической точки аппарата FIRE–II при спуске в атмосферу на высоте  $H = 71.04$  км, при скорости  $V = 11.31$  км/с. Расчеты, проведенные при разных оптических толщинах ударного слоя, существенно отличаются, как количественно, так и качественно. В оптически толстом ударном слое в его большей части реализуются условия с равновесными почти постоянными параметрами, тогда как при ма-

лой оптической толщине степень ионизации сильно меняется по толщине ударного слоя, возрастая от фронта УВ к стенке, а её значение существенно меньше равновесного.

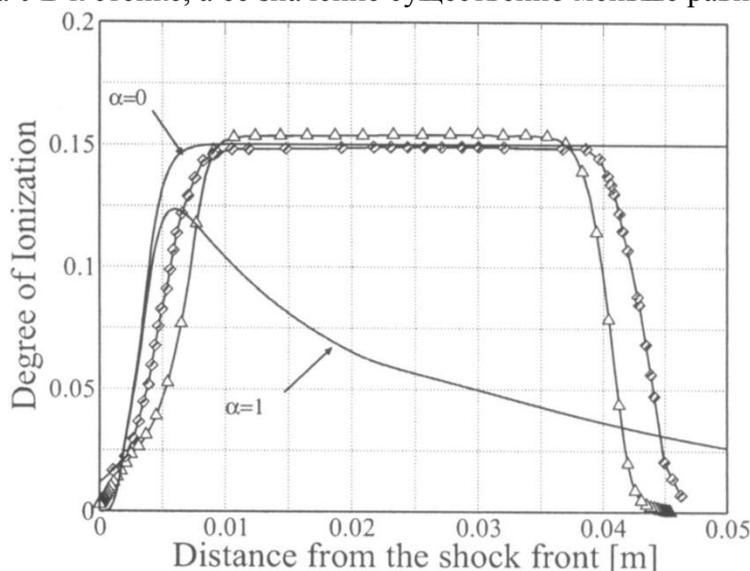


Рис.8. Влияние оптической толщины слоя на степень ионизации газа в ударном слое

Проведенный анализ показывает, что описанные выше особенности протекания процессов ионизации и излучения, будут приводить к сильно различающимся результатам при расчетах структуры ударного слоя около СА различного размера. Так при анализе входа в атмосферу капсулы STARDUST, лобовая часть которой представляла собой 60 градусный конус, затупленный по сфере  $R = 0.23$  м, толщина ударного слоя в окрестности критической точки составляет  $\delta \approx 1$  см. При этом на значительной части траектории будет реализоваться ситуация, близкая к получаемой в УТ ЦАГИ или области, прилегающей к фронту волны в УТ EAST (рис.7,а). Заселенность электронных состояний и концентрация электронов будет существенно ниже равновесной за счет высвечивания, а температура газа значительно выше.

При рассмотрении обтекания СА сегментально-конической формы FIRE-II с существенно большим радиусом затупления  $R \approx 50$  см (радиус миделева сечения 1-го щита  $R \approx 47$  см) толщина ударного слоя составляет  $\delta \approx 4 - 5$  см. В этом случае на участке траектории с максимальным теплообменом в ударном слое реализуется околоравновесный режим течения с равновесной заселенностью электронных состояний и степенью ионизации.

Для проектируемых в настоящее время СА большого размера ( $R \sim 2.5 - 3$  м) равновесный режим будет достигаться на еще больших высотах.

#### 4 Константы скорости ионизации атомов электронным ударом

Имеющиеся в литературе и используемые в расчетах неравновесного ударного слоя около СА константы скорости ионизации атомов электронным ударом имеют очень большой разброс, существенно превышающий аналогичный разброс в химических реакциях.

На рис. 9 и 10 показаны зависимости констант скоростей ионизации N и O электронным ударом от температуры, наиболее часто используемые разными авторами. К этим данным относятся:

- база физико-химических данных AVOGADRO [28], создаваемая в НИИ Механики МГУ под руководством проф. С.А. Лосева на протяжении более 30 лет, которая является наиболее полной в России;

- база физико-химических данных [29, 30], предложенная Ч. Парком (Chul Park), de facto является стандартом NASA и используется в абсолютном большинстве американских и

европейских программных комплексов, применяемых при моделировании входа КА в атмосферу Земли и других планет.

Отметим, что хотя за сильными ударными волнами ( $V \sim 11-12$  км/с) температура за фронтом может достигать значений  $T \sim 50 \div 70$  тыс. градусов, электронные процессы протекают при  $T_e \leq 20000$ К, поскольку из-за быстрого  $e-V$  обмена  $T_e$  близка к температуре колебательных степеней свободы  $N_2$ .

Кроме этих данных часто используются расчетные значения констант скоростей ионизации с основного возбужденного состояния и равновесные. Равновесные константы скорости ионизации N и O электронным ударом получены с использованием скорости 3-частичной рекомбинации в приближении Больцмановского равновесия.

При равновесном распределении атомов по возбужденным состояниям (кривая 6) на рисунках, константа скорости ступенчатой ионизации атомов на несколько порядков величины превышает соответствующее значение константы ионизации из основного состояния (кривая 1). Константа скорости рекомбинации была выбрана на основе экспериментальных данных, приведенных в [29] –  $k_r = 8.3 \cdot 10^{39}$  моль/(см<sup>3</sup>·с) и взята одинаковой для O и N.

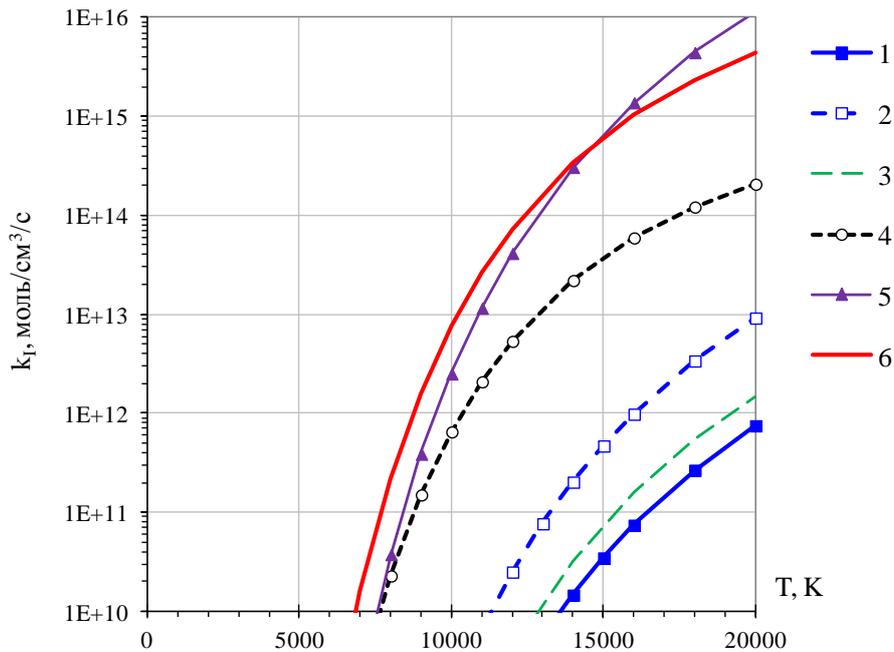


Рис.9. Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов азота: 1 - для основного состояния  $N(^4S)$  [32], 2 - сумма для основного и 2-х метастабильных состояний ( $N(^2D)$  и  $N(^2P)$ ) [32], 3 - Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [29], 4 - Park, рекомендация NASA Ames Research Center [31], 5 - Laux [32], 6 – равновесная

В базе данных NIST [10] (Национальный институт науки и технологии, США) приведены экспериментальные и теоретические зависимости сечения ионизации электронным ударом для основного состояния атомов кислорода  $O(^3P)$  и азота  $N(^4S)$  и 2-х нижних метастабильных состояний  $N(^2D)$  и  $N(^2P)$ , между которыми имеется очень хорошее согласование. Константы скорости были получены из этих данных для максвелловского распределения электронов по энергиям. Константа скорости ударной ионизации атомов азота с 3-х нижних уровней рассчитывалась в предположении Больцмановского заселения этих состояний при электронной температуре.

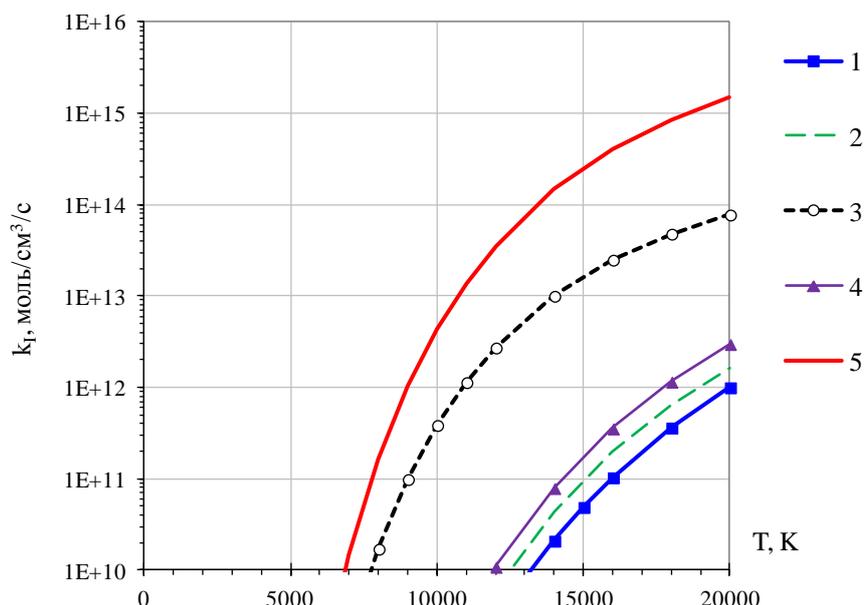


Рис.10. Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов кислорода : 1 - для основного состояния  $O(^3P)$  [32], 2 - Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [29], 3 - Park, рекомендация NASA Ames Research Center [31], 4 - Laux [32], 5 – равновесная

## 5. Протяженность зоны ионизационной релаксации за сильными ударными волнами

С увеличением скорости ударной волны  $V > 9$  км/с в сжатом слое за ней молекулы достаточно быстро диссоциируют на атомы, и длина зоны релаксации за ударной волной определяется процессами ионизации атомов. Время релаксации зависит от константы скорости протекания процесса  $\tau \sim 1/k_f$ . Обычно, вместо зависимости длины зоны релаксации от скорости, для характеристики этого процесса используют произведение величины давления в набегающем потоке на время достижения равновесного состояния  $p_\infty \tau$ . Значение  $\tau$  определяется различными способами, например, по 10% отлчию какой-либо измеренной величины (температуры, плотности, интенсивности излучения) от равновесного значения.

Зависимость  $p_1 \tau$  от  $V$  показана на рис.11 из [12–14]. При скоростях  $V < 8$  км/с протяженность зоны релаксации для воздуха является универсальной кривой, поскольку  $\tau$  определяется бинарным процессом диссоциации. В диапазоне значений  $V = 8 - 9$  км/с диссоциация молекул практически завершена, а степень ионизации атомов ещё незначительна.

На рис.12 из [16] приведены зависимости  $p_1 \tau$  от скорости УВ в различных условиях, показаны результаты расчетов и экспериментальные данные о зависимости параметра бинарного подобия для процесса ионизации ( $p_1 \tau$ ) от скорости ударной волны. Сплошными кривыми 1 – 3 показаны результаты, полученные для давлений  $p_1 = 0.5, 0.2$  и  $0.05$  тор соответственно. Точками обозначены экспериментальные данные, полученные в [33] для  $p_1 = 0.2$  тор. Из поведения кривых на рис.12 можно заключить, что не существует универсальной зависимости величины  $p_1 \tau$  от скорости  $V$  в области  $V > 9$  км/с. Это связано с тем, что константа скорости ступенчатой ионизации в общем случае зависит от давления газа и оптической толщины рассматриваемой области [16].

В условиях экспериментов [12, 14, 33], когда равновесная концентрация электронов в пробке не достигается, хотя в пробке и имеется область с почти постоянными параметрами, зону сильного изменения параметров (например,  $N_e$  или температуры) нельзя считать шириной зоны релаксации ионизации атомов электронным ударом.

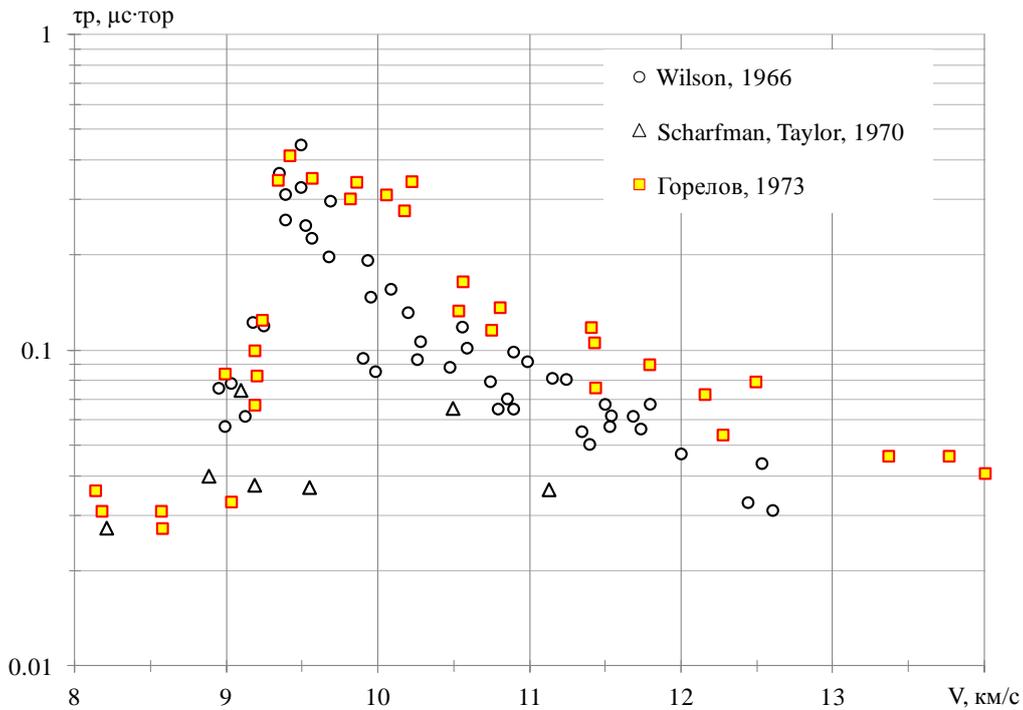


Рис.11. Зависимость параметра бинарного подобия для процесса ионизации ( $p_1 \tau$ ) от скорости ударной волны

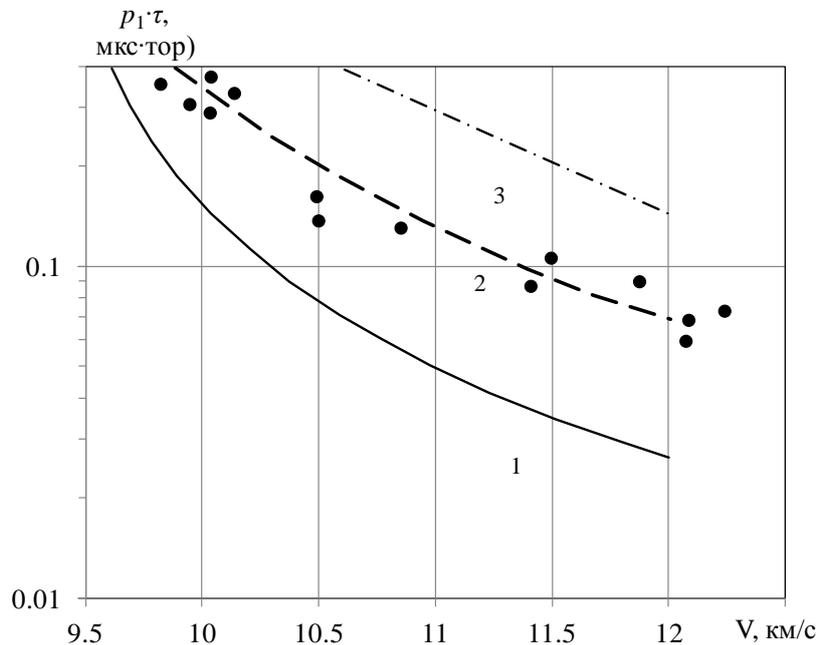


Рис.12. Зависимость ( $p_1 \tau$ ) от скорости ударной волны

## 6. Физико-химические и радиационные модели и расчетные методы определения параметров релаксационной зоны за ударными волнами

Для определения структуры релаксационной зоны за ударной волной обычно решается задача Коши с начальными условиями на фронте, полученными из соотношений Ренкина-Гюгонио для газодинамических переменных и замороженном переходе через скачок для химических компонентов [35]. При умеренных скоростях ( $V < 9$  км/с) такой подход вполне оправдан. Но с увеличением скорости УВ начинают проявляться целый ряд факторов, которые делают такую постановку задачи некорректной. В число этих факторов входят:

- связь ступенчатой ионизация атомов электронным ударом с интенсивностью излучения околоравновесной пробки нагретого газа;
- влияние на скорость ступенчатой ионизации отклонения заселённости возбужденных состояний атомов от больцмановского;
- зависимость интенсивности излучения от линейных размеров (толщины) пробки;
- охлаждение газа в пробке за счет выхода излучения;
- перераспределение параметров в рассматриваемой области за счет переноса излучения и теплопроводности;
- явление предшествующей ионизации за счет поглощения холодным газом ультрафиолетового излучения от пробки (или ударного слоя).

При решении задачи о структуре ударного слоя на основе уравнений Навье–Стокса с учётом структуры вязкого скачка уплотнения большинство из перечисленных процессов учитывается автоматически при условии их включения в соответствующие уравнения [3].

В [34] рассмотрена структура релаксационной зоны с учётом неравновесной ионизации и излучения с учётом перечисленных факторов и показано, что в общем случае их учёт приводит к необходимости решения краевой задачи. В цитируемой работе все состояния атома разбиты на два блока, первый из которых – нижний содержит три нижних состояния, а остальные тесно связаны со свободными электронами. Процесс обеднения верхних электронных состояний атомов за счет радиационных переходов (высвечивание) не учитывается.

В предположении о малой оптической толщине рассматриваемой области эта задача решена в [16, 18]. В этих работах показано, что ключевым процессом, влияющим на структуру и состояние газа за фронтом УВ, является обеднение электронных состояний атомов за счет радиационных переходов (высвечивания). Этот процесс приводит к нарушению ЛТР и зависимости константы скорости ионизации атомов электронным ударом не только от температуры, но и от давления. При этом квазистационарное состояние, реализующееся в пробке нагретого газа отличается от равновесного. Принципиальным отличием модели, разработанной в [18], от других, является то, что в ней отсутствует необходимость априорного задания констант скоростей ионизации атомов. Такой подход, используемый также в [26, 28], называется радиационно–столкновительной моделью.

Эта модель хорошо описывает структуру области с малой оптической толщиной, но не применима для случаев непрозрачного газа, которые реализуются в УТ большого диаметра или в ударном слое около аппаратов большого размера (ORION, ПТК НП).

Радиационные модели, основанные на предположении о больцмановском распределении атомов по возбужденным состояниям (с любой из рассчитываемых температур), в оптически тонких слоях становятся неприменимыми. Дополнительную погрешность в определение параметров газа в пробке или в ударном слое перед СА будут вносить использованные константы скорости ионизации атомов.

В общем случае для правильного определения скорости ступенчатой ионизации атомов необходимо рассмотреть кинетику заселения возбужденных состояний. Заселенность электронных состояний атомов меняется в течение времени обусловлена протеканием нескольких процессов:

- 1) ионизацией электронным ударом и трехчастичной рекомбинацией,
- 2) фотоионизацией и рекомбинацией с излучением фотона,
- 3) возбуждением и дезактивацией электронных состояний за счет соударения с тяжелой частицей,
- 4) возбуждением и дезактивацией электронных состояний за счет электронного удара,
- 5) связанно-связанными переходами (линейчатое излучение).

В условиях входа тела в атмосферу Земли со второй космической скоростью влиянием тяжелых частиц на электронные состояния атомов (процесс 4) можно пренебречь.

В общем случае в уравнении для каждого возбужденного состояния атома каждого сорта правая часть (источники) записывается в виде:

$$\frac{dN_i}{dt} = \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{ee} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{ed} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{he} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{hd} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{ei} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{er} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{re} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{rd} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{ri} + \left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{rr}, \quad (1)$$

где индексы обозначают протекающие процессы:  $ee$  – возбуждение электронным ударом,  $ed$  – дезактивация электронным ударом;  $he$  – возбуждение ударом тяжелой частицей;  $hd$  – дезактивация ударом тяжелой частицей;  $ei$  – ионизация электронным ударом;  $er$  – рекомбинация с участием двух электронов и иона;  $re$  – возбуждение с поглощением фотона;  $rd$  – дезактивация с испусканием фотона;  $ri$  – фотоионизация;  $rr$  – фоторекомбинация.

Это уравнение является системой  $m$  дифференциальных уравнений, где  $m$  – число учитываемых уровней. Эту систему уравнений можно упростить без существенной потери точности. Характерное время процесса дезактивации возбужденного состояния с испусканием фотона (индекс  $rd$ ) – есть время жизни возбужденного состояния  $\tau_r$  атомов N и O, которое не превышает значений  $10^{-7} - 10^{-8}$  с. Скорость газа за фронтом УВ  $V_s \sim 1000$  м/с. Перемещение газовой частицы за это время составляет величину  $\Delta l \leq 0.1$  мм, что существенно меньше рассматриваемой области (пробки в УТ или ударного слоя перед телом). Положив,  $\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$ , система дифференциальных уравнений становится линейной системой алгебраических уравнений. Такая система названа квазистатическим приближением, и оно некорректно для основного состояния атомов. Для того чтобы разрешить эту проблему необходимо решить управляющее уравнение для всех уровней кроме первого. Заселенность первого состояния далее находится приравниванием суммы всех концентраций частиц к полной концентрации частиц данного сорта.

Матрица для решения данного уравнения выглядит следующим образом:

$$M(i, i) = - \left[ \sum_{j=1}^m \left( K_e(i, j) + K_M(i, j) \frac{N_M}{N_e} \right) + K_e(i, c) + \sum_{j=1}^{i-1} A_{i,j} \frac{N_M}{N_e} \right]$$

$$M(i, j) = \left( K_e(i, j) + K_M(i, j) \frac{N_M}{N_e} + A_{j,i} A(j, i) \frac{N_j^{SB}}{N_i^{SB} N_e} \right) \quad j > i$$

$$M(i, j) = \left( K_e(i, j) + K_M(i, j) \frac{N_M}{N_e} \right) \quad j < i$$

где  $K_e(i, j)$  – коэффициент скорости возбуждения атома с электронного состояния  $i$  на уровень  $j$  электронным ударом;  $K_M(i, j)$  – коэффициент скорости возбуждения атома с электронного состояния  $i$  на уровень  $j$  тяжелой частицей;  $N_M$  – концентрация тяжелых частиц;  $N_e$  – концентрация электронов;  $K_e(i, c)$  – коэффициент скорости ионизации атома с электронным состоянием  $i$ ;  $A_{i,j}$  – оптическая толщина для связанно-связанного перехода;  $A(j, i)$  – коэффициент Эйнштейна для связанно-связанного перехода;  $N_j^{SB}$  – концентрация атома в  $j$ -ом состоянии по уравнению Саха–Больцмана.

Далее выпишем константы скоростей реакций для перечисленных процессов.

Атомы азота и кислорода эффективно возбуждаются и ионизируются электронным ударом. Благодаря малой массе свободные электроны легко меняют состояние связанных электронов атомов. Существует несколько моделей для расчета сечений поглощений и коэффициентов скоростей реакций. Сечения поглощения, предложенные Дравиным хорошо применимы как для низколежащих уровней, так и для верхних уровней [36]. Коэффициенты скоростей реакций выражены в аналитической форме, выведенной при интегрировании этих сечений поглощения по больцмановскому распределению при электронной температуре  $T_e$ . Для электронных переходов от уровня  $i$  к уровню  $j$ , где  $i > j$ , коэффициент скорости реакции  $k_{i \rightarrow j}$  есть функция второго квантового числа  $l$  каждого уровня, участвующего в переходе.

Для оптически разрешенных переходов ( $l_i \neq l_j$ ):

$$K(i, j) = 4\pi v_e a_0^2 \left( \frac{E_H}{k_B T_e} \right)^2 I_1(a) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$$

где  $v_e = [8RT_e/(\pi M_e)]^{1/2}$ ,  $a_0 = 0.529 \times 10^{-10} \text{ м}$ ,  $E_H = 13.6 \text{ эВ}$ ,  $\alpha = 0.05$ ,

$$I_1(a) = 0.63255 a^{-1.6454} \exp(-a), \quad a = (E_i - E_j)/(k_B T_e).$$

Для оптически запрещенных переходов ( $l_i = l_j$ ):

$$K(i, j) = 4\pi v_e a_0^2 \left( \frac{E_j - E_i}{k_B T_e} \right)^2 I_2(a) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$$

где  $I_2(a) = 0.23933 a^{-1.4933} \exp(-a)$ .

Для обратного процесса, основанного на принципе детального равновесия:

$$K(j, i) = K(i, j) \frac{g_i}{g_j} \exp(-a) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$$

где  $a = (E_i^{ion} - E_i) / (k_B T_e)$ ;  $E_i^{ion}$  – энергия основного состояния иона атома.

Процесс ионизации электронным ударом менее значим по сравнению с возбуждением электронным ударом и связанно-связанными переходами, тем не менее, его также нужно аккуратно рассматривать. К тому же для описания этого процесса привлекается намного меньше данных – один коэффициент скорости реакции для каждого уровня, что намного меньше по сравнению с описанием процесса связанно-связанных переходов.

Коэффициенты скоростей ионизации электронным ударом с возбужденного уровня могут быть рассчитаны по формуле, предложенной Дравиным [36]:

$$K(i, c) = 1.46 \times 10^{-10} T_e^{1/2} \left( \frac{E_1^H}{E_{ionize} - E_i} \right)^2 \xi y \psi_1(y) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

где  $\xi = 3$  для основного состояния;  $\xi = 1$  для всех возбужденных уровней;  $y = (E_{ionize} - E_i)hc/kT_e$  и

$$\psi_1(y) = \frac{\exp(-y)}{1+y} \left\{ \frac{1}{20+y} + \ln \left[ 1.25 \left( 1 + \frac{1}{y} \right) \right] \right\}.$$

Для обратного процесса (рекомбинации) константа скорости  $K(c, i)$  имеет вид:

$$K_e(c, i) = K_e(i, c) \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \frac{g_i \exp\left[ -\frac{hc(E_i - E_{ionize})}{k T_e} \right]}{2Q_+} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}.$$

Получение коэффициентов поглощения и излучения для связанно-связанных переходов было описано в [8]. Для расчета коэффициентов излучения и поглощения атомных линий необходим следующий набор данных: энергии верхнего и нижнего уровня для электронного перехода, кратность их вырождения, сила осциллятора линии, длина волны, коэффициент Эйнштейна для излучения, постоянные уширения линии. Перечисленные данные брались из базы данных NIST [10]. Сечения процесса рекомбинации для азота и кислорода взяты из базы данных TOPbase, которая также описана в [10].

Зная все константы скоростей реакций для всех процессов и для каждого уровня можно решить управляющее уравнение и рассчитать заселенности всех электронных уровней атомов, а также тепловое излучение исходящие из ударного слоя.

Таким образом, скорость ионизации атомов (сумма членов с индексами  $ei$  и  $er$  из (1)) находится в результате решения задачи в уровневой постановке с учётом перечисленных процессов. При этом не требуется задание выражения для константы скорости ионизации атомов.

В условиях экспериментов в ударных трубах при больших скоростях УВ в принципе по производной  $dN_e/dt$  может быть определена некая эффективная константа скорости ионизации, однако возможность её использования в условиях, отличных от тех, в которых она получена, вызывает сомнения.

## 7. О границах применимости для расчета теплообмена СА равновесных физико-химической и радиационной моделей

Для расчета структуры ударного слоя и лучисто-конвективного теплообмена СА наряду с достаточно сложными многотемпературными моделями неравновесного воздуха [1–3], используется более простая модель равновесного газа. Такая модель широко использовалась ранее при анализе теплообмена СА, входящих в атмосферу со второй космической скоростью [37]. В [6–8] путем сравнения с данными летных экспериментов, проведенными на СА FIRE-II и Аполлон-4 показано, что эта модель дает достаточно надежные результаты по лучисто-конвективному теплообмену. Преимуществом этой модели в практических приложениях является возможность оперативного получения необходимой информации.

В многочисленных работах, в которых проводился анализ данных по лучисто-конвективному теплообмену СА FIRE-II, достаточно полно представленных в [28], отмечается хорошее согласие результатов по лучистым и конвективным потокам, полученным с использованием различных физико-химических и радиационных моделей газа. Равновесная модель на теплонапряженной части траектории спуска также хорошо описывает экспериментальные данные. Такое согласие результатов объясняется газодинамическими особенностями обтекания СА большого размера ( $R \geq 1$  м)

При входе СА в атмосферу Земли со второй космической скоростью, типичное распределение параметров в ударном слое в окрестности критической точки имеет вид, показанный на рис.13. Весь ударный слой имеет три характерные области: I – область невязкого течения с параметрами газа, близкими к равновесию, II – пограничный слой, III – релаксационная зона за головным скачком уплотнения. Расчеты интенсивности излучения из этих областей сложно провести в рамках одной модели. В пограничном слое это связано с наличием продуктов разрушения материала тепловой защиты, коэффициенты поглощения которых отличны от воздуха, а в релаксационной зоне – с необходимостью учета неравновесного протекания физико-химических процессов и излучения молекул.

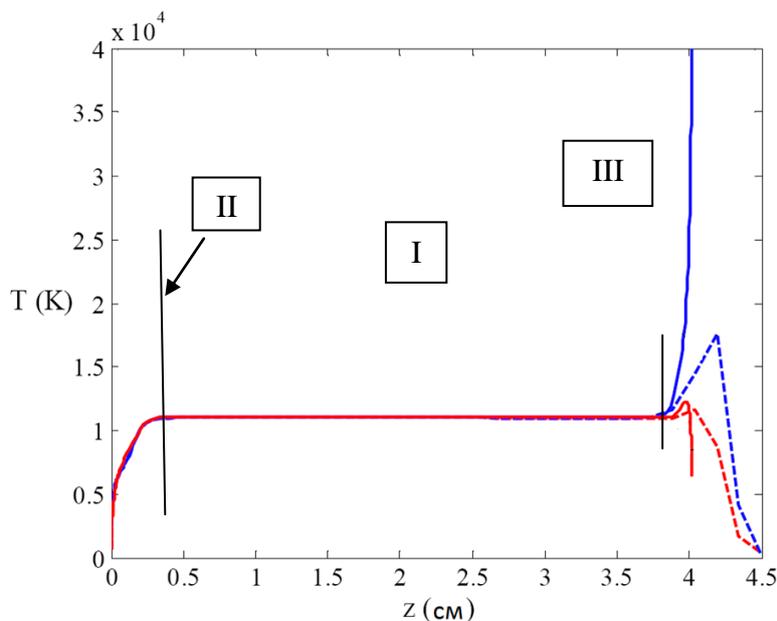


Рис.13. Распределение параметров в ударном слое около СА (FIRE-II)  $H = 53$  км,  $V = 10.48$  км/с

Соотношение размеров этих областей, которое в значительной степени определяет применимость той или иной модели излучения, зависит как от внешних параметров (высоты и скорости полета), так и от формы и размеров СА.

При симметричном обтекании (угол атаки  $\alpha = 0^\circ$ ) в окрестности критической точки сегментально-конического тела толщину ударного слоя можно оценить по формуле для сферического затупления [38]

$$\delta/R = 0.78k$$

Здесь  $R$  – радиус сферического сегмента;  $k$  – отношение плотностей при переходе через скачок уплотнения. Согласно [38] при высоких скоростях ударных волн  $V \geq 8$  км/с, соответствующих практически полной диссоциации молекул,  $k \approx 0.06$ . При этом толщина ударного слоя равна

$$\delta = 0.0468 R \text{ [м]}$$

Толщину пограничного слоя  $\delta^*$  в окрестности точки торможения можно определить по формуле

$$\delta^*/R = A \text{ Re}^{-1/2} \text{ (} A \sim 2 \text{ при } M \sim 35 \text{)}$$

При вдуве в пограничный слой газообразных продуктов разрушения ТЗМ, его толщина может возрастать. Однако этот эффект при скоростях входа порядка второй космической незначителен, и основное влияние на перенос излучения играет изменение температуры и состава газа в пограничном слое.

Ширина зоны релаксации за ударными волнами большой ( $V \geq 9$  км/с) интенсивности определяется процессами ионизации атомов (см.п.4). На рис.14 показано изменение толщин ударного и пограничного слоев и релаксационной зоны для типичной траектории входа аппарата большого размера (ПТК НП или ORION) в области максимального теплообмена, которая реализуется при условиях  $9.4 \text{ км/с} < V < 10.6 \text{ км/с}$  и  $56 \text{ км} < H < 79 \text{ км}$ .

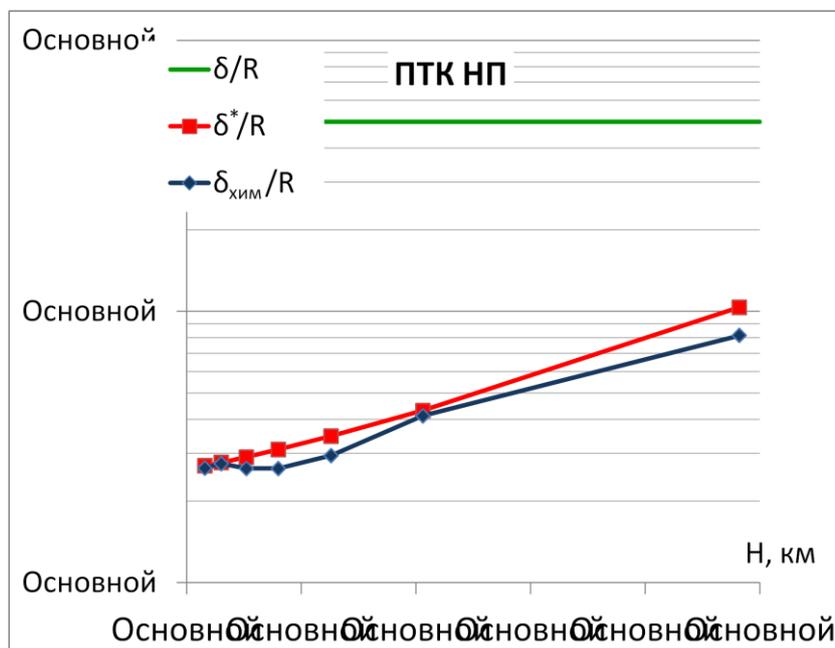


Рис.14. Изменение толщин ударного и пограничного слоев и релаксационной зоны от высоты полета

Из данных, приведенных на рис.14, следует, что в области максимального теплообмена  $\delta/R, L/R \ll 1$ . При этом область I (рис.13) имеет существенно большую протяженность, чем другие характерные области.

На рис.15 показано соотношение давление – скорость ( $p - V$ ) ( $p$  – давление за фронтом УВ) для аппарата ПТК НП при входе в атмосферу со второй космической скоростью (траектория с аэроторможением). Пунктирной кривой показана граница, характеризующая степень диссоциации молекул  $O_2$  и  $N_2$  в ударном слое. Эта кривая получена при условии, что концентрация атомов  $C_A \geq 0.95$ . Точками обозначена область максимального лучистого нагрева.

Проведенный анализ показывает, что в области максимального лучистого нагрева аппарата ПТК НП, в окрестности затупления реализуется режим обтекания, в котором основ-

ную часть ударного слоя занимает близкая к равновесию зона с высокой (практически полной) диссоциацией газа. Молекулы азота и кислорода при больших скоростях быстро диссоциируют, и вклад неравновесного излучения молекул в общий поток в рассматриваемом диапазоне параметров незначителен.

На больших высотах, когда протяженность зоны I (рис.13) уменьшается, лучистые и конвективные тепловые потоки существенно ниже максимальных и точность их определения не столь критична.

Для СА, имеющих малые размеры носового затупления (например, капсула STARDUST), равновесная модель будет давать существенную погрешность в расчетах лучистых тепловых потоков по двум причинам. Во-первых, неравновесная область будет иметь относительно большую протяженность на меньших высотах полета. И, во-вторых, из-за малой толщины ударного слоя в окрестности затупления реализуется состояние газа, в котором нарушено ЛТР (см. п. 6).

Отметим, что для таких СА существенную погрешность в определении параметров ударного слоя и лучисто-конвективного теплообмена будут давать и модели, в которых скорости ионизации атомов задаются в обычной аррениусовской форме (как функции температуры) и заселенность возбужденных состояний атомов рассчитывается по закону Больцмана с одной из определяемых температур (колебательной или электронной).

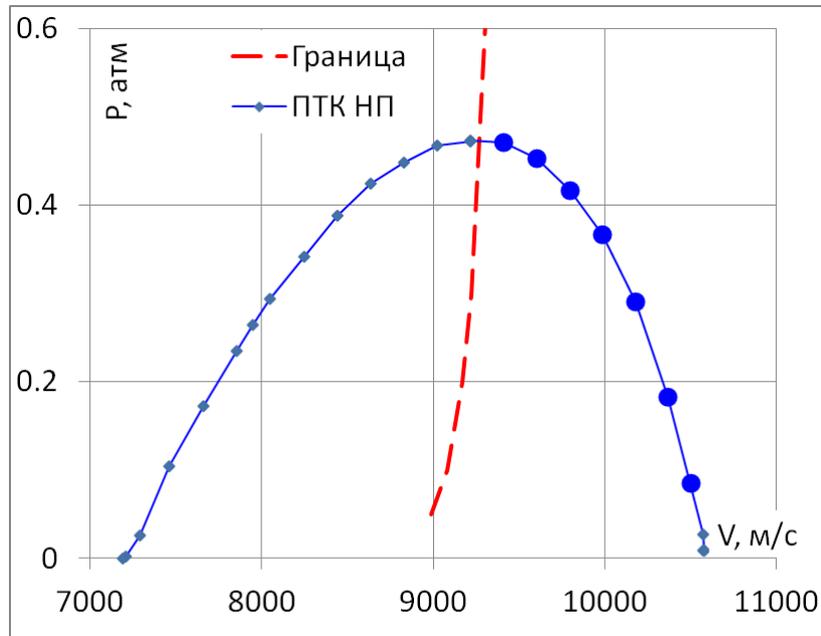


Рис.15. Соотношение  $p - V$  при входе в атмосферу ПТК НП. ●-●-● – Область максимального нагрева

## Выводы

1. Основным процессом, определяющим состав и состояние газа за фронтом ударной волны при скоростях  $V > 9$  км/с, является ионизация атомов электронным ударом. Этот процесс является ступенчатым и на скорость его протекания влияют как столкновительные, так и радиационные процессы. Кинетические характеристики столкновительных процессов зависят от внешних условий – скорости УВ и давления газа, а радиационных – и от оптической толщины рассматриваемого слоя. Результаты измерений концентрации электронов за УВ, даже проведенных в близких условиях ( $V, p_\infty$ ) имеют большой разброс, что можно объяснить различием оптических толщин в УТ разного диаметра.

2. Предлагаемые различными авторами константы скорости ионизации атомов электронным ударом различаются на 3–4 порядка величины и при расчетах ударного слоя около СА дают сильно различающиеся результаты, как по структуре ударного слоя, так и по тепловым потокам.
3. В общем случае скорость ионизации атомов за фронтом УВ определяется совокупностью процессов, зависящих не только от сорта газа и температуры, но и от давления и оптической толщины рассматриваемой области. Процесс ионизации атомов каждого сорта идет через возбужденные состояния, которые могут быть заселены неравновесно, и не описывается одной заранее выбранной константой скорости ионизации. В этом случае при расчетах параметров релаксационной зоны за сильными УВ или ударного слоя перед СА необходимо использовать радиационно-столкновительную модель высокотемпературного воздуха.
4. Физико-химические модели, используемые при расчетах лучистого теплообмена СА и учитывающие неравновесное протекание физико-химических процессов, можно разбить на две принципиально отличающиеся группы. В первую, наиболее обширную, входят работы, в которых константы скоростей ионизации задаются в виде аррениусовской зависимости от электронной температуры. Во второй, пока весьма малочисленной, используется радиационно-столкновительная модель ионизации, не требующая априорного задания констант скорости ионизации атомов. Проведенный анализ показывает её несомненное преимущество.

## Литература

1. Gnoffo P.A., Gupta R.N., Shinn J.L. Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. NASA TR-2867. 1989.
2. Hash D., Olejniczak J., Wright M., Prabhu D., Pulsonetti M., Hollis B., Gnoffo P., Barnhardt M., Nompelis I., Candler G. FIRE-II Calculations for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics Code Verification: DPLR, LAURA and US3D. 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 8–11 January 2007, Reno, Nevada. AIAA 2007–605.
3. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. – М.: Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2013. – 706 с.
4. 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.
5. Горшков А. Б. Излучение в ближнем ультрафиолете при входе космического аппарата в атмосферу Земли // Математическое моделирование. 2009. Т.21. № 6. С.79–88.
6. Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемых аппаратов. Электронный журнал "Физико-химическая кинетика в газовой динамике". 2012 г. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-02-16-001.pdf>
7. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемого аппарата с разрушаемой тепловой защитой». Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике» 2012 г. Т. 13. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-12-26-001.pdf>
8. Власов В.И., Залогин Г.Н., Прутько К.А., Чураков Д.А. Влияние излучения атомов на лучистый теплообмен аппаратов при входе их в атмосферу со второй космической скоростью. Космонавтика и ракетостроение, вып. 1(70). ЦНИИмаш, 2013, С. 29–36.
9. Park, C. Measurement of Ionic Recombination Rate of Nitrogen/ AIAA Journal, 1968, v.6, N 11, Pp. 2090–2094.
10. National Institute of Standards and Technology's (NIST) web site. [http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/atom\\_index.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/atom_index.html)
11. Surzhikov S.T., Shang J.S. Kinetic Models Analysis For Super-Orbital Aerophysics. 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7-10 January 2008, Reno, Nevada. AIAA 2008–1278.

12. Scharfman W.E., Taylor W.C. Use of ion probes in supersonic plasma flow // *AIAA Journal*, 1970, v.8, N 6.
13. Wilson J. Ionization rate of air behind high-speed shock waves // *Phys. Fluids.*, 1966, v.9, N 10, P.1913.
14. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. Особенности процессов ионизации и излучения за сильными ударными волнами в воздухе. ПМТФ, 1987, № 6, С. 23–28.
15. Gorelov V.A., Kildusheva L.A., Kireev A.Yu. "Ionization particularities behind intensive shock waves in air at velocities of 8-15 km/s", *AIAA Paper 94-2051*, 1994.
16. 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.
17. Cruden B.A., Le H., Martinez R. Electron Density Measurement in Re-entry Shocks for Lunar Return. 42<sup>nd</sup> AIAA Thermophysics Conference 27-30 June 2011, Honolulu, Hawaii. AIAA 2011-3628.
18. Горелов В.А., Киреев А.Ю., Шиленков С.В. Неравновесные ионизационные процессы за сильными ударными волнами при высоких скоростях их распространения в воздухе. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. Т.5. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2007-02-05-001.pdf>.
19. Parker R., Dufrene A., Holden M., Wakeman T. Shock-Front Emission Measurements at 10 km/s. 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition 4 - 7 January 2011, Orlando, Florida. AIAA 2011-715.
20. Лосев С.А., Полянский В.А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скоростях 5 - 10 км/с // *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 1, С. 176–183).
21. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Лагарьков А.М. и др. Течение воздуха за фронтом сильной ударной волны с учетом неравновесной ионизации и излучения // *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 6, С 46–53.
22. Железняк М.Б., Мнацаканян А.Х., Якубов И.Т. Релаксация и неравновесное излучение за ударными волнами в воздухе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1970, № 4, С. 161–174.
23. Биберман Л.М., Якубов И.Т. Состояние газа за фронтом сильной ударной волны. *ТВТ*, 1965, т. 3, № 3, С. 340–353.
24. Surzhikov S.T., Shang J.S. Influence of Atomic Lines on Radiative Heating of Entering Space Vehicles. 42<sup>nd</sup> AIAA Thermophysics Conference 27-30 June 2011, Honolulu, Hawaii. AIAA 2011-3628.
25. 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.
26. Panesi M., Magin T., Bourdon A., Bultel A., Chazot O., Badon Y. Collisional-radiative modeling in flow simulation. *RTO-EN-AVT-162*, 2008.
27. Гурвич Л.В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 2, М.: АН СССР, 1962, С. 916.
28. Johnston C.O. Nonequilibrium Shock-Layer Radiative Heating for Earth and Titan Entry. Dissertation Ph. D. Blacksburg, Virginia. 2006.
29. Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбекян М.Ю., Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе, *Механика жидкости и газа*, 1995, № 2, С.169.
30. Park, C., Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics, 1990.
31. Park, C., Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions. I. Earth Entries, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, 1993, Pp. 385–398.
32. Laux C.O., Lan Yu, Packan D.M., Gessman R.J., Pierrot L., Kruger C.H., "Ionization mechanisms in two-temperature air plasmas", *AIAA Paper 99-3476*, 1999.
33. Гладышев М.К., Горелов В.А. Экспериментальное определение времени ионизации за сильной ударной волной в воздухе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1973, № 1.
34. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Лагарьков А.Н., Стулов В.П., Теленин Г.Ф., Шапиро Е.Г., Якубов И.Т. Течение воздуха за фронтом сильной ударной волны с учетом неравновесной ионизации и излучения. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 6, С. 46–57.
35. Lin S. C., Teare J.D. Ionization behind the Shock waves in Air. *Phys. Fluids*. 1963, vol. 6, № 2.
36. Drawin, H. W., "Collision and Transport Cross Sections," *Plasma Diagnostics*, edited by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, 1968, Pp. 842–875.

37. 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.
38. Конвективный теплообмен летательных аппаратов. Под редакцией докт. техн. наук Б.А. Землянского. Из-во ФИЗМАТЛИТ. 2014 г.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2014 г.