

УДК 533.6.011

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ЗА СИЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

В.А.Горелов, А.Ю.Киреев, С.В.Шиленков

*Центральный Аэрогидродинамический Институт им. проф. Н.Е. Жуковского
г. Жуковский, Московская область, 140180, Россия
va_gorelov@mail.ru*

Аннотация

В работе представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований неравновесных ионизационных процессов за фронтом сильной ударной волны в воздухе при высоких ($V_S > 8$ км/с) скоростях движения. На основе измеренных в широком диапазоне изменения скорости ($V_S = 8 \div 14$ км/с) и давления P_1 на электроразрядной ударной трубе (ТЭР ЦАГИ) распределений электронных концентраций и температур свободных электронов в квазистационарной зоне за фронтом волны предложена кинетическая модель ионизации, учитывающая ее особенности в рассматриваемом скоростном диапазоне распространения ударной волны.

Приведены расчетные данные распределения концентраций заряженных компонент в ударном слое за фронтом сильной ударной волны, полученные с использованием различных кинетических моделей ионизации.

NONEQUILIBRIUM IONIZATION PROCESSES BEHIND STRONG SHOCK WAVES AT ITS PROPAGATION IN AIR WITH HIGH VELOCITIES

In this article the results of experimental and numerical studies of nonequilibrium ionization processes behind a strong shock wave at high ($V_S > 8$ km/s) velocities of movement in air are presented. On the basis of measured in wide velocities ($V_S = 8 \div 14$ km/s) and pressures P_1 diapasons in Arc-Driven Shock Tube (ADST TsAGI) electron concentration and electron temperature distributions in quasistationary area behind a shock wave the kinetic model of ionization taking into account its peculiarities in the examined high-speed regime of a shock wave propagation is suggested.

Calculated distributions of charged species concentration in a shock layer behind strong shock wave front obtained using different kinetic models of ionization are shown.

Введение

В условиях, соответствующих входу летательных аппаратов в атмосферу Земли со скоростями свыше 8 км/с, одним из наиболее важных кинетических процессов в высокотемпературном ударном слое становится ионизация атомов электронным ударом. При этом в неравновесном течении за ударной волной может отсутствовать локальное термодинамическое равновесие (ЛТР) вследствие взаимодействия процессов излучения и ионизации, что приводит к возникновению ряда особенностей течения в ударном слое. Основная цель данного исследования – на основе измерений электронных концентраций и температур свободных электронов разработать кинетическая модель, удовлетворительно учитывающую эти особенности и, на основе сравнения с результатами экспериментальных исследований, провести верификацию кинетической модели.

В многочисленных проектах возвращения космических аппаратов на Землю, обсуждаемых в настоящее время, например, в проекте доставки на Землю образцов грунта с Марса и его спутника Фобоса, рассматриваются траектории входа в атмосферу Земли со скоростью свыше 9 км/с. В этих условиях непосредственно за фронтом головной ударной волны около КА температура газа может достигать нескольких десятков тысяч градусов. При высоких температурах в ударном слое интенсивно протекают процессы возбуждения внутренних степеней свободы атомов и молекул (колебательное возбуждение и диссоциация молекул, ионизация, возбуждение электронных состояний). Эти процессы приводят к резкому изменению параметров течения (поступательной температуры, плотности и др.) и состава газа в ударном слое. При скоростях движения ударной волны, больших 9 км/с молекулы воздуха в зоне релаксации за ее фронтом практически полностью диссоциированы. Можно считать, что если при скорости полета, не превышающей 8 км/с, основные физико-химические процессы в ударном слое относятся к молекулярной физике, то при скорости свыше 10 км/с начинают доминировать атомарные процессы. В частности, большое влияние на термодинамические параметры газа в ударном слое оказывают процессы ионизации атомов N и O электронным ударом.

В ходе экспериментальных исследований [1–3] было установлено, что при скорости ударной волны свыше 9 км/с и относительно низкой плотности газа ($P_1 < 1$ тор) в потоке за ударной волной нарушается условие локального термодинамического равновесия (ЛТР) вследствие обеднения заселенности возбужденных состояний атомов N и O за счет процессов высвечивания. Эффект обеднения заселенности возбужденных излучающих состояний атомов и молекул при низкой плотности газа иногда называют «пределом по столкновению». Большое влияние на все параметры ударного слоя при высоких скоростях полета может оказывать ионизационно-излучательное взаимодействие, приводящее в условиях нарушения ЛТР к понижению степени ионизации газа за высокоскоростной ударной волной.

В работе рассматриваются условия нарушения ЛТР за высокоскоростной ударной волной в воздухе и приведена кинетическая модель процессов в ударном слое в этих условиях. Представлены некоторые результаты ее верификация на основе сравнения с данными стендовых экспериментов, проведенных в электроразрядной ударной трубе ЦАГИ.

1 Условие нарушения ЛТР в ударном слое

В экспериментальных исследованиях [4] показано, что при скорости ударной волны в воздухе свыше 9 км/с, на смену ассоциативной ионизации с образованием молекулярных ионов NO^+ , O_2^+ и N_2^+ приходит процесс ионизации атомов электронным ударом.



Этот процесс носит, как правило, ступенчатый характер. При $E_{i0} \gg kT$ (E_{i0} – энергия ионизации с основного атомного уровня; T – поступательная температура газа) ионизация атомов происходит преимущественно с верхних возбужденных уровней, энергия ионизации которых $E_i \sim kT$. В связи с этим, большое влияние на процесс ионизации должна оказывать степень заселенности возбужденных состояний атомов. Рассмотрим в модельном представлении газ из атомов с одним возбужденным состоянием. Уравнение баланса для плотности возбужденных атомов в оптически прозрачной среде можно записать в виде

$$\frac{dn_1}{dt} = k_{01}n_0n_e - k_{10}n_1n_e - \frac{n_1}{\tau_{10}} \quad (1)$$

В уравнении (1) k_{01} и k_{10} – константы скоростей возбуждения и девозбуждения атома электронным ударом; n_e, n_0, n_1 – соответственно, концентрации электронов, атомов в основ-

ном и возбужденном состояниях; τ_{10} – время жизни возбужденного состояния, определяемое радиационным высвечиванием. Если высвечиванием можно пренебречь ($\tau_{10} \gg \tau_0$, где τ_0 – время безызлучательных переходов), то стационарное состояние будет больцмановским. Константы скоростей прямой k_{01} и обратной k_{10} реакций связаны соотношением детального баланса:

$$k_{01} = k_{10} \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_{10}}{kT}\right), \quad (2)$$

где g_0, g_1 – статистические веса основного и возбужденного состояний атома; E_{10} – энергия возбужденного уровня, отсчитываемая от энергии основного состояния.

Подставив (2) в (1), получим соотношение для плотности возбужденных атомов (при $dn_1/dt = 0$):

$$n_1 = n_0 \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_{10}}{kT}\right) \frac{1}{1 + (n_e k_{10} \tau_{10})^{-1}}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что заселенность возбужденного состояния будет отличаться от больцмановского, если не выполняется условие $(n_e k_{10} \tau_{10})^{-1} \ll 1$ или $\tau_d / \tau_{10} \ll 1$, где $\tau_d = (n_e k_{10})^{-1}$ – время девозбуждения атома в электронных столкновениях. В случае, если $\tau_{10} \leq \tau_d$, процессы излучения могут приводить к обеднению заселенности уровня и, как следствие, к уменьшению скорости ступенчатого процесса ионизации и отсутствию ЛТР.

Для атомов N и O провести точный расчет влияния излучательных процессов на степень ионизации за ударной волной крайне сложно. В [1] с помощью упрощенной модели (также сводящейся, по существу, к двухуровневой) получено следующее соотношение для определения n_e в квазистационарной области за ударной волной:

$$\frac{n^+ n_e}{n_a} = K_{eq} \left(1 + \frac{k_{i0}}{k_f} \frac{\tau_d}{\tau_{10}}\right) \left(1 + \frac{\tau_d}{\tau_{10}}\right)^{-1}, \quad (4)$$

где K_{eq} – константа равновесия Саха; k_{i0} – скорость ионизации с основного уровня атома;

$$k_f = k_{f1} \left(1 + \frac{k_{i0}}{k_{f1}} \frac{\tau_d}{\tau_{10}}\right) \left(1 + \frac{\tau_d}{\tau_{10}}\right)^{-1},$$

где k_{f1} – константа скорости ступенчатой ионизации при наличии ЛТР; n_a и n^+ , соответственно, концентрации атомов и атомарных ионов

Из (4) так же следует, что в оптически прозрачном слое газа процесс ионизации может быть равновесным только при условии $\tau_d \ll \tau_{10}$. При увеличении оптической толщины рассматриваемой области плазмы процесс высвечивания возбужденных атомов может компенсироваться процессами фотовозбуждения. В этом случае соотношения (3–4) не применимы.

На рис.1 показаны результаты измерения концентрации электронов в квазистационарной области газа за ударной волной в воздухе при начальном давлении $P_1 = 0.2$ тор. Измерения были проведены в электроразрядной ударной трубе ЦАГИ. Точками 1 показаны результаты, полученные с использованием электростатических зондов, точки 2 соответствуют измерению n_e спектральным методом (по штарковскому уширению линии водорода H_β , который добавлялся в воздух в малом количестве) [2]. Видно, что при $V_S \geq 9$ км/с измеренные

значения n_e существенно ниже соответствующих равновесных значений (пунктирная кривая на рис.1).

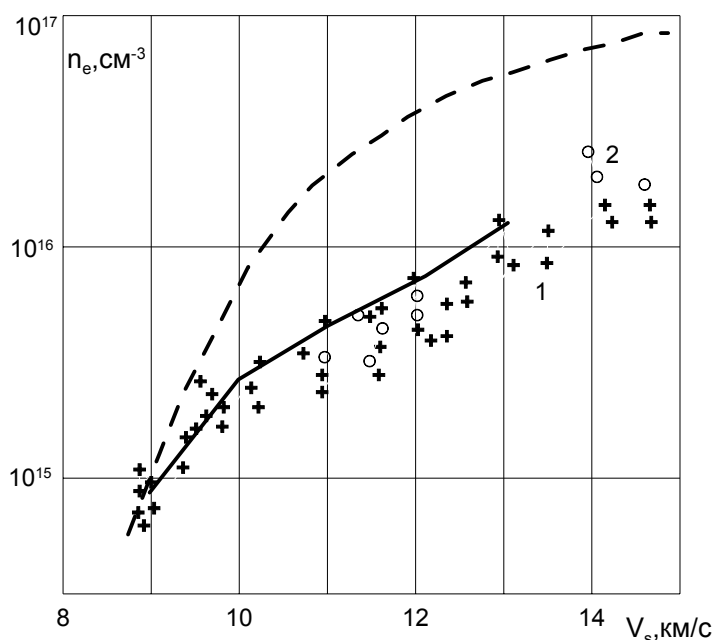


Рис. 1. Концентрация электронов n_e за ударной волной в зависимости от ее скорости. Точки 1 – (+) – результаты зондовых измерений, точки 2 – (o) – спектральные измерения

Рассмотрим три возможные причины, которые могут приводить к уменьшению концентрации электронов при больших скоростях распространения ударной волны.

Первая – диффузия заряженных компонентов в слое газа относительно низкой плотности за ударной волной. Критерий, определяющий условия, при которых следует ожидать влияния на величину n_e процессов диффузии, можно получить, проводя известную аналогию между течением газа за ударной волной и в ударном слое около критической точки затупленного тела. В [5] получена корреляционная зависимость $n_e/n_{e,eq} = f(K)$ для вязкого неравновесного ударного слоя в области критической точки тела, где $K = Re_0 \Lambda_i^2 / (1 + \Lambda_i^2)$, Re_0 – число Рейнольдса по условиям в области торможения; $\Lambda_i = \tau_g / \tau_i$, τ_g – газодинамическое время течения, τ_i – характерное время ионизации за фронтом ударной волны. Отношение $n_e/n_{e,eq} < 1$, если $K < 10^3$. В случае рассмотрения условий в области газа за ударной волной толщиной Δ можно ввести число Рейнольдса $Re_\Delta = V_S \rho_2 \Delta / \mu_2$ (ρ_2, μ_2 – плотность и вязкость за ударной волной) и соответствующий корреляционный параметр K_Δ . Расчет показывает, что $K_\Delta \approx 10^3$ при $V_S = 10 \div 11$ км/с, $P_1 = 0.2$ тор, $\Delta = 4 \div 3$ см. Таким образом, в рассматриваемых условиях диффузия, по-видимому, не влияет существенным образом на величину n_e за ударной волной. Заметное влияние диффузии в условиях проведенных экспериментов следует ожидать при $P_1 \leq 0.05$ тор.

Вторая возможность – влияние излучательных потерь на внутреннюю энергию газа за ударной волной. При оценке этого эффекта значения внутренней энергии в единичном объеме сравнивались с интегральными потерями энергии за счет излучения. Установлено, что эффект радиационного охлаждения должен учитываться только при $V_S > 14$ км/с.

Третья причина «недоионизованности» газа за высокоскоростной ударной волной – нарушение локального термодинамического равновесия вследствие уменьшения заселенности возбужденных состояний атомов за счет процессов высвечивания. Если ввести вероятность спонтанного излучательного перехода A_{nk} между уровнями n и k атома и вероятность безизлучательного перехода W_{nk} , то термодинамическое равновесие между двумя уровнями для оптически прозрачной плазмы должно существовать, при условии $A_{nk}/W_{nk} \gg 1$. Безизлучательные переходы в низкотемпературной плазме определяются, в основном, электронными столкновениями. Раскрывая величины A_{nk} и W_{nk} (в водородоподобном приближении), Г. Грим [6] получил критерий существования ЛТР между уровнями n и k :

$$n_e \gg 10^{14} \sqrt{T_e} (\Delta E_{kn})^3. \quad (5)$$

В (5) T_e и ΔE_{kn} измеряются в эВ. Критерий относительного равновесия между возбужденным уровнем k и континуумом свободных электронов может быть получен, если в (5) вместо ΔE_{kn} ввести ΔE_{ki} – разность потенциала ионизации атома и возбуждения уровня k . Критерии (5) соответствуют случаю оптически прозрачной плазмы. В случае плазмы с поглощением, в правую часть выражений (5) может быть введен множитель Θ , определяющий вероятность выхода фотона из слоя плазмы без поглощения. Для оценки вероятности выхода фотона из середины плоского слоя с толщиной L можно использовать следующую формулу [7]:

$$\Theta \approx \left(1 + 1.5 \sqrt{0.5 \pi k_0 L}\right)^{-1},$$

где k_0 – коэффициент поглощения в центре спектральной линии с дисперсионным контуром. В оценочном подходе к использованию критерия (5) для условий высокоскоростного полета рассмотрим крайне упрощенную модель. Из всей совокупности атомарных переходов кислорода рассмотрим переходы $2p^4 \ ^3P - 3s \ ^3S$ ($\lambda = 1303 \text{ \AA}$) и $3s \ ^3S - 3p^3P$ ($\lambda = 8446 \text{ \AA}$). Верхний уровень 1-го перехода является нижним для 2-го перехода, излучение в котором исследовалось в экспериментах, проведенных в электроразрядной ударной трубе ЦАГИ. Отметим, что переход на длине волны $\lambda = 1303 \text{ \AA}$ относится к группе переходов с наибольшей реабсорбцией, поэтому критерий отсутствия ЛТР, полученный для рассматриваемой модели, должен определять нижнюю границу критических значений n_e . Переход с $\lambda = 8446 \text{ \AA}$ типичен для всей совокупности слабо реабсорбированных атомных линий N и O в видимой и инфракрасной областях спектра излучения. Для перехода с $\lambda = 1303 \text{ \AA}$ (разность энергий уровней ~ 10 эВ) с использованием выражения для Θ при $k_0 > 1$, получается следующее соотношение для критических значений n_e :

$$n_e > 0.4 \times 10^{17} \frac{\sqrt{T_e}}{(0.5 k_0 L)^{0.5}}.$$

При $P_1 = 0.2$ тор, $V_S = 10$ км/с и $L \sim 2$ см получаем с использованием k_0 из [7], что для обеспечения ЛТР за ударной волной необходима концентрация электронов $n_e > 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из рис.1 видно, что в исследуемых условиях критерий наличия ЛТР для рассматриваемого перехода не выполняется и заселенность резонансных состояний атомов ниже равновесных значений. Напротив, для линий в инфракрасной области спектра, например, с $\lambda = 8446 \text{ \AA}$ (разность энергий уровней $\sim 1.5 \div 2$ эВ) $\Theta \sim 1$ и из (5) следует, что критерий равновесности должен выполняться при $n_e \geq 0.3 \div 1.0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в то время как измеренные значения состав-

ляют $2 \div 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, относительная заселенность уровней, определяющих излучение в ИК и видимой областях спектра, должна соответствовать больцмановскому распределению с эффективной температурой T_e , но абсолютные значения заселенности должны быть ниже равновесных. Всю совокупность энергетических уровней можно условно разбить на две группы. Уровни одной группы (высоковозбужденные) находятся в квазиравновесии со свободными электронами {их относительная заселенность определяется T_e }. Уровни другой группы находятся в неравновесном состоянии. Такое состояние иногда называют частичным локальным термодинамическим равновесием (ЧЛТР). Условной границей между этими группами уровней является уровень с энергией E_R , при которой вероятность безызлучательных переходов сравнивается с вероятностью радиационных при реальных значениях n_e . Если энергия перехода больше E_R , ударные процессы возбуждения не уравниваются девозбуждением в столкновениях, и существенную роль должны играть радиационные процессы высвечивания. В условиях нарушения ЛТР скорость процессов ионизации атомов электронным ударом снижается, так как абсолютная заселенность возбужденных состояний атомов становится ниже равновесной, т.е. наблюдается эффект «недоионизованности».

При $V_S \geq 10 \text{ км/с}$ степень ионизации газа за ударной волной относительно велика (больше 10%) и энергия, затраченная на ионизацию, становится существенным слагаемым полной внутренней энергией. В этом случае нарушение условия ЛТР должно влиять не только на ионизационные и излучательные характеристики газа за ударной волной, но и на термодинамические параметры течения. В частности, снижение уровня ионизации может приводить к возрастанию температуры и снижению плотности газа за фронтом ударной волны, что необходимо учитывать при решении аэротермодинамических задач входа в атмосферу. Граница радиационной «недоионизованности» в координатах высота полета H – скорость полета V может быть получена в результате следующего рассмотрения. За фронтом ударной волны в воздухе ионизация определяется совокупностью различных реакций. На начальном этапе (вблизи ударного фронта) основную роль должны играть процессы ионизации в столкновениях атом-атом (ассоциативная ионизация). Процессы ионизации в столкновениях электрон-атом «подключаются» на более поздней стадии, когда величина n_e достигнет достаточно высокого уровня. Можно предположить, что процесс ионизации электронным ударом будет равновесным, если в зоне за ударной волной, где он становится главенствующим, достигнут уровень n_e , удовлетворяющий критерию (5). Иными словами можно сказать, что ионизация электронным ударом должна «выводиться» на равновесный уровень ассоциативной ионизацией. Исходя из этой модели явлений была найдена граница влияния эффекта нарушения условий ЛТР в ударном слое около КА, представленная на рис.2.

Область нарушения ЛТР расположена выше кривой на рис.2. Точками для примера показана часть траектории аппарата FIRE II (США), с помощью которого в летных условиях проводились измерения по программе «Апполон» конвективных и лучистых тепловых потоков к поверхности аппарата. Отметим, что кривая I на рис.2. определяет область полетных условий, при которых нарушается условия ЛТР в ударном слое, толщина которого $\Delta_S \leq 30 \text{ мм}$ (радиус носового затупления аппарата ~ 30 см). При большем радиусе затупления нарушение ЛТР во всем ударном слое может не наблюдаться из-за малости Θ в оптически толстом слое, однако, и в этом случае эффект влияния высвечивания необходимо учитывать при определении структуры ударного слоя.

Для численного моделирования течения в ударном слое разработана модель физико-химических процессов с учетом эффекта нарушения условий ЛТР по ионизации.

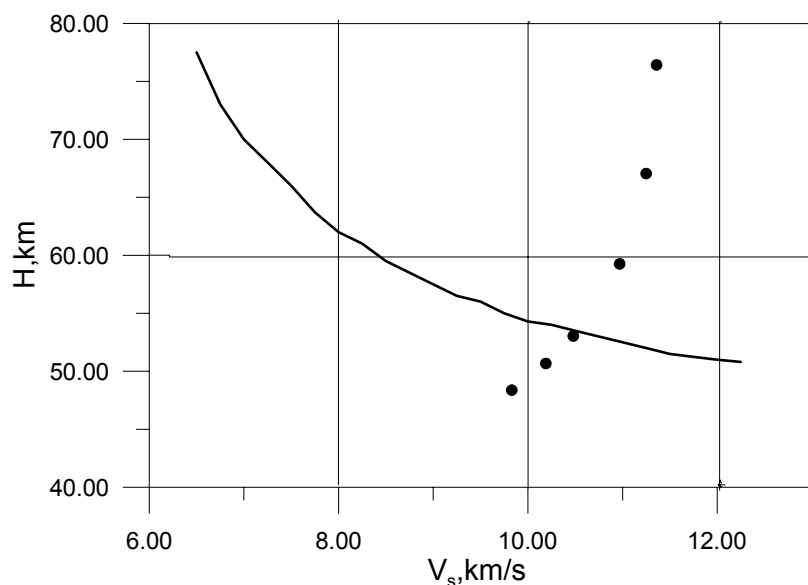


Рис.2. Область нарушения условия локального термодинамического равновесия

2 Модель кинетических процессов для высокоскоростных течений

Кинетическая модель включает в себя следующие элементы [8].

1). Многотемпературную модель колебательной релаксации, т.е. колебательная релаксация молекул N_2 , O_2 , NO характеризуется собственными для каждой молекулы температурами, отличными от температуры поступательных степеней свободы T . Вращательная температура молекул принимается равной поступательной.

2). Модель колебательно-диссоциационного взаимодействия (КДВ). Применяется модель Тринора – Маррона $CVDV$ ($U = D/3$).

3). Достаточно полную схему диссоциации и обменных реакций.

4). Реакции ионизации и перезарядки.

Учитывались реакции ассоциативной ионизации, формирующие молекулярные ионы N_2^+ , O_2^+ , NO^+ и ионизация молекул и атомов азота и кислорода при неупругих столкновениях с электронами. Так как константы скоростей реакций с участием электронов зависят от электронной температуры T_e , она заранее полагалась отличной от других температур (поступательной и колебательных) и определялась из уравнения баланса энергии электронного газа. В уравнении учтены следующие процессы энергообмена электронов с атомами и молекулами плазмы:

- рождение электронов с энергией $E \sim kT$ в ходе реакций ассоциативной ионизации и изменение их энергии в реакциях диссоциативной рекомбинации электрона и молекулярного иона;
- энергообмен в упругих соударениях с атомами и молекулами смеси;
- неупругое возбуждение вращательных степеней свободы молекул электронным ударом;
- неупругое резонансное возбуждение колебательных уровней основного электронного состояния молекул азота электронным ударом;
- потери энергии электронов на возбуждение электронных состояний молекул и атомов;
- затраты электронной энергии на ионизацию атомов и молекул электронным ударом.

Анализ имеющихся в литературе данных показал большой разброс в величинах и температурной зависимости констант скоростей ионизации атомов N и O электронным ударом $k_f = AT_e^B \exp(-C/T_e)$, $см^3/моль\ сек$ (см. табл. 1).

Таблица 1

№	Реакция	A	B	C	Источник
1.	$N + e \rightleftharpoons N^+ + e + e$	2.7×10^{13}	0.5	168800	[9]
	$O + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	1.63×10^{13}	0.5	157800	
2.	$N + e \rightleftharpoons N^+ + e + e$	2.5×10^{34}	-3.84	168800	[10]
	$O + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	3.9×10^{32}	-3.78	157800	
3.	$N + e \rightleftharpoons N^+ + e + e$	5.06×10^{19}	0	168200	[11]
	$O + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	7.74×10^{12}	0.7	157800	

Сравнение результатов расчета ионизации за высокоскоростной ударной волной при относительно низкой начальной плотности газа показало, что ни одна из вышеприведенных констант скоростей ионизации электронным ударом не дает согласия с результатами соответствующих экспериментов в условиях возможного нарушения ЛТР. Поэтому была разработана упрощенная модель ступенчатой ионизации атомов N и O с резонансных возбужденных уровней. Предполагается, что ионизация атомов N и O проходит с учетом обеднения заселенности возбужденных состояний $N(4P)$ и $O(3S)$ в следующих реакциях, представленных в табл. 2 вместе со значениями скоростей реакций и характерными временами жизни.

Таблица 2

№	Реакция	Константа скорости реакции ($\text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$), время жизни τ (с); T_e здесь измеряется в эВ
1	$N(4S) + e \rightleftharpoons N(4P) + e$	$3.6 \times 10^{13} T_e^{0.5} (10.33/T_e + 2) \exp(-10.33/T_e)$
2	$N(4P) + e \rightleftharpoons N^+ + e + e$	$3.1 \times 10^{13} T_e^{0.5} \exp(-4.27/T_e)$
3	$N(4P) \rightarrow N(4S) + h\nu(119.9 \text{ нм})$	$\tau = 2.38 \times 10^{-9}$
4	$O(3P) + e \rightleftharpoons O(5S) + e$	$3.7 \times 10^{13} T_e^{0.5} (9.15/T_e + 2) \exp(-9.15/T_e)$
5	$O(3P) + e \rightleftharpoons O(3S) + e$	$1.2 \times 10^{13} T_e^{0.5} (9.52/T_e + 2) \exp(-9.52/T_e)$
6	$O(5S) + e \rightleftharpoons O(3S) + e$	$4.1 \times 10^{13} T_e^{0.5} (0.37/T_e + 2) \exp(-0.37/T_e)$
7	$O(3S) + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	$2.6 \times 10^{13} T_e^{0.5} \exp(-4.08/T_e)$
8	$O(5S) + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	$1.3 \times 10^{13} T_e^{0.5} \exp(-4.45/T_e)$
9	$O(3S) \rightarrow O(3P) + h\nu(130.3 \text{ нм})$	$\tau = 1.7 \times 10^{-9}$

При построении этой очень упрощенной схемы учитывалось с одной стороны, что при ступенчатой ионизации основную роль должны играть возбужденные состояния, для которых энергия ионизации $E_i \sim kT_e$, а с другой стороны, важно было не усложнять моделирование кинетики процесса ионизации в ударном слое, проводимой на основе уравнений Навье – Стокса. Данная кинетическая модель применялась для моделирования течения в релаксационной зоне за сильными ударными волнами в условиях, соответствующих условиям эксперимента, проведенного в электроразрядной ударной трубе ЦАГИ.

3 Верификационный анализ

Для верификации численной модели использовались результаты измерения: электронной концентрации за прямой ударной волной, температуры свободных электронов T_e , температуры возбуждения атомов O (для излучения в ближней ИК области спектра), скорости

потока газа за фронтом ударной волны [8]. Возвращаясь к рис.1, несложно заметить, что результаты измерения n_e существенно отличаются от соответствующего равновесного расчета уже при скорости ударной волны свыше 9 км/с. Сплошной кривой показаны результаты расчета квазистационарных значений электронных концентраций, выполненные по разработанной ступенчатой модели ионизации атомов электронным ударом. Видно, что результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом.

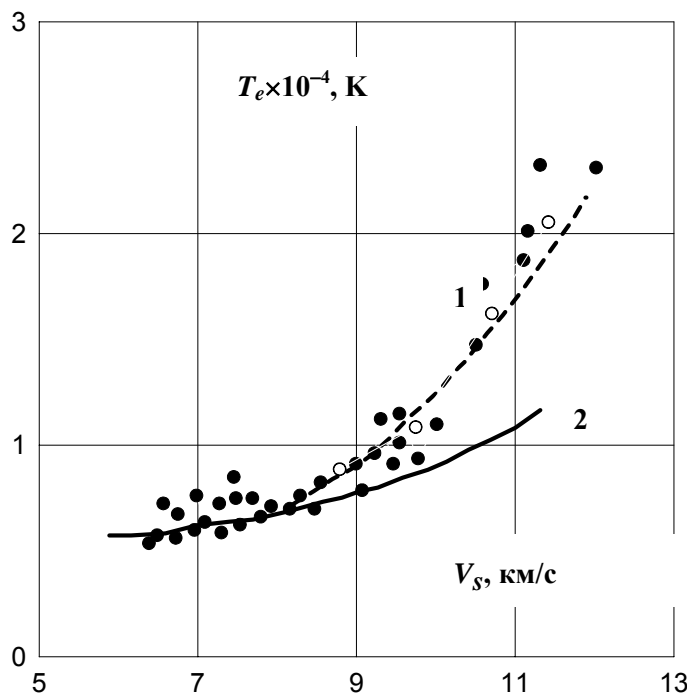


Рис.3. Температура за ударной волной в зависимости от ее скорости. Точки ● – результаты измерения T_e , точки ○ – результаты измерения температуры возбуждения атомов O

Измеренные значения электронной температуры T_e (символы-●) и температуры возбуждения атомов O (символ-○) в квазистационарной области за ударной волной в зависимости от ее скорости представлены на рис.3. Кривые: 1 – расчет T_e с использованием ступенчатой модели ионизации, 2 - расчетная равновесная температура $T_{e,eq}$ за ударной волной. Видно, что при скорости ударной волны до 9 км/с измеренные значения T_e согласуются с $T_{e,eq}$. Но при скорости свыше 9 км/с значения T_e выше соответствующих величин $T_{e,eq}$. При $V_S = 12$ км/с, например, отношение $T_e/T_{e,eq} = 2 \div 2.2$ (При скорости ударной волны свыше 9 км/с точность измерения T_e зондовым методом составляет $\sim 20\%$). Численный расчет неравновесных значений T_e согласуется с результатами эксперимента. Повышение температуры в условиях нарушения ЛТР должно приводить к соответствующему уменьшению плотности и массовой скорости газа за ударной волной. Результаты измерений массовой скорости плазмы в электроразрядной ударной трубе, проведенные индукционным методом (измерялась ЭДС индукции в слабом поперечном магнитном поле) приведены на рис 4. Представлена зависимость $u/u_{eq} = f(V_S)$, где u – измеренная скорость плазмы в лабораторной системе координат, а u_{eq} – расчетная массовая скорость в равновесных условиях за ударной волной. Видно, что при $V_S > 9$ км/с скорость потока отличается от равновесной. По результатам измерения u

определялось эффективное значение показателя адиабаты $\gamma_{ef} = c_{P,смеси}/c_{V,смеси}$ для рассматриваемых условий.

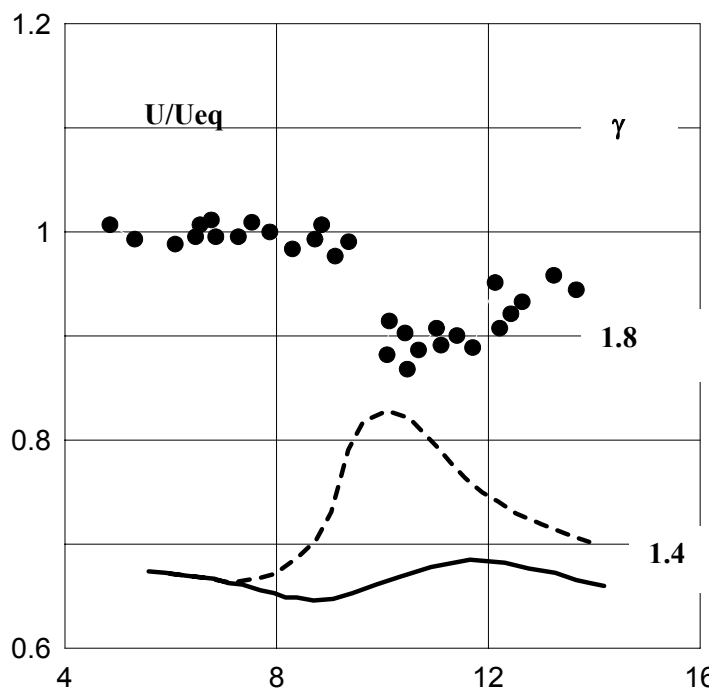


Рис.4. Массовая скорость плазмы и эффективный показатель адиабаты γ за ударной волной в зависимости от ее скорости

Зависимость $\gamma_{ef} = f(V_S)$ показана на рис.4 пунктирной кривой, а соответствующие равновесные значения $\gamma_{ef,eq}$ — сплошной. Наблюдается существенное возрастание γ_{ef} в режиме нарушения ЛТР. Этот эффект можно объяснить тем, что при большой степени диссоциации молекул азота и кислорода при высоких температурах в атомарном газе вследствие нарушения ЛТР и уменьшения степени ионизации уменьшается доля внутренней энергии затрачиваемая на ионизационный процесс. Таким образом, из результатов проведенных экспериментов следует, что в области полетных условий, представленной на рис 2, в ударном слое около летательного аппарата, осуществляющего высокоскоростной вход в атмосферу Земли, может наблюдаться нарушение условия локального термодинамического равновесия (ЛТР). На рис.5 приведен результат расчета концентраций заряженных компонентов в области релаксации за фронтом сильной ударной волны в воздухе при скорости $V_S = 11$ км/с и начальной давлении $P_1 = 0.2$ тор.

Несложно видеть, что результаты расчетов с использованием кинетической модели, не учитывающей эффект нарушения ЛТР по ионизации (см., например [11], модель 1), и кинетической модели, представленной в данной статье (модель 2), существенно отличны. Так, для модели 1 характерна определяющая роль ионов атомарных азота и кислорода в ионизации потока. Для модели 2- ионизация определяется молекулярными ионами N_2^+ и NO^+ . Более чем на порядок величины отличаются уровни ионизации газа в ударном слое и, как следствие этого, термодинамические характеристики ударного слоя. Учет этого эффекта может проявиться в изменении отхода ударной волны от обтекаемой поверхности и повлиять на термо- газодинамические параметры в ударном слое.

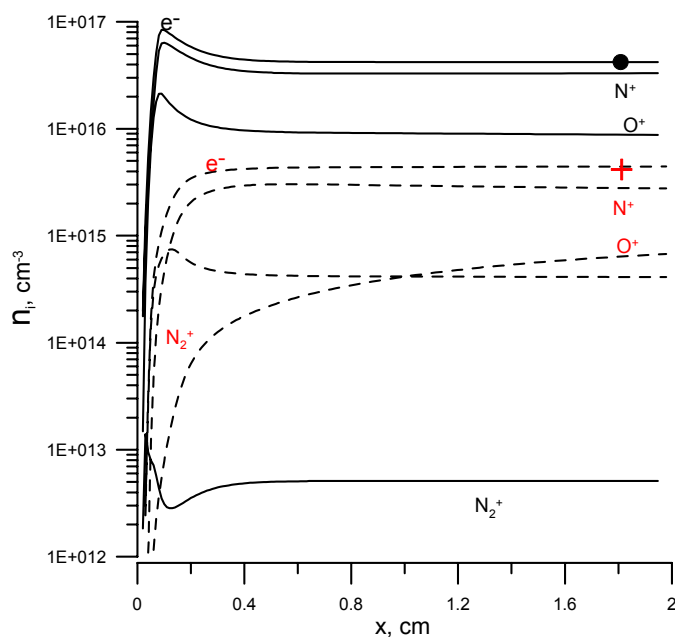


Рис.5. Распределение концентраций заряженных компонент в ударном слое за фронтом ударной волны $V_S = 11$ км/с, $P_1 = 0.2$ тор; сплошные кривые – модель ионизации (1) с константами ионизации атомов электронным ударом из [11], штриховые кривые – ступенчатая модель ионизации.

• – равновесное значение ионизации; + – измеренное значение концентрации электронов в квазистационарной зоне

Выводы

Выводы, которые могут быть сделаны по результатам работы, заключаются в следующем.

1. При изучении аэротермофизических проблем высокоскоростного входа КА в атмосферу Земли необходимо учитывать эффекты нарушения локального термодинамического равновесия в ударном слое около аппарата.

2. Область проявления этих эффектов может соответствовать значительной части траектории входа, особенно для КА с относительно небольшими размерами.

3. Нарушение условий локального термодинамического равновесия может привести к существенным изменениям газо-термодинамических параметров течения в ударном слое (температуры, плотности, атомарно-молекулярного состава, степени ионизации, интенсивности излучения и др.)

Эффекты возможного нарушения ЛТР необходимо принимать во внимание при численном моделировании обтекания и теплопередачи в условиях высокоскоростного входа в атмосферу.

Работа поддержана РФФИ (Грант 04-01-00551) и Грантом Президента РФ (МК-2373.2006.1).

Литература

1. Залогин Г.Н., Лунев В.В., Пластинин Ю.А. Ионизация и неравновесное излучение за ударными волнами в воздухе//Известия АН СССР, МЖГ.-1980, № 1.
2. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. О результатах зондовых измерений ионизации воздуха за сильными ударными волнами//Письма в ЖТФ.-1981, Т.7, вып.21.
3. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. Особенности процессов ионизации и излучения за сильными ударными волнами в воздухе//ПМТФ.-1987, № 6.

4. Wilson J. Ionization Rate in Air Behind Highspeed Shock Waves//Phys. Fluids.-1966, Vol.9, No.10.
5. Горелов В.А., Королев А.С., Никольский В.С. Об ионизации газа в вязком ударном слое и моделировании этого процесса в лабораторном эксперименте//ПМТФ.-1985, № 6.
6. Грим Г. Спектроскопия плазмы.-М.: Атомиздат-1969.
7. Биберман Л.М. и др. Оптические свойства горячего воздуха. -М.: Наука-1970.
8. 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- 1994, 94-2051.
9. Martin J. Atmospheric Reentry. - N.Y.:Prentice –Hall, Inc.-1967
10. Park C. Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries// J. of Thermophys. and Heat Transfer.1993, Vol.7, No.3.
11. 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.- 1999, 99-3476.