

Influence of Rate Coefficients for Ionization of Atoms by Electron Impact on Relaxation Region behind Shockwave

K.A. Prutko

FGUP «TSNIImash», Korolev, Moscow Region, 141070, Russia

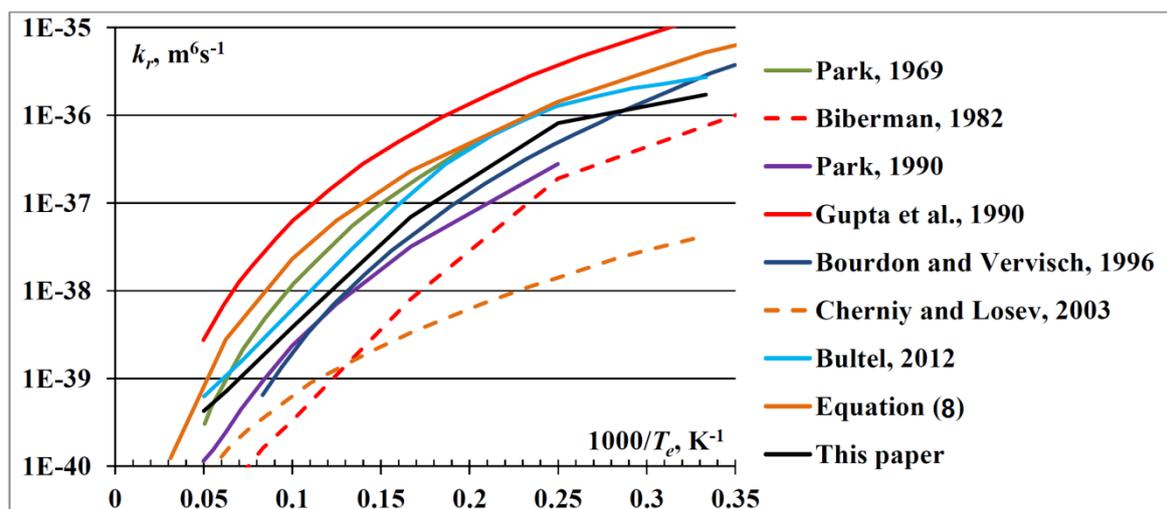
kirillkame@narod.ru

Abstract

The calculation of relaxation region behind strong shockwave in front of a returning vehicle (velocity $V = 11 \div 14$ km/s) at high altitudes requires to account for kinetics of ionization and recombination of atomic oxygen and nitrogen (in assumption of entirely dissociated air at such velocities) as relaxation region likely will be a significant constituent of shock layer. In this case the collisional-radiative model is applicable for modeling of real processes of ionization. In this model the global rate coefficients for ionization are not predefined and ionization degree of atoms is defined by number of accounted excited levels of atoms and by the elementary processes with their kinetic rate coefficients. The global rate coefficients for atom ionization which are used for relaxation region calculation can be defined by solving this problem by the collisional-radiative model.

The research of the global rate coefficients for ionization and recombination of atomic oxygen and nitrogen in wide range of temperatures depending on different sets of accounted excited electron states is considered in this paper. The comparison with experimental and calculation data of different authors is observed.

Keywords: collisional-radiative model, ionization, recombination.



Comparison of global rate coefficients for atomic nitrogen recombination depending on temperature

УДК533.49

Влияние констант скоростей ионизации атомов электронным ударом на структуру релаксационной зоны за ударной волной

К.А. Прутько

ФГУП «ЦНИИМаши», Россия, Королёв, 141070, МО, г. Королёв, ул. Пионерская, д.4
kirillkame@narod.ru

Аннотация

При расчётах структуры релаксационной зоны за фронтом сильной ударной волны перед спускаемым аппаратом (скорость $V = 11 \div 14$ км/с) на больших высотах, когда протяжённость релаксационной зоны может занимать значительную часть ударного слоя, необходимо рассчитывать кинетику ионизации атомов кислорода и азота (при таких скоростях воздух можно считать полностью диссоциированным). В этом случае для моделирования реальных процессов ионизации используется радиационно-столкновительная модель. В этой модели суммарные константы скоростей ионизации атомов электронным ударом не задаются, а степень ионизации атомов определяется количеством учтенных возбужденных электронных состояний атомов и набором элементарных процессов с соответствующими кинетическими константами. Глобальные константы скоростей ионизации атомов, которые обычно используются в расчётах структуры релаксационной зоны, могут быть определены по результатам решения задачи в рамках радиационно-столкновительной модели.

В данной работе проводится исследование глобальных констант скоростей ионизации и рекомбинации атомов кислорода и азота в широком диапазоне температур в зависимости от разных наборов учитываемых электронных состояний. Также проводятся сравнения с экспериментальными и расчётными данными разных авторов.

Ключевые слова: радиационно-столкновительная модель, ионизация, рекомбинация.

1. Постановка задачи

Расчёт структуры релаксационной зоны за сильными ударными волнами (УВ) ($V \geq 9$ км/с) в воздухе представляет значительные трудности, связанные с большим разбросом констант скоростей ионизации атомов электронным ударом [1]. Далее эти константы скоростей будем называть глобальными. При решении этой задачи в рамках радиационно-столкновительной модели эта трудность устраняется за счёт использования поуровневой кинетики заселения возбуждённых состояний атомов и ионизации [2]. Полученные результаты могут быть использованы для независимого (без использования экспериментальных данных) нахождения глобальных констант, используя методику [3]. Важным вопросом, возникающим при решении этой задачи, является выполнение условия равновесного соотношения (через константу равновесия суммарной реакции ионизации атомов) между полученными прямой (ионизация) и обратной (рекомбинация) реакциями.

В данной работе решалась модельная задача в одномерной постановке (распределение параметров рассчитывалось в зависимости от времени) с помощью поуровневой радиационно-столкновительной модели для атомарного газа (кислорода или азота), в которой температура (электронная и поступательная) и давление задавались постоянными. Объем ν в начальный момент заполнялся атомарным газом (кислородом или азотом) с больцмановским распределением электронных состояний при заданной температуре, в ходе решения

задачи плотность изменялась (поскольку давление и температура фиксированы, а суммарная концентрация частиц изменяется). Концентрация электронов в начальный момент задавалась либо выше, либо ниже равновесной величины для рассмотрения процесса рекомбинации и ионизации, соответственно. В итоге решалась нестационарная задача Коши с начальными условиями.

Давление и температуры соответствовали параметрам воздуха за ударной волной при входе спускаемого аппарата со скоростью $V = 11 \div 14$ км/с. В работе А. Vultel [3] показано, что расчетные глобальные константы ионизации и рекомбинации не зависят от давления, что в принципе позволяет выбирать давления такими, чтобы можно было легче определить глобальные константы. Далее на рис. 1 изображено изменение константы скорости ионизации со временем, а глобальная константа ионизации (как будет показано ниже) определяется значением, который принимает горизонтальный участок. При увеличении давления увеличивается частота соударения между частицами, и, таким образом, уменьшается время релаксации газа. Это приводит к уменьшению временного интервала горизонтального участка, что может затруднить определения глобальной константы ионизации (аналогично и для рекомбинации). Уменьшая давление (как показано в работе [3]) значение глобальной константы не меняется, соответственно, для того, чтобы четко выделить горизонтальный участок констант скоростей ионизации и рекомбинации можно прибегнуть к уменьшению давления на порядок и более, по сравнению с давлением, которое в действительности будет за ударной волной.

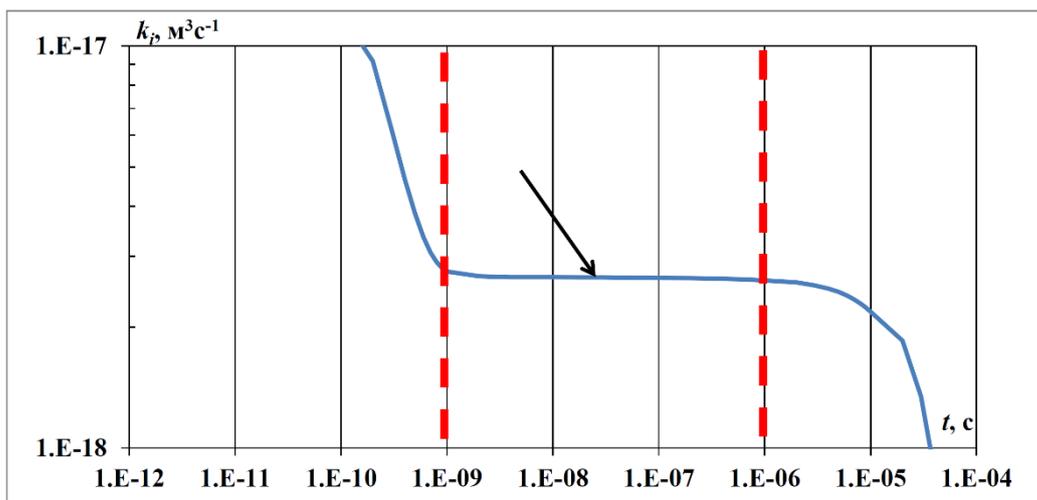


Рис. 1. Изменение глобальной константы ионизации со временем

С момента времени $t = 0$ с, начинается релаксация газа. Возбужденные состояния начинают обедняться (если концентрация электронов изначально была ниже равновесного значения), или их концентрация начинает увеличиваться (если концентрация электронов была выше равновесного значения). Это происходит потому, что вначале из-за недостатка или переизбытка электронов (по отношению к равновесному значению при данных давлении и температуре) над процессом возбуждения электронным ударом преобладает процесс тушения или наоборот, соответственно. При этом нарушается больцмановское распределение возбужденных состояний. Через некоторое время заселенность становится такой, что газ достигает квазистационарного состояния.

В квазистационарном состоянии заселенность верхних уровней распределена по Больцману при некоей собственной температуре возбуждения T_{exc} (формула (7) приведена ниже), и в этом состоянии глобальная константа ионизации или рекомбинации (для соответствующих начальных условий) не изменяется до тех пор, пока концентрация электронов не достигает равновесных значений. На протяжении квазистационарного состояния газа

концентрация электронов постепенно растет для случая ионизации (или постепенно падает для случая рекомбинации), но это изменение происходит довольно медленно по сравнению с подстраиванием заселенностей возбужденных уровней к текущим параметрам: давлению, температуре и электронной концентрации. До тех пор, пока не начинается лавинная ионизация, процессы протекают квазистационарно, и заселенности возбужденных уровней практически не изменяются. После квазистационарного состояния концентрация электронов начинает резко возрастать за счет лавинной ионизации электронным ударом, после чего состояние газа достигает равновесного значения. В радиационно-столкновительной модели учитывались следующие элементарные процессы:

- 1) возбуждение и дезактивация атомов электронным ударом;
- 2) ионизация и рекомбинация электронным ударом.

Константы скоростей возбуждения и ионизации были взяты из работы [2]. Радиационные процессы в данных расчетах не учитывались. Поэтому рассмотренные эффекты связаны только со столкновительными процессами и количеством учтенных возбужденных состояний.

Для расчета глобальной константы ионизации использовалась следующая формула [3]:

$$k_i = -\frac{1}{[X]n_e} \left(\frac{d[X]}{dt} + \frac{[X]}{\nu} \frac{d\nu}{dt} \right) \quad (1)$$

Для расчета глобальной константы рекомбинации использовалась аналогичная формула

$$k_r = -\frac{1}{[X^+]n_e^2} \left(\frac{d[X^+]}{dt} + \frac{[X^+]}{\nu} \frac{d\nu}{dt} \right) \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) n_e – концентрация электронов; $[X]$ – концентрация атомов; $[X^+]$ – концентрация ионов; ν – рассматриваемый объем газа.

Для условий равновесия имеет место соотношение

$$\frac{k_i}{k_r} = K^S, \quad (3)$$

где K^S – константа равновесия. Однако, как упоминалось выше, газ не находится в равновесии на протяжении релаксационных процессов и формула (3) в общем случае не выполняется. Величины k_i и k_r , как они определены в формулах (1) и (2), не являются константами в зоне релаксации и меняются с течением времени. В данной модельной задаче возбужденные состояния через некоторое время достигают квазистационарного состояния. Это приводит к тому, что k_i и k_r (для ионизации и рекомбинации, соответственно) принимают постоянные значения. На рис.1 изображено изменение константы скорости ионизации атома кислорода при температуре $T=10000$ К. Из рисунка видно, что газ достиг квазистационарного состояния в момент времени $t \approx 10^{-9}$ с, и это состояние продлилось до момента времени $t=10^{-6}$ с.

На рис. 2 изображена динамика заселения некоторых возбужденных состояний кислорода для этого же расчета. На рисунке черной линией отмечена концентрация ионов кислорода (O^+), синей линией – концентрация состояния $O(^3P_2)$, красной сплошной линией – концентрация состояния $O(^3P_1)$, фиолетовой линией – концентрация состояния $O(^3P_0)$, тонкими красными пунктирными линиями отмечены концентрации остальных возбужденных состояний кислорода (обозначения термов возбужденных состояний не приведены, важно их поведение с течением времени). Сначала происходит релаксационный процесс с обеднением возбужденных состояний кислорода, поскольку концентрация электронов ниже рав-

новесной ($t < 10^{-9}$ с). После этого наступает квазистационарное состояние, концентрации возбужденных состояний достигли значений, соответствующих данной температуре и концентрации электронов, концентрация электронов постепенно растёт ($t = 10^{-9} \div 10^{-6}$ с, на рисунке участок выделен жирными пунктирными красными вертикальными линиями). Далее, при $t > 10^{-6}$ с достигается равновесное состояние, концентрации частиц больше не изменяются, и константа ионизации падает, так как по формуле (1) производная концентрации по времени убывает. Для процесса рекомбинации ход кривых аналогичен приведенным на рис.1 и 2.

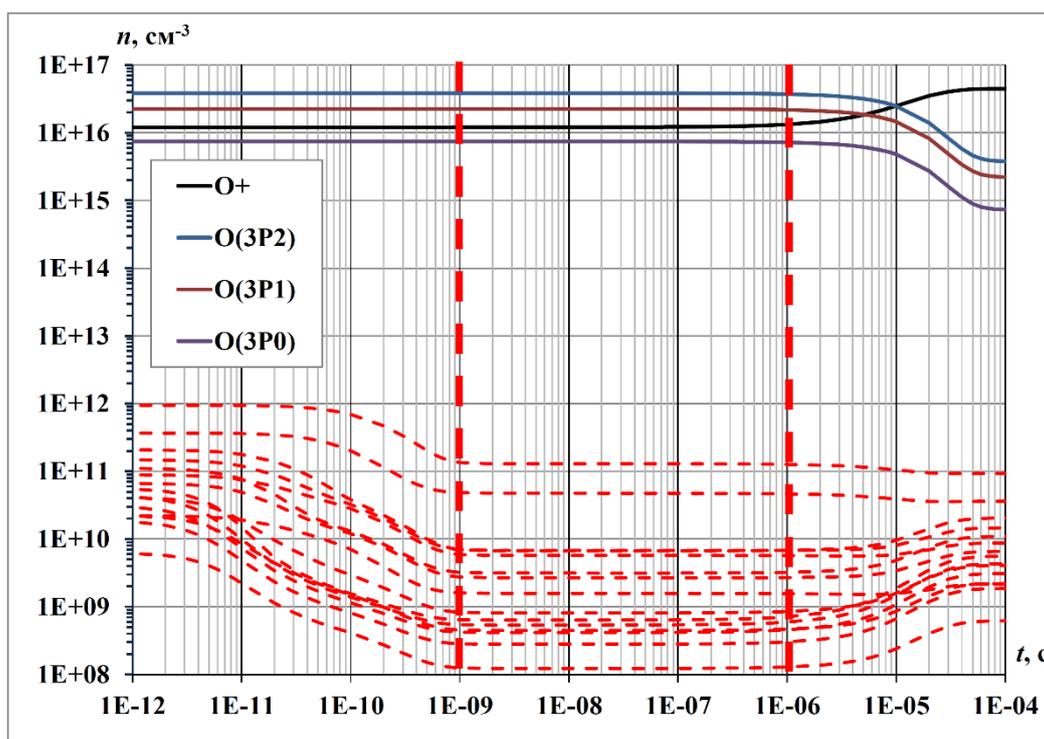


Рис. 2. Изменение заселенности возбужденных состояний атома кислорода от времени

Если записать уравнение Саха–Больцмана для основного состояния атома, то получим следующую формулу:

$$\frac{[X_0]}{g_0} = \frac{[X_0^+]}{g_0^+} \frac{n_e}{2} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{-3/2} \exp \left[\frac{-E_{ion}}{k_B T} \right] \quad (4)$$

Из этой формулы выразим температуру T , которая будет характеризовать температуру ионизации газа T_{ion} при заданных концентрациях основного состояния и электронов с ионами, а также электронной температуре. Температура ионизации рассчитывается по формуле

$$T_{ion} = \frac{E_{ion}}{k_B \ln \left[2 \frac{g_0^+}{g_0} \frac{[X_0]}{[X_0^+] n_e \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2}} \right]}, \quad (5)$$

где нижний индекс «0» отвечает за величины, относящиеся к основному состоянию; верхний индекс «+» – относится к ионам; E_{ion} – энергия ионизации атома; k_B – константа

Больцмана; g – кратность вырождения уровня; m_e и T_e – масса и температура электронов; h – постоянная Планка.

Подобным образом определим температуру возбуждения газа T_{exc} , учитывая все возбужденные состояния атомов. Уравнение Больцмана имеет вид

$$\frac{[X_m]}{g_m} = \frac{[X_0]}{g_0} \exp\left[-\frac{E_m}{k_B T}\right] \quad (6)$$

Из этого уравнения можно определить «температуру возбуждения» каждого из состояний по отношению к концентрации основного состояния. Данная температура характеризуется наклоном прямой зависимости величины $[X_m]/g_m$ от энергии возбужденного состояния E_m . Данную прямую можно провести при помощи метода наименьших квадратов для всех возбужденных состояний. Температура возбуждения рассчитывается по следующей формуле:

$$T_{exc} = -\frac{1}{k_B \left[\frac{d}{dE_m} \left(\ln \frac{[X_m]}{g_m} \right) \right]_{lsl}}, \quad (7)$$

где индекс « m » отвечает за возбужденное состояние с номером m , а индекс « lsl » означает то, что производная определена по наклону прямой, упомянутой выше. На рис. 3 изображено изменение температур T_{ion} и T_{exc} с течением времени, и на нем также хорошо прослеживается квазистационарная область.

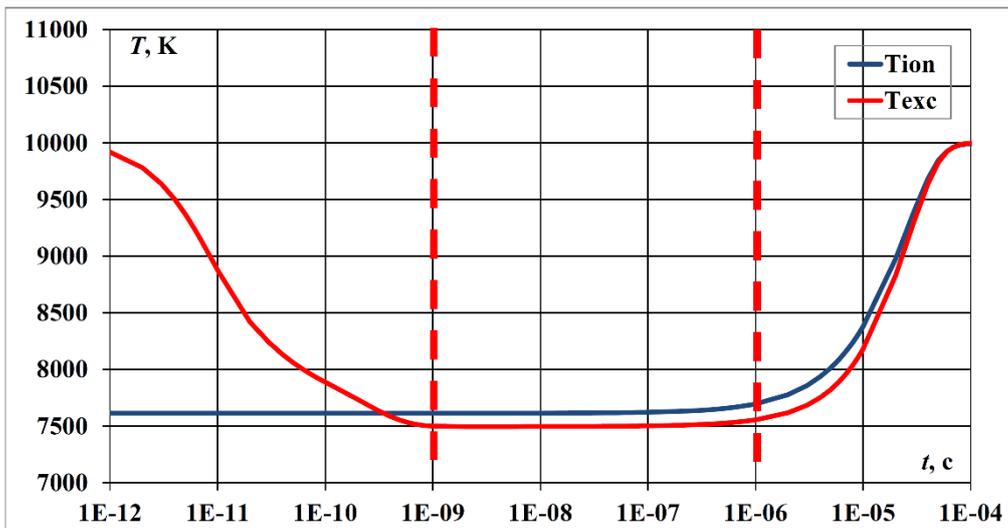


Рис. 3. Изменение температуры возбуждения кислорода T_{exc} и температуры ионизации T_{ion} со временем

Существование довольно протяженного квазистационарного (но неравновесного) участка, в котором значения температуры и концентраций возбужденных состояний практически постоянны (рис. 2 и 3), связано с тем, что скорости заселения возбужденных состояний и их обеднения за счет ионизации близки. В этой области (период индукции) успевает сформироваться распределение заселенности возбужденных состояний при относительно невысокой концентрации электронов, а лавинная ионизация ещё не началась. Этот эффект был обнаружен и изучался ранее в ударных волнах в аргоне [4, 5]. Протяженность этой области сильно зависит от скорости УВ (температуры). За УВ в воздухе этот эффект не наблюдается из-за образования «затравочных» электронов в реакциях ассоциативной ионизации. В оптически тонком слое газа наличие квазистационарного участка в релаксационной

зоне за УВ с параметрами отличными от равновесных обусловлено снижением заселенности возбужденных состояний атомов за счет спонтанных радиационных переходов (высвечивания) [6].

2. Результаты

Были получены глобальных констант рекомбинации и ионизации для интервала температур $T = 6000 \div 20000$ К, охватывающие равновесные температуры при скоростях УВ $V = 9 \div 14$ км/с для атомов кислорода и азота. На меньшие (до $T = 6000$ К) и большие ($T = 20000$ К) значения температуры полученные зависимости констант были экстраполированы. Использовалось разное количество n учитываемых возбужденных уровней для атомов: 20, 50, 100, 150, >200 . Все данные об уровнях были взяты из базы данных NIST [7]. Уровни были распределены по энергиям возбуждения, и для расчета выбирались уровни с наименьшей энергией по порядку. То есть для расчета с 50 уровнями выбирались первые 50 энергетических уровней, все уровни с энергиями выше не учитывались.

Для расчета константы рекомбинации иногда используют следующую простую формулу [8]:

$$k_r = 2 \times 10^{-20} T^{-4.5} \text{ [мб с}^{-1}\text{]}, \quad (8)$$

На рис. 4 изображены глобальные константы рекомбинации для атома кислорода: расчеты А. Bultel [3] (кресты), расчеты данной работы ($n = 20, 50, 100, 150, 234$ уровней), черная кривая – по формуле (8).

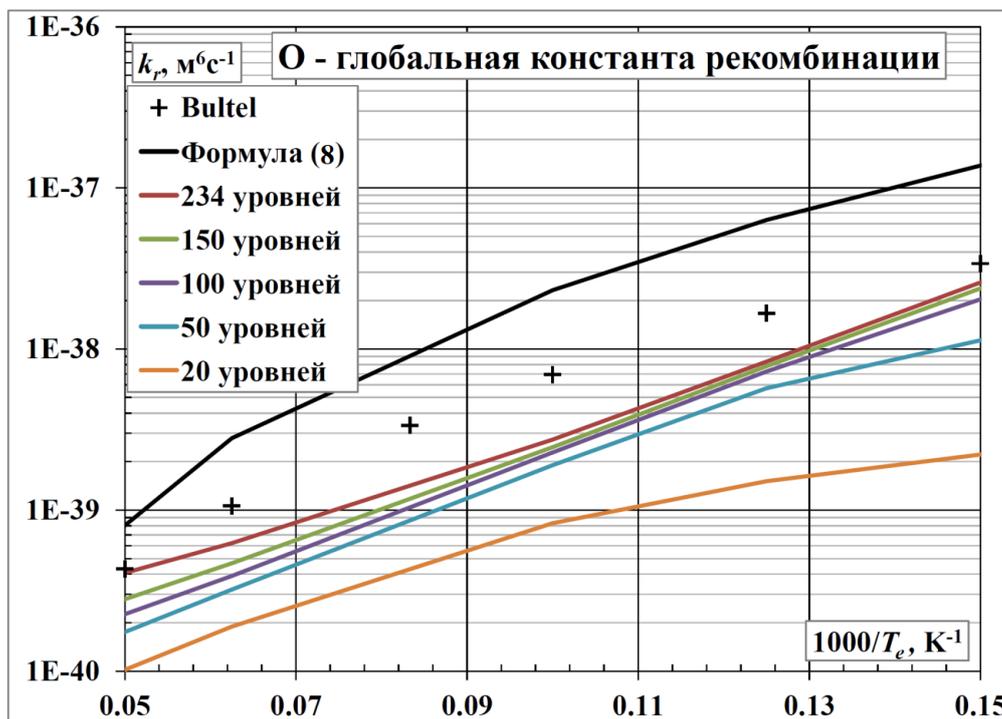


Рис. 4. Глобальные константы рекомбинации кислорода в зависимости от температуры

На рис. 5 изображены глобальные константы рекомбинации для атома азота: расчеты А. Bultel [3] (кресты), расчеты данной работы ($n = 20, 50, 100, 150, 267$ уровней), черная кривая – расчеты по формуле (8). На рис. 4 и 5 видно, что кривая, проведенная по формуле (8) превышает все расчетные значения во всем диапазоне температур. Для азота (рис. 5) расчеты [3] и проведенные в данной работе (для $n = 267$) во всем диапазоне температур довольно хорошо согласуются с кривой, определенной по формуле (8). Различия не превосходят по-

рядка величины. Для кислорода (рис. 4) расчеты, произведенные в данной работе ($n = 234$), также хорошо согласуются с результатами, полученными по формуле (8), и не отличаются более чем на порядок величины во всем диапазоне температур. Значения константы k_r , полученные в [3], примерно в два-три раза меньше, полученных в данной работе, и для $T = 6000 \div 20000$ К не отличаются больше чем на порядок от формулы (8). На рис. 4 и 5 видно, что чем меньше учтено уровней, тем меньше глобальная константа рекомбинации. Это легко объяснить тем, что «пропускная способность» переходов с верхних энергетических состояний к нижним зависит от каналов (путей) по которым может происходить переход. То есть, чем больше учтено высоких энергетических состояний атомов, тем больше «мест» в секунду освобождается для того, чтобы произошла рекомбинация иона с электроном, и появился атом, который займет «свободное» верхнее возбужденное состояние.

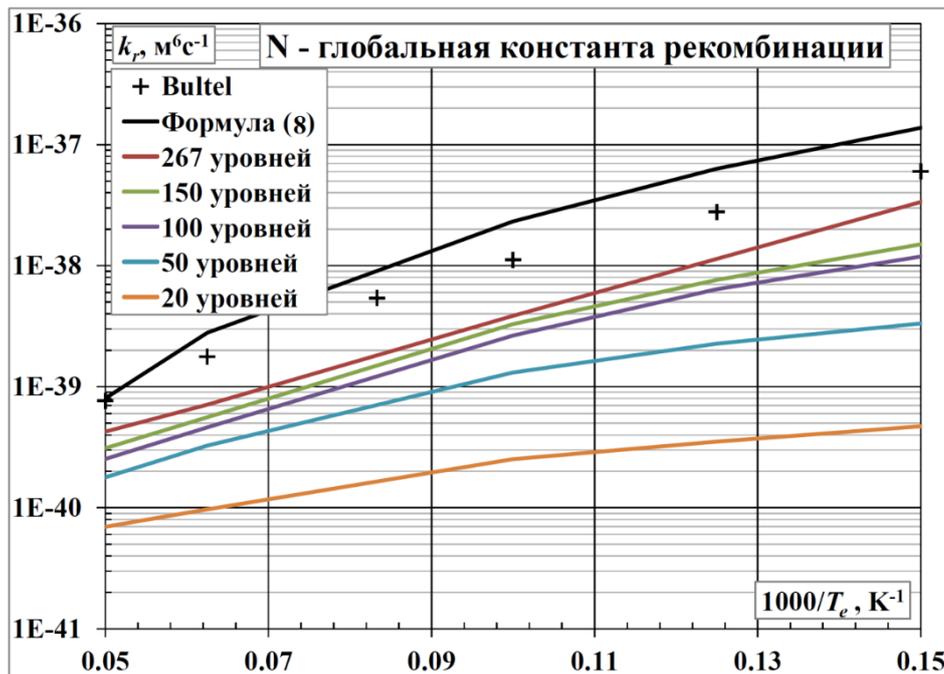


Рис. 5. Глобальные константы рекомбинации азота в зависимости от температуры

Похожая картина наблюдается и для процесса ионизации: чем больше учтено верхних возбужденных уровней, тем больше высоковозбужденных атомов в секунду ионизируется электронным ударом. Из данных рис. 4 и 5 также видно, что чем больше температура (чем меньше $1/T_e$), тем ближе к красной кривой подходят расчеты с меньшим количеством уровней n . Данный факт можно объяснить тем, что при больших температурах ($T = 20000$ К), энергия свободных электронов составляет примерно $E \sim kT = 1.7$ эВ. При таких энергиях верхние возбужденные состояния находятся в равновесии со свободными электронами и легко переходят от связанного состояния к свободному и наоборот. То есть в действительности происходит уменьшение эффективного количества возбужденных электронных состояний, и для расчетов с количеством учтенных уровней $n > 50$ при температуре $T = 20000$ К на процесс рекомбинации больше всего влияют уровни с номерами $n \approx 50$ и ниже, но верхние уровни все также дают вклад в процесс рекомбинации. Таким образом, при высоких температурах кривые для глобальной константы рекомбинации при разном количестве учтенных уровней становятся ближе друг к другу, в отличие от низких температур.

При малой температуре глобальная константа рекомбинации более чувствительна к количеству учтенных возбужденных состояний (может отличаться на порядок). То есть при недостаточном количестве учитываемых уровней рекомбинация будет протекать медленнее, релаксация будет затягиваться и, наоборот, при большой температуре не обязательно

учитывать все уровни, поскольку меньшее количество учитываемых уровней приведет к схожим результатам.

С прикладной точки зрения рекомбинация электронов с ионами большой интерес представляет при температурах T не столь высоких, как представлено на графиках ($T \sim 20000$ К), а при $T < 8000$ К, например, когда ионизованный газ за скачком уплотнения перетекает за донную часть аппарата и остывает. В таком случае, исходя из рис. 4 и 5 при таких температурах нужно более аккуратно рассчитывать процесс рекомбинации и брать в расчет необходимое количество возбужденных состояний для более точного описания поуровневой кинетики атомарного воздуха. Кроме того, в этом диапазоне температур наряду с процессами рекомбинации необходимо учитывать молекулярные ионы, образующиеся в реакциях обмена зарядом.

На рис. 6 и 7 представлены расчеты глобальных констант ионизации для атомов кислорода и азота. Приведены расчеты А. Bultel [3] и данной работы ($n = 20, 50, 100, 150, 267$ (для азота) и 234 (для кислорода)). Значения констант, полученных в [3], и при $n > 200$ (данная работа) хорошо согласуются во всем диапазоне температур $T = 6000 \div 20000$ К. Расчеты, проведенные в данной работе, превышают расчеты [3] не более двух-трех раз. На этих графиках также видно, что чем меньше учтенных уровней, тем ниже k_i . Причем различие возрастает при уменьшении температуры. Однако при входе аппарата в атмосферу Земли со второй космической скоростью в большей части ударного слоя реализуются значения температур $T \sim 9000 \div 14000$ К. При таких температурах кривые, полученные с учетом $n \geq 50$ уровней лежат близко друг другу. Кривая для $n = 20$ уровней дает занижение значения глобальной константы ионизации на порядок. Из этого следует, что для расчёта процесса ионизации в сильно нагретом воздухе с использованием неравновесной поуровневой кинетики достаточно учитывать $n \sim 50$ уровней. Из рис. 6 и 7 видно, что при температуре $T \sim 6000$ К у азота глобальная константа ионизации k_i при $n = 50$ сильнее отличается от k_i при $n = 267$ (в 40 раз) по сравнению с глобальными константами ионизации кислорода: k_i при $n = 234$ больше k_i при $n = 50$ всего в 5 раз.

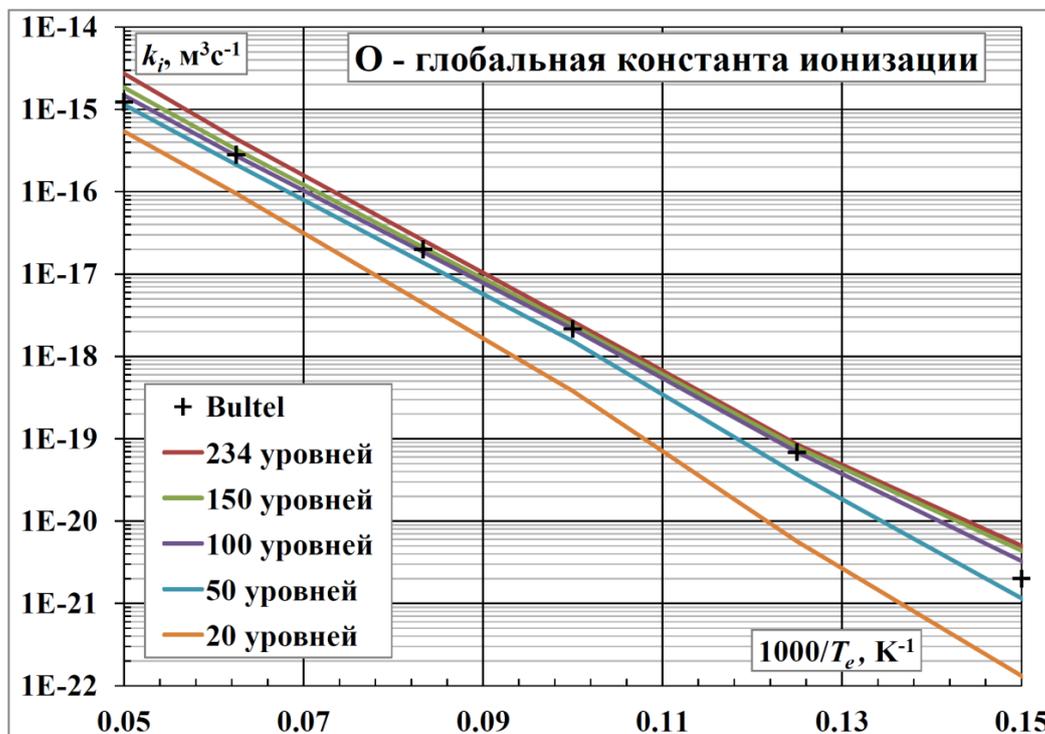


Рис. 6. Глобальные константы ионизации кислорода в зависимости от температуры

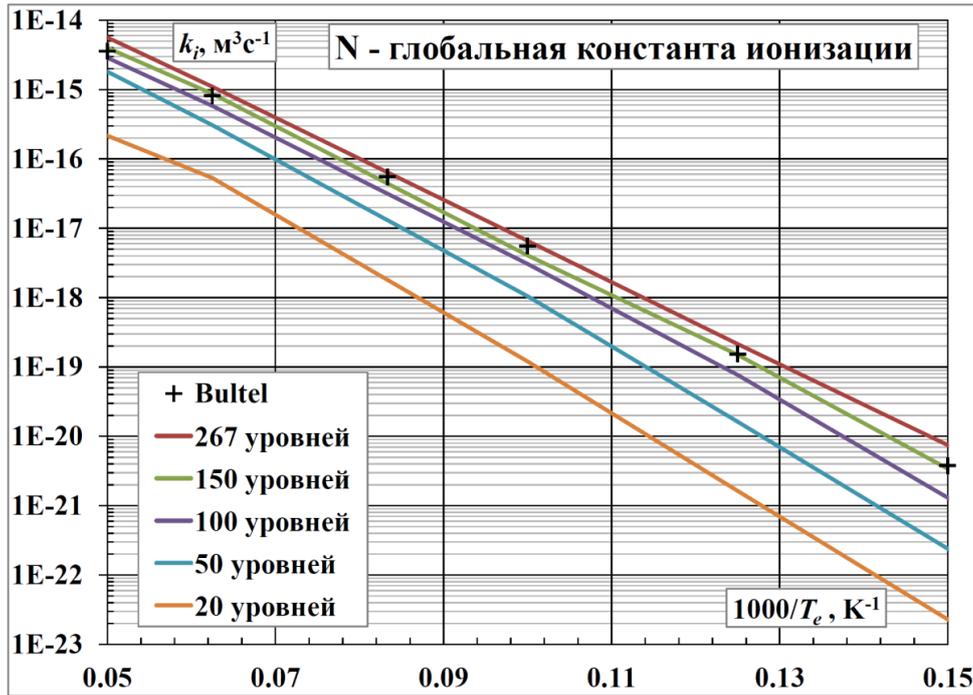


Рис. 7. Глобальные константы ионизации азота в зависимости от температуры

На рис. 8 приведено отношение величины k_i/k_r , полученных в расчетах (при максимальном количестве учтенных уровней), к константе равновесия K^s . Константа равновесия K^s для процесса ионизации и рекомбинации атомов кислорода и азота электронным ударом была определена из [9]. С помощью данных [9] константы равновесия для азота и кислорода были аппроксимированы следующими формулами:

$$K_N^s = 5 \times 10^{22} T^{1.3146} \exp\left(-\frac{168670}{T}\right) [\text{M}^3], \tag{9}$$

$$K_O^s = 1.14 \times 10^{21} T^{1.5775} \exp\left(-\frac{158030}{T}\right) [\text{M}^3] \tag{10}$$

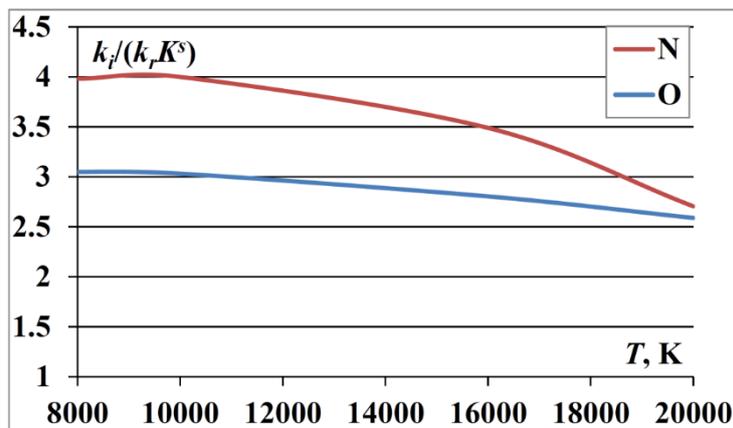


Рис. 8. Зависимость отношения величины k_i/k_r к константе равновесия для атомов азота и кислорода от температуры

Из рис. 8 видно, что k_i/k_r превышает значение K^s в 2.5-4 раза, это значит, что в данных расчетах трехчастичная рекомбинация протекает медленнее по отношению к ионизации атома электронным ударом, чем это происходит в газе с больцмановским заселением уровней.

Рекомбинация может протекать медленнее из-за того, что учтено ограниченное количество электронных состояний атомов (267 для азота и 234 для кислорода). Главные квантовые числа n возбужденных состояний в базе данных NIST [7] ограничены соотношением $n_O \leq 30$ для кислорода и $n_N \leq 12$ для азота. В действительности, для различных концентраций электронов, у атомов могут реализовываться электронные состояния с большими квантовыми числами. Расчет глобальных констант рекомбинации с учетом большего количества электронных состояний атомов должен привести к тому, что значения в расчете получатся больше, и, соответственно, различие между величинами k_i/k_r и K^s станет меньше. При учёте радиационных процессов значения констант скоростей ионизации и рекомбинации могут измениться. Причём константа скорости ионизации изменится в большей степени из-за обеднения возбужденных состояний за счёт высвечивания [6].

На рис. 9 представлены времена релаксации ионизации атомарного воздуха τ_r за фронтом сильной ударной волны, отнесенные к значениям $\tau_{r(150)}$, полученным при $n=150$, для ионизационного процесса для разных скоростей ударной волны ($V=11 \div 14$ км/с) в зависимости от разного количества учитываемых уровней. Видно, что время релаксации растёт с уменьшением количества учитываемых уровней. Для случая $n=100$ уровней время релаксации увеличивается всего на величину порядка 15 %, для $n=50$ – увеличивается на 50 %. Значительно время релаксации возрастает для 20 учтенных уровней – в 2.5 раза. Различия для $n=50$ и 100 уровней не столь велики, и ради существенной экономии времени вычисления в задачах расчета ударного слоя перед спускаемыми аппаратами в неравновесной постановке можно прибегнуть к расчету с помощью радиационно-столкновительной модели с неполным набором возбужденных состояний атомов.

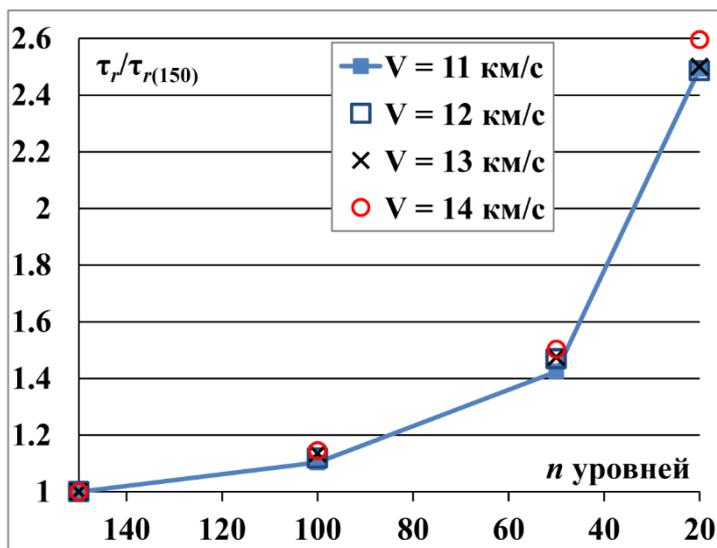


Рис. 9. Времена релаксации ионизации в зависимости от числа учтенных возбужденных состояний

На рис. 10 представлены глобальные константы рекомбинации в зависимости от температур для атома азота из разных литературных источников (данные взяты из работы [3]: С. Park, 1969 [10], Л.М. Биберман [8], С. Park, 1990 [11], R.N. Gupta [12], А. Bourdon and P. Vervisch [13], Г.Г. Черный, С.А. Лосев [14], А. Bultel [3], формула (8) [8], данная работа). Расчеты Бибермана [8] с помощью модифицированного диффузионного приближения отличаются от расчетов данной работы и А. Bultel [3] на порядок при высоких температурах и на полпорядка при низких температурах. Как видно из рисунка, нельзя однозначно сказать, какая константа рекомбинации при заданной температуре соответствует действительности, поскольку полученные в разных работах данные отличаются в пределах двух порядков.

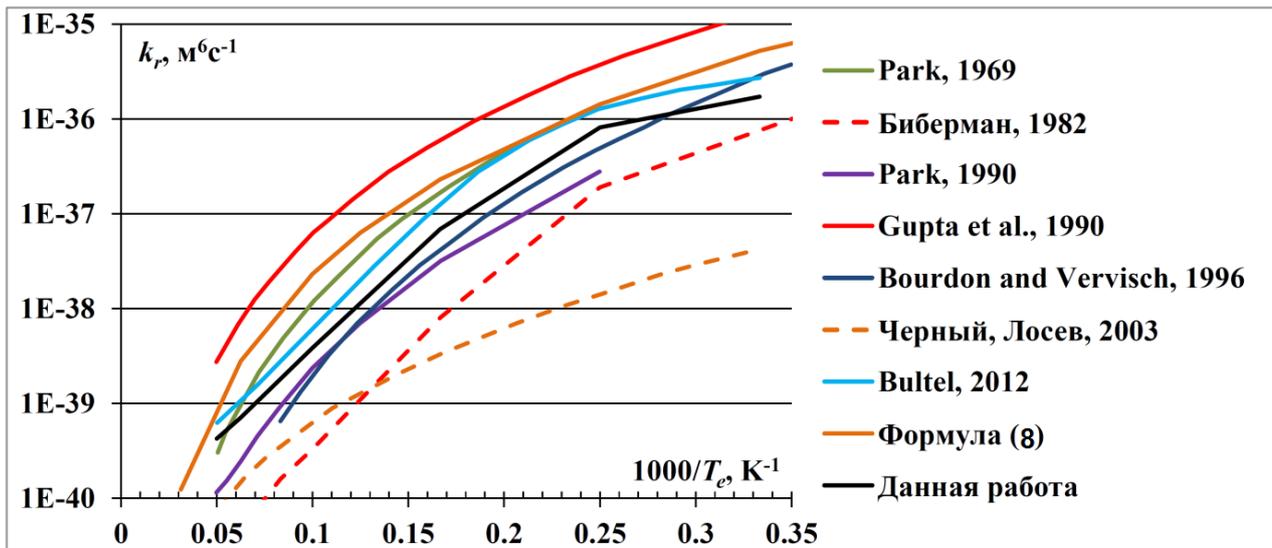


Рис. 10. Глобальные константы рекомбинации азота в зависимости от температуры

3. Выводы

1. Показано, что глобальные константы скоростей рекомбинации электронов и атомарных ионов азота и кислорода и их зависимости от температуры могут быть определены расчётным путём с использованием разработанной радиационно-столкновительной модели. Погрешность такого определения не превышает величину, соответствующую экспериментальным методам определения этих констант. Это подтверждается достаточно хорошим согласованием значений и температурной зависимости k_r с данными, полученными в других работах, как теоретических, так и экспериментальных.
2. Количество учитываемых возбужденных состояний сильно влияет на величину глобальных констант ионизации и рекомбинации, особенно в области низких температур.
3. При температурах $T > 8000$ К расчеты глобальных констант с количеством учтенных уровней $n = 50 \div 150$ хорошо согласуются с расчетами со всеми учтенными уровнями. Небольшие отклонения значений параметров и времени релаксации в расчетах ионизационных процессов за фронтом сильной ударной волны подтверждают, что неравновесную поуровневую кинетику можно рассчитывать с количеством учтенных уровней $n = 50 \div 150$. Это может сильно сэкономить расчетное время при решении задач лучистого теплообмена спускаемых аппаратов.

Литература

1. Власов В. И., Залогин Г. Н., Прутько К. А. Возбуждение электронных состояний и ионизация атомов за сильными ударными волнами в воздухе // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т.15, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/236/>
2. Прутько К.А. Влияние неравновесного заселения электронных состояний на радиационный поток высокотемпературного воздуха при сверхорбитальных скоростях СА // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т.16, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/540/>
3. Annaloro J., Morel V., Bultel A., Omary P. Global rate coefficients for ionization and recombination of carbon, nitrogen, oxygen, and argon // Physics of Plasmas. 2012. 19.
4. Cambier J.L., Kapper M.G. Ionizing Shocks in Argon. Part 1: Collisional-Radiative Model and Steady-State Structure (Preprint) // Journal of Applied Physics 07/2011; 109(11):113308 - 113308-14. DOI: 10.1063/1.3585688.

5. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Левашов В.Ю., Шаталов О.П. Моделирование радиационных характеристик аргона за фронтом сильной ударной волны. «Современные проблемы аэрогидродинамики». Тезисы докл. XVII школы-семинара, посвященной памяти академика Г.Г. Черного и 55-летию со дня основания НИИ механики МГУ. 20–30 авг. 2014 г. Сочи. С. 32.
6. 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.
7. Ralchenko Y. NIST Atomic Spectra Database, Version 3.1.0 // National Institute of Standards and Technology (NIST) Physics Lab. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
8. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, Под ред. Глушко В.П., М.: Наука, 1978.
10. Park. C. Collisional ionization and recombination rates of atomic nitrogen. AIAA Journal, Vol. 7, No. 8, pp. 1653–1654, 1969.
11. Park C. Nonequilibrium Hypersonic Aerodynamics // John Wiley & Sons. New York. 1990.
12. Gupta R.N., Yos J.M., Thompson R.A and Lee K.P. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11 species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K // NASA RP 1232. 1990. (unpublished)
13. Bourdon A. and Vervisch P. Three-body recombination rate of atomic nitrogen in low-pressure plasma flows. Phys. Rev. E 54, 1888. 1996.
14. Cherniy G.G. and Losev S.A. Problems of aerothermoballistics, radiation gasdynamics, heat and mass transfer for planet sample return missions // ISTC 1549-00, 2003. (unpublished).

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2017 г.