

# Radiating Gas behind Strong Shock Waves with Non-Equilibrium Ionization Processes

K.A. Prutko

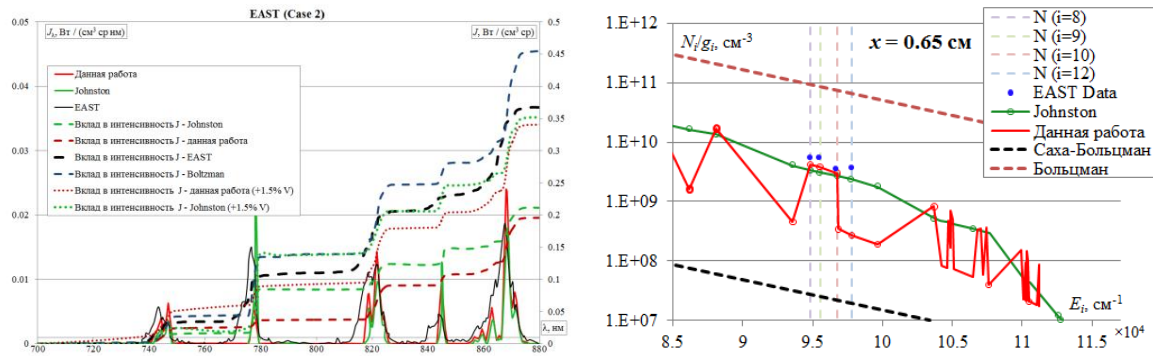
FGUP «TSNIImash», Korolev, Moscow Region, 141070, Russia

kirillkame@narod.ru

## Abstract

It is necessary to carry out the validation of physic-chemical and radiating models developed. It is possible by the means of comparison the calculation results obtained with experimental data and data resulted from flight experiments. Such flight experiments as Apollo-4 and FIRE-II provide data due to spectrometers mounted at the stagnation point of the forehead area. This spectrometers measured radiation intensity. But the measurements kind of that doesn't provide information about structure of the relaxation area behind the shock wave (SW). The most appropriate way to investigate relaxation processes behind SW is to carry out experiments in shock tubes (ST). To validate the model developed it was taken the experimental data of the NASA Ames Electric Arc Shock Tube (EAST). The collisional-radiative model was applied to calculate kinetics of atom level population. In couple with conservation equations and state equation the structure of relaxation area was obtained. This paper contains comparison of radiation intensity of experiments at initial pressure equal to 0.3 and 0.1 Torr and at shock wave velocity equal to 11.03 and 9.16 km/s, respectively. Population of nitrogen atom states is analyzed for non-equilibrium case.

Keywords: collisional-radiative model, shock wave, radiation intensity.



Shock-layer radiating spectrum at the distance of 3.1 cm from shock wave front for case  $p_\infty = 0.1$  Torr,  $V = 9.16$  km/s (from the left). Non-equilibrium population of nitrogen atom states at the distance of 0.65 cm from shock wave front for case  $p_\infty = 0.1$  Torr,  $V = 9.16$  km/s (from the right)

УДК 533.49

# Излучение газа за сильными ударными волнами с учетом неравновесных процессов ионизации

К.А. Прутько

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

## Аннотация

Для валидации разработанных физико-химической и радиационной моделей необходимо проводить сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными, в том числе измерениями, полученными в летных экспериментах. В таких летных экспериментах как Apollo-4 и FIRE-II с помощью спектрометров, установленных в лобовой части спускаемых аппаратов (СА), производилось измерение интенсивности излучения от ударного слоя, образуемого перед СА. Однако такие измерения не дают понимания о структуре релаксационной зоны за ударной волной (УВ). Наиболее подходящим вариантом для изучения релаксационных процессов за фронтом ударной волны является проведение экспериментов в ударных трубах (УТ). В качестве экспериментальных данных для валидации разработанных моделей были взяты результаты измерений в электроразрядной ударной трубе NASA Ames Electric Arc Shock Tube (EAST). В данной работе для расчета поуровневой кинетики заселения электронных состояний применяется радиационно-столкновительная модель, и в совокупности с уравнениями сохранения и уравнением состояния определяется структура релаксационной зоны. Проводится сравнение интенсивностей излучения для двух экспериментов с давлениями невозмущенного воздуха  $p_\infty$ , равными 0.3 и 0.1 мм.рт.ст. при скоростях УВ  $V$ , равными 11.03 и 9.16 км/с, соответственно. Сравняются концентрации электронных состояний азота для неравновесного случая.

Ключевые слова: радиационно-столкновительная модель, ударная волна, интенсивность излучения.

## 1. Введение

Доставка полезного груза на орбиту кораблями многоразового использования, а также полет и возвращение из экспедиций к Луне и Марсу ставят перед разработчиками космических аппаратов задачу сохранить целостность СА и груза с экипажем при входе аппарата в атмосферу Земли со скоростями  $V \sim 9 \div 12$  км/с. Для такой задачи требуется разработка как геометрии аппарата, способной понизить тепловую нагрузку, так и оснащение его теплозащитными материалами, способными выдержать сильный нагрев. Если при скоростях  $V < 8$  км/с излучение ударного слоя незначительно, то при  $V > 9$  км/с лучистый тепловой поток к поверхности аппарата дает существенный вклад в общий тепловой поток наряду с конвективным. Данный аспект заставляет ученых задумываться о разработке и совершенствовании физико-химических и радиационных моделей для расчета лучистых тепловых потоков и получения более точных результатов. Для более точных расчетов используется радиационно-столкновительная модель, наиболее адекватно описывающая процессы, протекающие за фронтом ударной волны. С относительно недавнего времени эту модель начали чаще использовать, поскольку ограничения, налагаемые мощностью вычислительных машин, в зна-

чительной степени снизились, что позволяет рассчитывать поуровневую кинетику заселения электронных состояний газа. Ранее использовалась равновесная модель излучения, поскольку она намного легче реализуема на вычислительной машине и не требует больших вычислительных мощностей. Эта модель дает хорошие результаты для определенных типов аппаратов с некоторыми ограничениями по высоте и скоростям входа СА [1]. Однако дальнейшее развитие космонавтики требует расчет интенсивности излучения ударного слоя в неравновесном случае (в релаксационной зоне).

Для того чтобы провести валидацию разработанных моделей необходимо сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными в ударных трубах и летных экспериментах. Хорошо известными данными являются измерения в летных экспериментах FIRE-II и Apollo-4, полученные спектрометрами, установленными в точке торможения и измерявшими интенсивность излучения по нормали к поверхности аппаратов. Такое измерение интенсивности излучения от ударного слоя дает интегральное значение и не может дать сведений о его структуре и процессах лучистого переноса от его частей. В данной работе проводится сравнение с данными экспериментов, проведенных в электроразрядной трубе EAST NASA [2]. Расчеты проводились с применением радиационно-столкновительной модели для атомов азота и кислорода в одномерной постановке.

## 2. Постановка задачи

При решении задачи об ионизации и излучении воздуха за сильными ударными волнами используется следующее упрощающее предположение. Как было показано в [1], на СА большого размера лучистые тепловые потоки максимальны при скоростях полета  $V = 9.4 \div 10.6$  км/с. В этом случае процесс диссоциации за фронтом УВ протекает быстро, и основные взаимосвязанные процессы возбуждения электронных состояний, ионизация и излучения, определяющие структуру релаксационной зоны за УВ или параметры ударного слоя при обтекании СА, протекают в газе, состоящем из атомов кислорода и азота.

В такой постановке задача решалась в [3]. В начальный момент все атомы (79 % N и 21 % O по объему) находятся в основном состоянии. Далее решается нестационарная одномерная задача по заселению их электронных состояний с помощью радиационно-столкновительной модели в совокупности с законами сохранения и уравнением состояния.

Для определения концентрации «затравочных» электронов, необходимых для развития лавинообразной ионизации учитывались процессы ассоциативной ионизации образования молекулярных ионов.

Закон сохранения массы:

$$\rho V = C_1 = \text{const}$$

Закон сохранения импульса:

$$\rho V^2 + p = C_2 = \text{const}$$

Закон сохранения энергии:

$$h + \frac{V^2}{2} = C_3 = \text{const}$$

Уравнение состояния:

$$p = nk_B T_{tr} + n_e k_B T_e$$

Уравнение энергии для электронов:

$$\frac{dh_e}{dt} = \left(\frac{de}{dt}\right)_{ec} + \left(\frac{de}{dt}\right)_{ae} + \left(\frac{de}{dt}\right)_{ai},$$

где параметры газа:  $\rho$  – плотность;  $V$  – скорость;  $p$  – давление;  $h$  – удельная энтальпия;  $T_{tr}$  – поступательная температура тяжелых частиц;  $T_e$  – электронная температура;  $n$  – концентрация тяжелых частиц;  $n_e$  – концентрация электронов;  $k_B$  – константа Больцмана;  $h_e$  – удельная электронная энтальпия, а члены типа  $(de/dt)$  отвечают за прирост или убыль удельной энергии электронов за счет следующих процессов:  $ec$  – процесс обмена энергией электронов с тяжелыми частицами за счет упругих соударений (elastic collision),  $ae$  – процесс возбуждения и дезактивации электронных состояний (atom excitation),  $ai$  – процесс ионизации атомов (atom ionization). Зная удельную энтальпию электронов, можно определить электронную температуру  $T_e$ .

Чтобы определить начальное значение температуры полностью диссоциированного воздуха  $T_D$  использовались законы сохранения и энтальпии образования молекул азота  $U_N = 3.34 \times 10^7$  Дж/кг и кислорода  $U_O = 1.53 \times 10^7$  Дж/кг. Плотность воздуха для полностью диссоциированного воздуха выражается следующей формулой:

$$\rho_D = \frac{1}{2} \left[ \frac{5 C_2}{2 C_4} + \sqrt{\left(\frac{5 C_2}{2 C_4}\right)^2 - 8 \frac{C_1}{C_4}} \right],$$

где константы  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  определяются из начальных условий, а  $C_4 = C_3 - c_N U_N - c_O U_O$ ,  $c_N = 0.77$  и  $c_O = 0.23$  – массовые доли азота и кислорода. После этого температура определяется по формуле

$$T_D = \frac{C_4 - \frac{C_1^2}{2\rho_D^2}}{5A},$$

где  $A = R/\mu = 286.55$  Дж/(кг·К),  $R = 8.31$  Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная,  $\mu = 0.029$  кг/моль – молярная масса воздуха.

На рис. 1 представлен график с отмеченными на нем температурой за фронтом УВ  $T_s$ , температурой после полной диссоциации  $T_D$  и равновесной температурой  $T_p$  для условий входа СА в атмосферу:  $H = 60$  км,  $\rho_\infty = 3.1 \times 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup>,  $p_\infty = 22$  Па,  $T_\infty = 250$  К; при разных скоростях входа  $V$ . Эти же данные представлены в табл. 1.

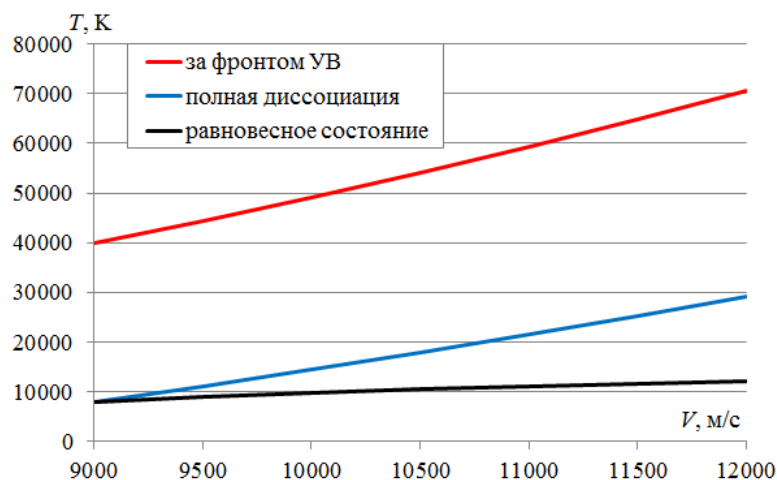


Рис. 1. Температура за фронтом УВ, после полной диссоциации и равновесная температура при разных скоростях входа

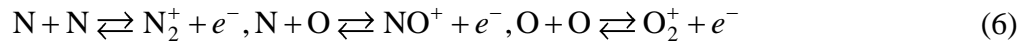
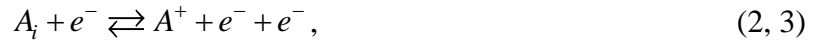
Таблица 1

Температура  $T_s$  за фронтом УВ, после полной диссоциации  $T_d$  и равновесная температура  $T_p$  при разных скоростях входа

V, м/с	M	$T_s$ , К	$T_d$ , К	$T_p$ , К
9000	28.55	39867	8106	7900
9500	30.14	44392	11251	9005
10000	31.73	49163	14548	9950
10500	33.31	54178	17999	10615
11000	34.90	59437	21606	11200
11500	36.48	64942	25368	11660
12000	38.07	70691	29286	12095

Описание радиационно-столкновительной модели приведено в [4]. В данной модели учитываются следующие процессы:

1. Переход между уровнями за счет удара электрона с атомами (возбуждение и тушение).
2. Ионизация атомов ударом электрона.
3. Трехчастичная рекомбинация.
4. Переход между уровнями за счет испускания и поглощения фотонов.
5. Фотоионизация и рекомбинация иона и электрона с испусканием фотона.
6. Ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация.



Буквой  $A$  обозначен атом кислорода или атом азота; нижними индексами  $i$  и  $j$  обозначены энергетические уровни электронных состояний атомов ( $i < j$ );  $h\nu$  – фотон с частотой  $\nu$ ;  $A^+$  – положительный ион атома;  $e^-$  – электрон.

Для описания процесса электронного удара были выбраны скорости реакций, определяемые формулами Дравина [5]. Для связанно-связанных переходов были использованы коэффициенты Эйнштейна из базы данных NIST [6]. Процесс фотоионизации был учтен с помощью данных, взятых из базы данных TOPbase [7]. Реакции ассоциативной ионизацией и диссоциативной рекомбинации описываются следующими константами скоростей реакций:

$$k_f^{ai} = C^{ai} T_{tr}^{n^{ai}} e^{\frac{-\theta^{ai}}{T_{tr}}},$$

$$k_r^{dr} = C^{dr} T_e^{n^{dr}} \left( 1 - e^{\frac{-\theta^{dr}}{T_e}} \right),$$

где  $T_{tr}$  – поступательная температура тяжелых частиц;  $T_e$  – электронная температура. Реакция ассоциативной ионизации была введена в радиационно-столкновительную модель для того, чтобы за фронтом УВ появились электроны. Поскольку в начальный момент в данной модели считается, что атомы азота и кислорода находятся в основном состоянии, то никаких

электронов в газе нет. Именно реакция ассоциативной ионизации приводит к зарождению электронов в газе. После того как электронов станет достаточно, реакция ионизации электронным ударом будет преобладать над ассоциативной ионизацией.

Константы для процессов ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации приведены в табл. 2 [8].

Таблица 2

**Константы, определяющие коэффициенты скоростей ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации**

$N + O \rightleftharpoons NO^+ + e^-$		$N + N \rightleftharpoons N_2^+ + e^-$		$O + O \rightleftharpoons O_2^+ + e^-$	
$C^{ai}$	$3.2 \times 10^{10}$	$C^{ai}$	$1.2 \times 10^{10}$	$C^{ai}$	$4.2 \times 10^{10}$
$n^{ai}$	0.5	$n^{ai}$	0.8	$n^{ai}$	0.7
$\theta^{ai}, K$	32100	$\theta^{ai}, K$	67500	$\theta^{ai}, K$	80600
$C^{dr}$	$2.6 \times 10^{18}$	$C^{dr}$	$3.7 \times 10^{18}$	$C^{dr}$	$1.9 \times 10^{18}$
$n^{dr}$	-0.5	$n^{dr}$	-0.5	$n^{dr}$	-0.5
$\theta^{dr}, K$	3400	$\theta^{dr}, K$	3175	$\theta^{dr}, K$	2740

При  $V < 10.5$  км/с радиационное охлаждение газа за фронтом УВ мало и далее оно не учитывается, что упрощает задачу в расчете излучения. Охлаждение за счет излучения в данной работе незначительно влияет на результаты расчетов по следующим причинам [2]: рассматриваемая толщина ударного слоя составляет не более 4 см (это значит, что у газа мало времени для излучения энергии), отражение от стенок ударной трубы не позволяет излученной энергии покинуть ударный слой, для относительно плотной среды ( $p_\infty = 0.3$  мм.рт.ст.) не происходит снижения интенсивности при удалении от фронта УВ (по результатам экспериментов).

Для расчета уровневой кинетики воздуха были выбраны 40 уровней азота и 40 уровней кислорода (такой набор уровней дает возможность довольно точно описать процессы возбуждения и ионизации), и для них были выписаны дифференциальные уравнения вида:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{ee} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{ei} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{pe} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{pi} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{ai},$$

где первая буква в индексе частной производной означает механизм ( $e$  – электронный удар;  $p$  – радиационный процесс;  $a$  – ассоциативная ионизация или диссоциативная рекомбинация), с помощью которого происходит тот или иной процесс, вторая буква в индексе означает изменение состояния атома ( $e$  – возбуждение (excitation) или дезактивация,  $i$  – ионизация (ionization) или рекомбинация). Каждый из членов записывается в виде суммы следующего вида:

$$\left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right) = \sum_j (k_f N_i N_j - k_r N_i N_j),$$

где  $N_{i(j)}$  – концентрация  $i(j)$ -го состояния;  $k_f$  и  $k_r$  – константы скорости прямой и обратной реакций, соответственно, производится суммирование по всем  $j$ -м состояниям. Для трехчастичной рекомбинации член для обратной реакции записывается как  $k_r N^+ N_e N_e$ , для излучения –  $A_{ij} N_j$ , где  $A_{ij}$  – коэффициент Эйнштейна.

После расчета структуры релаксационной зоны и заселенностей возбужденных состояний и концентраций ионов за фронтом волны решается уравнение переноса излучения перпендикулярно вектору распространению УВ (рис. 2). Описание радиационных механизмов и их коэффициентов поглощения и излучения представлены в [1].

### 3. Интенсивность излучения

В качестве экспериментальных данных УТ EAST были выбраны следующие два случая, приведенные в табл. 3:

Таблица 3

Условия экспериментов, проведенных на УТ EAST

Case ID	Диапазон $\lambda$ , нм	$V$ , км/с	$p_\infty$ , мм.рт.ст	$p_\infty$ , атм	$\Delta\lambda_T$ , нм
1	700 ÷ 900	10.34	0.3	$4 \times 10^{-4}$	1.7
2	700 ÷ 900	9.165	0.1	$1.3 \times 10^{-4}$	1.7

Измерения спектрометра проводились в диапазоне длин волн 700 ÷ 900 нм,  $p_\infty$  – начальное давление, а  $\Delta\lambda_T$  – ширина щели спектрометра, приводящая к размытию измерений интенсивности излучения. Наглядная схема излучающего ударного слоя представлена на рис. 2. Диаметр УТ равен 10.16 см. Важно учесть тот факт, что измерение скорости ударной волны проводилось с относительной погрешностью 1.5%. Такая погрешность может привести к разнице результатов расчетов интенсивности излучения в представленных диапазонах длин волн от 30 до 50% [2].

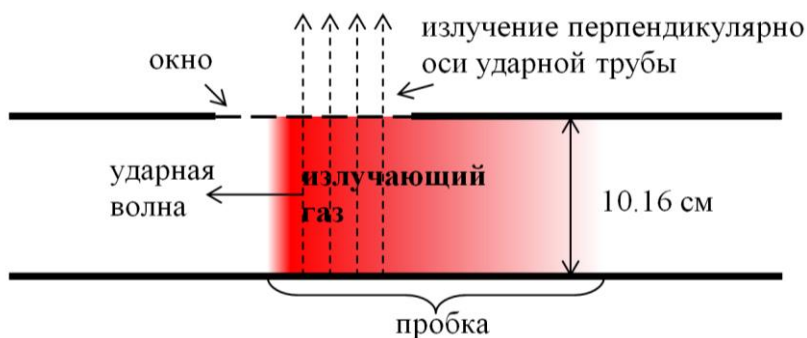


Рис. 2. Наглядная схема излучающего ударного слоя

На рис. 3 и 4 представлены расчеты параметров газа за УВ, проведенные Джонстоном [2]. Расчеты проводились с помощью кода LAURA (уравнения Навье – Стокса) для обтекания пятиметровой сферы по двухтемпературной модели в неравновесной постановке с 11 компонентами ( $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2$ ,  $O_2^+$ ,  $NO$ ,  $NO^+$ ,  $N$ ,  $N^+$ ,  $O$ ,  $O^+$  и  $e^-$ ).

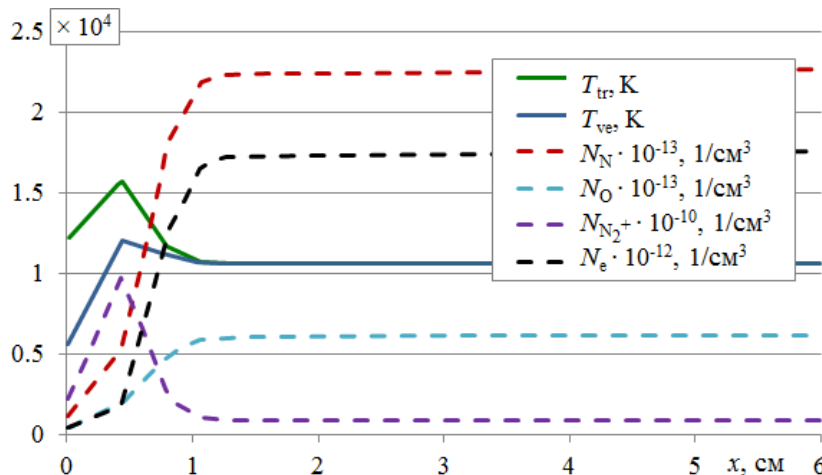


Рис. 3. Параметры газа за УВ для первого эксперимента (Case 1)

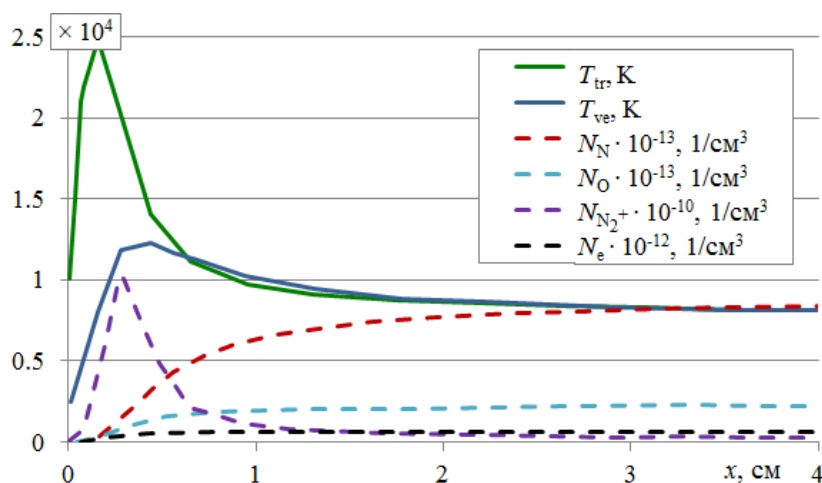


Рис. 4. Параметры газа за УВ для второго эксперимента (Case 2)

Отход фронта УВ при таком обтекании составляет 20 см. Область размером 6 см за скачком уплотнения моделирует одномерное распределение параметров газа в пробке для УТ EAST. После того, как с помощью LAURA был проведен расчет параметров за УВ, в [2] рассчитана интенсивность излучения с помощью разработанного им кода для расчета излучения высокотемпературного воздуха (HARA). В данной работе проводится сравнительный анализ проведенных расчетов с результатами расчетов [2] и результатами экспериментов.

Первый эксперимент (Case 1) проводился при начальном давлении  $p_\infty = 4 \times 10^{-4}$  Па, и в релаксационной зоне за фронтом ударной волны быстро достигается равновесие (примерно на расстоянии  $x = 1.25$  см). Рассматриваемая толщина релаксационной зоны в данной работе ограничивается 4 см. Во втором эксперименте (Case 2,  $p_\infty = 1.3 \times 10^{-4}$  Па) на протяжении 4 см равновесие не достигается, хотя и приближается к нему. Стоит отметить, что как в первом эксперименте, так и во втором, диссоциация молекул происходит не мгновенно, и вблизи фронта УВ концентрация атомов мала.

В данной работе по начальным условиям были определены параметры газа за ударной волной после полной диссоциации с помощью приведенных выше законов сохранения. При этом использовались удельная энтальпия образования молекул азота  $U_N = 3.34 \times 10^7$  Дж/кг и кислорода  $U_O = 1.53 \times 10^7$  Дж/кг, необходимо также учесть, что массовая доля азота  $c_N$  бралась равной 0.77, для кислорода  $c_O$  принималась равной 0.23. В табл. 4 представлены параметры газа для первого эксперимента в следующем порядке: начальные данные, после полной диссоциации, после полной диссоциации с учетом погрешности скорости распространения УВ (-1.5 % V).

Таблица 4

Параметры газа для первого эксперимента (Case 1)

	$\infty$	$c_{AB} = 0, c_A = 1$	-1.5 % V
$V$ , м/с	10340	1041	844
$p$ , атм	$4 \times 10^{-4}$	0.46	0.42
$\rho_\infty$ , кг/м <sup>3</sup>	$4.85 \times 10^{-4}$	$4.8 \times 10^{-3}$	$5.6 \times 10^{-3}$
$T$ , К	288	16905	13190
M	30.4	0.26	0.24

Рис. 5 иллюстрирует изменение поступательной и электронной температуры внутри релаксационной зоны. Зеленой и синей линиями отмечены расчеты [2], черной и серой линиями отмечены результаты, полученные в данной работе. Как видно из рисунка равновесие в



результатах данной работы достигается намного быстрее. Это легко объяснить тем, что программный код NARA, учитывает процесс диссоциации, протекающий в общем случае не мгновенно, как это было принято в данной работе. На расстоянии  $x=3.2$  см от фронта УВ достигнуто равновесие с температурами равными  $T_p=10550$  К в [2] и  $T_p=10410$  К в данной работе; концентрации атомов и электронов:  $N_N=2.54 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_O=6.74 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_e=1.73 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Ниже представлены результаты расчетов интенсивности излучения и их сравнение с экспериментальными данными.

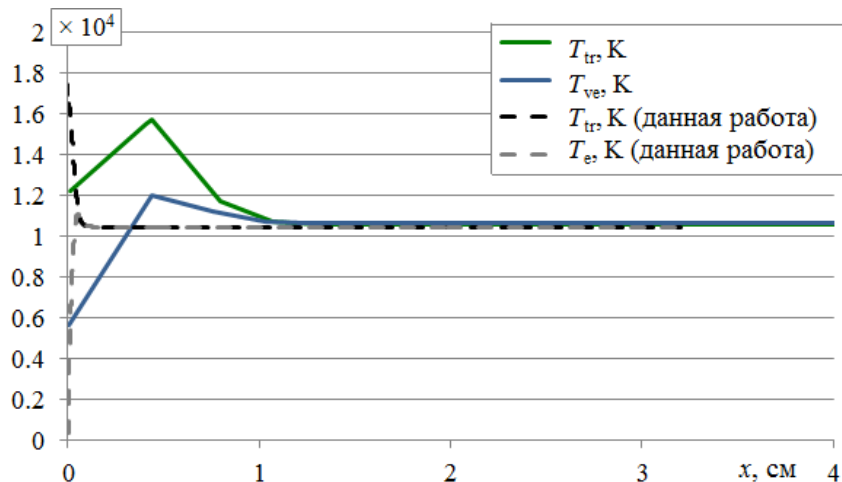


Рис. 5. Изменение поступательной и электронной температуры внутри релаксационной зоны

На рис. 6 приведены результаты расчетов для первого эксперимента на расстоянии  $x=3.2$  см от фронта УВ.

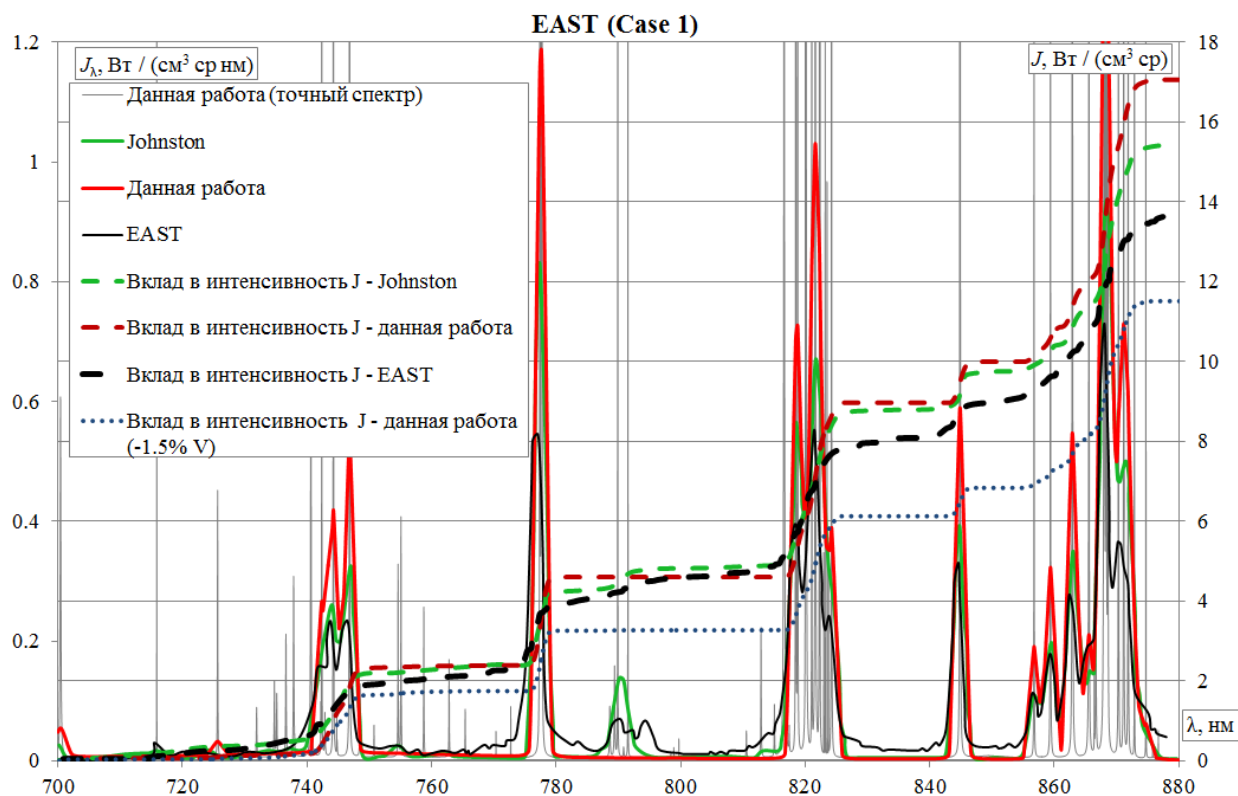


Рис. 6. Интенсивность излучения и вклад в интенсивность  $J$  на расстоянии  $x=3.2$  см от фронта УВ для первого эксперимента (Case 1)

Серой линией отмечен спектр, рассчитанный в разработанной программе. Красной сплошной линией отмечен тот же спектр с учетом его размытия из-за щели спектрометра. Зеленая сплошная линия обозначает результаты, полученные в [2], черная сплошная линия – измеренная в эксперименте интенсивность излучения. Профили линий хорошо согласуются, однако результаты данной работы немного превосходят расчеты в работе [2], а те в свою очередь превосходят измеренные данные. Пунктирными красной, зеленой и черной линиями отмечен вклад интенсивности излучения в диапазоне длин волн  $700 \div 880$  нм, полученных в данной работе, в работе [2] и измеренных в эксперименте, соответственно. Полный вклад, полученный в [2] превышает экспериментальный на 13 %, данная же работа дает превышение на 25 %. Для учета возможной погрешности измерений скорости УВ (1.5 %), были проведены расчеты при  $V' = 0.985V$ . Результаты показаны на графике синей линией из точек. Вклад интенсивности излучения, полученный в данной работе при меньшей скорости ниже экспериментального на 16 %. То есть проведенные расчеты находятся в пределах погрешностей экспериментальных данных с учетом неточного измерения скорости ударной волны.

Разработанная модель позволяет рассчитывать интенсивность излучения с достаточно хорошей точностью (16 ÷ 25 %) за ударной волной. Однако она будет давать завышенные результаты вблизи фронта УВ, поскольку кинетика диссоциации не учитывается, и равновесие достигается быстрее, чем за фронтом реальной УВ. Но если толщина релаксационной зоны, определяемой диссоциацией относительно невелика, то погрешность в расчете интенсивности вдоль линии тока несущественно повлияет на полученную погрешность 25 %.

Далее рассмотрим результаты второго эксперимента (Case 2). Данный эксперимент представляет большой интерес, поскольку на протяжении 4 см от фронта УВ постоянные значения параметров не достигается. Рассмотрим данный случай подробнее.

В табл. 5 представлены параметры газа для второго эксперимента в следующем порядке: начальные данные, после полной диссоциации, после полной диссоциации с учетом погрешности скорости распространения УВ (+ 1.5 %  $V$ ).

Таблица 5

Параметры газа для второго эксперимента (Case 2)

	$\infty$	$c_{AB} = 0, c_A = 1$	+1.5 % $V$
$V$ , м/с	9165	612	664
$p$ , атм	$1.3 \times 10^{-4}$	0.125	0.128
$\rho_\infty$ , кг/м <sup>3</sup>	$1.6 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-3}$	$2.3 \times 10^{-3}$
$T$ , К	288	9154	10017
$M$	26.9	0.207	0.215

Аналогично первому случаю, рис. 7 иллюстрирует изменение поступательной и электронной температуры внутри пробки. Цветовые обозначения такие же, как и в первом случае. В данном случае релаксация, определяемая ионизацией, протекает намного дольше, и равновесие на расстоянии  $x = 3.1$  см не достигается. Как и в первом случае в результатах, полученных в [2], сначала протекает процесс диссоциации, а затем ионизации и возбуждения электронных состояний. На расстоянии  $x = 3.1$  см от фронта УВ газ обладает следующими параметрами  $T_{tr} = T_{ve} = 8100$  К в работе [2] и  $T_{tr} = 8190$  К,  $T_e = 8075$  К в данной работе; концентрации атомов и электронов:  $N_N = 8.91 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_N = 2.37 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_e = 2.65 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 8 приведены результаты расчетов для второго эксперимента на расстоянии  $x = 3.1$  см от фронта УВ. Обозначения на графике в целом оставлены без изменений. Добавлены расчеты вклада в интенсивность излучения при скорости ударной волны большей на 1.5 % линиями из точек красного и зеленого цвета – расчеты данной работы и [2], соответственно. Также отмечен вклад интенсивности излучения для равновесного расчета [2], обозна-

ченный пунктирной синей линией, который превышает итоговый вклад, полученный в эксперименте, на 24 %. В целом, расчет интенсивности излучения по равновесной модели может использоваться в качестве оценки лучистого потока в данном случае, так как он не занижает значения, полученные в эксперименте. Результаты, полученные в данной работе, и расчеты [2] хорошо согласуются друг с другом. Для скорости УВ  $V = 9165$  м/с оба расчета дают занижение на  $40 \div 50$  % относительно экспериментальных данных. При поправке скорости на 1.5 % в большую сторону, расчеты приближаются к экспериментальным данным и отличаются от них всего на  $4 \div 7$  %, но все-таки не достигают величин интенсивности в эксперименте. То есть проведенные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными с учетом неточного измерения скорости ударной волны.

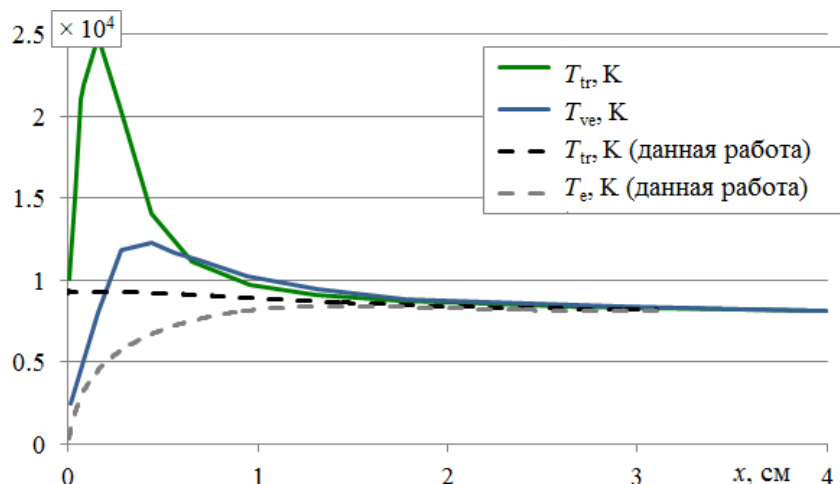


Рис. 7. Изменение поступательной и электронной температуры внутри релаксационной зоны

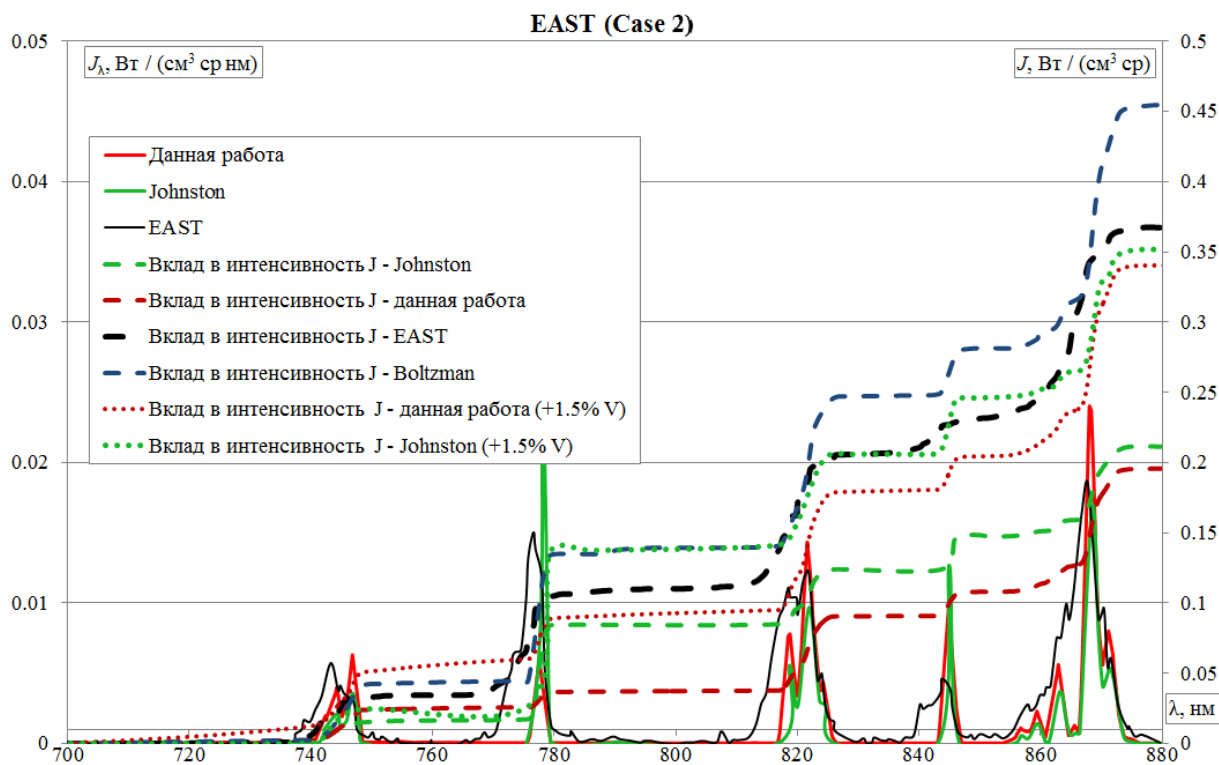


Рис. 8. Интенсивность излучения и вклад в интенсивность  $J$  на расстоянии  $x = 3.1$  см от фронта УВ для второго эксперимента (Case 2)

В итоге можно сделать вывод, что с учетом погрешности измерений скорости УВ, разработанная модель также позволяет рассчитывать интенсивность излучения с достаточно хорошей точностью за ударной волной. Далее будет представлен анализ интенсивности излучения на разных расстояниях за фронтом УВ для разных диапазонов длин волн:  $700 \div 760$  нм,  $800 \div 830$  нм,  $850 \div 880$  нм.

На рис. 9, 10, 11 синей линией без точек отмечены результаты измерений в эксперименте, черной линией отмечена интенсивность излучения, полученная в [2] при расчете по равновесной модели, зеленая линия – также его результаты по неравновесной модели, красная и синяя линии с точками изображают результаты, полученные в данной работе при скорости ударной волны, указанной для данного эксперимента в табл. 3 и при скорости большей ее на 1.5 %. Представленные на рис. 9, 10, 11 данные показывают, что используемое приближение, в котором область диссоциации молекул исключена из рассмотрения, приводит к смещению максимума интенсивности излучения в рассматриваемых спектральных диапазонах к фронту УВ.

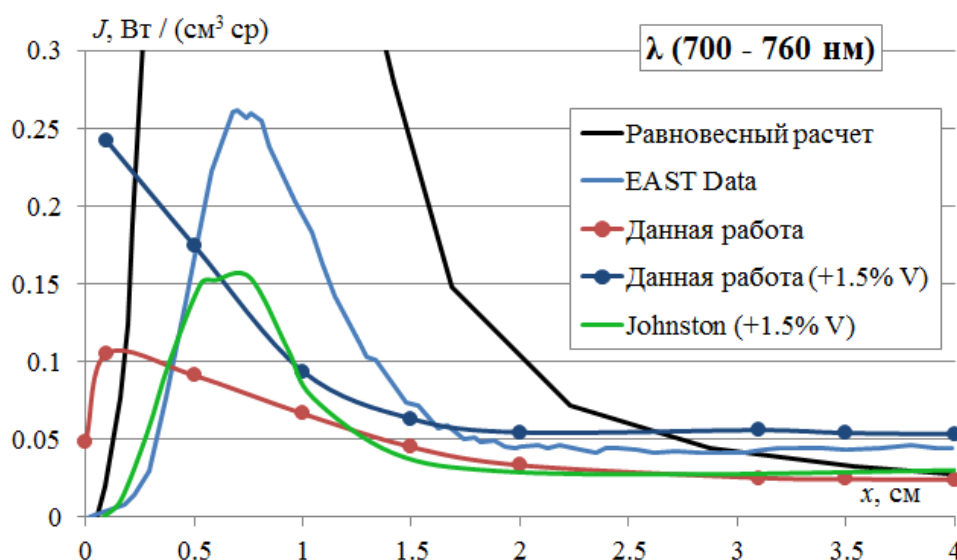


Рис. 9. Интенсивность излучения релаксационной зоны для второго эксперимента (Case 2) для диапазона длин волн  $\lambda = 700 \div 760$  нм

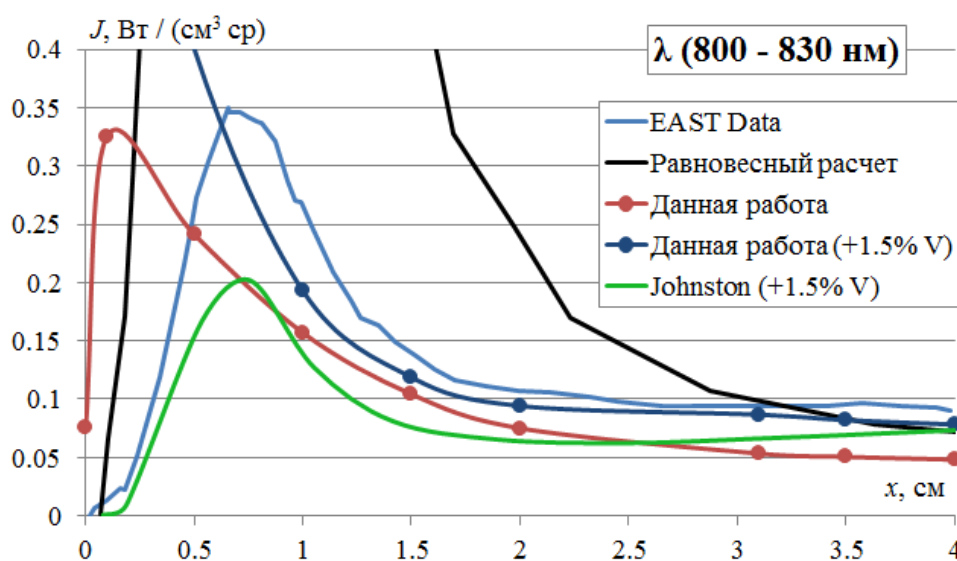


Рис. 10. Интенсивность излучения релаксационной зоны для второго эксперимента (Case 2) для диапазона длин волн  $\lambda = 800 \div 830$  нм

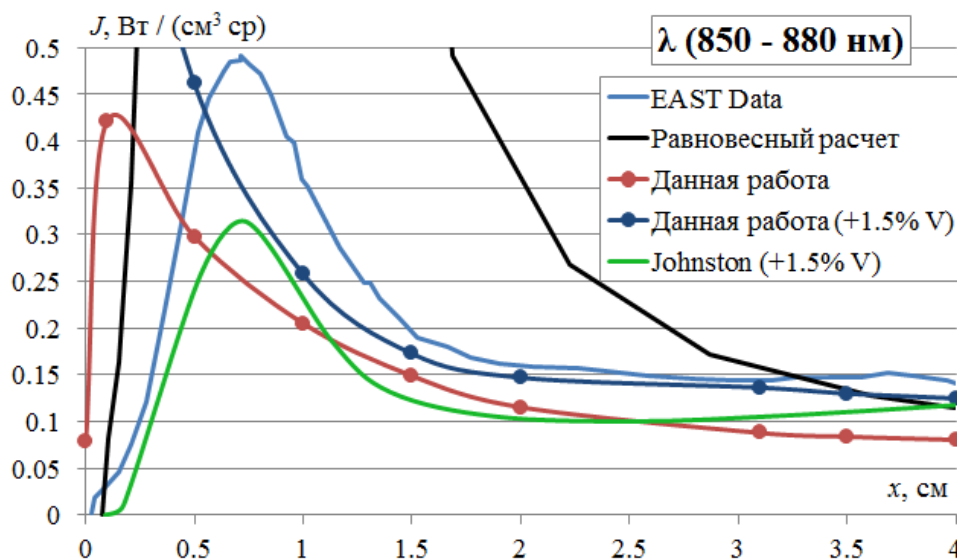


Рис. 11. Интенсивность излучения релаксационной зоны для второго эксперимента (Case 2) для диапазона длин волн  $\lambda = 850 \div 880$  нм

Из двух вариантов, полученных Джонстоном, на графиках отмечен тот, который меньше расходится с экспериментальными данными. Расчет, проведенный в работе [2] соответствует экспериментальным измерениям по форме (присутствует пик интенсивности излучения на расстоянии  $x \approx 0.65$  см). Эти результаты ниже экспериментальных ( $\sim 35\%$ ) на расстоянии от УВ  $x = 1.5$  см и далее, в пике различия составляют порядка 45%. Примерно одинаковое отличие наблюдается для всех диапазонов. Естественно, сравнивать результаты данной работы с экспериментом вблизи УВ, пока газ еще не полностью диссоциирован не совсем корректно, однако в пике для диапазонов 800 ÷ 830 и 850 ÷ 880 нм интенсивность излучения сравнима с данными, полученными в ударной трубе. Результаты расчетов данной работы для повышенной скорости УВ довольно неплохо согласуются с результатами EAST на расстоянии от УВ  $x = 1.5$  см и далее и занижают их не более чем на 15%, и в некоторых точках завышают не более чем на 30%. На промежутке справа от пика излучения в УТ до  $x = 1.5$  см результаты данной работы занижены относительно экспериментальных данных и завышены на промежутке слева от пика. Такое поведение проведенных расчетов можно было ожидать, учитывая то, что в разработанной модели не учитывается кинетика диссоциации молекул.

По полученным результатам, представленным на рис. 9–11, оценим, как будет отличаться интенсивность излучения по разработанной модели от экспериментальных данных для 4-х сантиметровой пробки. Для этого вычислим площади под графиками интенсивности излучения, полученными в данной работе со скоростью повышенной на 1.5% и измеренными в эксперименте, для  $x = 0 \div 4$  см, и сравним их между собой. Для диапазона длин волн  $\lambda = 700 \div 760$  нм значения интенсивности излучения от пробки (перенос излучения вдоль нормали фронта УВ) разработанная модель дает завышение на 9% относительно экспериментальных данных; при  $\lambda = 800 \div 830$  нм – завышение на 30%; при  $\lambda = 850 \div 880$  нм – завышение на 16%. Для данных длин волн модель, используемая в данной работе, относительно хорошо рассчитывает лучистый поток от пробки с максимальной погрешностью не превышающей 30%.

На рис. 12 приведена заселенность электронных состояний атомов азота, поделенная на кратность вырождения уровня,  $N_i/g_i$  на расстоянии  $x = 3.1$  см от фронта УВ. На данном расстоянии газ приближается к равновесному состоянию. Красной и черной пунктирными линиями отмечены концентрации электронных состояний, которыми должен обладать газ по уравнению Больцмана и уравнению Саха – Больцмана, соответственно. Зеленой линией отмечены заселенности, полученные в [2], красная линия изображает результаты, полученные в

данной работе, синими точками отмечены экспериментальные данные для уровней  $i = 8, 9, 10, 12$ . Верхние состояния, обладающие большей энергией, практически ложатся на прямую Саха – Больцмана, что означает, что они находятся в равновесии с электронами (при электронной температуре). Первые три состояния обычно попадают на прямую Больцмана. Судя по экспериментальным данным, отмеченные синими точками уровни, практически находятся в равновесии с нижними уровнями. Результаты данной работы и данные работы [2] находятся в промежуточном состоянии между двумя прямыми, причем красная линия для уровней  $i = 8 \div 12$  находится ближе к равновесным значениям, что лучше соответствует экспериментальным данным.

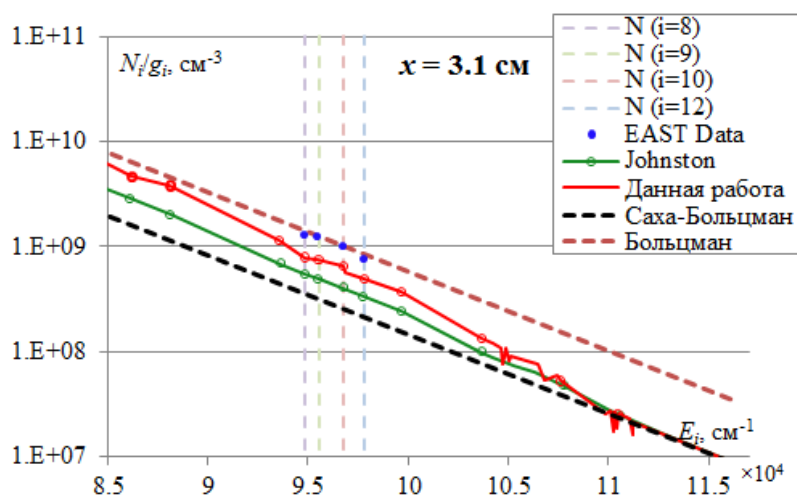


Рис. 12. Заселенность электронных состояний азота  $N_i/g_i$  для второго эксперимента (Case 2) на расстоянии  $x = 3.1$  см от фронта УВ

На рис. 13 приведена заселенность электронных состояний атомов азота  $N_i/g_i$  на расстоянии  $x = 0.65$  см от фронта УВ. В данной области газ сильно неравновесен и разница попутательной и электронной температур по проведенным расчетам составляет  $\sim 1600$  К.

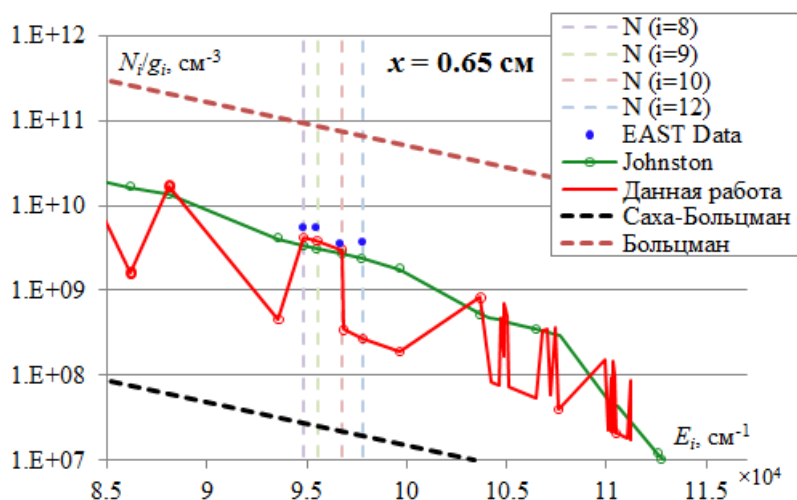


Рис. 13. Заселенность электронных состояний азота  $N_i/g_i$  для второго эксперимента (Case 2) на расстоянии  $x = 0.65$  см от фронта УВ

Обозначения сохранены, аналогично предыдущему рисунку. Несмотря на то, что результаты расчетов течения воздуха за УВ в этой области, проведенных в данной работе и реальным течением сильно отличается между собой, заселенности электронных состояний ведут себя очень похоже. Также они хорошо согласуются с экспериментальными данными, по

крайней мере, для трех точек. Отличие заселенностей, полученных в данной работе и посчитанных Джоностоном, возможно объясняется тем, что при расчете кинетики он разбивает уровни на группы, которые лежат близко друг к другу и имеют схожее поведение. В итоге такие уровни находятся в равновесии между собой. В данной же работе каждое электронное состояние рассчитывалось отдельно, и пилообразная кривая может быть объяснена тем, что при электронном ударе оптически разрешенные переходы протекают быстрее, чем оптически запрещенные, и тем самым быстрее заселяют соответствующие им уровни.

#### 4. Заключение

1. Разработанная модель в основной части пробки за фронтом ударной волны достаточно хорошо описывает интенсивность излучения и результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными, полученными в УТ.
2. Погрешность расчетов с использованием разработанной модели не превышает погрешность измерений, связанной с неточностью измерения скорости ударной волны.
3. Разработанная радиационно-столкновительная модель адекватно описывает кинетику заселения электронных состояний атомов и хорошо согласуется с результатами расчетов программы NARA и экспериментов, проведенных в УТ EAST.

#### Литература

1. 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. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014.
2. 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.
3. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Лагарьков А.Н., Стулов В.Н., Теленин Г.Ф., Шапиро Е.Г., Якубов И.Т. Течение воздуха за фронтом сильной ударной волны с учетом неравновесной ионизации. Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 6. С. 26–57.
4. 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/>
5. Drawin, H. W., "Collision and Transport Cross Sections," Plasma Diagnostics, edited by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, 1968, pp. 842–875.
6. Ralchenko, Yu, et al., "NIST Atomic Spectra Database, Version 4.0," National Institute of Standards and Technology (NIST) Physics Lab, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>, November 2011.
7. Cunto W. TOP base at the CDS // Astronomy and Astrophysics. 1993. Vol.275. Pp.L5-L8. <http://vizier.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html>
8. Park C. Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions. I. Earth Entries. Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 1993. Vol. 7, No. 3. Pp. 385–398.

Статья поступила в редакцию 7 января 2017 г.