

УДК 541.124

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-НАГРЕТОГО ВОЗДУХА ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ

© 2023 г. Н. Г. Быкова¹, И. Е. Забелинский¹, П. В. Козлов¹, Г. Я. Герасимов¹, В. Ю. Левашов^{1*}

¹Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: vyl69@mail.ru, levashovvy@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 11.10.2022;
после доработки 15.11.2022;
принята в печать 21.11.2022

Представлены результаты измерения радиационных характеристик атомных компонент ударно-нагретого воздуха в вакуумно-ультрафиолетовой области. Эксперименты проведены в ударной трубе STS Института механики МГУ при скоростях ударной волны 7.3–10.7 км/с и начальных давлениях в камере низкого давления 0.125, 0.2 и 0.25 Торр. Построена аналитическая модель радиационного процесса, учитывающая поглощение излучения при его прохождении поперек ударной волны вдоль луча наблюдения. Обработка с помощью этой модели экспериментальных зависимостей интенсивности излучения от времени для основных полос излучения позволила предложить радиационный метод определения электронной температуры ударно-нагретого газа. Представленные данные сравниваются с экспериментальными результатами, полученными другими методами.

Ключевые слова: ударные волны, излучение, воздух, ударная труба, электронная температура.

DOI: 10.31857/S0207401X23040040, EDN: MVTAZT

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в освоении космического пространства связан, прежде всего, с созданием новых систем защиты спускаемых космических аппаратов от тепловых нагрузок [1]. Это, в свою очередь, требует достоверной оценки величин тепловых потоков к поверхности аппарата при его движении в атмосфере Земли, для чего применяются различные экспериментальные и теоретические методики. Большое количество экспериментальных работ по исследованию физико-химических процессов, протекающих в высокотемпературном слое газа вблизи поверхности спускаемого космического аппарата, проведено в ударных трубах [2, 3]. К ним, в частности, относятся эксперименты по изучению ударно-волновой структуры потока вблизи обтекаемой поверхности [4], по определению аэродинамических сил и температурных градиентов [5, 6], а также по измерению радиационных характеристик ударно-нагретых газов [7]. Следует отметить, что доля радиационной составляющей теплового нагрева аппарата при сверхорбитальных скоростях его входа в атмосферу Земли заметно увеличивается по сравнению с конвективной [8].

Большую роль в оценке интенсивности тепловых нагрузок на поверхность спускаемого аппарата играют методы численного моделирования [9]. Тем не менее лежащая в основе моделирования кинетика высокотемпературных процессов, протекающих в ударно-нагретом высокотемпературном газе, в настоящее время далека от полного понимания [10]. Особый интерес для тестирования радиационно-столкновительных моделей, лежащих в основе различных методов вычислительной гидродинамики, представляют такие параметры газа, как электронная температура и электронная плотность. Это объясняется тем, что электроны играют основную роль в процессах возбуждения и ионизации частиц газа за фронтом ударной волны, что, в свою очередь, определяет интенсивность неравновесного излучения газа в широком диапазоне спектра и, соответственно, уровень радиационных потоков к поверхности спускаемого аппарата [11].

Для измерения электронной температуры низкотемпературной плазмы применяются различные методы диагностики. К ним, в частности, относятся зондовые методы [12–14] и метод томсоновского рассеяния лазерного излучения [15]. В настоящей работе предложен другой метод определения температуры электронов в высокотемпе-

ратурном газе за фронтом ударной волны, основанный на измерении интенсивности излучения атомов в области вакуумного ультрафиолета (VUV). Полученные данные хорошо согласуются с результатами измерений электронной температуры в ударно-нагретом воздухе зондовым методом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по измерению радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха проводились в ударной трубе STS (standard shock tube) Института механики МГУ. Установка состоит из двух секций: камеры высокого давления длиной 0.7 м и камеры низкого давления длиной 4 м. Внутренний диаметр ударной трубы по всей ее длине составляет 50 мм. Схема установки и подробное описание ее основных узлов приведены в работе [16]. Ударный процесс запускается при воспламенении в камере высокого давления стехиометрической смеси водорода и кислорода, разбавленной гелием (до 70%).

Измерительная система установки состоит из вакуумного монохроматора VM-1, который через вакуумный канал соединен с ударной трубой. Источник калиброванного VUV-излучения (дейтериевая лампа L879-01 производства компании Hamamatsu (Japan)) размещается с другой стороны ударной трубы. Сравнение измеренного сигнала с соответствующим сигналом калибровочного источника позволяет представить измеренные интенсивности излучения в абсолютных единицах. Подробное описание методики калибровки измерительной системы в спектральном диапазоне $\lambda = 120\text{--}185$ нм приведено в работе [17]. Весь оптический тракт измерительной системы предварительно полностью откачивался, так как образующийся в воздухе под действием радиации озон является мощным поглотителем VUV-излучения. Для регистрации спектрального распределения излучения (панорамных спектров) в диапазоне длин волн $\lambda = 115\text{--}400$ нм использовалась ICCD-камера LEGA-VUV. Временная эволюция излучения регистрировалась с помощью фотомножителя R6836 (Hamamatsu Japan) с чувствительностью в области $\lambda = 115\text{--}320$ нм. Скорость ударной волны, V_{SW} , измерялась с помощью пьезодатчиков.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Мощность спонтанного излучения единичного объема высокотемпературного газа в пределах спектральной линии в отсутствие поглощения определяется выражением [18]

$$I_{mn}(\lambda) = \frac{hc}{\lambda_{mn}} A_{mn} N_m S(\lambda), \quad (1)$$

где λ_{mn} – длина волны оптического перехода $m \rightarrow n$, h – постоянная Планка, c – скорость света, A_{mn} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода, N_m – заселенность верхнего уровня. Контур спектральной линии $S(\lambda)$, для которого имеет место соотношение $\int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda) d\lambda = 1$, обычно описывается функцией Фойгта, представляющей собой свертку гауссова (доплеровского), $S_G(\lambda)$, и лоренцовского (дисперсионного), $S_L(\lambda)$, распределений [19]:

$$S_V(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S_G(\lambda') S_L(\lambda - \lambda') d\lambda'. \quad (2)$$

Гауссово распределение, нормированное на единицу площади и характеризующее хаотичное распределение частиц по проекции скорости на ось наблюдения с полушириной, равной доплеровской ширине $\Delta\lambda_D$, имеет вид

$$S_G(\lambda) = \frac{2}{\Delta\lambda_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{4 \ln(2) (\lambda - \lambda_{mn})^2}{\Delta\lambda_D^2} \right\}. \quad (3)$$

Под полушириной линии здесь и далее подразумевается ширина на уровне половины от максимального значения, которое достигается в центре линии. Дисперсионное распределение, нормированное на единицу площади с лоренцовской полушириной $\Delta\lambda_L$, описывается выражением

$$S_L(\lambda) = \frac{\Delta\lambda_L/2\pi}{(\lambda - \lambda_{mn})^2 + (\Delta\lambda_L/2)^2}. \quad (4)$$

Фойгтовский профиль спектральной линии (2), где распределения $S_G(\lambda)$ и $S_L(\lambda)$ описываются соответственно соотношениями (3) и (4), имеет следующее аналитическое выражение [20]:

$$S_F(\lambda) = 2 \left(\frac{\ln 2}{\pi^3} \right)^{1/2} \frac{a}{\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (u - y)^2} dy, \quad (5)$$

$$a = \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_D} (\ln 2)^{1/2}; \quad u = \frac{\lambda - \lambda_{21}}{\Delta\lambda_D} 2 (\ln 2)^{1/2}.$$

Доплеровская полуширина спектральной линии определяется температурой газа T , атомным весом μ излучающей частицы и длиной волны λ_{mn} [21]:

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_{mn} (T/\mu)^{1/2}. \quad (6)$$

Доплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$ для атомов азота и кислорода в VUV-области спектра при $T = 10000$ К составляет величину $(2 \div 3) \cdot 10^{-2}$ Å. Минимальное значение лоренцовской ширины спектральной линии равно сумме естественных ширин

верхнего и нижнего уровней перехода $m \rightarrow n$. Для линии атома азота с $\lambda = 120$ нм естественная ширина линии составляет $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Å, а для линии атома кислорода с $\lambda = 130$ нм – $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Å. Однако в низкотемпературной плазме энергетические уровни излучателей испытывают другие виды уширения дисперсионного типа, такие как резонансное, ударное и штарковское. Для резонансного уширения при не очень больших давлениях справедливо выражение [22]

$$\Delta v_{res} = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{m\nu} f N_0, \quad (7)$$

где e и m – заряд и масса электрона, ν и f – частота и сила осциллятора оптического перехода, N_0 – число атомов в единице объема. Используя известные соотношения, формулу (7) можно преобразовать к виду

$$\Delta \lambda_{res} = \Delta v_{res} \frac{\lambda_{mn}^2}{c} = \frac{g_m}{g_n} \frac{A_{mn} \lambda_{mn}^5}{12\pi^3 c} N_0, \quad (8)$$

где A_{mn} – коэффициент Эйнштейна для перехода $m \rightarrow n$, g_m и g_n – статистические веса уровней m и n соответственно. Так, для $\lambda = 120$ нм ширина линии $\Delta \lambda_{res} \approx 10^{-22} N_0$, т.е. при $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$ имеем $\Delta \lambda_{res} \approx 10^{-5}$ нм. Для сравнения доплеровская ширина этой линии при температуре 9000 К составляет 0.0022 нм. Заметим, что для линий из видимого диапазона величина $\Delta \lambda_{res}$ гораздо больше. Например, для линии атома кислорода с $\lambda = 777$ нм имеем $\Delta \lambda_{res} \approx 1.3 \cdot 10^{-19} N_0$, т.е. при $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$ ширина линии $\Delta \lambda_{res} \approx 0.013$ нм, что равняется доплеровской ширине линии при $T \approx 9000$ К.

Для спектральных линий, нижним уровнем для которых является основное состояние излучателя, еще одним фактором, заметно влияющим на наблюдаемую форму контура спектральной линии, является самопоглощение излучения. В первую очередь, к таким линиям относятся резонансные линии атомов азота и кислорода, которые расположены в области вакуумного ультрафиолета. В общем случае решение вопроса о форме контура линии в условиях самопоглощения является довольно трудной задачей. Однако в приближении однородного источника, которое можно считать оправданным в приложении к ударной волне для направления наблюдения поперек распространения волны, эта задача может быть решена.

Ослабление мощности излучения при распространении в поглощающей среде описывается законом Бугера–Ламберта [23]:

$$I_{mn}(\lambda) = I_{mn,0}(\lambda) \exp[-k_{nm}(\lambda)l]. \quad (9)$$

Здесь $I_{mn,0}(\lambda)$ – интенсивность падающей волны, l – длина оптического пути. Коэффициент поглощения $k_{nm}(\lambda)$ при оптическом переходе $n \rightarrow m$ определяется по выражению

$$k_{nm}(\lambda) = \frac{h}{\lambda_{mn}} (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) S(\lambda), \quad (10)$$

где N_n – заселенность нижнего уровня, B_{nm} и B_{mn} – коэффициенты Эйнштейна поглощения и вынужденного излучения соответственно. Как видно из выражения (10), коэффициент поглощения зависит от заселенности уровней. В состоянии локального термодинамического равновесия, когда устанавливается равновесие столкновительных процессов возбуждения и девозбуждения, энергетические уровни заселены по закону Больцмана:

$$N_i = N_0 g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \frac{1}{g_0(T_e)}, \quad (11)$$

где E_i и g_i – энергия и статистический вес i -го уровня, k – постоянная Больцмана, $g_0(T_e)$ – статистическая сумма. В выражении (11) предполагается, что заселенность энергетических уровней определяется электронной температурой T_e .

Поскольку в экспериментах по измерению излучения от конкретного пространственного объекта наблюдаемая интенсивность представляет собой сумму интенсивностей от разных точек вдоль линии наблюдения, то необходимо учитывать изменение величины произведения $k_{nm}(\lambda)l$ в выражении (9) как минимум в силу разной длины пути излучения от разных точек вдоль линии наблюдения. Если предположить, что в исследуемом объекте оптические параметры излучения, такие как интенсивность излучения и коэффициент поглощения, одинаковы в каждой точке вдоль линии наблюдения, то для интенсивности наблюдаемого суммарного излучения $J_{mn}(\lambda)$ на длине l с учетом поглощения получаем следующее выражение:

$$J_{mn}(\lambda) = \int_0^l I_{mn,0}(\lambda) \exp\{-k_{nm}(\lambda)(l-z)\} dz = I_{mn,0}(\lambda) \frac{1 - e\{-k_{nm}(\lambda)l\}}{k_{nm}(\lambda)}. \quad (12)$$

Сделанное предположение вполне реалистично для случая наблюдения излучения ударной волны в поперечном направлении к ее распространению.

Представленная модель может быть использована для обработки экспериментов по измерению интенсивности излучения ударно-нагретого газа с целью получения информации по тем параметрам

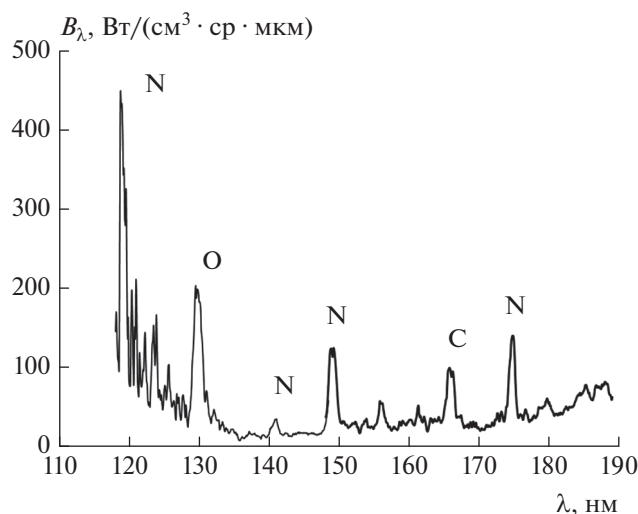


Рис. 1. Панорамный спектр излучения ударно-нагретого воздуха в VUV-диапазоне при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 7.3$ км/с.

рам процесса, которые трудно измерить. В частности, это относится к электронной температуре T_e , которая определяет заселенность электронно-возбужденных уровней атомов и молекул и, соответственно, ответственна за эффективность протекания радиационного процесса.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В ударной трубе STS была проведена серия экспериментов по определению радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха в VUV-области при скоростях ударной волны $V_{SW} = 7.3$ – 10.7 км/с и начальных давлениях в камере низкого давления $p_0 = 0.125, 0.2$ и 0.25 Торр. На рис. 1 приведен панорамный спектр излучения при $V_{SW} = 7.3$ км/с в диапазоне длин волн $\lambda = 120$ – 190 нм, представляющий собой зависимость интенсивности излучения B_λ от длины волны λ . Из приведенного спектра видно, что излучение высокотемпературного воздуха в VUV-области характеризуется одной линией атома кислорода на длине волны $\lambda = 130$ нм и несколькими линиями атома азота, а именно, мультиплетами с $\lambda = 120, 141, 149$ и 174 нм. Следует отметить, что интенсивность излучения атомарной линии азота на длине волны $\lambda = 120$ нм значительно превышает интенсивность излучения из других областей рассматриваемого спектрального диапазона.

Атомарные линии с длиной волны $\lambda = 120$ и 130 нм являются резонансными линиями атомов

азота и кислорода, соответственно, т.е. оптические переходы на этих длинах волн осуществляются на основной энергетический уровень атома. Переходы на длинах волн $\lambda = 141, 149$ и 174 нм возбужденных атомов азота происходят на ближайšie к основному уровню метастабильные состояния. Излучение на этих переходах несет информацию о заселенности верхних возбужденных уровней атома, а поглощение — о заселенности нижних уровней. Именно эти линии были взяты для экспериментального исследования временных характеристик излучения ударно-нагретого воздуха в VUV-области, которые были использованы для определения электронной температуры в ударно-нагретом воздухе.

На рис. 2 приведены временные зависимости излучения спектральной линии атома азота на длине волны $\lambda = 149$ нм в воздухе при различных значениях скорости ударной волны V_{SW} и начальном давлении в камере низкого давления $p_0 = 0.125$ (а) и 0.2 Торр (б) соответственно. Видно, что на начальном этапе процесса происходит сильный всплеск интенсивности излучения J с последующим выходом на равновесный уровень. При небольших скоростях ударной волны пиковая интенсивность J_{max} значительно превышает равновесные значения. Увеличение скорости ударной волны ведет к уменьшению этой разницы, и при $V_{SW} \geq 10$ км/с значение J_{max} практически совпадает с равновесными значениями.

Зависимость максимальной интенсивности излучения J_{max} от скорости ударной волны показана на рис. 3. Наблюдается линейный рост J_{max} при увеличении V_{SW} от 7.6 до 10.4 км/с. Следует отметить, что в рассматриваемых условиях величина J_{max} практически не зависит от начального давления p_0 .

Используя измеренные значения мощности излучения J , можно определить электронную температуру T_e , которая ответственна за заселенность электронно-возбужденных атомов ударно-нагретого газа и является одним из основных параметров описанной выше расчетной модели. Для этого были проведены расчеты наблюдаемой мощности излучения для атомарных линий, исследованных в эксперименте, в зависимости от температуры газа T , электронной температуры T_e и концентрации излучающей компоненты газа N_0 . Значения спектроскопических констант для атомов брались из базы данных NIST [24]. Также на основе этой же базы данных для каждого атома рассчитывались зависимости статистической суммы g_0 от температуры в предположении засе-

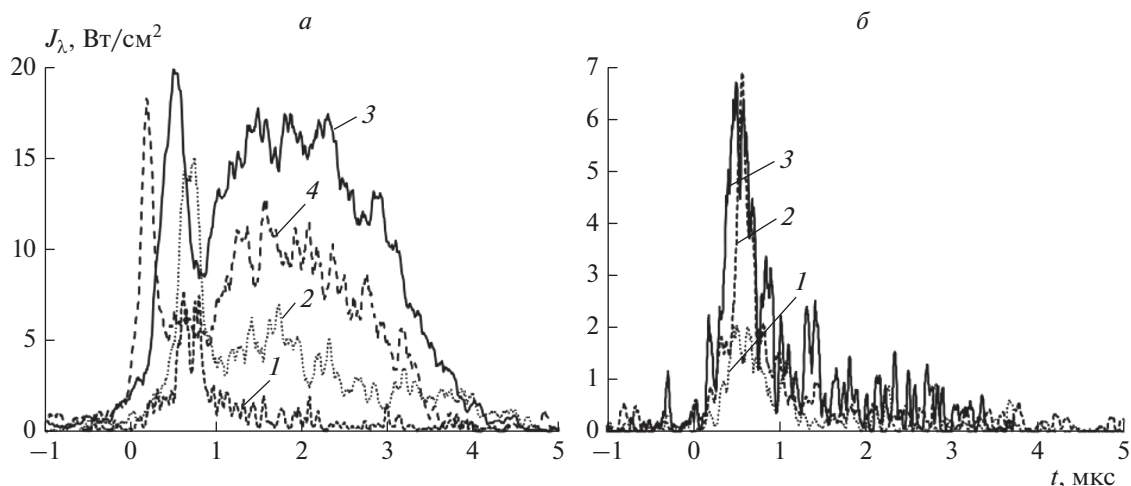


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности излучения атомов азота на длине волны $\lambda = 149$ нм в ударно-нагретом воздухе при $p_0 = 0.125$ Торр (а) и следующих значениях скорости ударной волны V_{SW} : 1 – 8.79 км/с, 2 – 9.95 км/с, 3 – 10.36 км/с, 4 – 10.72 км/с; а также при $p_0 = 0.2$ Торр (б) и приведенных ниже значениях скорости ударной волны V_{SW} : 1 – 7.62 км/с, 2 – 8.42 км/с, 3 – 8.45 км/с.

ленности энергетических уровней атомов по закону Больцмана.

На рис. 4 приведены зависимости наблюдаемой интенсивности излучения атома азота на длинах волн $\lambda = 120$ и 149 нм, рассчитанные при различных значениях концентрации атомов азота N_0 в ударно-нагретом воздухе. Вычисления проведены без учета поглощения (сплошные линии) и с учетом поглощения (штриховые линии). Анализ приведенных данных показывает, что учет поглощения снижает значение мощности излучения, выходящего за пределы ударно-нагретого газа, на несколько порядков величины. Кроме того, при учете поглощения мощность излучения гораздо слабее зависит от концентрации излучающей компоненты. Следует отметить, что концентрация атомов азота за фронтом ударной волны, рассчитанная с помощью радиационно-столкновительной модели [25] при рассматриваемых давлениях и скоростях ударной волны, изменяется в пределах $N_0 = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 5 приведены зависимости погрешности в определении электронной температуры от величины логарифма измеренной интенсивности, вызванные неопределенностью в значениях концентрации излучающих частиц в пределах одного порядка. Расчетные кривые приведены для двух линий: с $\lambda = 120$ и 149 нм.

Данные, представленные на рис. 4 и 5, получены в предположении, что $T = T_e$. Расчет показывает, что влияние температуры газа T на зависимость наблюдаемой интенсивности излучения ли-

нии от электронной температуры T_e увеличивается с ростом роли эффекта поглощения излучения, однако в пределах изменения T от 5000 до 40000 К это влияние незначительно. Еще одним фактором, способным повлиять на наблюдаемую интенсивность излучения J , являются различные виды дисперсионного (лоренцовского) уширения спектральных линий, описываемых лоренцовской полушириной линии $\Delta\lambda_L$. Так, взаимодействие излучающих атомов с заряженными ча-

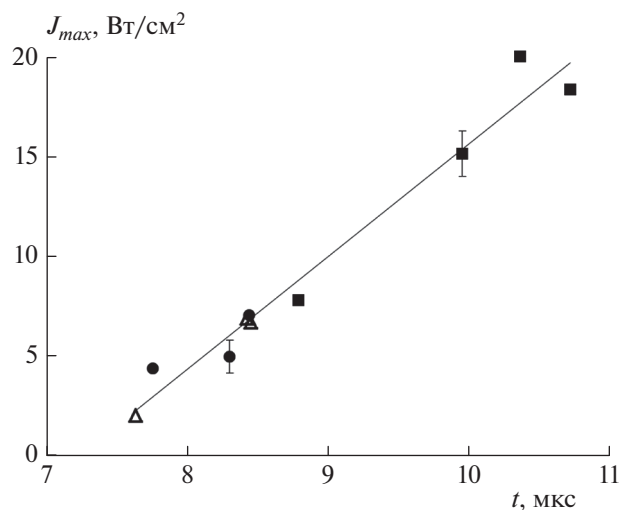


Рис. 3. Зависимость максимальной интенсивности излучения атомов азота на длине волны $\lambda = 149$ нм от скорости ударной волны V_{SW} при различных значениях начального давления p_0 : ■ – 0.125 Торр, Δ – 0.2 Торр, ● – 0.25 Торр.

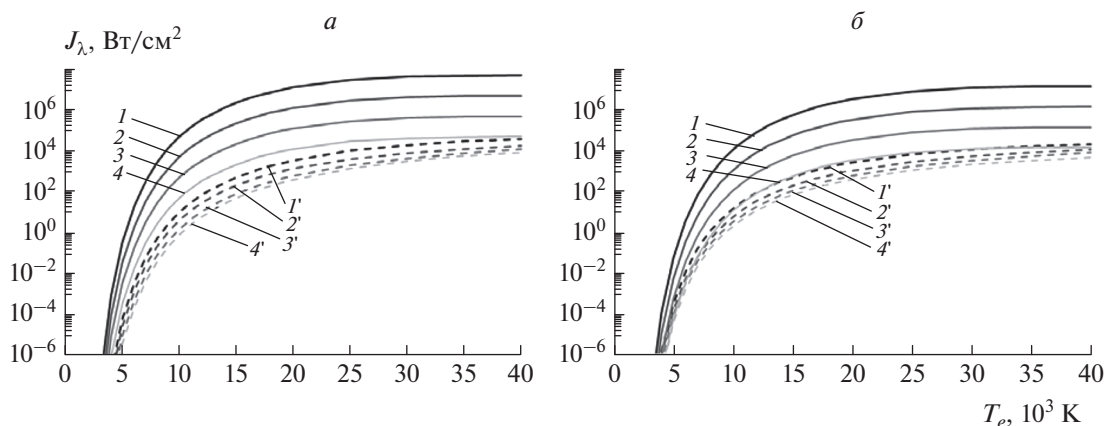


Рис. 4. Расчетные зависимости интенсивности излучения атомов азота на длинах волн $\lambda = 120$ (а) и 149 нм (б), которая должна наблюдаться в эксперименте при различных значениях концентрации атомов N_0 : 1, 1' – 10^{18} см^{-3} ; 2, 2' – 10^{17} см^{-3} ; 3, 3' – 10^{16} см^{-3} ; 4, 4' – 10^{15} см^{-3} . Сплошные линии – расчет без учета поглощения, штриховые – расчет с учетом поглощения.

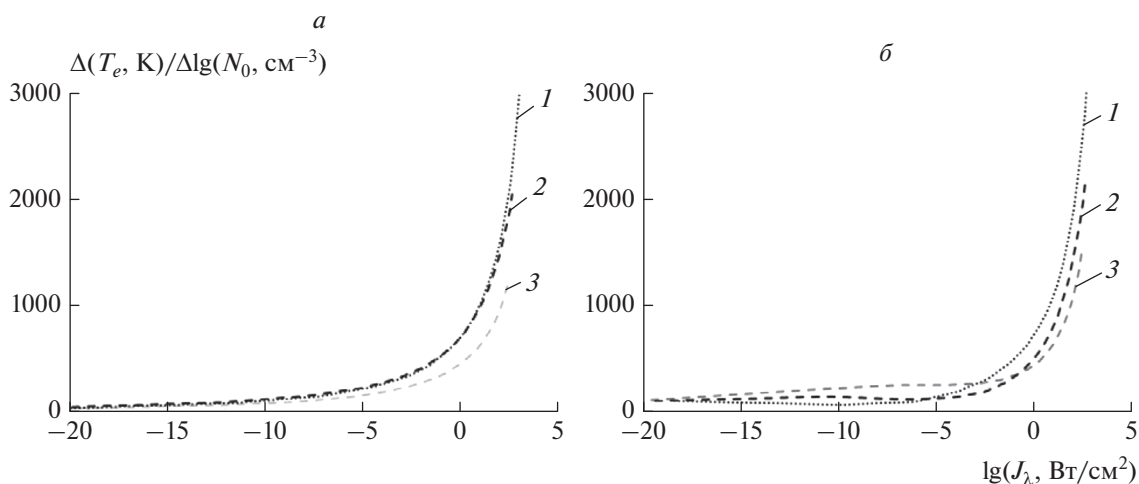


Рис. 5. Расчетные погрешности в определении температуры при неопределенности в значениях концентрации атома по линиям с $\lambda = 120$ (а) и 149 нм (б) при различных значениях концентрации атомов N_0 : 1 – 10^{17} см^{-3} , 2 – 10^{16} см^{-3} , 3 – 10^{15} см^{-3} .

стицами приводит к штарковскому уширению уровней, которое более существенно для уровней, близких к уровню ионизации. Для резонансных линий атомов более существенным является резонансное уширение, возникающее при столкновении однородных частиц, когда происходит перекачка энергии от возбужденного атома к невозбужденному. Оценка влияния этих видов уширения на J с помощью соотношений для $\Delta\lambda_L$, приведенных в работах [18, 21], показывает, что в рассматриваемых условиях их эффект незначителен и при проведении расчетов величины J мож-

но пользоваться чисто гауссовой формой контура спектральных линий.

Зависимости $J = J(T_e)$, вычисленные для излучения атомов N и O на различных длинах волн из VUV-диапазона с учетом поглощения (штриховые линии на рис. 4 для интенсивности излучения атома N на длинах волн $\lambda = 120$ и 149 нм), были использованы для определения температуры T_e . При этом также были использованы измеренные на ударной трубе спектрограммы $J = J(t)$ для тех же длин волн и различных значений начального давления и скорости ударной волны. На рис. 6 по-

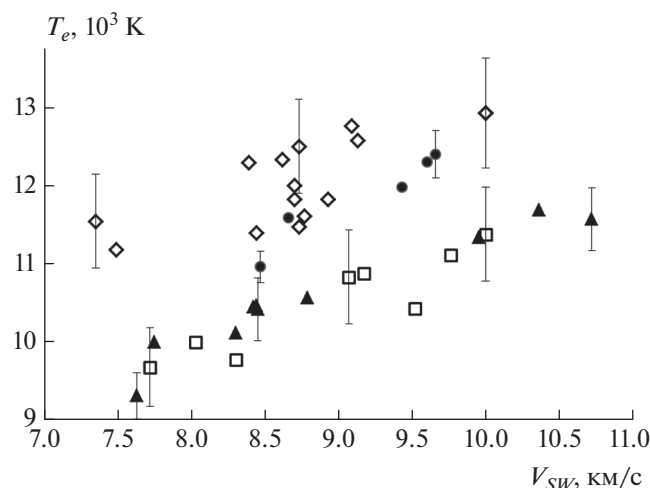


Рис. 6. Зависимость температуры электронов в максимуме интенсивности излучения от скорости ударной волны V_{SW} для различных длин волн линии атома азота: \diamond – 120 нм, \bullet – 141 нм, \blacktriangle – 149 нм; \square – 130 нм для линии атома кислорода.

казаны максимальные значения электронной температуры $T_{e, max}$, восстановленные по пиковым интенсивностям J_{max} неравновесной зоны излучения, которые для излучения атомов N на длине волны $\lambda = 149$ нм показаны на рис. 3. Вертикальные полоски указывают на диапазон изменения T_e при варьировании N_0 от 10^{16} до 10^{17} см^{-3} .

На рис. 6 более высокие значения температуры для линий с $\lambda = 120$ и 141 нм могут быть обусловлены более высоким для этих линий относительным вкладом в измеряемую интенсивность фонового излучения. Как видно из рис. 1, для линии с

$\lambda = 141$ нм это связано с ее невысокой интенсивностью, а для резонансной линии с $\lambda = 120$ нм – со значительной интенсивностью фона, происхождение которого связано с излучением молекулы N_2 на переходах системы Берджа–Хопфилда ($b^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ и $b^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) [26]. В то же время зависимости электронной температуры от скорости ударной волны, полученные по линиям с $\lambda = 130$ и 149 нм, для которых вклад фонового излучения сравнительно невелик, демонстрируют полное совпадение.

Временные зависимости интенсивности излучения атомов, $J = J(t)$ позволяют определить изменение электронной температуры T_e по мере протекания процесса (вдоль ударной волны). На рис. 7а показана эволюция интенсивности излучения резонансной линии атома N на длине волны $\lambda = 120$ нм при $V_{SW} = 10$ км/с. С помощью этой спектрограммы и зависимости $J = J(T_e)$ для данной длины волны и концентрации атомов $N_0 = 10^{16}$ см^{-3} была восстановлена эволюция электронной температуры, которая показана на рис. 7б. Видно, что зависимость $T_e = T_e(t)$ в общих чертах повторяет исходную спектрограмму, а именно, рост электронной температуры до пикового значения $T_{e, max} = 13600$ К с последующим спадом и выходом на равновесное значение $T_{e, eq} = 12200$ К.

Интересно сравнить результаты настоящей работы по определению электронной температуры методом обработки радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха с результатами измерения этой величины другими методами. На рис. 8 полученные данные по равновесной $T_{e, eq}$ и мак-

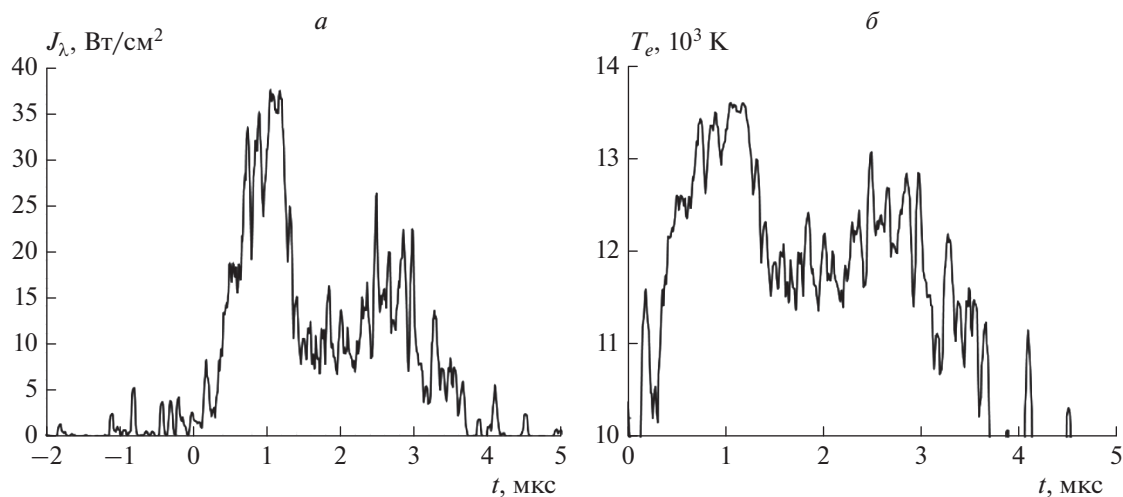


Рис. 7. Временная зависимость интенсивности излучения атомов азота на длине волны $\lambda = 120$ нм (а) и электронной температуры (б) в ударно-нагретом воздухе при $p_0 = 0.125$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10.0$ км/с.

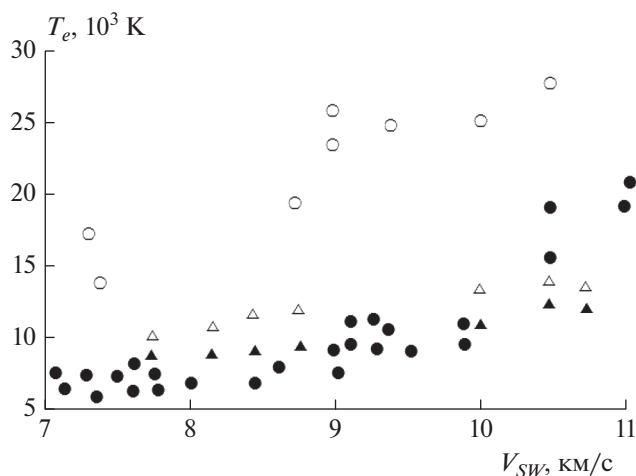


Рис. 8. Сравнение значений электронных температур, полученных в настоящей работе (треугольники), с данными из работы [27] (кружки): \blacktriangle и \bullet символы – температура $T_{e,eq}$, \triangle и \circ – температура $T_{e,max}$.

симальной $T_{e,max}$ электронной температуре сравниваются с соответствующими значениями, измеренными в работе [27] с помощью зондовой методики в тех же экспериментальных условиях. Видно, что равновесные значения $T_{e,eq}$ при скоростях ударной волны $V_{SW} \leq 10$ км/с совпадают друг с другом. С другой стороны, температура $T_{e,max}$, измеренная зондовым методом, значительно превышает значения $T_{e,max}$, измеренные в настоящей работе, в максимуме излучения, причем расхождение увеличивается с ростом скорости ударной волны. Этот факт свидетельствует о том, что интенсивность излучения атомных компонент за фронтом ударной волны в воздухе достигает максимального значения позже, чем достигается максимум электронной температуры, так как для образования заметного количества атомов в верхнем возбужденном электронном состоянии необходимо наличие в плазменной среде достаточного количества электронов, которое в ударной волне монотонно нарастает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия экспериментов по измерению радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха в вакуумно-ультрафиолетовой области. Проанализированы временные зависимости интенсивности излучения атомов N и O на длинах волн $\lambda = 120, 130, 141, 149$ и 174 нм, которые получены при скоростях ударной волны $V_{SW} = 7.3\text{--}10.7$ км/с и начальных давлениях $p_0 = 0.125, 0.2$ и 0.25 Торр.

Построена простая аналитическая модель радиационного процесса, учитывающая поглощение излучения в ударной волне в воздухе. Показано, что учет поглощения значительно снижает зависимость измеряемой интенсивности излучения от концентрации излучающих частиц. Это позволило предложить метод определения электронной температуры ударно-нагретого газа по интенсивности излучения атомарных компонент. В основе метода лежит обработка с помощью модели временных спектрограмм излучения на различных длинах волн из вакуумно-ультрафиолетовой области спектра.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации “Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах” (регистрационный номер АААА-А19-119012990112-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uyanna O., Najafi H. // Acta Astronaut. 2020. V. 176. P. 341.
2. Reyner P. // Prog. Aerospace Sci. 2016. V. 85. P. 1.
3. Gu S., Olivier H. // Prog. Aerospace Sci. 2020. V. 113. № 100607.
4. Kotov M.A., Kryukov I.A., Ruleva L.B., Solodovnikov S.I., Surzhikov S.T. // AIAA Paper. 2016. № 2016-0312.
5. Balakalyani G., Jagadeesh G. // Measurement. 2019. V. 136. P. 636.
6. Dufrene A., MacLean M., Parker R., Holden M. // AIAA Paper. 2011. № 2011-626.
7. Герасимов Г.Я., Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 17.
8. Суржиков С.Т. // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 2. С. 249.
9. Beyer J., Pfeiffer M., Fasoulas S. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. V. 280. № 108083.
10. Kim J.G., Jo S.M. // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 169. № 120950.
11. Shang J.S., Surzhikov S.T. // Prog. Aerospace Sci. 2012. V. 53. P. 46.
12. Oyama K.I. // J. Astronomy Space Sci. 2015. V. 32. P. 167.
13. Jiang S.-B., Yeh T.-L., Liu J.-Y. et al. // Adv. Space Res. 2020. V. 66. P. 148.
14. Nomura S., Kawakami T., Fujita K. // J. Thermophys. Heat Trans. 2021. V. 35. P. 518.
15. Roettgen A., Petrishev V., Adamovich I.V., Lempert W.R. // AIAA Paper. 2015. № 2015-1829.
16. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
17. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Акимов Ю.В., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я., Тереза А.М. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 9. С. 26.
18. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд-во МГУ, 1986.

19. *Nordebo S.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2021. V. 270. № 107715.
20. Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971.
21. *Суржиков С.Т.* Оптические свойства газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ, 2004.
22. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
23. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 4. Оптика. М.: Физматлит, 2021.
24. NIST Atomic Spectra Database. Ver. 5.9. Gaithersburg: NIST, 2021; <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
25. *Dikalyuk A.S., Kozlov P.V., Romanenko Y.V., Shatalov O.P., Surzhikov S.T.* // AIAA Paper. 2013. № 2013-2505.
26. *Горелов В.А., Киреев А.Ю.* // ПМТФ. 2016. Т. 57. № 1. С. 176.
27. *Gorelov V.A., Kildushova L.A., Kireev A.Yu.* // AIAA Paper. 1994. № 94-2051.