

УДК 533.1:533.92

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УДАРНО-НАГРЕТОГО ВОЗДУХА МЕТОДОМ ПРЯМОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНТЕ-КАРЛО

© 2024 г. А. Л. Кусов, Н. Г. Быкова, Г. Я. Герасимов,
П. В. Козлов, И. Е. Забелинский, В. Ю. Левашов*

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

**E-mail: vyl69@mail.ru*

Поступила в редакцию 09.01.2024;
после доработки 16.01.2024;
принята в печать 22.01.2024

Представлены результаты моделирования радиационных характеристик воздуха за фронтом сильной ударной волны, выполненного с помощью метода прямого статистического моделирования Монте-Карло. В используемой модели учитываются различные физико-химические процессы, протекающие в ударно-нагретом воздухе, включая поступательно-вращательный и поступательно-колебательный энергообмен, кинетику химических реакций, возбуждение электронных уровней атомов и молекул, а также процессы излучения и поглощения для дискретного спектра. В результате проведенных расчетов получены интегральные по времени спектрограммы объемной мощности излучения ударно-нагретого воздуха в абсолютных единицах в диапазоне скоростей ударной волны от 7.4 до 10.7 км/с при давлении газа перед фронтом ударной волны 0.25 Торр. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными в двухдиафрагменной ударной трубе DDST-M Института механики МГУ.

Ключевые слова: ударные волны, излучение, воздух, метод прямого статистического моделирования Монте-Карло, спектральные характеристики.

DOI: 10.31857/S0207401X24070058

ВВЕДЕНИЕ

Неравновесные процессы, протекающие вблизи спускаемого космического аппарата при его входе в атмосферу Земли со скоростью, близкой к сверхорбитальной, определяют уровень тепловых нагрузок на его поверхность [1]. Правильная оценка этих нагрузок — основной фактор, обеспечивающий безопасность полета. Информация о процессах тепло- и массопереноса в вязком ударном слое перед головной частью спускаемого аппарата в широком диапазоне высот полета и чисел Маха может быть получена при проведении прямых лётных экспериментов [2, 3]. Несмотря на то, что эти эксперименты имеют ряд преимуществ, они являются дорогостоящими и требуют длительного времени на подготовку. Другим, более доступным источником информации по тепловым нагрузкам на поверхность космического аппарата являются результаты обработки экспериментальных данных, полученных в ударных трубах [4, 5].

Тепловые нагрузки на поверхность спускаемого космического аппарата определяются конвективным и радиационным тепловыми потоками. Последний растет с увеличением скорости аппарата и при сверхорбитальных скоростях его входа в земную атмосферу оказывает существенное влияние на газодинамику течения [6]. Поэтому оценка радиационного вклада в общий тепловой поток играет важную роль при разработке новых систем теплозащиты космических аппаратов [7]. К настоящему времени проведено большое количество экспериментов в ударных трубах по измерению радиационных характеристик ударнонагретого воздуха [8–13]. Полученные данные используются как для расчета радиационных тепловых потоков, так и для тестирования различного рода численных моделей, способных предсказать поведение высокотемпературной газовой среды за ударной волной [14].

Численные модели позволяют получить информацию по тем параметрам высокотемператур-

ного газового потока за ударной волной, которые трудно поддаются измерению. Радиационные характеристики ударнонагретого газа обычно вычисляются с использованием различных спектральных [15–18] и столкновительно-радиационных [19–22] моделей. Кинетический подход к моделированию течения разреженных газов реализован в методе прямого статистического моделирования Монте-Карло (Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)), разработанном Бёрдом [23]. В основе метода лежит имитация процесса столкновений частиц газа с химическими реакциями и возбуждением внутренних степеней свободы. В последнее время метод DSMC широко используется для моделирования различных неравновесных процессов в высокотемпературных газовых средах [24–28].

Исследование радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха с помощью метода DSMC проведено в работах [29, 30], где рассчитаны временные спектрограммы излучения молекул NO. В настоящей работе данный метод применен для расчета спектрограмм объемной мощности излучения воздуха за сильной ударной волной в широком диапазоне спектра излучения. Ранее аналогичные результаты получены для высокотемпературного аргона [31] и смеси CO_2/N_2 [32].

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Метод DSMC основан на построении вычислительной процедуры, которая имитирует движение реальных частиц газа, участвующих в различных элементарных физико-химических процессах [33]. Столкновения между частицами рассматриваются как мгновенный случайный переход системы из одного состояния в другое. В данном алгоритме расчета ударная волна в исследуемом неподвижном газе генерируется движением твердого поршня. Скорость поршня подбирается таким образом, чтобы скорость образующейся перед ним ударной волны равнялась заданному значению. Кинетические процессы, протекающие за ударной волной, определяют состояние системы сталкивающихся частиц в каждый момент времени. Подробное описание модели приведено в работе [32], где она применена для моделирования радиационных характеристик ударнонагретой смеси CO_2/N_2 .

В рассматриваемом вычислительном алгоритме столкновения между частицами газа описываются с помощью простой модели взаимодействия VHS (Variable Hard Spheres), в которой частицы рассматриваются как твердые шарики, диаметр которых зависит от их относительной скорости [23]. Моделирование поступательно-вращательного энергообмена осуществляется с помощью процедуры, в которой вероятность изменения вращательной энергии определяется средним числом столкновений, необходимым для релаксации вращательной температуры к поступательной [33]. Аналогичным образом проводится моделирование поступательно-колебательного обмена энергией. Для описания кинетики химических реакций используется модель полной энергии столкновения TCE (Total Collision Energy) [23], в которой константы скоростей реакций представляется в модифицированной форме Аррениуса. Кинетический механизм химических реакций, использованный в настоящей работе для расчета спектральных характеристик ударно-нагретого воздуха, разработан на основании рекомендаций из работы [34] с дополнениями и уточнениями, предложенными в обзоре [35].

Основная трудность при моделировании излучательных процессов состоит в необходимости рассмотрения столкновений с возбуждением электронных уровней частиц газа. При этом возбуждение атомов и молекул за счет их столкновений с электронами является доминирующим механизмом в значительной части ионизационного процесса. Вероятность изменения электронного состояния при этом можно оценить с помощью сечения перехода $\sigma_{m \rightarrow n}$ частицы газа с уровня m на уровень n в зависимости от кинетической энергии налетающего электрона — E . В приближении Борна аппроксимация сечения $\sigma_{m \rightarrow n}$ имеет вид [36]

$$\sigma_{m \rightarrow n}(E) = \frac{\pi a_0^2}{4} \left(\frac{d}{a_0} \right)^2 f \frac{(E_n - E_m)}{(E + E_m)} \times \ln \left(\frac{E + E_m}{E_n - E_m} \right) \frac{E + E_m - E_n}{E} \frac{g_n}{g_m} \theta(E + E_m - E_n). \quad (1)$$

Здесь d — параметр модели ($d \sim a_0$, где $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$ — радиус первой боровской орбиты); $f = \max(f_{mn}, 10^{-4})$ — сила осциллятора возбуждения в переходе $m \rightarrow n$; E_n и E_m — энергии электронных уровней n и m ; θ — функция Хэвисайда; g_n и g_m — кратности вырождения уровней n и m . На рис. 1 в качестве

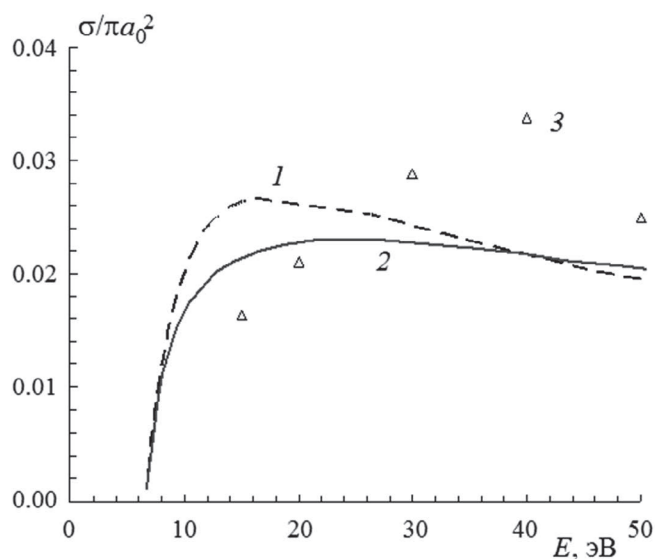


Рис. 1. Сечение возбуждения молекулы NO электронным ударом при переходе $X^2\Pi \rightarrow D^2\Sigma^+$: 1 – расчет по формуле (1); 2 – расчет методом функции подобия [37]; 3 – экспериментальные данные [38].

примера приведено сравнение сечения возбуждения молекулы NO электронным ударом из основного состояния $X^2\Pi$ в электронно-возбужденное состояние $D^2\Sigma^+$, вычисленного по выражению (1), с имеющейся в работе [37] теоретической оценкой и данными измерений из работы [38]. Видно, что приближение Борна вполне адекватно описывает зависимость сечения возбуждения от энергии электрона E .

Моделирование излучения, возникающего за счет дискретного перехода возбужденной частицы с верхнего уровня n на нижний уровень m , про-

водится с использованием вероятностей переходов A_{nm} (коэффициентов Эйнштейна), которые пропорциональны безразмерным величинам – силам осцилляторов f_{nm} . При расчете радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха силы осцилляторов f_{nm} для атомов N и O взяты из базы данных NIST [39]. Силы осцилляторов для двухатомных молекул в предположении независимости электронного, колебательного и вращательного движений молекулы можно представить в следующем виде: $f(n \rightarrow m) = f_0(n \rightarrow m) S_{JnJm}$, где S_{JnJm} – факторы Хёня–Лондона. Силы осцилляторов f_0 для системы полос основных молекулярных компонентов ударнонагретого воздуха взяты из работы [40]. На рис. 2 в качестве примера показаны величины f_0 для ϵ -системы полос молекулы NO (рис. 2а) и первой отрицательной системы полос молекулярного иона N_2^+ (рис. 2б), которые имеют наибольшие значения. Фоновое излучение включает в себя тормозное излучение, которое оценивалось по формуле Крамера [41], и фоторекомбинационное излучение электронов, значения сечений для которого взяты из базы данных TOPbase [42].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных расчетов получены радиационные характеристики ударно-нагретого воздуха в диапазоне скоростей ударной волны $V_{sw} = 7.4\text{--}10.7$ км/с при давлении газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 0.25$ Торр. Данные параметры ударного процесса были использованы при проведении экспериментов в двухдиафраг-

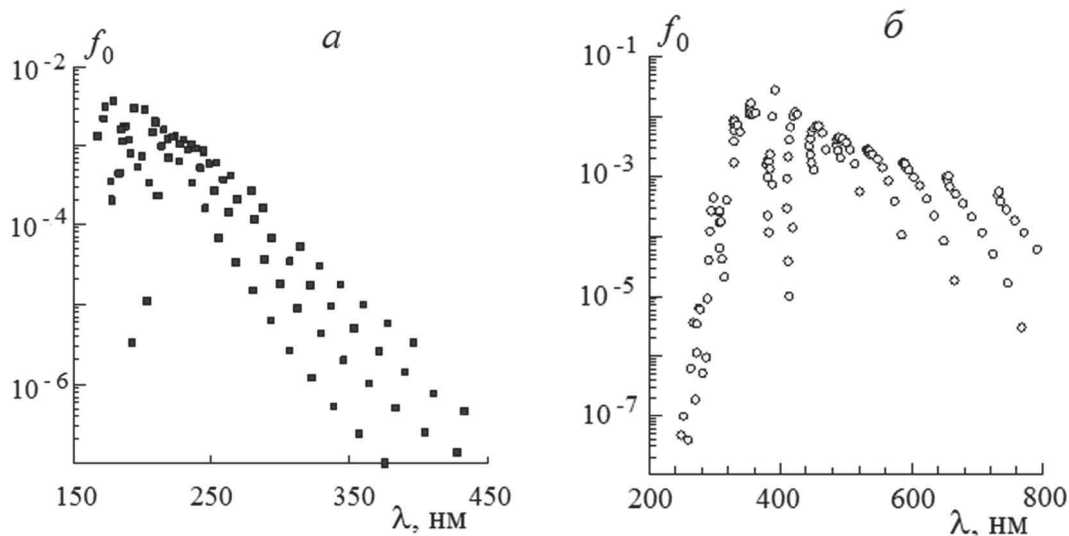


Рис. 2. Силы осцилляторов для систем молекулярных полос: а – NO(ϵ), б – $N_2^+(1-)$.

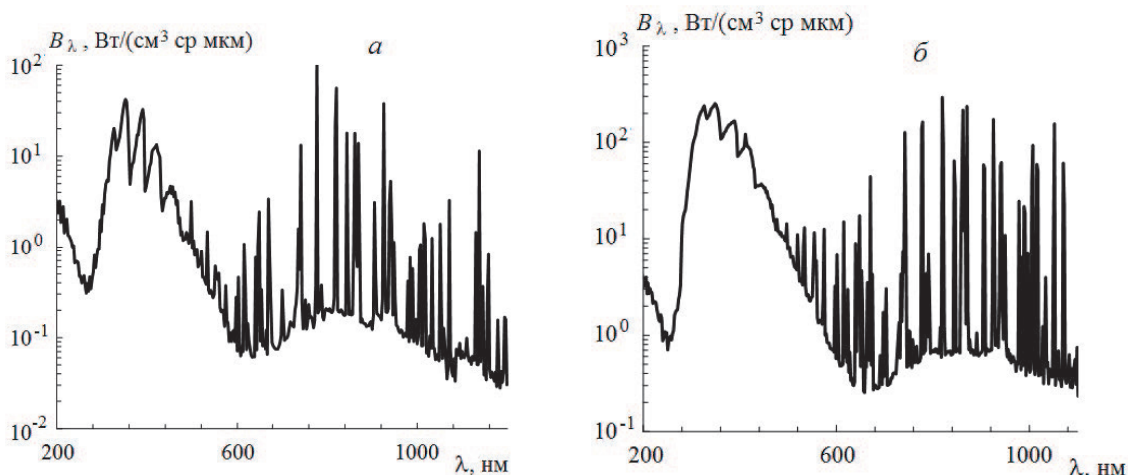


Рис. 3. Рассчитанные интегральные спектрограммы излучения воздуха при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скоростях ударной волны $V_{SW} = 8.9$ (а) и 10.7 км/с (б).

менной ударной трубе DDST-M (Modified Double-Diaphragm Shock Tube) Института механики МГУ, работающей по принципу детонационного горения [43, 44]. Основной объем полученной информации содержится в интегральных по времени развертках излучения (панорамные спектры) в интервале длин волн $\lambda = 200\text{--}1200$ нм, который соответствует ультрафиолетовому (UV), видимому (VIS) и инфракрасному (IR) спектральным диапазонам.

На рис. 3 приведены спектрограммы объемной мощности излучения, B_λ , рассчитанные при различных скоростях ударной волны. Видно, что с ростом скорости ударной волны от $V_{SW} = 8.9$ км/с (см. рис. 3а) до $V_{SW} = 10.7$ км/с (см. рис. 3б) интенсивность излучения в спектральной (UV/VIS) области ($\lambda = 200\text{--}680$ нм), в которой основной вклад в излучение дают молекулярные полосы, возрастает почти на порядок. Это объясняется тем, что с увеличением интенсивности ударной волны за ударным фронтом образуется больше молекулярных ионов N_2^+ , которые, как будет показано ниже, вносят основной вклад в излучение в рассматриваемом спектральном диапазоне. При дальнейшем увеличении V_{SW} рост мощности излучения B_λ замедляется, что связано с диссоциацией молекул и молекулярных ионов. В VIS/IR-области спектра ($\lambda = 600\text{--}1100$ нм), где излучение формируется в основном за счет атомарных линий, также наблюдается значительный рост величины B_λ , причем интенсивность отдельных линий при увеличении скорости ударной волны выравнивается.

На рис. 4 проводится сравнение спектрограмм объемной мощности излучения B_λ , вычи-

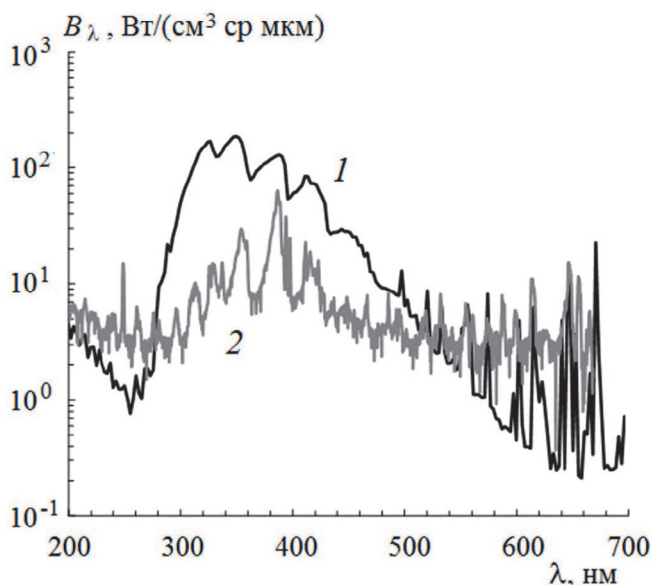


Рис. 4. Сравнение рассчитанных (1) и измеренных (2) в ударной трубе DDST-M [44] спектрограмм излучения воздуха в UV/VIS-области спектра при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 0.4$ км/с.

сленной в настоящей работе с помощью метода DSMC, с соответствующей спектрограммой, измеренной в ударной трубе DDST-M [44]. Данные приведены в спектральном интервале $\lambda = 200\text{--}680$ нм (UV/VIS-диапазон), где излучение формируется за счет спектральных полос молекул N_2 , O_2 , NO и N_2^+ . В целом наблюдается достаточно хорошее согласие вычисленных и измеренных значений величины B_λ . В первую очередь это относится к интервалу длин волн $\lambda = 200\text{--}300$ нм, где основной вклад в излучение дают молекулярные полосы NO и O_2 . Тем не менее в интервале длин волн $\lambda = 300\text{--}400$ нм расчетные данные

в несколько раз превышают экспериментальные, что может быть связано с неточностью пересчета измеренной интегральной интенсивности излучения на мощность излучения в данном спектральном интервале [44].

Следует отметить, что на экспериментальной спектрограмме, изображенной на рис. 4, присутствует ряд дополнительных полос и линий, связанных с наличием в исследуемом воздухе различных примесей и, в частности, углекислого газа. В первую очередь это относится к фиолетовой системе полос цианистого радикала CN ($\lambda = 330\text{--}425\text{ нм}$), которая формируется в электронном переходе $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$, и ярко выраженной атомарной линии углерода ($\lambda = 248\text{ нм}$). Наблюдаются также линии излучения радикала OH ($\lambda = 307\text{--}317\text{ нм}$) и линии излучения H_β ($\lambda = 486\text{ нм}$) и H_α ($\lambda = 656\text{ нм}$) атома водорода серии Бальмера, которые хорошо контролируют содержание в исследуемом воздухе паров воды.

Парциальный вклад молекулярных полос и атомарных линий в спектрограмму объемной мощности излучения B_λ воздуха, вычисленный в UV/VIS-диапазоне спектра при скорости ударной волны $V_{SW} = 10.4\text{ км/с}$ и давлении перед ударной волной $p_0 = 0.25\text{ Торр}$, показан на рис. 5. Анализ приведенных данных показывает, что в спектральном интервале $\lambda = 200\text{--}300\text{ нм}$ наибольшую интенсивность излучения имеют ϵ - и δ -системы полос молекулы NO, образующиеся в электронных переходах $D^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ и $C^2\Pi_r \rightarrow X^2\Pi$ соответственно, а также система полос Шумана–Рунге (электронный переход $B^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$), играющая основную роль в излучении чистого молекулярного кислорода в UV-диапазоне спектра. Заметный вклад в общую интенсивность излучения вносит также вторая положительная система полос молекулы N_2 . При увеличении длины волны излучения на первый план выходит первая отрицательная система полос молекулярного иона N_2^+ (электронный переход $B^2\Sigma_u^- \rightarrow X^2\Sigma_g^+$). При $\lambda > 500\text{ нм}$ значительную роль начинают играть атомарные линии азота и кислорода.

На рис. 6 приведены спектрограмма объемной мощности излучения B_λ , вычисленная в настоящей работе с помощью метода DSMC в VIS/IR-диапазоне спектра при $p_0 = 0.25\text{ Торр}$ и $V_{SW} = 10.4\text{ км/с}$, и ее сравнение с соответствующей спектрограммой, измеренной в ударной трубе DDST-M [44]. В рассматриваемом спектральном

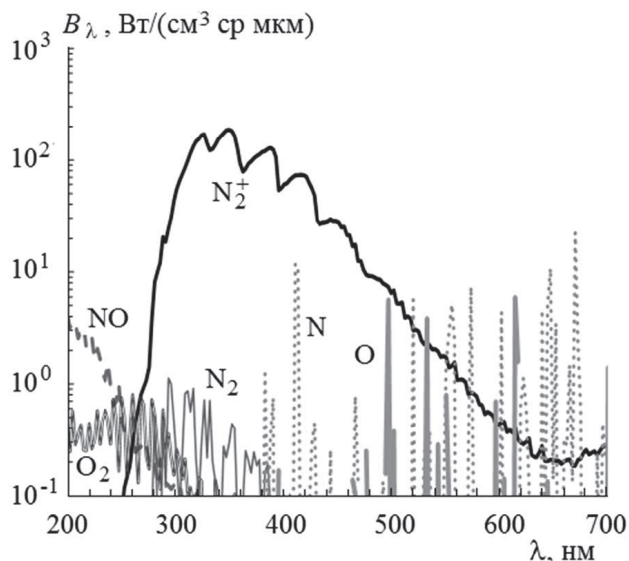


Рис. 5. Парциальный вклад различных компонентов в излучение ударнонагретого воздуха в UV/VIS-области спектра при $p_0 = 0.25\text{ Торр}$ и $V_{SW} = 0.4\text{ км/с}$.

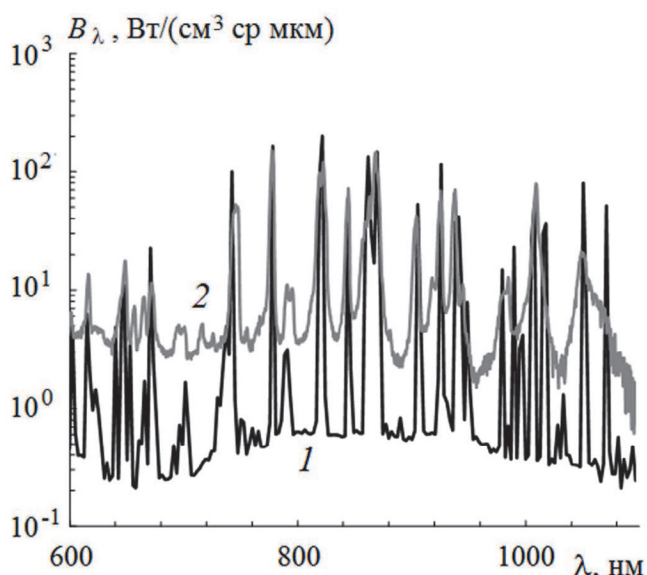


Рис. 6. Сравнение рассчитанных (1) и измеренных (2) в ударной трубе DDST-M [44] спектрограмм излучения воздуха в VIS/IR-области спектра при $p_0 = 0.25\text{ Торр}$ и $V_{SW} = 10.4\text{ км/с}$.

диапазоне основной вклад в излучение дают атомарные линии азота и кислорода, в отличие от соответствующей спектрограммы для UV/VIS-диапазона, приведенной на рис. 4. Анализ спектрограммы позволяет идентифицировать серию мультиплетов атома азота с максимумами интенсивности на длинах волн $\lambda = 648, 665, 747, 822, 868, 939, 986, 1011\text{ и }1054\text{ нм}$, а также серию мультиплетов атома кислорода с максимумами интенсивности на длинах волн $\lambda = 616, 646, 700, 725,$

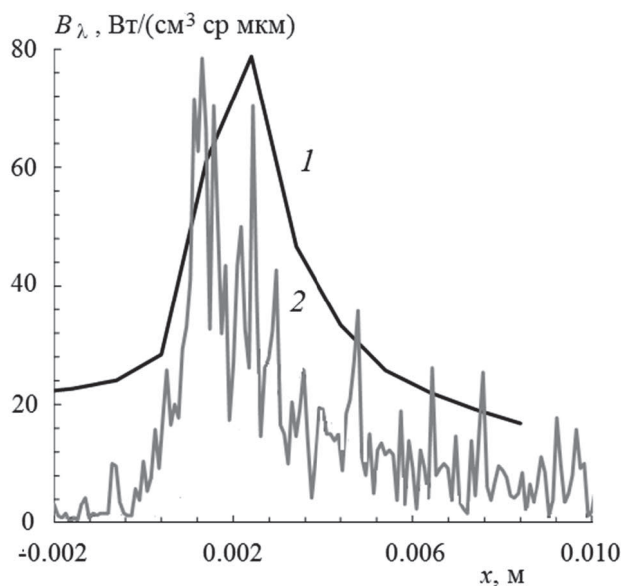


Рис. 7. Рассчитанная (1) и зарегистрированная измерительными каналами НИ (2), НИП (3) [44] эволюция излучения атомов кислорода на длине волны $\lambda = 777$ нм при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 8.9$ км/с.

777, 822, 845, 882 и 926 нм [39, 45]. Видно, что расчетные данные хорошо воспроизводят поведение экспериментальной спектрограммы как по абсолютным значениям интенсивности излучения, так и по локализации максимумов интенсивности спектральных линий атомов азота и кислорода. Тем не менее значение фонового излучения, измеренное в данном спектральном диапазоне, лежит выше теоретических оценок, что может быть объяснено не совсем корректным описанием тормозного излучения. Следует отметить, что значение фонового излучения ударно-нагретого воздуха, наблюдаемое в экспериментах в ударной трубе EAST (Electric Arc Shock Tube) исследовательского центра NASA (Ames, USA) [11], также значительно превышает расчетные значения, полученные с помощью компьютерной программы NEQAIR [15].

На рис. 7 показано изменение интенсивности излучения атома кислорода на длине волны $\lambda = 777$ нм при $V_{SW} = 8.9$ км/с в зависимости от расстояния x до ударного фронта. Видно, что рассчитанные значения объемной мощности излучения B_λ достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, полученные в ударной трубе DDST-M [44]. Следует отметить, что регистрационная система ударной трубы DDST-M сфокусирована на излучении выделенного объема газа при его движении мимо измерительного сечения

(щели спектрометра) с малым телесным углом. Поэтому регистрация излучения начинается в момент прохождения ударной волны мимо измерительного сечения, что соответствует значению координаты $x = 0$ на экспериментальной спектрограмме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода прямого статистического моделирования Монте-Карло проведено численное исследование радиационных характеристик ударнонагретого воздуха в диапазоне скоростей ударной волны $V_{SW} = 7.4\text{--}10.7$ км/с при давлении газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 0.25$ Торр. Основной объем полученной информации содержится в интегральных по времени спектрограммах объемной мощности излучения в интервале длин волн $\lambda = 200\text{--}1200$ нм, который соответствует ультрафиолетовому, видимому и инфракрасному спектральным диапазонам.

Показано, что с ростом скорости ударной волны от 8.9 до 10.7 км/с интенсивность излучения в UV/VIS-области спектра, в которой основной вклад в излучение дают молекулярные полосы, возрастает почти на порядок. В VIS/IR-области спектра, где излучение формируется в основном за счет атомарных линий, также наблюдается значительный рост объемной мощности излучения, причем интенсивность отдельных линий при увеличении скорости ударной волны выравнивается.

Сравнение вычисленных спектрограмм излучения с результатами измерений в ударной трубе DDST-M Института механики МГУ показывает достаточно хорошее согласие расчета и эксперимента как по абсолютным значениям интенсивности излучения, так и по локализации максимумов интенсивности молекулярных полос и спектральных линий атомов. Отмечается, что фоновое излучение лежит выше теоретических оценок. Это может быть объяснено не совсем корректным описанием тормозного излучения.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № ААААА19119012990112-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uyanna O., Najafi H. // Acta Astronaut. 2020. V. 176. P. 341. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.06.047>

2. Willcockson W.H. // J. Spacecraft Rockets. 1999. V. 36. P. 470.
3. Суржиков С.Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит, 2018.
4. Reyner P. // Prog. Aerospace Sci. 2016. V. 85. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2016.04.002>
5. Gu S., Olivier H. // Prog. Aerospace Sci. 2020. V. 113. № 100607. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2020.100607>
6. Суржиков С.Т. // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 149.
7. Leitner J., Hyde T. // Acta Astronaut. 2023. V. 202. P. 333. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.10.043>
8. Sheikh U.A., Morgan R.G., McIntyre T.J. // AIAA J. 2015. V. 53. P. 3589.
9. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D. // J. Thermophys. Heat Transf. 2017. V. 31. P. 178. <https://doi.org/10.2514/1.T4878>
10. Kozlov P.V., Surzhikov S.T. AIAA Paper. 2017. № 0157.
11. Collen P.L., Doherty L.J., McGilvray M. Measurements of radiating hypervelocity air shock layers in the T6 Free-Piston Driven Shock Tube // ESA Conference Bureau, 2019.
12. Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Туник Ю.В., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 22.
13. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 10. С. 34.
14. Суржиков С.Т. // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 7. С. 48.
15. Whiting E., Park C., Liu Y., Arnold J., Paterson J. NASA Ref. Publ. 1996. № 1389.
16. Быкова Н.Г., Кузнецова Л.А. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 5. С. 732.
17. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45. № 5. P. 865. <https://doi.org/10.2514/1.33004>
18. Kumar N., Bansal A. // Acta Astronaut. 2023. V. 205. P. 172. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.01.031>
19. Lemal A., Jacobs C.M., Perrin M.-Y. et al. // J. Thermophys. Heat Transf. 2016. V. 30. № 1. P. 197. <https://doi.org/10.2514/1.T4550>
20. Karpuzcu I.T., Jouffray M.P., Levin D.A. // J. Thermophys. Heat Transf. 2022. V. 36. № 4. P. 982. <https://doi.org/10.2514/1.T6505>
21. Du Y.W., Sun S.R., Tan M.J. et al. // Acta Astronaut. 2022. V. 193. P. 521. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.01.034>
22. Суржиков С.Т. // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2022. Т. 23. № 4. С. 1.
23. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994.
24. Jiang D., Wang P., Li J., Mao M. // Entropy. 2022. V. 24. № 836. <https://doi.org/10.3390/e24060836>
25. Gosma M., Stephani K.A. AIAA Paper. 2022. № 2356.
26. Chen S., Stemmer C. // J. Spacecraft Rockets. 2022. V. 59. P. 1634. <https://doi.org/10.2514/1.A35359>
27. Li Q., Zeng J., Huang Z., Wu L. // J. Fluid Mech. 2023. V. 965. № A13.
28. Thirani S., Karpuzcu I.T., Levin D.A. AIAA Paper. 2023. № 2089.
29. Zhu T., Li Z., Levin D.A. // J. Thermophys. Heat Transf. 2014. V. 28. № 4. P. 623. <https://doi.org/10.2514/1.T4419>
30. Gimelshein S.F., Wysong I.J. // J. Thermophys. Heat Transf. 2019. V. 33. № 3. P. 606. <https://doi.org/10.2514/1.T5555>
31. Козлов П.В., Кусов А.Л., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 2. С. 57.
32. Кусов А.Л., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Левашов В.Ю. // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 6. С. 192.
33. Boyd I.D. AIAA Paper 2013. № 2557.
34. Park C., Howe J.T., Jaffe R.L., Candler G.V. // J. Thermophys. Heat Transfer. 1994. V. 8. № 1. P. 9. <https://doi.org/10.2514/3.496>
35. Ibragimova L.B., Shatalov O.P. Non-equilibrium Kinetics behind Shock Waves Experimental Aspects // High Temperature Phenomena in Shock Waves / Ed. Brun R. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012. P. 99.
36. Park C. Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. N.Y.: Wiley, 1990.
37. Adamson S., Astapenko V., Deminskii M. et al. // Chem. Phys. Lett. 2007. V. 436. P. 308. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2007.01.057>
38. Brunger M.J., Campbell L., Cartwright D.C. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2000. V. 33. P. 809.
39. NIST Atomic Spectra Database. Version 5.9. Gaithersburg: NIST, 2021.
40. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980.
41. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.
42. Badnell N.R., Bautista M.A., Butler K. et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2005. V. 360. P. 458.
43. Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Туник Ю.В., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 22.
44. Kozlov P.V., Bykova N.G., Gerasimov G.Ya., Levashov V.Yu., Kotov M.A., Zabelinsky I.E. // Acta Astronaut. 2024. V. 214. P. 303. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.10.033>
45. Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.I., Yatsenko A.S. // Phys. Scr. 2017. V. 92. № 105002.

CALCULATION OF RADIATION CHARACTERISTICS OF SHOCK HEATED AIR BY DIRECT SIMULATION MONTE CARLO METHOD

A. L. Kusov, N. G. Bykova, G. Ya. Gerasimov, P. V. Kozlov, I. E. Zabelinsky, V. Yu. Levashov*

Institute of Mechanics, Moscow State University, Moscow, Russia

*E-mail: vyl69@mail.ru

The results of modeling the radiation characteristics of air behind the front of a strong shock wave, performed using the Direct Simulation Monte Carlo method, are presented. The model used takes into account various physical and chemical processes occurring in shock-heated air, including translational-rotational and translational-vibrational energy exchange, kinetics of chemical reactions, excitation of electronic levels of atoms and molecules, as well as emission and absorption processes for a discrete spectrum. As a result of the calculations, timeintegrated spectrograms of the volumetric radiation power of shock-heated air were obtained in absolute units in the range of shock wave velocities from 7.4 to 10.7 km/s at a gas pressure in front of the shock wave front of 0.25 Torr. The calculation data are compared with experimental data obtained on the double-diaphragm shock tube DDST-M of the Institute of Mechanics of Moscow State University.

Keywords: shock waves, radiation, air, DSMC method, spectral characteristics.

REFERENCES

- O. Uyanna and H. Najafi, *Acta Astronaut.* **176**, 341 (2020).
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.06.047>
- W.H. Willcockson, *J. Spacecraft Rockets.* **36**, 470 (1999).
- S.T. Surzhikov, *Computer aerophysics of descent space vehicles. 2D Models* (Fizmatlit, Moscow, 2018).
- P. Reyner, *Prog. Aerospace Sci.* **85**, 1 (2016).
<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2016.04.002>
- S. Gu and H. Olivier, *Prog. Aerospace Sci.* **113**, 100607 (2020).
<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2020.100607>
- S.T. Surzhikov, *Fluid Dyn.* **53**, 325 (2018).
- J. Leitner and T. Hyde, *Acta Astronaut.* **202**, 333 (2023).
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.10.043>
- U.A. Sheikh, R.G. Morgan, and T.J. McIntyre, *AIAA J.* **53**, 3589 (2015).
- A.M. Brandis, C.O. Johnston, B.A. Cruden, and D. Prabhu, *J. Thermophys. Heat Transf.* **31**, 178 (2017).
<https://doi.org/10.2514/1.T4878>
- P.V. Kozlov and S.T. Surzhikov, *AIAA Paper No. 2017-0157* (2017).
- P. L. Collen, L. J. Doherty, and M. McGilvray, *Intern. Conf. FAR-2019. № 1053360* (2019).
- I.E. Zabelinskii, P.V. Kozlov, Yu.V. Akimov, N.G. Bykova, G.Ya. Gerasimov, Yu.V. Tunik, and V.Yu. Levashov, *Russ. J. Phys. Chem. B* **15**, 963 (2021).
- N.G. Bykova, I.E. Zabelinskii, P.V. Kozlov, G.Ya. Gerasimov, and V.Yu. Levashov, *Russ. J. Phys. Chem. B* **17**, 1152 (2023).
- S.T. Surzhikov, *Rus. J. Phys. Chem. B* **4**, 613 (2010).
- E. Whiting, C. Park, Y. Liu, J. Arnold, and J. Paterson, *NASA Ref. Publ. No. 1389* (1996).
- N. G. Bykova and L. A. Kuznetsova, *Opt. Spectrosc.* **105**, 668 (2008).
- C.O. Johnston, B.R. Hollis, and K. Sutton, *J. Spacecraft Rockets.* **45**, 865 (2008).
<https://doi.org/10.2514/1.33004>
- N. Kumar and A. Bansal, *Acta Astronaut.* **205**, 172 (2023).
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.01.031>
- A. Lemal, C.M. Jacobs, M.-Y. Perrin, C.O. Laux, P. Tran, and E. Raynaud, *J. Thermophys. Heat Transf.* **30**, 197 (2016).
<https://doi.org/10.2514/1.T4550>
- I.T. Karpuzcu, M.P. Jouffray, and D.A. Levin, *J. Thermophys. Heat Transf.* **36**, 982 (2022).
<https://doi.org/10.2514/1.T6505>
- Y.W. Du, S.R. Sun, M.J. Tan, Y. Zhou, X. Chen, X. Meng, and H.X. Wang, *Acta Astronaut.* **193**, 521 (2022).
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.01.034>
- S.T. Surzhikov, *Fiz.-Khim. Kinet. Gaz. Din.* **23** (4), 1 (2022).
- G.A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Clarendon Press, Oxford, 1994).
- D. Jiang, P. Wang, J. Li, and M. Mao, *Entropy.* **24**, 836 (2022). <https://doi.org/10.3390/e24060836>
- M. Gosma and K.A. Stephani, *AIAA Paper No. 2022-2356* (2022).
- S. Chen and C. Stemmer, *J. Spacecraft Rockets.* **59**, 1634 (2022). <https://doi.org/10.2514/1.A35359>
- Q. Li, J. Zeng, Z. Huang, and L. Wu, *J. Fluid Mech.* **965**, A13 (2023).
- S. Thirani, I.T. Karpuzcu, and D.A. Levin, *AIAA Paper No. 2023-2089* (2023).
- T. Zhu, Z. Li, and D.A. Levin, *J. Thermophys. Heat Transf.* **28**, 623 (2014). <https://doi.org/10.2514/1.T4419>
- S.F. Gimelshein and I.J. Wysong, *J. Thermophys. Heat Transf.* **33**, 606 (2019).
<https://doi.org/10.2514/1.T5555>
- P.V. Kozlov, A.L. Kusov, N.G. Bykova, I.E. Zabelinskii, V.Yu. Levashov, and G.Ya. Gerasimov, *Russ. J. Phys. Chem. B* **17**, 456 (2023).

32. A.L. Kusov, N.G. Bykova, G.Ya. Gerasimov, I.E. Zabelinskii, P.V. Kozlov, V.Yu. Levashov, *Fluid Dyn.* **58**, 1155 (2023).
33. I.D. Boyd, AIAA Paper № 2013-2557 (2013).
34. C. Park, J.T. Howe, R.L. Jaffe, and G.V. Candler, *J. Thermophys. Heat Transfer.* **8**, 9 (1994).
<https://doi.org/10.2514/3.496>
35. L.B. Ibragimova and O.P. Shatalov, in *High Temperature Phenomena in Shock Waves* (Springer, Berlin, 2012). p. 99.
36. C. Park, *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics* (Wiley, New York, 1990).
37. S. Adamson, V. Astapenko, M. Deminskii, A. Eletsii, B. Potapkin, L. Sukhanov, and A. Zaitsevskii, *Chem. Phys. Lett.* **436**, 308 (2007).
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2007.01.057>
38. M.J. Brunger, L. Campbell, D.C. Cartwright, A.G. Middleton, B. Mojarrabi, and P.J.O. Teubner, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 809 (2000).
39. NIST *Atomic Spectra Database, Version 5.9* (NIST, Gaithersburg, 2021).
40. L.A. Kuznetsova, N.E. Kuzmenko, Yu.Ya. Kuzyakov, and Yu.A. Plastinin, *Probabilities of optical transitions of diatomic molecules* (Nauka, Moscow, 1980).
41. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, 3rd ed. (Dover Publ., New York, 2002).
42. N.R. Badnell, M.F. Bautista, K. Butler, et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 458 (2005).
43. I. E. Zabelinskii, P. V. Kozlov, Yu. V. Akimov, N. G. Bykoba, G. Ya. Gerasimov, Yu. V. Tunik, and V. Yu. Levashov, *Rus. J. Phys. Chem. B* **15**, 963 (2021).
44. P.V. Kozlov, N.G. Bykova, G.Ya. Gerasimov, V.Yu. Levashov, M.A. Kotov, and I.E. Zabelinsky, *Acta Astronaut.* **214**, 303 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.10.033>
45. V.V. Kazakov, V.G. Kazakov, V.S. Kovalev, O.I. Meshkov, and A.S. Yatsenko, *Phys. Scr.* **92**, 105002 (2017).