

# Experimental and Theoretical Study of the Absorption Properties of Shock-Heated Oxygen

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

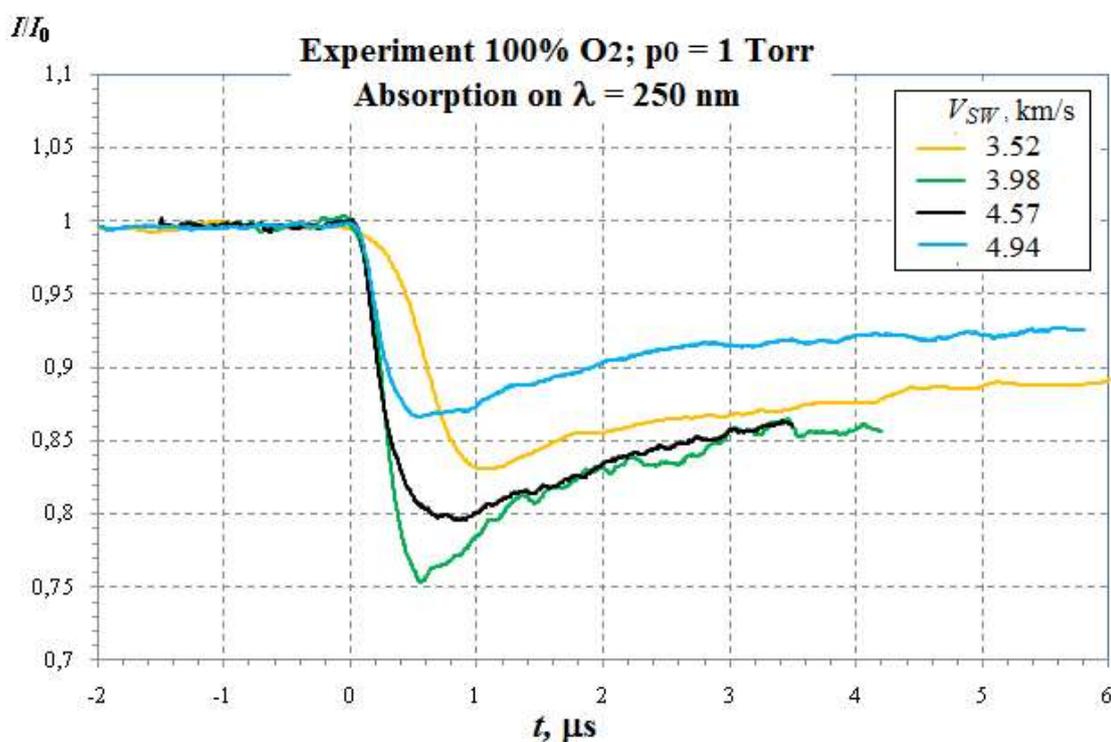
*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, 119192, Russia*

[vyl69@mail.ru](mailto:vyl69@mail.ru)

## Abstract

A series of experiments were carried out at the shock tube of the Institute of Mechanics, Moscow State University to determine the absorption spectra of radiation in oxygen in the wavelength range 213-260 nm at a gas pressure of 1 Torr and shock wave velocities from 3.4 to 4.5 km/s. Based on a comparison of the experimental data with the results of calculations using a spectral-kinetic model, the influence of bound-bound and bound-unbound transitions in the Schumann-Runge system on the absorption properties of oxygen was analyzed.

Key words: shock waves, absorption, oxygen, bound-bound and bound-unbound transitions, Schumann-Runge system.



Oscillograms of radiation absorption in molecular oxygen at wavelengths  $\lambda = 250$  nm as a function of shock wave velocity.

УДК 533.34

# Экспериментальное и теоретическое исследование абсорбционных свойств ударно нагретого кислорода

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

*НИИ Механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1  
[vyl69@mail.ru](mailto:vyl69@mail.ru)*

## Аннотация

Проведена серия экспериментов на ударной трубе НИИ Механики МГУ по измерению эволюции поглощения излучения в ударно нагретом кислороде в интервале длин волн  $213 \div 260$  нм при давлении газа 1 Торр и скоростях ударной волны от 3.4 до 4.5 км/с. На основе сравнения экспериментальных данных с результатами расчета по столкновительно-радиационной модели проанализировано влияние связанно-связанных и связанно-несвязанных переходов в системе Шумана – Рунге на абсорбционные свойства кислорода.

Ключевые слова: ударные волны, поглощение, кислород, связанно-связанные и связанно-несвязанные переходы, система Шумана – Рунге.

## 1. Введение

Неравновесные физико-химические процессы, протекающие в ударно нагретом слое воздуха вблизи спускаемого космического аппарата при его движении в атмосфере Земли определяют уровень радиационных тепловых потоков к его поверхности [1]. При оценке интенсивности излучения за фронтом сильной ударной волны важную роль играет правильный учет ослабления мощности излучения при его распространении в поглощающей среде [2]. Исследование поглощения излучения в ударно нагретом газе также тесно связано с проблемой потери связи при движении спускаемого космического аппарата в земной атмосфере [3, 4], что в свою очередь является определяющим фактором в обеспечении безопасности полета [5].

Основным источником информации по абсорбционным свойствам молекулярных газов при высоких температурах являются результаты обработки экспериментальных данных, полученных на ударных трубах [6]. Ранее с помощью этих данных были измерены сечения поглощения молекулярного кислорода в ультрафиолетовой области спектра [7], профили колебательной температуры за фронтом падающей ударной волны [8], константы скорости диссоциации  $O_2$  как в термически неравновесных, так и в равновесных условиях [9]. В настоящей работе на основе сравнения полученных экспериментальных данных по поглощению ультрафиолетового излучения с результатами расчета по столкновительно-радиационной модели проанализировано влияние связанно-связанных и связанно-несвязанных переходов в системе Шумана – Рунге на абсорбционные свойства ударно нагретого молекулярного кислорода.

## 2. Экспериментальная установка

Эксперименты по измерению абсорбционных характеристик ударно-нагретого кислорода проводились в ударной трубе STS (Standard Shock Tube) Института механики МГУ. Установка состоит из двух камер круглого сечения, разделенных диафрагмой. Камера

низкого давления (КНД) длиной 4 м состоит из трёх секций, сочлененных фланцами: разгонной секции длиной 2.5 м и двух измерительных секций длиной 0.5 м каждая. Вторая измерительная секция соединяет камеру высокого давления с расширительным баком объёмом 80 литров. Длина камеры высокого давления (КВД) равна 0.7 м. Внутренний диаметр ударной трубы по всей ее длине одинаков и составляет 5 см, толщина стенок трубы равна 2.5 см. Между КВД и КНД устанавливается кассета с медной диафрагмой с насечками толщиной  $0.13 \div 0.31$  мм.

Ударный процесс в ударной трубе STS запускается при воспламенении в КВД стехиометрической смеси водорода и кислорода, разбавленной гелием (до 70 %). На основе проведенных ранее экспериментальных исследований процессов, протекающих в КВД, а также при варьировании параметров КВД (состав гремучей смеси, толщина диафрагмы и насечек на ней, начальное давление и парциальное давление гремучей смеси), был предложен способ генерации высокоскоростных ударных волн вплоть до второй космической скорости, основанный на увеличении эффективности сгорания гремучей смеси в камере высокого давления. Модифицированная ударная труба при стандартных энергетических затратах позволяет получать сильные ударные волны со скоростями более 10.0 км/с. Схема установки и измерительной аппаратуры приведена на рис. 1.

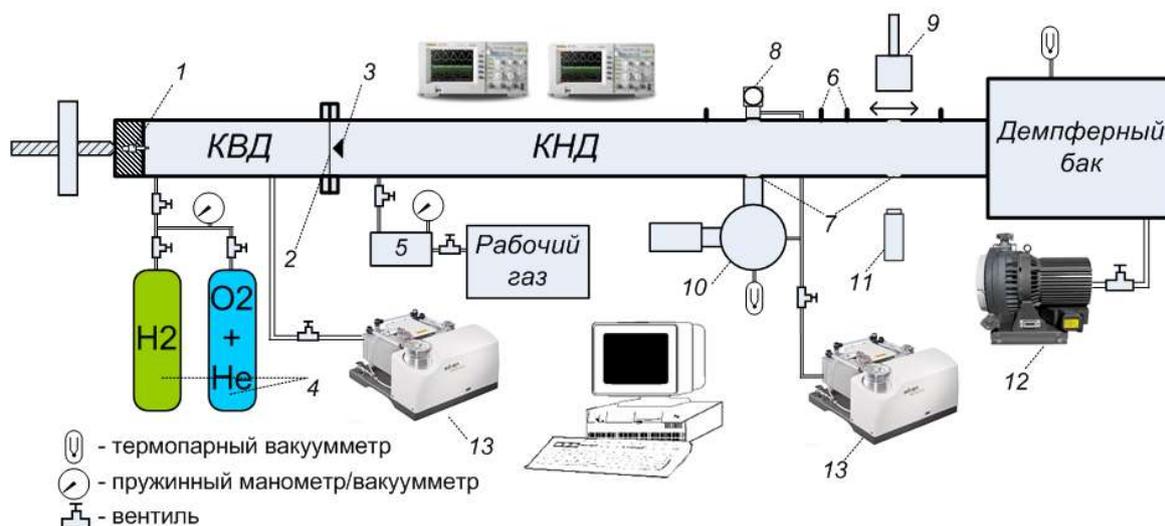


Рис. 1. Схема экспериментальная установка STS: 1 – свеча; 2 – диафрагма; 3 – ножи; 4 – баллоны с газом высокого давления; 5 – промежуточная мерная емкость для рабочего газа; 6 – пьезодатчики; 7 – оптические окна; 8 – дейтериевая лампа; 9 – оптическая система видимого диапазона; 10 – оптическая система ВУФ диапазона; 11 – лазер, дейтериевая или ртутная лампа; 12 – диффузионный насос; 13 – турбомолекулярный насос

Толкающим газом во всех экспериментах являлась гремучая смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , разбавленная гелием. Для изменения условий горения в КВД меняется соотношение между парциальным давлением гремучей смеси и гелия (от 30 до 50 процентов гремучего газа в общей смеси). Для обеспечения лучшего перемешивания компонентов смеси кислород и гелий хранятся в одном баллоне. Давление напуска изменялось в пределах от 3 до 9 атм. Поджиг гремучей смеси осуществляется искровым разрядом автомобильной свечи, расположенной в торце КВД. При детонации давление в КВД в несколько раз увеличивается. При этом реальное давление составляет примерно  $20 \div 50$  атм. В модернизированной ударной трубе свеча помещается в специальную камеру (так называемую форкамеру), которая заканчивается торцевой стенкой с отверстиями. Истечение продуктов горения гремучей смеси через отверстия в основной объем КВД формирует в нем ударную волну, которая затем переходит в детонационную волну. Это позволяет при стандартных энергетических затратах получать более высокие температуру и давление и, как следствие, получать более интенсивные ударные волны.

В конце КНД установлен демпферный бак объемом 80 литров, который поглощает ударную волну. Таким образом, в данной установке отраженная ударная волна не возникает. Камера низкого давления и демпферный бак откачивались безмасляным постом Drytel 1025, состоящим из мембранного форвакуумного и турбомолекулярного высоковакуумного насосов, до остаточного давления  $1 \times 10^{-5}$  Торр. Камера высокого давления откачивалась сухим спиральным насосом ISP-250С. Контроль степени откачки и напуска исследуемого газа осуществлялся с помощью емкостных мембранных датчиков фирмы «INFICON». Точность измерений составляла 0.25 %. Натекание вследствие негерметичности и десорбции газа со стенок трубы составляло не более  $1 \times 10^{-5}$  Торр/мин. Начальное давления в КНД менялось от 0.25 до 10 Торр.

Две секции, расположенные после разгонной, являются измерительными. В этих секциях имеются две пары оптических окон диаметром 8 мм, расположенных напротив друг друга для наблюдения за поглощением и излучением исследуемого газа. Материал окон – фтористый магний. Напротив одного из окон установлена оптическая регистрирующая система, второе окно используется для установки ламп для измерения поглощения излучения, а также для проведения калибровки. В качестве источников света, используемых в экспериментах по измерению поглощения излучения в кислороде, были выбраны дейтериевая лампа фирмы «Hamamatsu», имеющая непрерывный спектр излучения в интервале  $105 \div 250$  нм, и импульсная лампа, наполняемая инертными газами. Спектр излучения лампы, в зависимости от условий эксперимента изменялся в диапазоне  $105 \div 320$  нм в зависимости от газа наполнения (Ar, Kr, и Xe).

Регистрация спектров поглощения в кислороде проводилась с помощью вакуумного монохроматора VM-1, работающего в первом порядке дифракции с решёткой 1200 шт/мм и линейной дисперсией 17 шт/мм. Спектральный диапазон монохроматора равен  $0 \div 340$  нм. Регистрация сигналов проводилась ФЭУ R 6416 Hamamatsu. Спектральный диапазон фотоэлектронного умножителя равен  $105 \div 320$  нм. Сигналы поглощения, измеренные ФЭУ регистрировались цифровым осциллографом фирмы «Agilent».

В измерительной секции установлены пьезоэлектрические датчики, позволяющие, во-первых, измерять скорость падающей ударной волны и, во-вторых, фиксировать приход фронта ударной волны в измерительное сечение. Сигналы с датчиков регистрировались цифровым осциллографом Agilent DSO 5014. С его помощью измерялось время прохождения ударной волны между датчиками. Погрешность измерения равна  $\pm 100$  нс (что соответствует примерно  $1 \div 2$  % от измеряемого времени) и определяется разной чувствительностью датчиков давления.

### 3. Аналитическая модель

Моделирование процесса абсорбции излучения в молекулярном кислороде за фронтом падающей ударной волны проводилось с помощью разработанной ранее столкновительно-радиационной модели, подробное описание кинетической и радиационной составляющих которой дано в работах [10, 11]. Кинетические уравнения, описывающие диссоциацию кислорода и колебательную релаксацию диссоциирующих молекул, представлены в соответствии с известной CVDV моделью [12], в которой предполагалось, что константа скорости диссоциации зависит от поступательной температуры  $T$  и колебательной температуры диссоциирующих молекул  $T_v$ . При этом средняя колебательная энергия молекул  $\varepsilon$  зависит не только от скорости колебательной релаксации, но и от изменения концентрации молекул  $O_2$  в процессе диссоциации, которая определяется в соответствии с уравнениями:

$$\rho \frac{d\gamma_{O_2}}{dt} = -\sum_i k_{di} C_i C_{O_2} + \sum_i k_{ri} C_i C_{O_2}^2, \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p}{\tau} (\varepsilon_0 - \varepsilon) + \frac{(E-\varepsilon)}{\gamma_{O_2}} \frac{d\gamma_{O_2}}{dt} \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2)  $\gamma_{O_2}$  и  $\gamma_O$  – мольно-массовые концентрации молекул и атомов кислорода;  $p$  и  $\rho$  – давление и плотность газа;  $C_i = \gamma_i \rho$ ;  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon$  – равновесная и текущая величина колебательной энергии, приходящейся на одну молекулу кислорода;  $\tau$  – время колебательной релаксации (атм·с);  $k_{di}$  и  $k_{ri}$  – константы скорости диссоциации и рекомбинации кислорода при взаимодействии с частицей  $i$ ;  $E$  – средняя величина колебательной энергии, теряемой в акте диссоциации кислорода или приобретаемой при рекомбинации двух атомов.

Для описания термически неравновесной диссоциации молекулярного газа константа скорости диссоциации обычно представляется в виде

$$k_d(T, T_v) = k_d^0(T)Z(T, T_v) \quad (3)$$

В уравнении (3) величина  $k_d^0(T)$  представляет собой равновесную константу скорости диссоциации, соответствующую условию  $T = T_v$ , а величина  $Z$  – так называемый фактор неравновесности ( $Z(T, T_v) \leq 1$ ). При  $T = T_v$  фактор  $Z = 1$ .

Имеющиеся в настоящее время модели неравновесной диссоциации различаются между собой видом функции  $Z$  и рядом предположений [13-15]. В данной работе для анализа процесса абсорбции излучения в молекулярном кислороде выбрана эмпирическая модель термически неравновесной диссоциации, основанная на экспериментальных данных по определению констант скорости диссоциации молекул кислорода за фронтом падающей ударной волны [9]. Фактор неравновесности в данной модели имеет вид

$$Z = \exp \left\{ -\alpha \left( 1 - \frac{T_v}{T} \right) \right\} \quad (4)$$

Эмпирический параметр  $\alpha$ , входящий в соотношение (4), равен 2.57 при поступательной температуре газа  $T \sim 8500$  К. Однако, как оказалось в дальнейшем, зависимость величины  $k_d$  от поступательной температуры  $T$  при  $T_v \sim \text{const}$  существенно более резкая, чем от  $T_v$  при  $T \sim \text{const}$ . В связи с этим в дальнейшем параметр  $\alpha$  был представлен как функция поступательной температуры.

На рис. 2 приведены результаты расчета параметров ударной волны в кислороде для режима  $p_0 = 1$  Торр и скорости ударной волны  $V = 4.1$  км/с. Из данных расчета видно, что за фронтом ударной волны наблюдается резкий рост колебательной температуры до уровня поступательной, а затем происходит их постепенная релаксация к равновесному значения. Концентрация молекул кислорода за фронтом ударной волны демонстрирует постепенный рост вплоть до равновесного уровня.

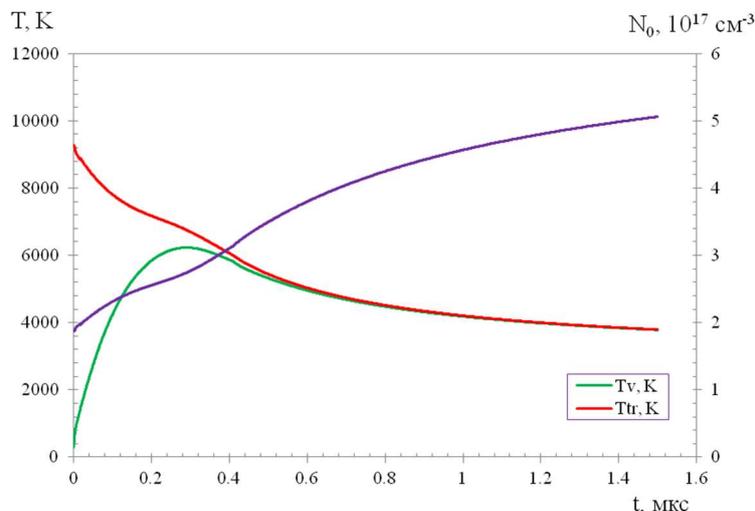


Рис. 2. Результаты расчета поступательной и колебательной температур в ударно-нагретом кислороде при начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр и скорости ударной волны  $V_{sw} = 4.1$  км/с

Радиационная составляющая столкновительно-радиационной модели описывает абсорбцию излучения в молекулярном кислороде за фронтом падающей ударной волны. Доминирующей в спектре поглощения молекулярного кислорода является система Шумана – Рунге, которая имеет наибольшую интенсивность в диапазоне длин волн от 200 до 260 нм и описывается электронным переходом с возбужденных колебательных уровней основного электронного состояния  $X^3\Sigma_g^-$  на возбужденное электронное состояние  $B^3\Sigma_u^-$ . Схема уровней системы Шумана – Рунге приведена на рис. 3. Как видно из рисунка, вклад в поглощение могут давать как связанно-связанные, так и связанно-несвязанные переходы.

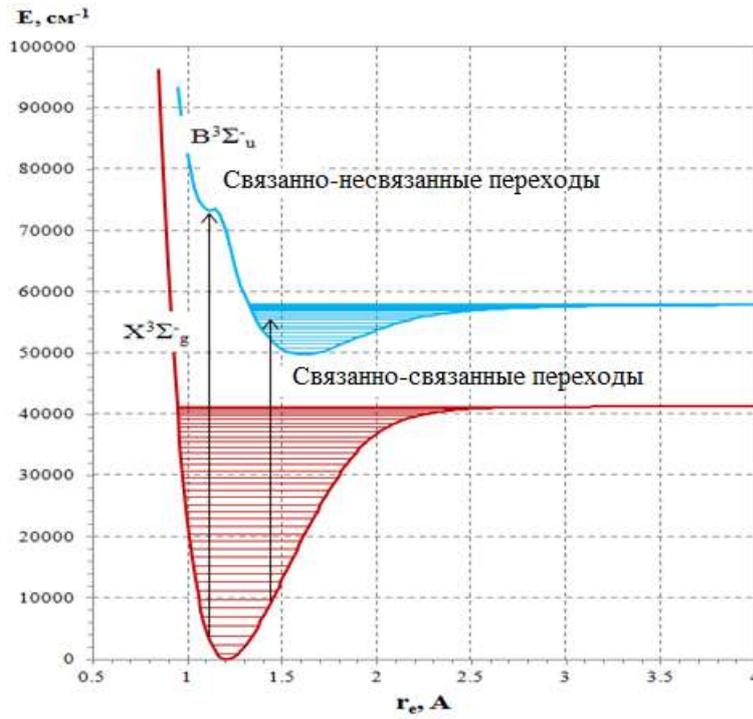


Рис. 3. Схема уровней системы Шумана – Рунге молекулы  $O_2$

Коэффициент поглощения на связанно-связанных переходах  $k^{b-b}$  в оптически тонкой среде вычислялся по формуле

$$k^{b-b}(\lambda) = \sum_{v'}^{v'_{max}} \sum_{v''}^{v''_{max}} \sum_{J'=J''-1}^{J''+1} \sum_{J''=J''_{min}}^{J''_{max,v''}} \alpha_{J'J''} A(\lambda_{J'J''} - \lambda), \quad (5)$$

где  $A(\lambda_{J'J''} - \lambda)$  – функция, являющаяся сверткой контура отдельной вращательной линии и аппаратной функции спектрального прибора. Поскольку обычно аппаратная функция спектрального прибора значительно шире контура отдельной вращательной линии, то функция  $A(\lambda_{J'J''} - \lambda)$  практически совпадает с аппаратной функцией спектрального прибора.

Коэффициент поглощения во вращательной линии  $\alpha_{J'J''}$  определялся по формуле

$$\alpha_{J'J''} = \frac{8\pi}{3hc\lambda_{J'J''}} |\langle \chi_{v'J'} | R_e(r) | \chi_{v''J''} \rangle|^2 S_{J'J''} N_{e''v''J''} (2J'' + 1)^{-1}, \quad (6)$$

где  $S_{J'J''}$  – факторы Хенля – Лондона;  $\chi_{v'J'}$  и  $\chi_{v''J''}$  – колебательные волновые функции верхнего и нижнего электронных состояний;  $R_e(r)$  – дипольный момент электронного перехода, зависящий от межъядерного расстояния;  $N_{e''v''J''}$  – заселенность соответствующего вращательного уровня, которая описывается моделью максвелл-больцмановского распределения по трем степеням свободы (электронной, колебательной и вращательной) с тремя различными температурами  $T_e, T_v$  и  $T_r$ .

Колебательные волновые функции  $\chi_{vJ}(r)$  находились из решения уравнения Шредингера

$$\frac{d^2\chi_{vJ}(r)}{dr^2} + \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right) \left(E_{vJ} - U_{eff}(r)\right) \chi_{vJ}(r) = 0, \quad (6)$$

где  $E_{vJ}$  – энергия колебательного и вращательного состояния  $vJ$ ;  $U_{eff}$  – эффективный потенциал;  $\mu$  – приведенная масса молекулы. Потенциальная кривая энергии взаимодействия ядер при колебательном движении молекулы строилась на основе коэффициентов Данхема (Dunham), которые брались из базы данных RADEN [16]. Для малых значений колебательных квантовых чисел потенциальная кривая определялась методом RKR (Ridberg-Klein-Rees). Аппроксимация потенциальной кривой на большие значения колебательных квантовых чисел проводилась с использованием модифицированного потенциала Морзе. В уравнении Шредингера (6) учитывалось также влияние вращательного движения на колебательные волновые функции путем введения оператора центробежной энергии в выражение для эффективного потенциала  $U_{eff}$ . Статистические суммы для молекулярных компонент вычислялись *line-by-line* суммированием по всем вращательным линиям всех электронных состояний молекулы, спектроскопические константы для которых были взяты из справочника [17].

Коэффициент поглощения на связанно-несвязанных переходах  $k^{b-u}$  в молекулярном кислороде вычисляются по формуле

$$k^{b-u}(\lambda) = \int_{D'_e}^{\infty} \sum_{v''=0}^{v''_{max}} \sum_{J''=J''_{min}}^{J''_{max,v''}} \frac{8\pi^3}{3hc\lambda^3} |\langle \chi_{E'J'} | R_e(r) | \chi_{v''J''} \rangle|^2 N_{ev''J''} dE' \quad (7)$$

Здесь  $D'_e$  – энергия диссоциации верхнего уровня;  $E'$  – энергия несвязанного состояния верхнего уровня;  $\lambda$  – длина волны перехода с нижнего уровня  $v''J''$  в верхнее состояние  $E'J'$ ,  $\chi_{E'J'}$  – колебательная волновая функция несвязанного состояния с энергией  $E'$  и вращательным квантовым числом  $J'$ ;  $\langle \chi_{E'J'} | R_e(r) | \chi_{v''J''} \rangle$  – матричный элемент дипольного момента перехода между комбинирующими уровнями, отнесенный к единичному интервалу энергий несвязанного состояния.

#### 4. Результаты и их обсуждение

В результате проведенных экспериментов были измерены временные осциллограммы поглощения излучения в ударно нагретом молекулярном кислороде при начальном давлении в камере низкого давления  $p_0 = 1$  Торр и скоростях падающей ударной волны  $V_{SW}$  в интервале от 3.4 до 4.5 км/с. Поглощение света исследовалось в интервале длин волн 213 ÷ 260 нм, который соответствует системе полос Шумана – Рунге. Измерялась эволюция во времени отношения  $I/I_0$ , где  $I_0$  и  $I$  – регистрируемые фотоумножителем сигналы, соответствующие интенсивности зондирующего излучения, до и после прохождения его через фронт ударной волны. В данной работе измерения поглощения на различных длинах волн осуществлялись не одновременно, поэтому измерения проводились в нескольких экспериментах с максимально близкими значениями параметров ударной волны (скорость, температура, давление).

На рис. 4 приведены временные осциллограммы поглощения излучения на длинах волн  $\lambda = 220$  нм (рис. 4, а) и  $\lambda = 250$  нм (рис. 4, б) в зависимости от скорости ударной волны, полученные при  $p_0 = 1$  Торр. Начальный момент времени  $t = 0$  соответствует прохождению фронта ударной волны через измерительную секцию трубы. За фронтом ударной волны происходит сильное увеличение поглощения излучения, являющееся результатом резкого роста колебательной температуры. К росту поглощения излучения приводит также постепенный рост концентрации молекул кислорода, являющийся результатом уменьшения за фронтом ударной волны поступательной температуры (см. рис. 2). В результате этого момент достижения максимума поглощения наступает позже момента достижения максимума колебательной температуры.

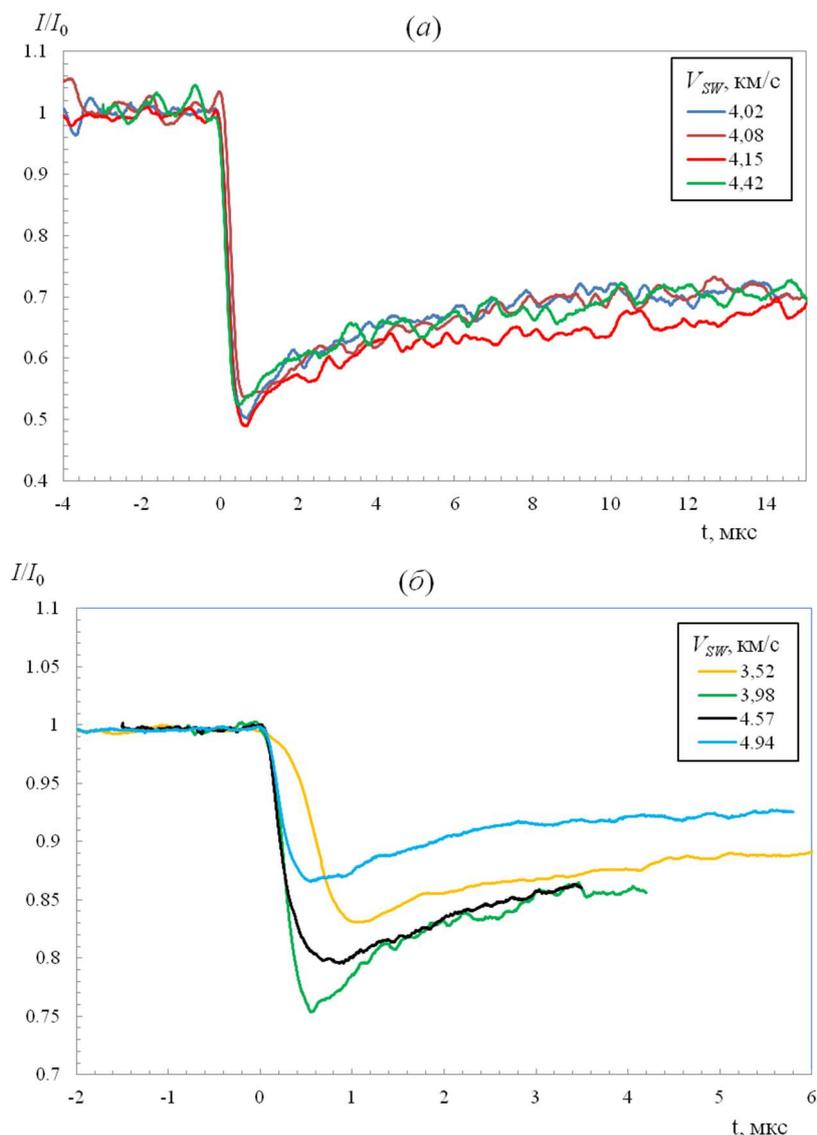


Рис. 4. Измеренные осциллограммы поглощения излучения в молекулярном кислороде на длинах волн  $\lambda = 220$  нм (а) и 250 нм (б) в зависимости от скорости ударной волны

Анализ рис. 4 показывает, что интенсивность поглощения зависит от скорости ударной волны  $V_{SW}$  как для линии с длиной волны  $\lambda = 220$  нм, так и для линии с длиной волны  $\lambda = 250$  нм. Наиболее отчетливо это видно из рис. 4, б, где шаг по скорости равен примерно 0.5 км/см. Общая тенденция состоит в уменьшении величины  $I/I_0$  и, соответственно, в увеличении поглощения при росте  $V_{SW}$  от 3.5 до 4.0 км/с. Это связано с более интенсивным заселением возбужденных колебательных уровней при более высокой скорости ударной волны, когда поступательная температура за ударным фронтом также имеет более высокое значение. Дальнейший рост  $V_{SW}$  ведет к обратной зависимости величины  $I/I_0$ , когда интенсивность поглощения зондирующего излучения уменьшается с ростом  $V_{SW}$ . Сравнение спектральных кривых на рис. 4, а и 4, б также показывает, что интенсивность поглощения увеличивается при уменьшении длины волны, что находится в согласии с данными измерения сечений поглощения в рассматриваемом спектральном диапазоне [7].

Расчетные зависимости спектров поглощения молекулярного кислорода в системе полюс Шумана – Рунге получены при тех же условиях, которые были реализованы в экспериментах на ударной трубе. На рис. 5 приведена эволюция поглощения в системе Шумана – Рунге молекулы  $\text{O}_2$  при  $p_0 = 1$  Торр и  $V_{SW} = 4.52$  км/с. Вычисления проведены отдельно для

вклада в общую интенсивность поглощения связанно-связанных переходов и связанно-несвязанных переходов. Видно, что на начальной стадии процесса влияние этих переходов на общую интенсивность поглощения примерно одинаково. После выхода на равновесие поглощение за счет связанно-связанных переходов становится основным. Следует отметить, что на длине волны  $\lambda = 220$  нм начальная стадия процесса поглощения излучения характеризуется преобладанием вклада связанно-несвязанных переходов.

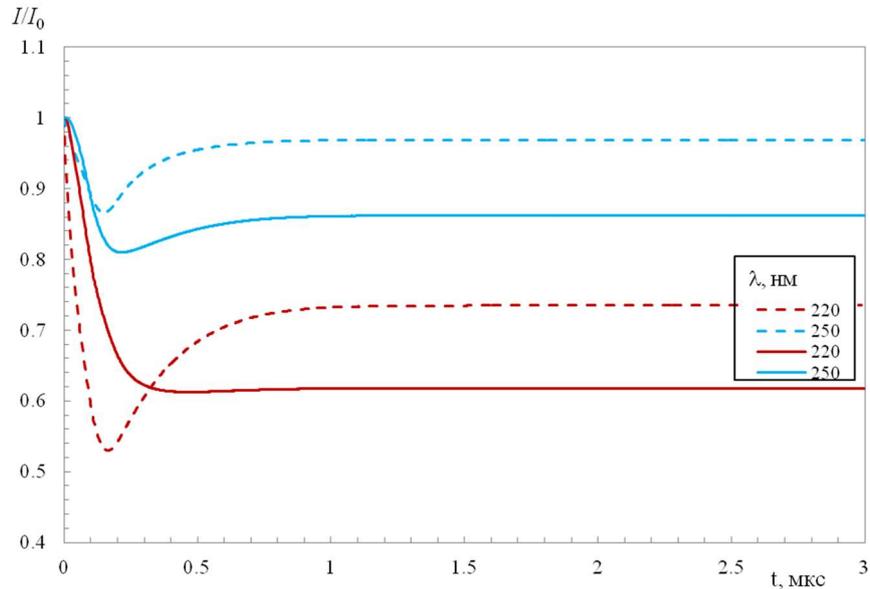


Рис. 5. Вычисленная осциллограмма поглощения излучения в молекулярном кислороде на длинах волн  $\lambda = 220$  и  $250$  нм при скорости ударной волны  $V_{SW} = 4.52$  км/с и начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр: сплошные линии – вклад связанно-связанных переходов, штрихованные линии – вклад связанно-несвязанных переходов

На рис. 6 приведена эволюция поглощения в системе Шумана – Рунге молекулы  $O_2$  при  $p_0 = 0.75$  Торр и  $V_{SW} = 3.4$  км/с, вычисленная с учетом как связанно-связанных переходов, так и связанно-несвязанных переходов.

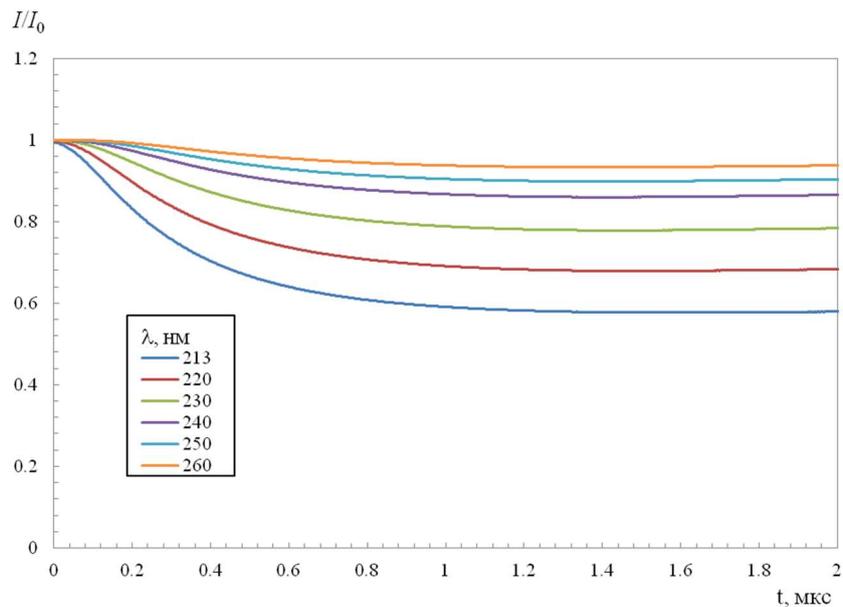


Рис. 6. Вычисленная осциллограмма поглощения излучения в молекулярном кислороде при скорости ударной волны  $V_{SW} = 3.4$  км/с и начальном давлении  $p_0 = 0.75$  Торр в зависимости от длины волны поглощения

Видно, что по мере протекания процессов за фронтом ударной волны интенсивность поглощения увеличивается и постепенно выходит на стационарный режим. Сравнение осциллограмм, рассчитанных на длинах волн  $\lambda = 220$  и  $250$  нм, с соответствующими осциллограммами, полученными при  $V_{SW} = 4.52$  км/с и изображенными на рис. 5, показывает, что увеличение скорости ударной волны приводит к росту интенсивности поглощения. Следует также отметить, что на приведенных на рис. 6 осциллограммах четко прослеживается увеличение интенсивности поглощения при уменьшении длины волны зондирующего излучения.

На рис. 7 экспериментальные осциллограммы поглощения в молекулярном кислороде, зарегистрированные на длине волны  $\lambda = 220$  нм при начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр и скоростях ударной волны  $V_{SW} = 4.0$  и  $4.5$  км/с, сравниваются с соответствующими расчетными осциллограммами. Расчеты проведены для двух вариантов: с учетом только связанно-связанных переходов и с учетом связанно-связанных и связанно-несвязанных переходов.

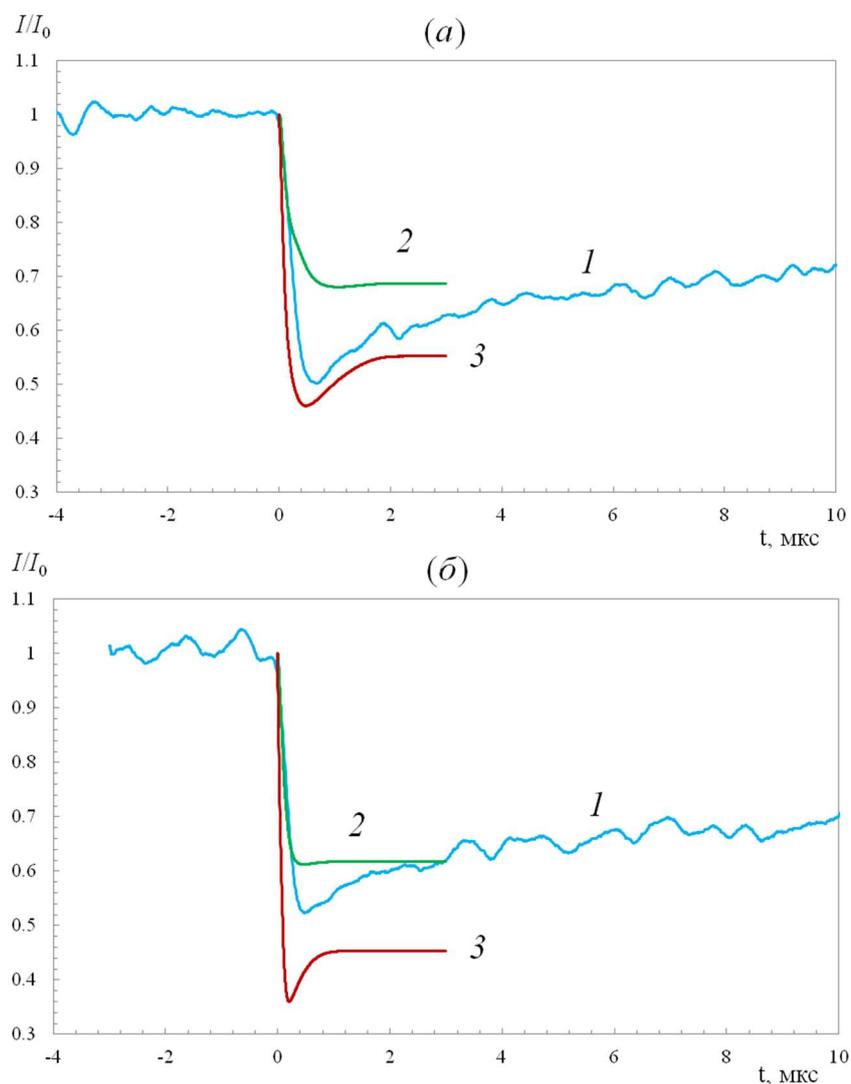


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных осциллограмм поглощения в молекулярном кислороде на длине волны  $\lambda = 220$  нм при начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр и скоростях ударной волны  $V_{SW} = 4.0$  км/с (а) и  $4.5$  км/с (б): 1 – эксперимент, 2 – расчет с учетом только связанно-связанных переходов, 3 – расчет с учетом всех переходов

Видно, что при  $V_{SW} = 4.0$  км/с (рис. 7, а) наилучшее согласие расчетных данных с экспериментальными в максимуме интенсивности поглощения наблюдается при учете в расчетах всех переходов. Тем не менее, при выходе на стационарное состояние экспериментальное

значение величины  $I/I_0$  лежит значительно выше расчетного значения. Более отчетливо это различие видно на рис. 7, б, где сравниваются данные, полученные при  $V_{SW} = 4.0$  км/с. Более того, в стационарном состоянии экспериментальная кривая превышает расчетную, вычисленную при учете только связанно-связанных переходов.

На рис. 8 экспериментальные осциллограммы поглощения в молекулярном кислороде, зарегистрированные на длине волны  $\lambda = 250$  нм при начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр и скоростях ударной волны  $V_{SW} = 4.0$  и  $4.5$  км/с, сравниваются с соответствующими расчетными осциллограммами, полученными с учетом как связанно-связанных, так и связанно-несвязанных переходов. Видно, что при  $V_{SW} = 4.0$  км/с (рис. 8, а) имеет место хорошее согласие между результатами расчета и эксперимента. Анализ осциллограмм, приведенных на рис. 8, б, которые получены при  $V_{SW} = 4.5$  км/с, показывает, что на начальной стадии абсорбционного процесса ( $t \leq 0.3$  мкс) расчетные данные сильно отличаются от данных эксперимента.

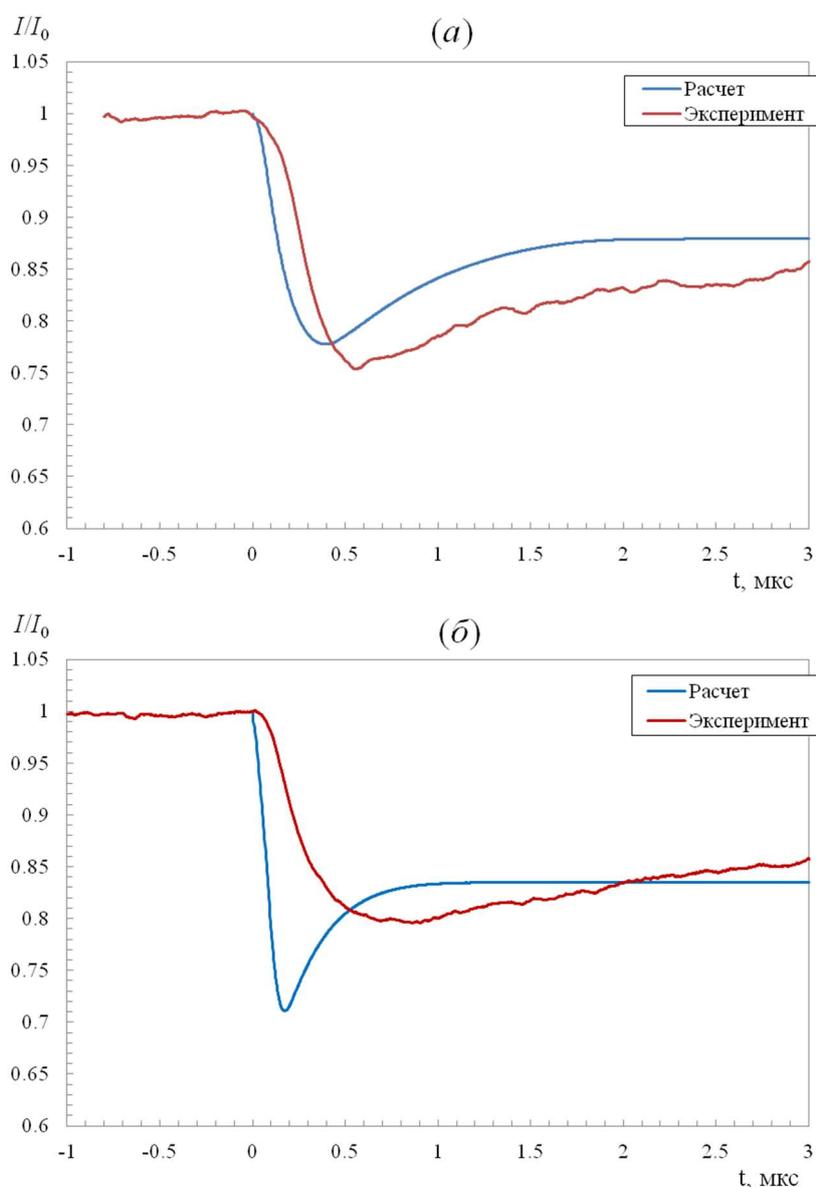


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и расчетных осциллограмм поглощения в молекулярном кислороде на длине волны  $\lambda = 250$  нм при начальном давлении  $p_0 = 1$  Торр и скоростях ударной волны  $V_{SW} = 4.0$  км/с (а) и  $4.5$  км/с (б)

По мере увеличения времени процесса это различие уменьшается, и при  $t \geq 0.5$  мкс экспериментальное значение величины  $I/I_0$  становится примерно равным расчетному значению.

## 5. Заключение

В результате проведенных исследований показано, что данные по измерению интенсивности поглощения ультрафиолетового излучения в ударно нагретом молекулярном кислороде (система полос Шумана – Рунге) достаточно хорошо согласуются с результатами расчета по столкновительно-радиационной модели. Приведенное сопоставление экспериментальных и расчетных данных показывают, что адекватно описать временное поведение поглощения ударно нагретого кислорода при скоростях ударной волны  $\sim 4$  км/с без учета вклада связанно-несвязанных переходов невозможно. В то же время уже при скорости  $\sim 4.5$  км/с вклад в поглощение связанно-несвязанных переходов уменьшается. Этот результат требует дополнительного исследования в более коротковолновом диапазоне длин волн, где вклад в поглощение связанно-несвязанных переходов является основным.

## Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при частичной поддержке грантом Российского научного фонда № 23-19-00096, а также в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации «Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах» (номер гос. регистрации АААА-А19-119012990112-4).

## Литература

1. Brandis A. M., Johnson C. O., Cruden B. A. Investigation of non-equilibrium radiation for Earth entry // AIAA Paper 2016–3690. <https://doi.org/10.2514/6.2016-3690>
2. Суржиков С. Т. Применение квазистационарных eRC-моделей для расчета неравновесного излучения ударных волн при скорости порядка 10 км/с // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2022. Т. 23, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-4/articles/1015/>
3. Luís D., Giangaspero V., Viladegut A., Lani A., Camps A., Chazot O. Effect of electron number densities on the radio signal propagation in an inductively coupled plasma facility // Acta Astronaut. 2023. Vol. 212. Pp. 408–423. DOI:10.13009/EUCASS2022.6128
4. Быкова Н. Г., Гочелашвили К. С., Забелинский И. Е., Карфидов Д. М., Макаренко Г. Ф., Сенаторов А. К., Сергейчев К. Ф., Шаталов О. П. Экспериментальное исследование прохождения СВЧ (40 ГГц) и лазерного излучения (1.55 мкм) сквозь слой воздушной плазмы за фронтом ударной волны // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2017. Т. 18, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2017-18-1/articles/679/>
5. Uyanna O., Najafi H. Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects // Acta Astronaut. 2020. Vol. 176. Pp. 341–356. DOI:10.1016/actaastro.2020.06.047
6. Wei H., Morgan R.G., McInture T.J., Brandis A.M., Johnson C.O. Experimental and numerical investigation of air radiation in superorbital expanding flow // AIAA Paper 2017-4531. <https://doi.org/10.2514/6.2017-4531>
7. <https://doi.org/10.2514/6.2017-4531>
8. Быкова Н. Г., Забелинский И. Е., Ибрагимова Л. Б., Шаталов О. П. Исследование абсорбционных характеристик молекулярного кислорода в системе Шумана – Рунге при высоких температурах. II. Эксперимент, сравнение с расчетом // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 5. С. 738–743.
9. Забелинский И. Е., Ибрагимова Л. Б., Шаталов О. П. Измерение колебательной температуры кислорода за фронтом ударной волны в условиях термической и химической неравновесности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2010. № 3. С. 159–168.

10. Ибрагимова Л. Б., Сергиевская А. Л., Шаталов О. П. Константы скорости диссоциации кислорода при температурах до 11000 К // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 4. С. 148–154.
11. Ibraguimova L. B., Sergievskaya A. L., Levashov V. Yu., et al. Investigation of oxygen dissociation and vibrational relaxation at temperatures 4000–10800 K // J. Chem. Phys. 2013. V. 139. No. 034317. DOI:10/1063/1.4813070
12. Быкова Н. Г., Кузнецова Л. А. Исследование абсорбционных характеристик молекулярного кислорода в системе Шумана – Рунге при высоких температурах. I. Расчеты спектров поглощения // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 5. С. 732–737.
13. Treanor C. E., Marrone P. V. Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation // Phys. Fluids. 1962. Vol. 5. Pp. 1022–1026. <https://doi.org/10.1063/1.1724467>
14. Hansen C. F. Vibrational nonequilibrium effects on diatomic dissociation rates // AIAA J. 1993. V. 31. № 11. Pp. 2047–2051.
15. Кузнецов Н. М., Сергиевская А. Л. Границы быстрого VV-обмена и константа скорости диссоциации двухатомных молекул в произвольных газовых средах // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 4. С. 15–23.
16. Лосев С. А., Сергиевская А. Л., Русанов В. Д., Фридман А. А., Мачерет С. О. Фактор неравновесности в двух-температурной кинетике диссоциации за фронтом ударной волны // Докл. РАН. 1996. Т. 346, № 2. С. 192–196.
17. Кузнецова Л. А., Суржиков С. Т. Информационно-вычислительный комплекс «MSRT-RADEN». III. База данных коэффициентов поглощения электронных спектров двухатомных молекул // Мат. моделирование. 1998. Т. 36. № 5. С. 21–34.
18. Глушко В. П. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, том 2. М.: Наука, 1979.

## References

1. Brandis A. M., Johnson C. O., Cruden B. A., Investigation of non-equilibrium radiation for Earth entry, AIAA Paper 2016–3690. <https://doi.org/10.2514/6.2016-3690>
2. Surzhikov S.T., Application of Quasi-Stationary eRC Models for the Calculation of Non-Equilibrium Radiation of Shock Waves at Velocity about 10 km/s, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 4. [in Russian]. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.4.1015>
3. Luís D., Giangaspero V., Viladegut A., Lani A., Camps A., Chazot O., Effect of electron number densities on the radio signal propagation in an inductively coupled plasma facility, *Acta Astronaut.*, 2023, vol. 212, pp. 408–423. DOI:10.13009/EUCASS2022.6128
4. Bykova N. G., Gochelashvily K. S., Zabelinskii I. E., Karfidov D. M., Makarenko G. F., Senatorov A. K., Sergeichev K. F., Shatalov O. P., Experimental study of the microwave (40 GHz) and laser radiation (1.55  $\mu\text{m}$ ) transmission through an air-plasma layer behind the shock wave front, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2017, vol. 18, no. 1. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2017-18-1/articles/679/>
5. Uyanna O., Najafi H., Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects, *Acta Astronaut.* 2020, vol. 176, pp. 341–356. DOI:10.1016/actaastro.2020.06.047
6. Wei H., Morgan R.G., McInture T.J., Brandis A.M., Johnson C.O., Experimental and numerical investigation of air radiation in superorbital expanding flow, AIAA Paper 2017-4531. <https://doi.org/10.2514/6.2017-4531>

7. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., Shatalov O. P., Investigation of the absorption characteristics of molecular oxygen in the Schumann–Runge system at high temperatures. II. Experiment, comparison with calculation, *Optics and Spectroscopy*, 2008, vol. 105, no. 5, pp. 738–743 [in Russian]
8. Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., Shatalov O. P., Measurement of the vibrational temperature of oxygen behind a shock wave front under thermal and chemical nonequilibrium conditions, *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no. 3, pp. 485–492. DOI: 10.1134/S0015462810030154
9. Ibraguimova L. B., Sergievskaya A. L., and Shatalov O. P., Dissociation rate constants for oxygen at temperatures up to 11000 K, *Fluid Dynamics*, 2013, vol. 48, no. 4, pp. 550–555.
10. Ibraguimova L. B., Sergievskaya A. L., Levashov V. Yu., et al., Investigation of oxygen dissociation and vibrational relaxation at temperatures 4000–10800 K, *J. Chem. Phys.*, 2013, vol. 139, no. 034317. DOI:10/1063/1.4813070
11. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., and Shatalov O. P., Study of the absorption characteristics of molecular oxygen in the Schumann–Runge system at high temperatures: Ii. experiment and comparison with calculation, *Optics and Spectroscopy*, 2008, vol. 105, no. 5, pp. 674–679. DOI: 10.1134/S0030400X08110052
12. Treanor C. E., Marrone P. V., Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation, *Phys. Fluids*. 1962, vol. 5, pp. 1022–1026. <https://doi.org/10.1063/1.1724467>
13. Hansen C. F. Vibrational nonequilibrium effects on diatomic dissociation rates, *AIAA J.*, 1993, vol. 31, no. 11, pp. 2047–2051.
14. Kuznetsov N. M., Sergievskaya A. L., Fast VV-exchange boundaries and dissociation rate constant of two-atomic molecules in arbitrary gas media, *Chemical Physics*, 1994, vol. 13, no. 4, pp. 15–23 [in Russian]
15. Losev S. A., Sergievskaya A. L., Rusanov V. D., Friedman A. A., Macheret S. O., The nonequilibrium factor in the two-temperature dissociation kinetics behind the shock wave front, *Dokl. RAS*, 1996, vol. 346, no. 2, pp. 192–196 [in Russian].
16. Kuznetsova L. A., Surzhikov S. T., Information-computing complex ‘MSRT-RADEN’. III. Database of absorption coefficients of electronic spectra of two-atomic molecules, *Mat. Modelling*, 1998, vol. 36, no. 5, pp. 21–4 [in Russian].
17. Glushko V. P., *Thermodynamic properties of individual substances*. Reference book, vol. 2. M.: Nauka, 1979 [in Russian].

Статья поступила в редакцию 15 мая 2024 г.