

УДК 533.6.011

НЕРАВНОВЕСНОЕ МОЛЕКУЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В СМЕСИ $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-O}_2$

В. А. Горелов, А. Ю. Киреев, С. В. Шиленков

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140180 Жуковский
E-mails: vgor@tsagi.ru, a_kireev1950@mail.ru, shilenkov@mail.ru

Представлены результаты разработки моделей заселения некоторых излучающих электронно-колебательных состояний молекул CO , CN , C_2 . Проведены расчеты характеристик излучения в химически неравновесном течении за фронтом сильной ударной волны в смеси газов, входящих в состав атмосферы Марса. Расчетные данные сравниваются с экспериментальными.

Ключевые слова: ударная волна, неравновесность, физико-химические модели, ионизация, излучение.

Введение. В работе представлены некоторые результаты исследований роли неравновесных физико-химических процессов в течениях за сильными ударными волнами в сложных газовых смесях, моделирующих, в частности, атмосферу Марса. Ранее в [1, 2] были приведены результаты исследований особенностей процессов ионизации и предварительные данные по химически неравновесному молекулярному излучению за сильной ударной волной в марсианской атмосфере. В настоящей работе представлены модели формирования неравновесного излучения в некоторых молекулярных системах полос высокотемпературной смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-O}_2$ в течениях за фронтом сильной ударной волны. Результаты расчетов сопоставлены с данными лабораторных экспериментов.

Описание модели. При скоростях движения космического аппарата в атмосфере Марса $V_\infty = 4 \div 8$ км/с основной вклад в неравновесный радиационный поток к его лобовой поверхности вносит излучение в молекулярных системах полос CO , CN , C_2 . Моделирование течений неравновесного излучающего газа осложняет недостаток надежных данных по кинетике физико-химических превращений в высокотемпературных газовых смесях. В [1] на основе анализа результатов эксперимента, проведенного в электроразрядной трубе ТЭР ЦАГИ, предложены кинетические схемы, неплохо описывающие особенности неравновесных процессов в газовых смесях, моделирующих по составу атмосферу Марса. Эти кинетические схемы используются также в данной работе для разработки моделей химически неравновесного молекулярного излучения за фронтом сильной ударной волны в смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-O}_2$.

Рассматривалась многотемпературная модель колебательной релаксации (т. е. колебательная релаксация молекул CO_2 , CO , NO , N_2 , CN , C_2 характеризуется собственными для каждой молекулы колебательными температурами T_{V_i} , отличными от температуры поступательных степеней свободы T). Для описания колебательно-диссоциационного взаимодействия (КДВ) молекулы CO_2 использована модель Н. М. Кузнецова, для двухатомных

молекул — модель Тринора — Маррона CVDV ($U = D/3$). Учитывались процессы диссоциации и ионизации, а также обменные реакции и реакции обмена зарядом. Используемые в численной модели времена колебательной релаксации и константы скоростей реакций подробно обсуждаются в работе [2].

Для расчета характеристик неравновесного молекулярного излучения необходимо прежде всего знать заселенности электронно-колебательных возбужденных состояний молекул, ответственных за генерацию излучения в молекулярных системах полос. Заселенности электронных состояний молекул, определяющих излучение в исследуемых системах молекулярных полос, находятся из решения уравнений баланса, учитывающих формирование возбужденных уровней в ходе прямых и ступенчатых процессов возбуждения тяжелыми частицами и электронами; резонансных процессов обмена энергией между возбужденными состояниями молекул и молекулами в основном электронном состоянии; радиационного обеднения состояния.

В расчетах также предполагается, что распределение заселенности электронно-возбужденных состояний молекул по колебательным уровням является больцмановским с температурой, соответствующей колебательной температуре основного электронного состояния. Вращательная температура молекул принимается равной поступательной температуре.

Константы скоростей реакций с участием электронов зависят от электронной температуры T_e . В расчетах электронная температура полагалась заранее отличной от поступательной и колебательных температур и определялась из уравнения баланса энергии электронного газа:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T_e n_e \right) = U_{a.i} + U_{el} + U_{e-R} + \sum_{i=1}^2 U_{e-v}.$$

В уравнении учтены следующие процессы энергообмена электронов с атомами и молекулами плазмы:

— рождение электронов с энергией порядка kT в ходе реакций ассоциативной ионизации и потери энергии в реакциях диссоциативной рекомбинации электрона и молекулярного иона

$$U_{a.i} = \frac{3}{2} \sum_{j=1}^3 (T R_{fj} - T_e R_{rj}),$$

где R_{fj} , R_{rj} — скорости прямой и обратной реакций ассоциативной ионизации;
— энергообмен в упругих соударениях с атомами и молекулами смеси

$$U_{el} = \sum_i \frac{3m_e}{m_i} \nu_{ei} n_e (T - T_e),$$

где ν_{ei} — частота упругих соударений; m_e , m_i — соответственно массы электрона и тяжелой частицы i ;

— неупругое возбуждение вращательных степеней свободы молекул электронным ударом:

$$U_{e-R} = \sum_{j=1}^6 \frac{64}{\sqrt{3}} B_j \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{0,5} \sigma_R \left(\frac{T}{T_e} - 1 \right) n_j n_e,$$

где k — постоянная Больцмана; $\sigma_R = 2\pi s_j^2 / (15ea_0^2)$ — сечение процесса; s_j — квадрупольный момент молекулы; B_j — вращательная постоянная молекулы сорта j (N_2 , O_2 , NO , CO , CN , C_2);

Таблица 1

v	v'	A	n	C
0	1	83	-0,5	1,7
0	2	63	-1,1	1,9
1	2	116	-1,3	2,0
0	3	58	-1,5	2,3
1	3	169	-1,4	2,0
2	3	35	-1,0	1,5
0	4	49	-1,5	2,4
1	4	147	-1,5	2,1
2	4	24	-1,0	1,4
3	4	54	-1,2	1,3

Таблица 2

v	v'	A	n	C
0	1	1144	-1,35	2,63
0	2	447	-1,34	2,97
1	2	208	-2,38	3,54
0	3	42,6	0	1,55
1	3	23,4	-1,17	2,24
2	3	7,6	-1,44	1,6
0	4	245	-2,17	3,6
1	4	17,9	-1,66	2,4
2	4	2,49	-0,8	1,2
3	4	2,28	-1,45	1,5

— неупругое резонансное возбуждение колебательных уровней основного электронного состояния молекул N_2 и CO электронным ударом в ходе реакций



Здесь v, v' — номер колебательного уровня основного электронного состояния молекулы ($v, v' = 0, \dots, 8, v \neq v'$). Для молекулы N_2 скорость изменения электронной энергии определяется соотношением

$$U_{e-V, N_2} = \frac{n_e n_{N_2}}{q} \sum_v v \theta_{N_2} \left[\exp\left(-\frac{v \theta_{N_2}}{T_e}\right) \sum_{v'} k_{vv'}(T_e) \exp\left(\frac{v' \theta_{N_2} (T_{v, N_2} - T_e)}{T_{v, N_2} T_e}\right) - \exp\left(-\frac{v \theta_{N_2}}{T_{v, N_2}}\right) \sum_{v'} k_{vv'}(T_e) \right],$$

где q — колебательная статсумма N_2 ; θ_{N_2} — характеристическая колебательная температура молекулы; $k_{vv'}(T_e)$ — константа скорости реакции ($v < v'$). Для монооксида углерода запись аналогична (с индексом CO).

В табл. 1, 2 приведены (в форме Аррениуса) некоторые константы скорости реакций резонансного возбуждения колебаний азота (табл. 1) и оксида углерода (табл. 2) электронным ударом, используемые в данной работе. Представленные данные являются аппроксимацией в форме Аррениуса расчетных констант скоростей реакций, полученных по модели из работы [3] с использованием экспериментальных измерений сечений процессов [4]:

$$k_{vv'}(T_e) = AT_e^n \exp(-C/T_e),$$

где A выражено в $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, T_e — в эВ.

Резонансные процессы возбуждения колебательных уровней молекул азота и монооксида углерода электронным ударом определяют (в условиях слабой диссоциации N_2 и CO) поведение электронной температуры T_e в зоне релаксации. Расчетное распределение T_e показано на рис. 1. Максимальное значение электронной температуры на фронте волны близко к поступательной температуре T . Вследствие сильного энергообмена между электронами и колебаниями молекул T_e релаксирует к температурам колебаний N_2 или CO (в зависимости от концентраций N_2 и CO и температур потока).

Излучение $CO(4+)$. Молекулярное излучение в системе полос $CO(4+)$ формируется в переходе $CO(A^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma)$. Состояние $CO(A^1\Pi) \equiv CO(A)$ заселяется (разрушается) в ходе основных реакций, приведенных в табл. 3.

Излучение $CN(\text{violet})$. Молекулярное излучение в системе полос $CN(\text{violet})$ формируется в переходе $CN(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+)$. Состояние $CN(B^2\Sigma^+) \equiv CN(B)$ заселяется (разрушается) в ходе основных реакций, приведенных в табл. 4.

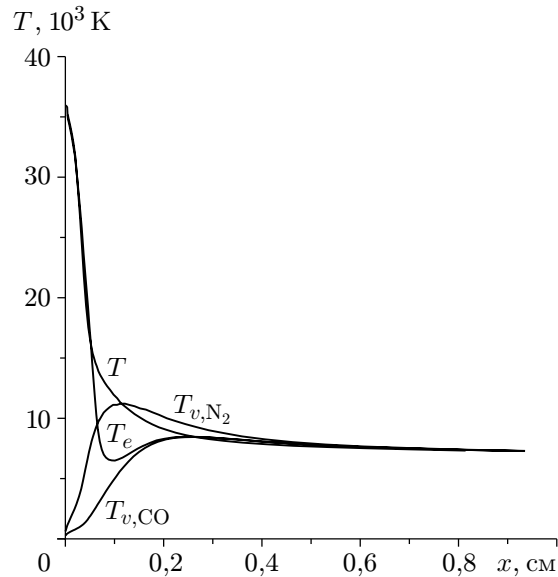


Рис. 1. Поступательная (T), колебательные (T_{v,N_2} , $T_{v,CO}$) и электронная (T_e) температуры за фронтом ударной волны:

$V_s = 7$ км/с; $P_1 = 0,2$ Торр; смесь 97 % CO_2 + 3 % N_2

Таблица 3

Реакция	$k_f = AT^B \exp(-C/T)$ [см ³ /моль·с] или τ [с]		
	A	B	C
1. $CO(a) + M = CO(A) + M$	$2,00 \cdot 10^{13}$	0	23 000
2. $CO(a) + e = CO(A) + e$	$4,00 \cdot 10^{15}$	0	23 000
3. $N_2(A) + CO(X) = CO(A) + N_2$	$1,10 \cdot 10^{10}$	0	21 600
4. $CO(X) + M = CO(A) + M$	$4,50 \cdot 10^2$	2,86	93 000
5. $CO(X) + e = CO(A) + e$	$4,00 \cdot 10^{11}$	0,93	93 000
6. $CO(A) \rightarrow CO(X) + h\nu$	$\tau = 3,03 \cdot 10^{-8}$		

Таблица 4

Реакция	$k_f = AT^B \exp(-C/T)$ [см ³ /моль·с] или τ [с]		
	A	B	C
1. $CN(X) + CO(X, v > 12) = CN(B) + CO(X)$	$6,00 \cdot 10^{13}$	0	0
2. $CN(X) + N_2(X, v > 11) = CN(B) + N_2$	$6,00 \cdot 10^{13}$	0	0
3. $CN(X) + M = CN(B) + M$	$2,24 \cdot 10^{10}$	0,5	37 000
4. $CN(X) + e = CN(B) + e$	$7,80 \cdot 10^{13}$	0,5	37 000
5. $CN(B) \rightarrow CN(X) + h\nu$ $CN(B) \rightarrow CN(A) + h\nu$	$\tau = 6,55 \cdot 10^{-8}$		

Таблица 5

Реакция	$k_f = AT^B \exp(-C/T)$ [см ³ /моль·с] или τ [с]		
	A	B	C
1. $C_2(X) + M = C_2(d) + M$	$2,90 \cdot 10^{14}$	0,15	28 807
2. $C_2(X) + e = C_2(d) + e$	$7,80 \cdot 10^{15}$	0,15	28 807
3. $C_2(d) \rightarrow C_2(a) + h\nu$	$\tau = 3,57 \cdot 10^{-8}$		

Излучение C_2 (Swan). Молекулярное излучение в системе полос C_2 (Swan) формируется в переходе $C_2(d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u)$. Состояние $C_2(d^3\Pi_g) \equiv C_2(d)$ заселяется (разрушается) в ходе основных реакций, приведенных в табл. 5.

Представленные в табл. 3–5 константы скоростей и реакции, приводящие к заселению (обеднению) электронно-возбужденных состояний молекул CO, CN и C_2 , выбраны путем численного эксперимента, выполненного с использованием немногочисленных опубликованных данных (см., например, [5–10]) и последующим сравнением с результатами измерений, проведенных в ЦАГИ. Сечения резонансных процессов обмена энергией между метастабильными и короткоживущими состояниями молекул оценены на основе модели, разработанной в [8]. Времена жизни оптических переходов, используемые в расчетах, заимствованы из монографии [10].

На рис. 2, 3 представлены значения градиентов концентраций $(dc/dx)_j$ возбужденных молекул CO(A) (рис. 2) и CN(B) (рис. 3), образующихся в реакциях (приведены в табл. 3 и 4) в зависимости от расстояния по релаксационной зоне за фронтом ударной волны (c — массовая концентрация электронно-возбужденных молекул, x — расстояние за фронтом

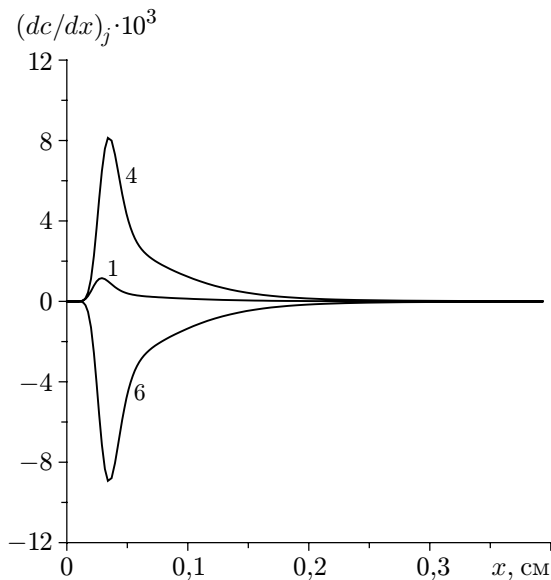


Рис. 2

Рис. 2. Распределение градиентов концентрации $(dc/dx)_j$ электронно-возбужденной молекулы CO(A¹Π), образующейся в ходе реакций 1, 4, 6 (см. табл. 3):

$V_s = 6$ км/с; $P_1 = 0,2$ Торр; смесь 97 % CO₂ + 3 % N₂

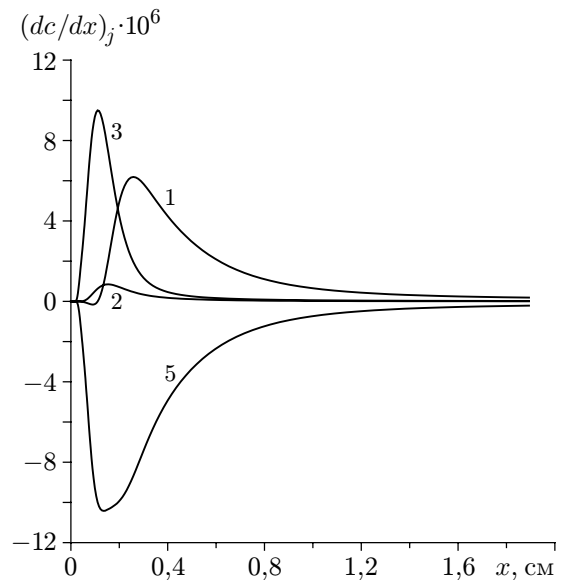


Рис. 3

Рис. 3. Распределение градиентов концентрации $(dc/dx)_j$ электронно-возбужденной молекулы CN(B²Σ⁺), образованной в ходе реакций 1, 2, 3, 5 (см. табл. 4):

$V_s = 6$ км/с; $P_1 = 0,2$ Торр; смесь 97 % CO₂ + 3 % N₂

волны). Положительные значения $(dc/dx)_j$ свидетельствуют о заселении возбужденного уровня, отрицательные — о его обеднении в ходе реакции j .

Данные, показанные на рис. 2, 3, получены для скорости ударной волны $V_s = 6$ км/с и при начальном давлении $P_1 = 0,2$ Торр. Нетрудно заметить, что основной вклад в заселение электронно-возбужденного состояния $\text{CO}(A^1\Pi)$ при этих условиях вносят реакции 1 (возбуждение из метастабильного состояния $\text{CO}(a)$) и 4 (прямое возбуждение тяжелыми частицами). В ходе реакции 6 происходит радиационное обеднение состояния. Вклад других реакций в этом режиме течения несуществен. Рис. 3 демонстрирует важность учета резонансных процессов образования $\text{CN}(B^2\Sigma^+)$ (реакции 1, 2), которые, наряду с реакциями прямого заселения тяжелыми частицами (реакция 3) и радиационным обеднением состояния (реакции 5, 6), определяют заселенность электронно-возбужденного состояния.

Верификация кинетики излучения. Экспериментальное исследование особенностей неравновесного излучения в смеси газов, моделирующей атмосферу Марса, проводилось в электроразрядной трубе ТЭР ЦАГИ. Некоторые конструктивные особенности установки, ее рабочие параметры, методика экспериментов представлены в работах [1, 11]. Длина канала низкого давления 5 м, его диаметр 57 мм. Основная часть экспериментов проводилась с газовой смесью, моделирующей состав атмосферы Марса и содержащей 96 % CO_2 , 3 % N_2 и 1 % O_2 при начальном давлении в канале $P_1 = 0,2$ Торр (± 1 %). Скорость ударной волны в канале измерялась с погрешностью до 2 %. Продолжительность течения газа, сжатого ударной волной, в сечении канала, в котором проводилась регистрация излучения, при скорости ударной волны 4–9 км/с составляла 7–3 мкс. Оптическая система позволяла регистрировать излучение газа в направлении, перпендикулярном оси канала ударной трубы, с пространственным разрешением вдоль оси канала 0,1 мм. Спектральные исследования проводились по обычной методике с использованием многоканального спектрометра и монохроматора. Приемниками излучения служили фотоумножители. Сигналы фотоумножителей регистрировались цифровым осциллографом с разрешением 0,1 мкс.

Неравновесное излучение $\text{CN}(\text{violet})$. Результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных по неравновесному излучению в молекулярной системе $\text{CN}(\text{violet})$ в диапазоне изменения скорости ударной волны $V_s = 5,5 \div 9$ км/с представлены в [1]. Отмечено удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными по профилям интенсивности неравновесного излучения в системе CN и по зависимости максимума неравновесного излучения от скорости ударной волны в рассмотренном диапазоне ее изменения. Расчетные данные сравнивались также с экспериментальными результатами работы [12]. На рис. 4 представлено сравнение расчетного спектра интегрального излучения (проинтегрированного по длине релаксационной зоны до расстояния $x = 10$ см) с результатами измерений, приведенными в [12] для интенсивности интегрального неравновесного излучения системы полос $\text{CN}(\text{violet})$ за фронтом сильной ударной волны. Рис. 4 показывает неплохое совпадение расчетных данных с экспериментальными.

Неравновесное излучение $\text{CO}(4+)$. Неравновесное излучение в молекулярной системе $\text{CO}(4+)$ вносит основной вклад в неравновесное излучение газа за фронтом ударной волны. К сожалению, аппаратные возможности не позволили провести в экспериментах измерение неравновесного излучения в спектральном интервале, соответствующем максимуму излучения в системе $\text{CO}(4+)$ ($\lambda = 150$ мкм). Поэтому сравнение результатов расчетов и эксперимента проводилось в спектральном диапазоне $\lambda = (200 \pm 3,4)$ нм. На рис. 5 показаны профили неравновесного излучения, измеренные в спектральных интервалах $(200 \pm 3,4)$ нм ($\text{CO}(4+)$), $(388 \pm 1,3)$ нм ($\text{CN}(\text{violet})$) и $(515 \pm 1,3)$ нм ($\text{C}_2(\text{Swan})$). Время t соответствует моменту прихода в сечение регистрации излучения фронта ударной волны. Видно, что помимо большого различия в интенсивности неравновесного излучения в системах $\text{CO}(4+)$,

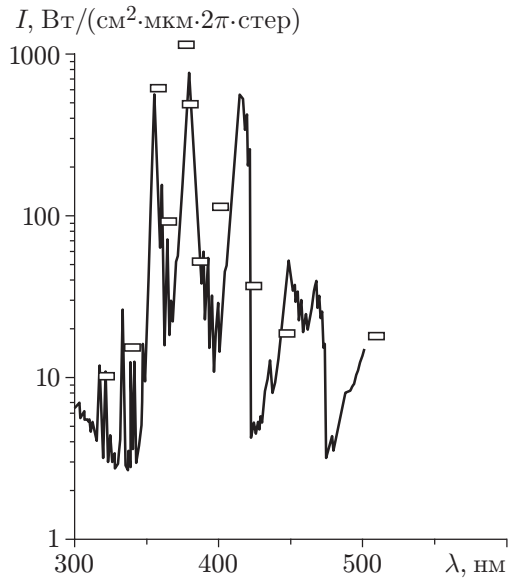


Рис. 4

Рис. 4. Спектр неравновесного интегрального излучения CN(violet) за фронтом ударной волны при $V_s = 7,62$ км/с, $P_1 = 0,25$ Торр; смесь 30 % CO_2 + 70 % N_2 : кривая — расчет; точки — измерения [12]

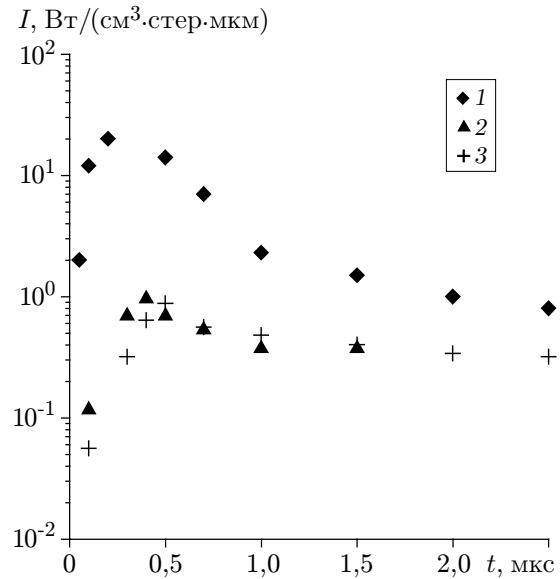


Рис. 5

Рис. 5. Измеренные профили распределения интенсивности неравновесного излучения за фронтом ударной волны при $V_s = 7,3$ км/с, $P_1 = 0,2$ Торр: 1 — $\text{CO}(4+)$; 2 — CN(violet); 3 — $\text{C}_2(\text{Swan})$

CN и C_2 наблюдается различие между временем достижения максимальных значений излучения $\text{CO}(4+)$ и в системах CN и C_2 .

На рис. 6 показаны временные характеристики неравновесного пика излучения (t_{\max} — время достижения максимума излучения, t_{qs} — характерная длительность пика неравновесного излучения) для излучения $\text{CO}(4+)$ при $\lambda = 200$ нм и излучения в системе CN(violet), измеренные в экспериментах, проведенных в ТЭР ЦАГИ. На этом же рисунке представлены результаты аналогичных измерений, приведенные в работе [12], а также результаты определения t_{\max} и t_{qs} в численных расчетах излучения CN. Видно, что измеренные значения t_{\max} и t_{qs} для CN согласуются с данными [12], полученными для смеси 30 % CO_2 + 70 % N_2 , и результатами расчетов. Но расчетные временные характеристики пика неравновесного излучения $\text{CO}(4+)$ отличаются от измеренных. Времена t_{\max} очень малы (0,1–0,2 мкс) и находятся в пределах неопределенности, связанной с дискретной системой регистрации сигнала (0,1 мкс). Длительность пика неравновесного излучения $\text{CO}(4+)$ также очень мала. Наблюдается максимум в зависимости времени t_{qs} от скорости движения ударной волны при $V_s \approx 7 \div 8$ км/с. Отметим, что характерному времени нарастания 0,1 мкс соответствует расстояние $x \approx 3\lambda_\infty$, где λ_∞ — свободная длина пробега молекул перед фронтом ударной волны. Следовательно, максимальная генерация излучения $\text{CO}(4+)$ может проходить в зоне “структуры” ударной волны с так называемой термической неравновесностью. Поэтому использование модели прямой ударной волны (без учета высокоэнергетических столкновений в зоне фронта волны) может давать несколько заниженные значения интенсивности неравновесного излучения $\text{CO}(4+)$.

На рис. 7 представлены зависимость пиковой интенсивности излучения $\text{CO}(4+)$, регистрируемого измерительной системой при экспериментах в ТЭР, от скорости V_s и со-

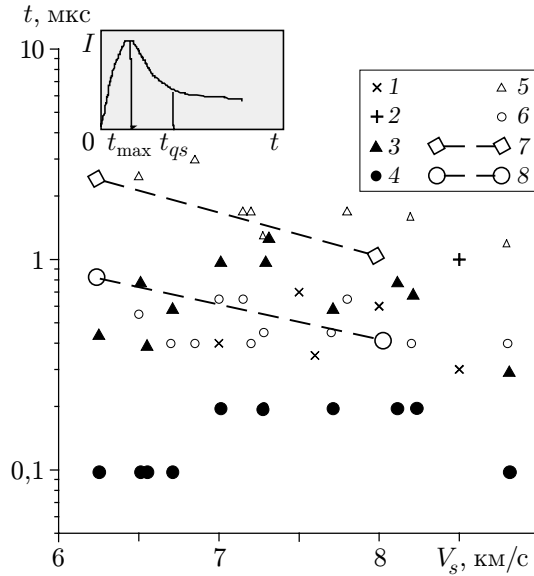


Рис. 6. Измеренные и расчетные зависимости временных характеристик неравновесного излучения CO(4+) и CN(violet) за фронтом ударной волны от ее скорости при $P_1 = 0,2$ Торр:

1, 2 — измерения работы [12] (1 — t_{\max} CN(violet); 2 — t_{qs} CN(violet)); данная работа: 3–6 — измерения (3 — t_{qs} CO(4+); 4 — t_{\max} CO(4+); 5 — t_{qs} CN(violet); 6 — t_{\max} CN(violet)); кривые 7, 8 — расчет (7 — t_{qs} CN(violet), 8 — t_{\max} CN(violet))

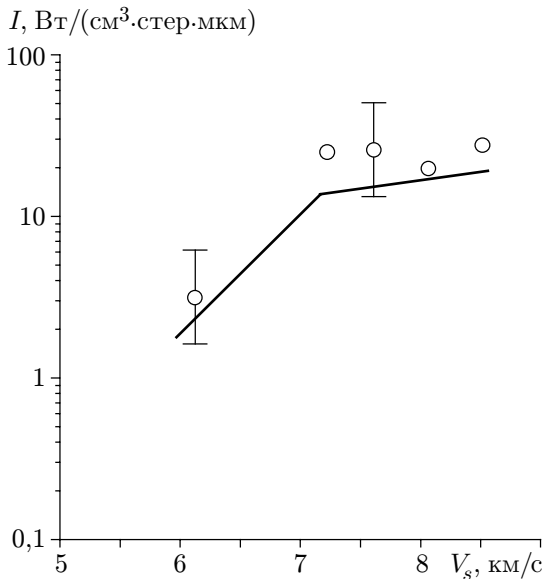


Рис. 7

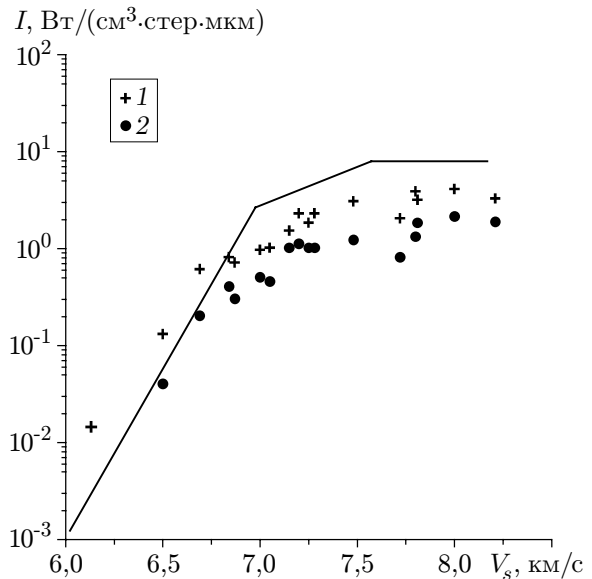


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость пиковых значений потока лучистой энергии CO(4+) за фронтом ударной волны от ее скорости при $P_1 = 0,2$ Торр:

кривая — расчет; точки — эксперимент

Рис. 8. Зависимость максимальных и квазистационарных значений интенсивности излучения C₂(Swan) за фронтом ударной волны от ее скорости при $P_1 = 0,2$ Торр:

кривая — расчет I_{\max} ; точки — эксперимент (1 — измерения I_{\max} , 2 — измерения I_{qs})

ответствующие результаты расчета с использованием представленной выше кинетики излучения в модели прямой ударной волны. Видно, что численный расчет дает заниженные значения в максимуме неравновесного пика.

Неравновесное излучение C_2 (Swan). На рис. 8 результаты численного расчета зависимости максимальной интенсивности неравновесного излучения в молекулярной системе C_2 (Swan) ($\lambda \approx 585$ нм) от скорости прямой ударной волны ($V_s = 6 \div 8$ км/с) сопоставлены с данными эксперимента в ТЭР. Видно, что упрощенная модель неравновесного излучения C_2 (см. табл. 5) не обеспечивает хорошего согласия с экспериментом при $V_s \geq 7$ км/с. Требуется дополнительное изучение особенностей кинетики образования и возбуждения молекулы C_2 в рассматриваемых условиях. Однако, учитывая относительно небольшой вклад излучения C_2 в суммарную интенсивность излучения за ударной волной в атмосфере Марса [1, 8], на данном этапе исследований улучшение кинетики излучения C_2 не проводилось.

Заключение. Разработанная и сопоставленная с результатами трубного эксперимента численная модель физико-химических процессов и модели генерации излучения в некоторых электронно-колебательных переходах молекул CO, CN, C_2 за сильными ударными волнами в смеси $CO_2-N_2-O_2$ могут быть использованы для определения характеристик неравновесного молекулярного излучения при оценках лучистого потока к поверхности космического аппарата на траектории его входа в атмосферу Марса со скоростями 4–8 км/с.

Авторы благодарят С. Т. Суржикова (Институт проблем механики РАН) и Л. А. Кузнецову (химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова) за предоставление современных спектроскопических данных, Л. А. Кильдюшову (ЦАГИ) — за помощь в обработке экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gorelov V. A., Gladyshev M. K., Kireev A. Yu., et al. Nonequilibrium ionization and radiation behind shock wave in the Martian atmosphere // Proc. of the 3rd Europ. symp. on aerothermodynamics for space vehicles, Noordwijk (Netherlands), 24–26 Nov., 1998, ESA/ESTEC SP-426, 1998. P. 429–437.
2. Горелов В. А., Гладышев М. К., Киреев А. Ю., Шиленков С. В. Неравновесная ионизация за сильной ударной волной в атмосфере Марса // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 6. С. 13–20.
3. Михайлов А. А., Пивовар В. А. Модельный расчет констант скорости ступенчатого возбуждения колебательных уровней азота электронным ударом // Журн. техн. физики. 1975. Т. 45, № 5. С. 1063–1068.
4. Schultz G. J. Vibrational excitation of N_2 , CO and H_2 by electron impact // Phys. Rev. 1966. V. 135, N 4A. P. 531–536.
5. Gorelov V. A., Gladyshev M. K., Kireev A. Yu., et al. Experimental and numerical study of nonequilibrium ultraviolet NO and N_2^+ emission in shock-layer // J. Thermophys. Heat Transfer. 1998. V. 12, N 2. P. 172–180.
6. Афонина Н. Е., Громов В. Г. Численное моделирование обтекания марсианского спускаемого аппарата // Аэромеханика и газовая динамика. 2001. № 2. С. 35–47.
7. Kudryavtsev N. N., Kuznetsova L. A., Surzhikov S. T. Kinetics and nonequilibrium radiation of CO_2-N_2 shock waves. 2001. (Paper / AIAA; 2001-2728).
8. Drakes J. A., McGregor W. K., Mason A. A. Two-electron exchange in collisions of neutral molecules // J. Chem. Phys. 1993. V. 99, N 10. P. 7813–7818.

9. **Losev S. A., et al.** Radiation of a mixture CO₂-N₂-Ar in shock waves: experiment and modelling // Proc. of the 3rd Europ. symp. on aerothermodynamics for space vehicles, Noordwijk (Netherlands), 24–26 Nov., 1998, ESA/ESTEC SP-426, 1998. P. 438–444.
10. **Кузнецова Л. А., Кузьменко Н. Е., Кузяков Ю. Ю., Пластинин Ю. А.** Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980.
11. **Gorelov V. A., Kildushova L. A., Kireev A. Yu.** Ionization particularities behind intensive shock waves in air at velocities of 8–15 km/s. 1994. (Paper / AIAA; 94-2051).
12. **Thomas G. M., Menard W. A.** Experimental measurements of nonequilibrium and equilibrium radiation from planetary atmospheres // AIAA J. 1966. V. 4, N 2. P. 227–237.

*Поступила в редакцию 25/XII 2003 г.,
в окончательном варианте — 1/VI 2004 г.*
