

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Ю. А. ПЛАСТИНИН, А. В. РОДИОНОВ, И. Ю. СКРЯБИШЕВА

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
(ЦНИИмаш), Королев, Россия e-mail:103300@rambler.ru

Выполнено теоретическое моделирование оптико-физических явлений в верхних слоях свободной атмосферы Земли. Результаты полученных расчетов высотного распределения атомов кислорода сопоставлены с экспериментальными измерениями и известными модельными данными. Приведены результаты вычислений высотного распределения метастабильных атомов кислорода $O(^1S)$.

Ключевые слова: атмосфера, ионосфера, излучение, моделирование, кинетика, диффузия, возбужденные атомы.

The theoretical simulation of optical-physical phenomena in the upper layers of Earth free atmosphere is carried out. The received results of calculation the high-altitude distribution of oxygen atoms were compared with experimental measurements and known model data. The results of calculation of high-altitude distribution of metastable oxygen atoms $O(^1S)$ are presented.

Key words: atmosphere, ionosphere, radiation, simulation, kinetics, diffusion, excited atoms.

В ходе космических экспериментов (КЭ) по высокочастотному воздействию на ионосферу в области турбопаузы было зарегистрировано свечение [1]. Его предполагаемый источник – электроны высоких энергий, высыпаящие вдоль магнитной силовой трубки.

Основа общей морфологической картины и физической схемы явления заключается в быстром реагировании ионосферы внезапными возмущениями, проявляющимися в увеличении ионизации при выполнении КЭ подобно периодам резкого возрастания солнечного ионизирующего излучения, преимущественно в рентгеновском диапазоне.

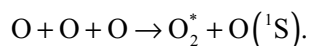
Событие предвеляют перестройка магнитосферной конвекции, развитие тока и сброс энергичных частиц из магнитосферы, тем самым вызывая цепь термосферно-ионосферных явлений (усиленную ионизацию и увеличение электронной концентрации в *D*- и *E*-областях) [2]. Максимальный рост электронной концентрации при этом (на порядок и более) наблюдается на высотах около 60 – 85 км, т. е. ниже турбопаузы и максимума концентрации атомарного кислорода.

В указанной области высот преобладающими составляющими нейтральной атмосферы являются молекулярный азот и кислород. Образование максимума концентрации атомарного кислорода происходит в результате совместного действия фотохимических процессов и диффузионного переноса. Сопоставление высотного распределения яркости наблюдаемого в КЭ свечения с распределением концентрации O позволяет предположить, что высокочастотное воздействие обуславливает эмиссии линии $\lambda \approx 557,7$ нм кислорода $O(^1S)$ [1].

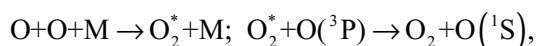
Цель настоящей работы заключается в проведении теоретического моделирования оптико-физических явлений в верхних слоях свободной атмосферы Земли, сопоставлении результатов с экспериментальными измерениями и известными модельными данными и расчете высотного распределения метастабильных атомов кислорода $O(^1S)$ с помощью разработанной модели.

Известно несколько механизмов образования $O(^1S)$

Тройное столкновение атомов кислорода, предложенное Чепменом [3]:

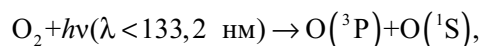


Двухступенчатый процесс, предложенный Бартом [4]:



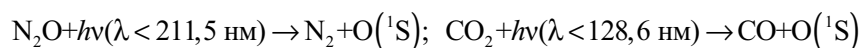
где M – доминирующие молекулы свободной атмосферы Земли.

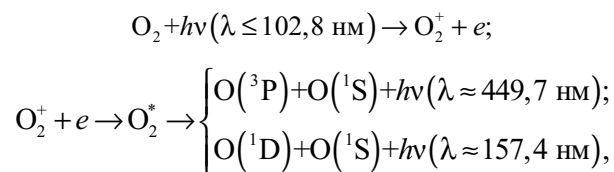
Фотодиссоциация молекулярного кислорода [2, 5]:



где $h\nu$ – энергия фотона, h – постоянная Планка; ν – частота света; λ – длина волны.

Фотолиз парниковых газов:



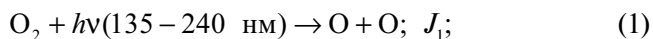


где e – заряд электрона.

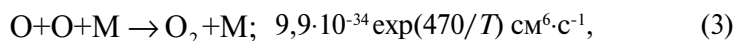
Ниже 100 км экспериментально наблюдаются положительные ионы NO^+ , O_2^+ и электроны, концентрация которых увеличивается в периоды указанных событий. Следовательно, помимо общеизвестных механизмов образования метастабильных атомов $[\text{O}({}^1\text{S})]$, их концентрация зависит от содержания парниковых газов в атмосфере, а также зарядовых составляющих (электронов и ионов O_2^+), определяющих указанные плазменно-химические процессы.

Для построения теоретической модели описания оптических явлений нижней ионосферы в периоды мощного высокочастотного воздействия необходимо рассмотреть кинетику как нейтральных, так и зарядовых составляющих свободной атмосферы Земли в области высот 80 – 150 км, уделяя особое внимание процессам образования метастабильных атомов $\text{O}({}^1\text{S})$.

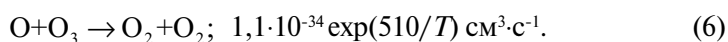
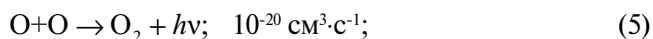
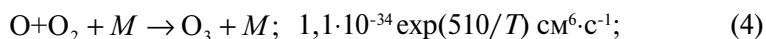
Модель оптико-физических явлений в верхних слоях атмосферы. Моделирование процессов верхней атмосферы Земли предполагает определенные трудности, связанные как с отсутствием значительного однородного массива прямых экспериментальных данных, так и с выбором наиболее оптимального метода аппроксимации уже имеющихся результатов. Поскольку в указанной области высот помимо нейтральных атомов и молекул преобладающими являются молекулярный азот и кислород [6 – 10], на первом этапе построения физико-математической модели необходимо учитывать химические взаимодействия нейтральных частиц друг с другом, а также с электромагнитным солнечным излучением, увеличивающим количество нестабильных радикалов. Аналогично работе [6] запишем следующие процессы фоторекомбинации:



где J_1, J_2 – скорости фотодиссоциации;



где T – температура атмосферы Земли, К.



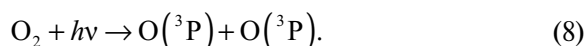
Рассмотрим кинетику смеси четырех атмосферных газов O , O_2 , O_3 и N_2 :

$$(\partial n_i / \partial t) = Q_i - L_i n_i - (\partial \Phi_i / \partial z), \quad (7)$$

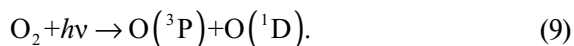
где Q_i , L_i – скорость образования и коэффициент рекомбинации или фоторекомбинации, или фотохимической гибели частиц сорта « i », составляющих атмосферу Земли, с концентрацией n_i ; Φ_i – суммарный поток турбулентной и молекулярной диффузии частиц; z – высота.

В соответствии с [6] скорость фотодиссоциации процессов (1), (2) постоянна и равна соответственно $3,75 \cdot 10^{-6}$ и $0,01 \text{ с}^{-1}$. Однако данные коэффициенты имеют высотную зависимость [5, 10 – 12]. Экспериментально полученные высотные зависимости коэффициента фотодиссоциации молекулярного кислорода для диапазонов высот 80 – 120 км и менее 100 км представлены в [5, 10]. Фотодиссоциация молекул O_2 начинается с длин волн $\leq 242,4 \text{ нм}$ (это значение соответствует энергии диссоциации около 5,11 эВ). Для солнечного электромагнитного излучения процесс распадается на несколько областей.

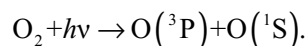
Континуум Герцберга для излучения $200 \leq \lambda \leq 242,4 \text{ нм}$ с максимальным сечением процесса $1,4 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$:



Диссоциация в полосах Шумана–Рунге для излучения $175 \leq \lambda \leq 200 \text{ нм}$ с сечениями фотодиссоциации в области $10^{-21} - 10^{-19} \text{ см}^2$:



Основная реакция поглощения солнечной радиации молекулярным кислородом на высотах термосферы – континуум Шумана–Рунге для излучения $130 \leq \lambda \leq 175 \text{ нм}$ со средним сечением $3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$:



По данным [12] фотодиссоциация O_2 проходит под действием УФ-излучения Солнца в континууме Герцберга ($204 \leq \lambda \leq 242,4$ нм) с коэффициентом $5,87 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$; в полосах Шумана–Рунге ($175 \leq \lambda \leq 204$ нм) – с коэффициентом $1,25 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$; в континууме Шумана–Рунге ($130 \leq \lambda \leq 175$ нм) – с коэффициентом $4,1 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и L_α -эмиссии при $\lambda \approx 121$ нм – с коэффициентом $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$.

Для процессов (8), (9) скорость фотодиссоциации в зависимости от высоты h можно определить следующим образом:

$$J_1^{\text{к.г}} = 3,2 \cdot 10^4 n_{\text{O}_2} (h)^{-0,7567} \text{ с}^{-1};$$

$$J_1^{\text{н.ш-р}} = 6,5 \cdot 10^6 n_{\text{O}_2} (h)^{-0,7567} \text{ с}^{-1}.$$

Тогда суммарная скорость фотодиссоциации составляет около $4,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, что несколько больше величины J_1 [8].

Таким образом, для расчета высотной зависимости атомов кислорода используется система линейных кинетических уравнений (7) для четырехкомпонентной смеси O , O_2 , O_3 и N_2 с учетом молекулярной и турбулентной диффузий.

Диффузионный поток Φ_i в правой части равенств (7) определяется аддитивно как сумма турбулентной ($\Phi_i^{\text{т}}$) и молекулярной ($\Phi_i^{\text{м}}$) составляющих [8]:

$$\Phi_i = \Phi_i^{\text{т}} + \Phi_i^{\text{м}} = -K_{\text{т}}(z) \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{H_{\text{ср}}} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] - \\ - \sum_j D_{ij} \left[\frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{n_j}{H_{\text{ср}}} + \frac{n_j}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right].$$

Турбулентная составляющая учитывает процессы переноса газа за счет перемешивания частиц атмосферного состава независимо от того, различаются или нет средние скорости молекул разных компонентов среды, и ее градиент, в пренебрежении производной второго порядка от температуры, определяется равенством

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Phi_i^T}{\partial z} &= -K_\tau(z) \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{cp}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{T^2} n_i \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \frac{n_i}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = \\ &= -K_\tau(z) \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{cp}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{T^2} n_i \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right],\end{aligned}\quad (10)$$

где $K_\tau(z)$ – коэффициент тепловой диффузии,

$$K_\tau(z) = \begin{cases} K_{\max} \exp[-S_1(z - z_{\max})^2], & z \geq z_{\max}; \\ (K_{\max} - K_0) \exp[-S_2(z - z_{\max})^2] + K_0 \exp[S_3(z - z_{\max})], & z < z_{\max}; \end{cases}$$

H_{cp} – средняя высота однородной атмосферы, определяющаяся по массе смеси составляющих атмосферы, $H_{cp} = kT/mg$.

Максимальное значение коэффициента $K_{\max} = 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, в соответствии с данными [13], достигается на высоте $z_{\max} \approx 100 \text{ км}$, где наблюдается максимум концентрации атомарного кислорода. Эмпирические константы K_0 , S_1 , S_2 и S_3 были приняты одинаковыми для различных атмосферных составляющих (O , O_2 , N , N_2 и NO) и равными соответственно $2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$; $0,05 \text{ км}^{-2}$; $0,05 \text{ км}^{-2}$ и $0,07 \text{ км}^{-1}$ [8, 13]. Если пренебречь вторыми производными атмосферных составляющих и градиентом температуры на больших высотах, то (10) упрощается:

$$\frac{\partial \Phi_i^T}{\partial z} = \begin{cases} -\left\{ 8 \cdot 10^2 \exp[-0,05(z - z_{\max})^2] + 2 \cdot 10^2 \exp[0,07(z - z_{\max})] \right\} \times \\ \times \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{cp}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial \ln T}{\partial z} - n_i \left(\frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)^2 \right], & z < z_{\max}; \\ -10^3 \exp[-0,05(z - z_{\max})^2] \times \\ \times \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{cp}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial \ln T}{\partial z} - n_i \left(\frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)^2 \right], & z \geq z_{\max}. \end{cases}$$

На рис. 1 представлено высотное распределение коэффициентов диффузии для указанных компонентов. Рассмотрим подробнее методы их расчета.

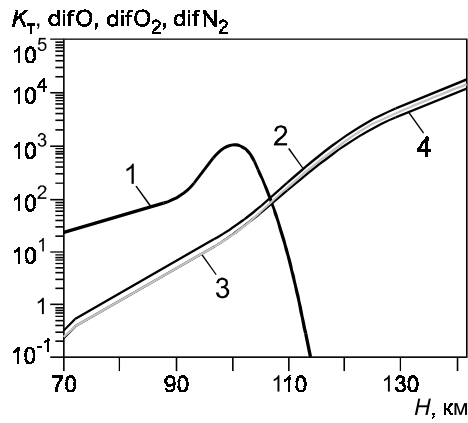


Рис. 1. Расчет высотного распределения коэффициентов диффузии четырехкомпонентной смеси. Коэффициент молекулярной диффузии определен по формуле Уилки:

1 – K_T ; 2 – difO; 3 – difN₂; 4 – difO₂

Молекулярная диффузия учитывается в том случае, когда градиент концентрации данного газа в смеси отличается от равновесного значения на высотах однородной атмосферы. Выражение для коэффициента молекулярной диффузии определяется аналогично выражению для коэффициента турбулентной диффузии:

$$\Phi_i^M = - \sum_j D_{ij} \left[\frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{n_j}{H_{cp}} + \frac{n_j}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right],$$

где D_{ij} – коэффициент молекулярной диффузии частиц i -й составляющей земной атмосферы, которые переносятся со средней скоростью молекул, отличной от скоростей частиц других составляющих (индекс « j » указывает на другие составляющие, с которыми происходит упругое (или неупругое) соударение частиц сорта « i »).

Для дифференциала $\partial \Phi_i^M / \partial z$ при пренебрежении градиентом температуры выше второго порядка получим следующее выражение, определяющее вклад молекулярной диффузии для высот более 100 км в общий диффузионный поток:

$$\frac{\partial \Phi_i^M}{\partial z} = - \sum_j D_{ij} \left[\frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{cp}} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial n_j}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{T^2} n_j \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right];$$

$$\frac{\partial \Phi_i}{\partial z} = \begin{cases} \frac{\partial \Phi_i^T}{\partial z} = - \left\{ 8 \cdot 10^2 \exp \left[0,05(z - z_{\max})^2 \right] + 2 \cdot 10^2 \exp \left[0,07(z - z_{\max})^2 \right] \right\} \times \\ \times \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{\text{cp}}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial \ln T}{\partial z} - n_i \left(\frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)^2 \right], z < z_{\max}; \\ \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_i^T}{\partial z} + \frac{\partial \Phi_i^M}{\partial z} = -10^3 \exp \left[-0,05(z - z_{\max})^2 \right] \times \\ \times \left[\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{\text{cp}}} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{\partial n_i}{\partial z} \frac{\partial \ln T}{\partial z} - n_i \left(\frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)^2 \right] - \\ - \sum_j D_{ij} \left[\frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2} + \frac{1}{H_{\text{cp}}} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{\partial n_j}{\partial z} \frac{\partial \ln T}{\partial z} - n_j \left(\frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)^2 \right], z \geq z_{\max}. \end{cases}$$

Коэффициенты молекулярной диффузии в многокомпонентной смеси (четырёхкомпонентной, состоящей из O, O₂, O₃ и N₂) рассчитывали численно по следующей схеме [14]:

Силловые постоянные σ и ϵ чистых газов (σ_{ij} – диаметр сталкивающихся молекул; ϵ_{ij} – глубина потенциальной ямы или максимальная потенциальная энергия межмолекулярного взаимодействия (притяжения), которое достигается на расстояниях около $2^{1/6}$ размера сталкивающихся молекул) определяли с помощью табличных значений для единого диапазона температур 180 – 450 К [15] (табл. 1) или аналитически.

Т а б л и ц а 1

Силловые функции чистых газов

Составляющая, молекулярная масса	σ , Å	ϵ/k , K
O, A ₁ = 16	3,05	106,7
O ₂ , A ₂ = 32	3,467	106,7
O ₃ , A ₃ = 48	3,617	106,7
N ₂ , A ₄ = 24	3,796	71,4

Вычисляли σ_{ij} и ϵ_{ij} : $\sigma_{ij} = (\sigma_i + \sigma_j)/2$, $\epsilon_{ij} = \sqrt{\epsilon_i \epsilon_j}$. Рассчитывали приведенные температуры $T_{ij}^* = kT/\epsilon_{ij}$, где k – постоянная Больцмана, для бинарных взаимодействий $M_i - M_j$.

Находили значения $\Omega_{ij}^{(1,1)*}(T_{ij}^*)$ интеграла столкновений i - и j -й частиц по приведенной температуре и молекулярной массе компонента

смеси $A = \left(\sum_{i=1}^{N_k} \frac{c_i}{A_i} \right)^{-1}$ ($c_i = \rho_i / \rho$ – массовая концентрация каждого компонента смеси с парциальной плотностью ρ_i).

С помощью выражения [14] уточняли значения функции

$$\Omega_{ij}^{(1,1)*}(T_{ij}^*) = 1,074 T_{ij}^{*-0,1604}.$$

В данном случае проводили табуляцию функции $\Omega_{ij}^{(1,1)*}(T_{ij}^*)$.

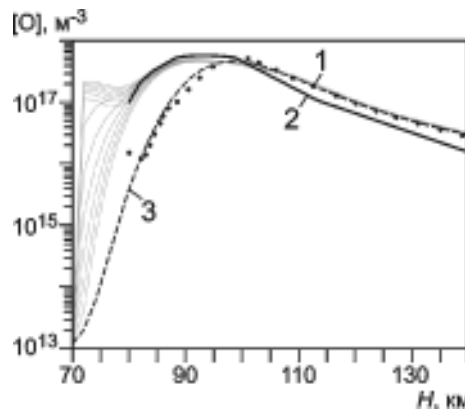
Рассчитывали коэффициенты диффузии в бинарной смеси

$$D_{ij} = \frac{0,002628 \sqrt{T^3 (A_i + A_j) / 2 A_i A_j}}{P \sigma_{ij}^2 [\Omega_{ij}^{(1,1)*}(T_{ij}^*)]}.$$

Вычисляли коэффициенты диффузии в многокомпонентной смеси D_{ij} с помощью формулы Уилки [15]

$$D_i = \left(\frac{1}{A} - \frac{c_i}{A_i} \right) / \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{N_k} \frac{c_k}{A_k D_{ki}}.$$

Представленные выражения, как и коэффициенты скорости химических процессов, аппроксимировали для диапазона температур



верхней мезосферы и нижней термосферы Земли в зависимости от различных гелиофизических условий. Для тестовых расчетов исходные данные высотного распределения составляющих атмосферы определяли с помощью модели MSIS и сопоставляли с результатами экспериментов [8].

Результаты расчетов высотного распределения компонентов смеси, проинтегрированные по различным временным интервалам, представлены на рис. 2. Расчет проводили итерационным методом, в котором производные концентрации

Рис. 2. Динамика высотного распределения атомарного кислорода:

1 – $Z_m = 100$ км; $K_m = 100$ м²/с;
2 – модель [8]; 3 – MSIS

суммарного потока и каждую составляющую рассчитывали с помощью следующих разностных схем:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial z}\right)_{I+1/2} = \frac{(n_i)_{I+1} - (n_i)_I}{(\Delta z)_{I+1/2}},$$

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial z}\right)_I = \frac{(F_i)_{I+1/2} - (F_i)_{I-1/2}}{(\Delta z)_I}.$$

Систему дифференциальных уравнений (7) заменяли разностными уравнениями типа $(n_i)_{I+1}^{j+1} = (n_i)_I^j + (G_i)_I^j \Delta t$, где множитель G_i определяет правую часть равенства (7). В расчетах введены ограничения на шаг Δt снизу максимальными значениями констант рекомбинации или фото-

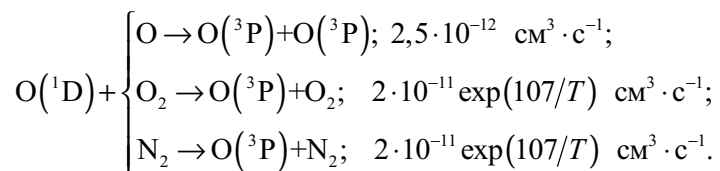
химической гибели $\Delta t \leq \frac{0,1}{\max\{L_i\}}$, сверху – максимумом диффузионного

потока смеси $\Delta t \leq \frac{0,1\Delta z^2}{(\max\{D_{ij}\} + K_\tau)}$.

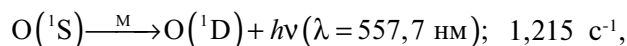
Уточнение модели оптико-физических явлений верхних слоев атмосферы дополнением ее малых нейтральных и зарядовых составляющих. Далее модель расчета динамики высотного распределения атомарного кислорода в атмосфере дополняли учетом метастабильных атомов.

Метастабильные атомы кислорода, образованные в рассмотренных ранее процессах, переходят в основное состояние в соответствии с энергетической схемой, представленной в [16].

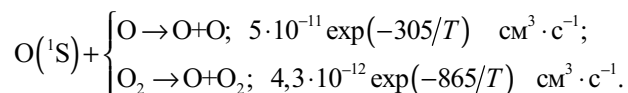
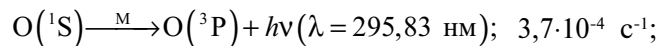
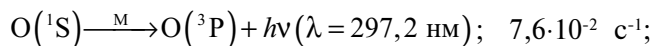
Тушение атомов $O(^1D)$ протекает физически и химически, например, безизлучательно в атмосфере кислородо- и азотосодержащих радикалов с константами скорости 10^{-10} см³/с, т.е. реакция идет мгновенно практически при каждом столкновении:



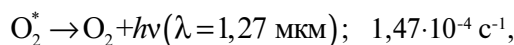
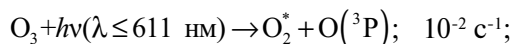
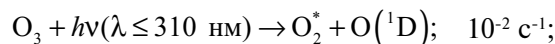
Электронная энергия возбужденного атома $O(^1S)$ равна 4,189 эВ по отношению к основному состоянию, время жизни – 0,71 с. Вероятность переходов в метастабильное состояние $O(^1D)$ на несколько порядков меньше по сравнению с переходом в основное. Поэтому излучательное тушение $O(^1S)$ наблюдается в видимой области спектра зеленым свечением («небулярная» эмиссия)



(диапазон высот атмосферы, где может наблюдаться рассматриваемое явление, соответствует области максимальной концентрации атомарного кислорода вблизи 100 км), а также в области ближнего УФ



Фотодиссоциация озона вносит вклад в инфракрасную атмосферную систему с образованием кислородных атомов в основном состоянии и безизлучательным тушением образованных метастабильных атомов кислорода по схеме

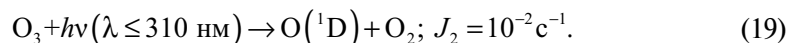
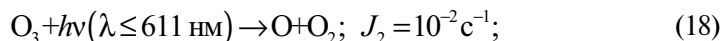
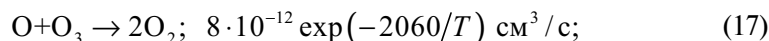
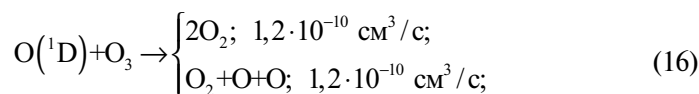
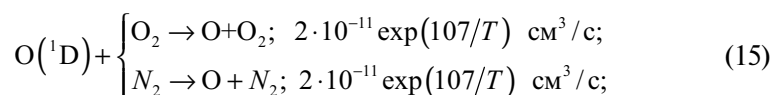
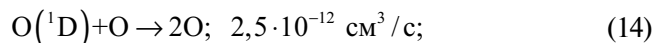
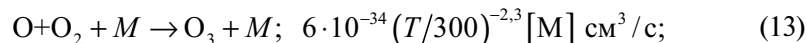
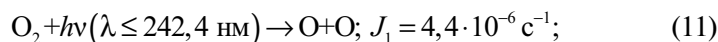


где O_2^* – метастабильное состояние молекулы кислорода с электронной энергией 0,977 эВ и средним временем жизни 64,6 мин.

Первый процесс проходит в полосах Хартли (200 – 320 нм) с квантовым выходом около единицы и зависит от внешних факторов, второй – в полосах Чаппуса (600 нм) с достаточно высокой вероятностью (квантовый выход 2) и Хаггинса (334 нм) при квантовом выходе 4. Интегральный коэффициент фотодиссоциации озона как в первом, так и во втором случае равен 0,01 с⁻¹.

Таким образом, при фотодиссоциации озона образуются метастабильные атомы $O(^1D)$ с достаточно большим временем жизни $\tau \approx 134$ с. Они активнее атомарного кислорода: если проанализиро-

вать скорости реакций с O и O(¹D), то процессы тушения O(¹D) предпочтительней. Кроме того, при фотодиссоциации O₂ также становится возможным образование O(¹D), что учитывает суммарный коэффициент $J_1 \approx 4,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Поэтому цикл (1) – (6) можно переписать в следующем виде:



Дополнительно к процессам (11) – (19) в модельных расчетах использовали гомогенные реакции при участии азотных составляющих N, NO, NO₂, NO₃, N₂O, водородных составляющих H, H₂, OH, H₂O, HO₂, H₂O₂ и окиси и двуокиси углерода, константы скорости которых взяты из [2, 5, 9 – 13].

На рис. 3 приведено уточнение теоретической модели добавлением малых составляющих свободной атмосферы Земли. Полученные высотные зависимости удовлетворительно согласуются с данными работ [8, 10]. Силовые константы для расчета коэффициентов диффузии в многокомпонентной смеси приведены в [17].

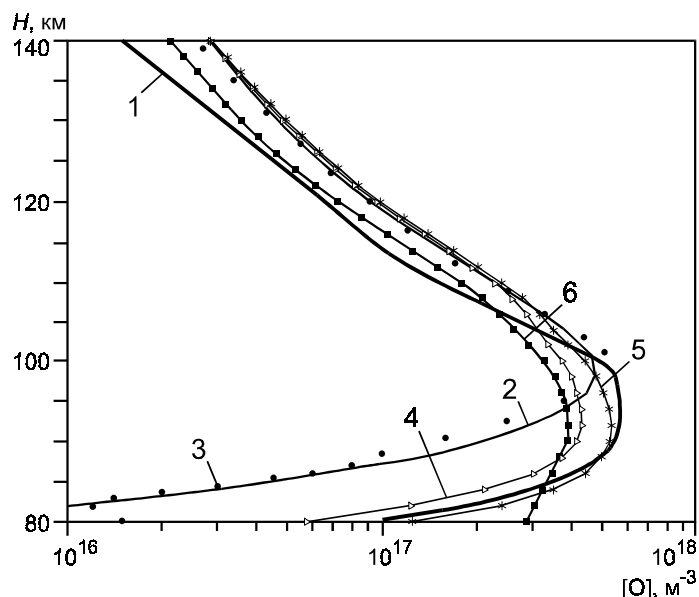


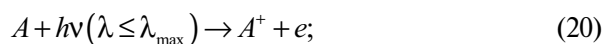
Рис. 3. Высотное распределение атомарного кислорода:

1 – модель [8]; 2 – MSIS; 3 – эксперимент DE; 4 – шесть реакций; четыре компонента O , O_2 , O_3 , N_2 , $Z_m = 100$ км; $K_m = 100$ м²/с; 5 – расчет (67 процессов, 19 компонентов); 6 – расчет (84 процесса, 23 компонента)

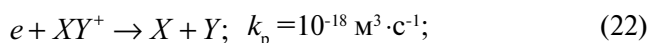
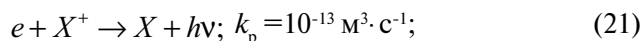
Поскольку одним из источников метастабильных атомов кислорода в свободной атмосфере Земли на высотах турбопаузы являются заряженные частицы, было проведено дополнение модели плазменно-химическими аэрономическими процессами, обуславливающими их увеличение.

Исходные данные – распределения n_e , N^+ , O^+ , NO^+ , H^+ , O_2^+ и He^+ в области высот 80 – 500 км для высокой солнечной активности (на 01.05.1991 $\bar{F}_{10,7}^{сут} = 16,7$; $\bar{F}_{10,7}^{3\text{ мес}} = 209,6$; $a_p = 27,4$) определяли по модели IRI.

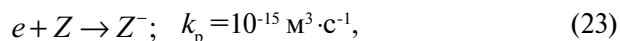
Зарядовые составляющие обуславливают следующие процессы: фотоионизацию излучением при длинах волн $\lambda \leq \lambda_{\max}$ с образованием положительных ионов и надтепловых электронов



радиативную и диссоциативную рекомбинации



прилипание



где X^+ – простой положительный ион; XY^+ – составной положительный ион; Z – какой-либо нейтрал, обладающий электронным сродством; k_p – скорость реакции.

Диссоциативная рекомбинация электронов с положительными ионами высвобождает дополнительную энергию и приводит к образованию возбужденных атомов, которые, находясь в метастабильном состоянии, высвечивают в видимом диапазоне: $O_2^+ + e \rightarrow O^*(^1S) + O^*(^1D) + 7 \text{ эВ}$.

В табл. 2 представлены гомогенные процессы (20) – (23).

Наиболее эффективными являются процессы с константой скорости $\geq 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$.

Следовательно, при учете зарядовой составляющей уравнение непрерывности запишется аналогично нейтральным компонентам свободной атмосферы (7), но при условии пренебрежения процессами амбиполярной диффузии, которые существенны для высот более 200 км: $\partial n_i / \partial t = Q_i - L_i n_i$.

Сопоставление полученных результатов высотной зависимости $n_o(h)$ с экспериментальными измерениями и теоретической моделью [8] также представлено на рис. 3. Добавление зарядовой составляющей привело к заметному снижению величины $n_o(h)$ в области $Z_{\max}$ и ее увеличению ниже верхней границы D -области.

Таким образом, с помощью представленной модели была рассчитана высотная зависимость метастабильного атома кислорода $O(^1S)$ (рис. 4), согласующаяся с экспериментом [18]. Отклонение рассчитанных значений концентрации $O(^1S)$ от экспериментальных данных, соответствующих спокойной атмосфере, можно объяснить тем, что на высотах до 90 км располагается вершина D -области ионосферы со сложным ионным составом. Поэтому на содержание $O(^1S)$ должны влиять другие зарядовые составляющие этой области, в первую очередь – тепловые электроны. Свыше 120 км – необходим учет N_2^+ , обуславливающих повышение концентрации O_2^+ , NO^+ и O^+ и, как следствие, атомов $O(^1S)$.

Гомогенные процессы при участии зарядовой составляющей на высотах верхней атмосферы Земли

Реакция	Константа скорости, см ³ /с
$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O + 1,10 \text{ эВ}$	$9,0 \cdot 10^{-10} T^{0,7}; 2,0 \cdot 10^{-11} (300/T)^{0,4}$
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N + 1,55 \text{ эВ}$	10^{-12}
$O^+ + NO \leftrightarrow NO^+ + O + 4,35 \text{ эВ}$	$2,3 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ + N \rightarrow NO + O^+$	$1,2 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ + NO \leftrightarrow NO^+ + O_2$	$(4,4 - 6,3) \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ + N_2 \leftrightarrow NO^+ + NO$	10^{-17}
$O_2^+ + e \rightarrow \begin{cases} O(^3P) + O(^1S) + 2,76 \text{ эВ}; \\ O(^3D) + O(^1S) + 7,88 \text{ эВ} \end{cases}$	$(1,6 - 2,2) \cdot 10^{-7} (300/T)^{1 \pm 0,45}$
$NO^+ + e \rightarrow N + O$	$(4,1 - 4,6) \cdot 10^{-7} (300/T)^{1,5 \pm 0,5}$
Фотоионизация	Скорость процесса $J_e, \text{с}^{-1}$
$NO + h\nu (\leq 134,2 \text{ нм}) \rightarrow NO^+ + e$	0,06
$O_2 + h\nu (\leq 102,8 \text{ нм}) \rightarrow O_2^+ + e$	0,06
$O + h\nu (\leq 91,2 \text{ нм}) \rightarrow O^+ + e$	0,06

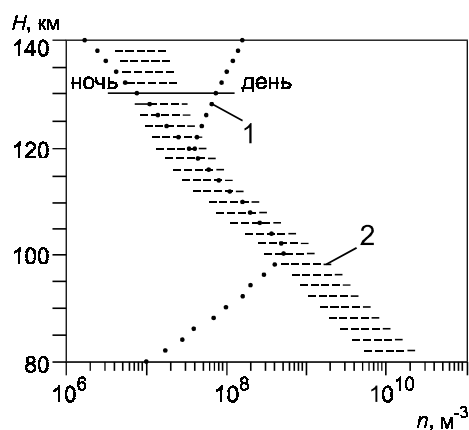


Рис. 4. Динамика концентрации метастабильных атомов кислорода $O(^1S)$ в свободной атмосфере:

1 – эксперимент; 2 – расчет (84 процесса; 23 компонента)

1. **Карабаджак Г. Ф. и др.** Наблюдение глобальных оптико-физических явлений в верхних слоях атмосферы при воздействии на них мощного радиоизлучения нагревного стенда // Космонавтика и ракетостроение. 2011. № 2(63). С.111 – 118.
2. **Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А.** Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
3. **Chapman S.** Absorption and ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere of a rotating Earth // Proc. Phys. Soc. London. 1931.V. 43. N 26. P. 483 – 501.
4. **Barth C. A., Hildebrandt A. F.** The 5577 Å airglow emission mechanism // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. N 3. P. 985 – 986.
5. **Окабе Х.** Фотохимия малых молекул. М.: Мир, 1981.
6. **Гарретт Г. Б., Чатджян А., Гэбриел С. Б.** Свечение над поверхностью КЛА и его влияние на работу бортовых систем // Аэрокосмическая техника. 1989. № 10. С. 64.
7. **Анфимов Н. А. и др.** Моделирование приповерхностного свечения и кинетики нейтральных и заряженных частиц при взаимодействии ионосферы Земли с поверхностью низкоорбитальных космических аппаратов // Диагностика плазмы. Справочные материалы: приложение к энциклопедии низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 2006.
8. **Власов М. Н., Давыдов В. Е., Лившиц А. И.** Анализ современных полуэмпирических моделей термосферы на основе теоретических расчетов и отдельных ракетных измерений атомарного кислорода // Космические исследования. 1981. Т. XIX. № 4. С. 638.
9. **Мак-Ивен М., Филлипс Л.** Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
10. **Атмосфера:** Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991.
11. **Кривоуцкий А. А. и др.** Изменения в озоносфере Земли, вызванные ионизацией высокоширотной атмосферы солнечными протонами в октябре 2003 года // Космические исследования. 2004. Т. 42. № 6. С. 653.
12. **Шефов Н. Н., Семенов А. И., Хомич В. Ю.** Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006.
13. **Shimazaki T.** Effective eddy diffusion coefficient and atmospheric composition in the lower thermosphere // J. Atmos. Terr. Phys. 1971. V. 33. N 9. P. 1383 – 1401.
14. **Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.** Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
15. **Лапин Ю. В., Стрелец М. Х.** Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. С. 18, 23.

16. Семенов А. И., Шефов Н. Н. Модель вертикального распределения концентрации атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 2005. Т. 45. № 6. С. 844 – 855.

17. Svehla R. A. Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures // Tech. rep. 1962. NASA TR R-132.

18. Власов М. Н. Ионосферные метастабильные частицы // Аэронавигация и динамика ионосферы: Вестник АН СССР. Научные обзоры и сообщения. 1973. № 7. С. 63 – 68.

Дата принятия: 20.04.2012 г.



УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ!

В статье П. В. Балабанова «Оценка погрешностей при измерении теплофизических характеристик на стадии регулярного режима первого рода», опубликованной в журнале «Метрология» № 6, 2012 г., по техническим причинам в формулах на стр. 32 – 34 были допущены ошибки – обрезаны окончания формул.

Формулы следует читать так:

$$\Omega = \sum_{j=1}^{i+1} \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial r_j} \Delta r_j \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial \lambda_{i+1}} \Delta \lambda_{i+1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial \lambda_{i-1}} \Delta \lambda_{i-1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial a_{i+1}} \Delta a_{i+1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial a_{i-1}} \Delta a_{i-1} \right)^2,$$

$$\left(\frac{\Delta B i_3}{B i_3} \right)_{\text{ск}} = \sqrt{0,25 \left(\Delta \epsilon_{31}^2 / \epsilon_{31}^2 \right)^2 + \frac{\epsilon_{31}^2}{0,25 \sin^2 \sqrt{\epsilon_{31}^2} \cos^2 \sqrt{\epsilon_{31}^2}} \left(\Delta \epsilon_{31}^2 / \epsilon_{31}^2 \right)^2}.$$

$$\left(\frac{\Delta \epsilon_1^2}{\epsilon_1^2} \right)_{\text{ск}} = \sqrt{\frac{1}{(\ln \Theta^* / \Theta^{**})^2} \left\{ \left(\frac{\Delta \Theta}{\Theta^*} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta}{\Theta^{**}} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\Delta r_n}{r_n} \right)^2 + \left(\frac{\Delta a_n}{a_n} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\tau^{**} - \tau^*} \right)^2}, \quad (9)$$

Приносим свои извинения.