

О ПРИРОДЕ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ  
И ОЗОННОГО СЛОЯ ЗЕМЛИ

УДК 551.510:551.576

Ю. А. Николаев, П. А. Фомин

*по автору прошёл*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева,  
630090 Новосибирск

*Теоретически установлено, что на высоте 120 км происходит самовоспламенение водорода, на высоте 165 ÷ 200 км он практически полностью выгорает, а еще выше из-за горения его концентрация падает пропорционально давлению. Поэтому водород не покидает атмосферу Земли. Образующийся при сгорании водорода водяной пар опускается вниз и на высоте ~ 85 км при определенных температурных условиях может превратиться в мельчайшие льдинки, количества которых достаточно для образования хорошо видимых в сумерках серебристых облаков. В том же процессе горения водорода образуется атомарный кислород, который, соединяясь с молекулярным кислородом, превращается в озон. Причем мощность этого источника озона пропорциональна концентрации водорода у поверхности Земли и может превосходить все остальные. Это обстоятельство заставит, по-видимому, по-новому взглянуть на причины возникновения озонного слоя и озонных «дыр». Энергия, выделяющаяся при горении водорода, достаточна для объяснения существования термосферы.*

В настоящее время проблемы сохранения водорода на Земле, природы серебристых облаков, формирования озонного слоя, источника нагрева воздуха в термосфере пытаются решать, привлекая световое и корпускулярное излучения Солнца как главные факторы [1-4]. Тем не менее удовлетворительного объяснения этих явлений так и не достигнуто.

В настоящей работе показано, что в основе всех перечисленных явлений лежит самовоспламенение водорода в термосфере. Лимитирующая реакция, определяющая скорость «цепного» развития процесса, никем ранее не учитывалась [1-7].

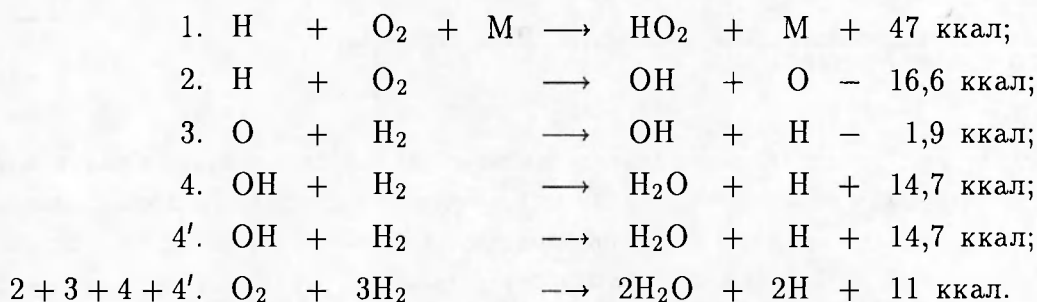
Пронумеруем границы областей описания процессов в атмосфере в порядке возрастания высоты: индексом 0 обозначим параметры на поверхности Земли; 1 — на высоте стока водяного пара; 2 — на условной высоте, связанной с интенсивностью гибели озона; 3 — на границе производства и гибели озона; 4 — на условной высоте, связанной с интенсивностью производства озона; 5 — на высоте мезопаузы; 6 — на высоте турбопаузы; 7 — на границе самовоспламенения водорода; 8 — на высоте, где максимальна концентрация атомарного водорода; 9 — на высоте полного выгорания молекулярного водорода; 10 — на высоте термопаузы. Параметры, описываемые в областях между границами  $i$  и  $j$ , обозначим двойным индексом  $i - j$ .

Введем обозначения:  $h$  — высота;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $T$  — температура;  $\mu$  — молекулярная масса воздуха;  $R$  — газовая постоянная;  $[C]$  — концентрация;  $r$  — мольная доля;  $K, E$  — кинетические константы;  $W$  — скорость реакции;  $D, D_T$  — коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии;  $\alpha$  — доля атомарного кислорода, диффундирующего из зоны цепной реакции;  $\Delta$  — эффективная толщина озонного слоя;

$c_p$  — теплоемкость;  $\nu_{ij}$  — стехиометрические коэффициенты.

### 1. СЕРЕБРИСТЫЕ ОБЛАКА

Рассмотрим систему реакций [8, 9]:



Реакция 4 записана здесь дважды (4 и 4') для получения суммарной реакции  $2 + 3 + 4 + 4'$ , сбалансированной по гидроксилу OH и атомарному кислороду.

Скорости реакций в областях интегрирования меняются на много порядков, поэтому для оценочного описания процесса будем описывать их приближенно.

Диффузионное равновесие для элемента  $C_i$  описывается уравнением

$$\frac{d}{dh} \left[ D \left( \frac{d[C_i]}{dh} + \frac{\mu_i g}{RT} [C_i] \right) \right] + \sum \nu_{ij} W_j = 0,$$

где  $\mu_i$  — молекулярная масса  $i$ -го элемента. Выражение в квадратных скобках, взятое с обратным знаком,  $J_{C_i}$  является потоком вещества  $C_i$ . Учитывая, что

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{\mu g}{RT} p,$$

и полагая  $D \simeq D_0 p_0 T / p T_0$ ,  $T \simeq \text{const}$ , при  $\mu_i \ll \mu$  получим

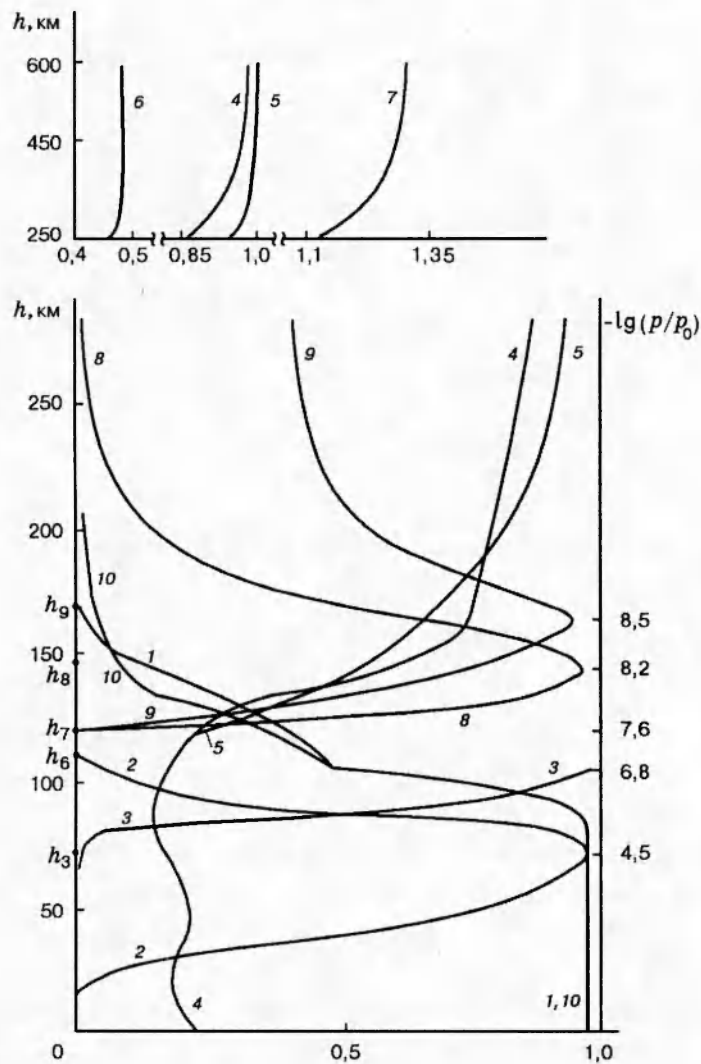
$$\frac{d^2[C_i]}{dp^2} + \frac{\sum \nu_{ij} W_j T_0 T}{D_0 p_0 (\mu g / RT)^2 p} = 0, \quad J_{C_i} = \frac{D \mu g p}{RT} \frac{d[C_i]}{dp}.$$

В турбулентной зоне  $D$  следует заменить на  $D_T \simeq \text{const}$ , а  $\mu_i$  на  $\mu$ . Независимо от соотношения  $\mu_i$  и  $\mu$  получим

$$\frac{d^2[C_i]}{dp^2} + \frac{\sum \nu_{ij} W_j}{D_T (\mu g / RT)^2 p^2} = 0, \quad J_{C_i} = \frac{D_T \mu g}{RT} \left( r \frac{d[C_i]}{dp} - [C_i] \right).$$

Реакция 2, по существу, единственная химическая реакция, в которой на больших высотах сгорает атомарный водород и производится атомарный кислород. В зависимости от соотношения ее скорости и скоростей других реакций она может носить либо лимитирующий характер, либо, что по оценкам из-за малости  $[\text{H}_2]$  более вероятно, обеспечивать быстрое, практически полное выгорание H, производимого в реакциях 3 и 4. Ниже будет показано, что оба механизма приводят к полному сгоранию H и  $\text{H}_2$  на больших высотах. Концентрация  $\text{H}_2$  на высоте турбопаузы и поток молекулярного водорода с поверхности Земли практически не зависят от механизма выгорания  $\text{H}_2$ , а относительная концентрация  $\text{H}_2$  на высоте турбопаузы с хорошей точностью в два раза меньше, чем на поверхности Земли.

Рассмотрим первый случай, когда реакция 2 является лимитирующей. Тогда реакции 2–4' могут обеспечить «цепной» механизм развития реакций. Критическим условием



*Рис. 1 ?*

Распределение температуры и концентраций компонентов в атмосфере:

1, 10 —  $([H_2]/[H_2]_0)/(p/p_0)$ ; 2 —  $[O_3]/[O_3]_3$ ; 3 —  $[O]/[O]_6$ ; 4 —  $T/1500$  [10, 11]; 5 — аппроксимация  $T/1500$  при  $h > h_7$ ; 6, 7 —  $T/1500$  ночью при малой и днем при большой солнечной активности соответственно [12]; 8 —  $[H]/[H]_8$ ; 9 —  $([H]/[H]_9)/(p/p_9)$ ; 1-3, 5, 8, 9 — для лимитирующей реакции 2, 10 — для лимитирующей реакции 3

«самовоспламенения» является равенство скоростей размножения активных центров посредством реакций 2-4' и их гибели в объеме посредством реакции 1 ( $W_1 = 2W_2$ ), а выше этой границы скорость суммарной реакции 2 + 3 + 4 + 4' приблизительно равна скорости реакции 2.

Здесь и далее используются стандартные зависимости температуры и давления от высоты [10-12] (рисунок, кривая 4). Скорости реакций описываются по Аррениусу:

$$W_1 = K_1 r_{O_2} \left(\frac{p}{RT}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \cdot [H], \quad W_2 = K_2 r_{O_2} \frac{p}{RT} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) \cdot [H].$$

*здесь нужно  
но; потому что...  
или что-либо  
еще; и максим,  
это*

Полагая  $K_1 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^6/(\text{моль}^2 \cdot \text{с})$ ,  $K_2 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с})$ ,  $E_1/R = 300 \text{ К}$ ,  $E_2/R = 7550 \text{ К}$  [8, 13], получим

$$p_7 = 2 \frac{K_2 RT}{K_1} \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{RT}\right) \simeq 2,5 \cdot 10^{-8} p_0, \quad h_7 \simeq 120 \text{ км.}$$

Ниже высоты  $h_7$  скорость гибели активных центров резко возрастает, поэтому эту границу можно считать стоком атомарного водорода:  $[H]_7 \simeq 0$ . Сверху область цепной реакции ограничена высотой  $h_9$ , где молекулярный водород практически весь выгорает:  $[H_2]_9 \simeq 0$ . Эта граница не является стоком, поэтому и поток должен быть равен нулю:  $(d[H_2]/dp)_9 = 0$ . Между указанными границами процесс можно описать приближенными уравнениями

$$\frac{d^2[H]}{dp^2} + \frac{2W_2 T_0 T}{D_0 p_0 (\mu g/R)^2 p} = 0, \quad \frac{d([H_2] + \frac{3}{2}[H])}{dp^2} = 0.$$

Выше уровня  $h_9$  молекулярный водород отсутствует и происходит догорание атомарного за счет реакции 2:

$$\frac{d^2[H]}{dp^2} - \frac{W_2 T_0 T}{D_0 p_0 (\mu g/R)^2 p} = 0.$$

Полагая, что молекулярного кислорода хватает для почти полного выгорания H, запишем:  $[H] \rightarrow 0$ ,  $J_H \rightarrow 0$  при  $p \rightarrow 0$ . На границе  $h_7$  должно выполняться равенство потоков  $J_H$ , а следовательно, и производных  $d[H]/dp$ .

Ниже высоты  $h_7$  концентрация активных центров резко падает, поэтому в оценочных расчетах можно полагать  $H_2$  нереагирующим и, следовательно,

$$d^2[H_2]/dp^2 = 0.$$

Здесь поток  $J_{H_2}$  постоянен, а вследствие различного описания процесса в областях молекулярной и турбулентной диффузий производные  $d[H_2]/dp$  терпят разрыв на границе гетеро- и гомосфер на высоте  $h_6 = 105 \text{ км}$  [1] ( $p_6 = 1,5 \cdot 10^{-7} p_0$ ), где коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузий сравниваются. Следовательно, на границе  $h_6$  требуется «сращивание» решений по концентрациям и потокам, в частности,  $d[H_2]/dp$  сверху равна  $d[H_2]/dp - [H_2]/p$  снизу.

На поверхности Земли положим  $[H_2]_0 = (r_{H_2})_0 p_0 / RT_0 \simeq 5 \cdot 10^{-7} p_0 / RT_0$  [10, 11].

Система линейных относительно  $[H]$  и  $[H_2]$  уравнений и граничных условий замкнута.

Аппроксимируем стандартную высотную зависимость температуры в термосфере ( $h > h_7$ ) формулой (см. рисунок, кривая 5):

$$T = \frac{T_{10}}{1 + (T_{10}/T_7 - 1)(p/p_7)},$$

где  $T_{10} \simeq 1500 \text{ К}$  — температура в термопаузе ( $h \simeq 300 \text{ км}$ ),  $T_7 = 332 \text{ К}$ . После подстановки последней формулы в уравнения получим

$$\frac{d^2[H]_{7-9}}{dp^2} + \frac{2[H]}{D_0 p_0 (\mu g)^2} r_{O_2} \exp\left\{-\frac{E_2}{RT_{10}} \left[1 + \left(\frac{T_{10}}{T_7} - 1\right) \frac{p}{p_7}\right]\right\} = 0;$$

$$\frac{d^2[H]_{9-\infty}}{dp^2} - \frac{[H]}{D_0 p_0 (\mu g)^2} r_{O_2} \exp\left\{-\frac{E_2}{RT_{10}} \left[1 + \left(\frac{T_{10}}{T_7} - 1\right) \frac{p}{p_7}\right]\right\} = 0.$$

Если бы коэффициенты при [H] были постоянными, то решениями этих уравнений были бы синусоида и убывающая экспонента. Зависимость этих коэффициентов от давления приводит лишь к искажению масштаба. Полагая  $r_{O_2} \simeq \text{const} = 0,2$ ,  $\mu \simeq \text{const} = 28,72$  г/моль, получим согласованные с граничными условиями аналитические решения [14, 15]:

$$[H]_{9-\infty} = [H]_9 \frac{iH_0^{(1)}(iz_\infty/\sqrt{2})J_0(iz/\sqrt{2}) - J_0(iz_\infty/\sqrt{2})iH_0^{(1)}(iz/\sqrt{2})}{iH_0^{(1)}(iz_\infty/\sqrt{2})J_0(iz_9/\sqrt{2}) - J_0(iz_\infty/\sqrt{2})iH_0^{(1)}(iz_9/\sqrt{2})};$$

$$[H]_{7-9} = [H]_9 \frac{N_0(z_7)J_0(z) - J_0(z_7)N_0(z)}{N_0(z_7)J_0(z_9) - J_0(z_7)N_0(z_9)};$$

$$[H]_{0-7} \equiv 0; \quad [H_2]_{9-\infty} \equiv 0; \quad [H_2]_{7-9} = [H]_9 \left( \frac{11p}{4p_9} - \frac{5}{4} \right) - \frac{3}{2} [H];$$

$$[H_2]_{6-7} = [H_2]_6 \frac{p - p_7}{p_6 - p_7} + [H_2]_7 \frac{p_6 - p}{p_6 - p_7}; \quad [H_2]_{0-6} = [H_2]_0 \frac{p - p_6}{p_0 - p_6} + [H_2]_6 \frac{p_0 - p}{p_0 - p_6}.$$

Здесь

$$z = z_7 \exp \left[ \frac{E_2}{2RT_{10}} \left( \frac{T_{10}}{T_7} - 1 \right) \left( 1 - \frac{p}{p_7} \right) \right];$$

это изотерма,

$$z_7 = \left[ \frac{8 R^3 T_0 T_{10}^2 p_7^2 K_2}{(1 - T_7/T_{10})^2 D_0 p_0 (E_2 \mu g)^2} r_{O_2} \exp \left( - \frac{E_2}{RT_7} \right) \right]^{1/2} \simeq 6,79 \cdot 10^{-4};$$

$$[H_2]_7 \simeq 0,42 \frac{p_7}{p_0} [H_2]_0; \quad z_9 \simeq 1,66; \quad p_9 \simeq 3,14 \cdot 10^{-9} p_0; \quad h_9 \simeq 165 \text{ км};$$

$$[H]_9 \simeq 0,16 \frac{p_9}{p_0} [H_2]_0; \quad z_8 \simeq 0,60; \quad p_8 \simeq 6 \cdot 10^{-9} p_0; \quad h_8 \simeq 145 \text{ км};$$

$$[H]_8 \simeq 0,14 \frac{p_8}{p_0} [H_2]_0; \quad z_\infty \simeq 5,04;$$

$$[H_2]_6 = \frac{[H_2]_0 p_6}{2p_0} \left/ \left( 1 - \frac{p_6/p_0 - \varepsilon p_7/p_6}{2(1 - \varepsilon p_7/p_6)} \right) \right. \simeq \frac{[H_2]_0 p_6}{2p_0};$$

$$\varepsilon = 1 - \left( \frac{[H_2]/p}{d[H_2]/dp} \right)_7 \simeq 0,13 \ll 1;$$

$i = \sqrt{-1}$ ,  $J_p$ ,  $N_p$ ,  $H_p^{(1)}$  — цилиндрические ( $Z_p$ ) функции (Бесселя, Неймана, Ганкеля), среди свойств которых отметим следующие:

$$\frac{d[xZ_1(x)]}{dx} = xZ_0(x); \quad \frac{dZ_0(x)}{dx} = -Z_1(x);$$

$$\text{при } 0 < x \ll 1 \quad iH_0^{(1)}(ix) \simeq \frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma x}, \quad H_1^{(1)}(ix) \simeq \frac{-2}{\pi x}, \quad J_0(ix) \simeq 1;$$

$$\text{при } x \rightarrow \infty \quad H_p^{(1)}(ix) \rightarrow 0,$$

где  $\ln \gamma \simeq 0,58$  — постоянная Эйлера. При этом

$$(J_{\text{H}_2})_0 = \frac{D_T \mu g}{RT_0} \left[ \frac{[\text{H}_2]_0 - [\text{H}_2]_6}{1 - p_6/p_0} - [\text{H}_2]_0 \right] =$$

$$= [\bar{\text{H}}_2]_0 \frac{D_T \mu g p_6}{2 RT_0 p_0} \left( 1 + \frac{p_6/p_0 + \varepsilon p_7/p_6}{2 - p_6/p_0 - \varepsilon p_7/p_6} \right) \simeq [\text{H}_2]_0 \frac{D_T \mu g p_6}{2 RT_0 p_0}.$$

Отметим, что вариация кинетических данных и температуры практически не влияет на поток. Его величину определяют в основном концентрация водорода у поверхности Земли и сам факт почти полного сгорания водорода, точнее, факт существования решения поставленной математической задачи.

Асимптотикой при  $p \rightarrow 0$  ( $z \rightarrow z_\infty$ ) для атомарного водорода является соотношение

$$[\bar{\text{H}}] \simeq [\text{H}]_9 \frac{H_0^{(1)}(iz_\infty/\sqrt{2})J_1(iz_\infty/\sqrt{2}) - J_0(iz_\infty/\sqrt{2})H_1^{(1)}(iz_\infty/\sqrt{2})}{iH_0^{(1)}(iz_\infty/\sqrt{2})J_0(iz_9/\sqrt{2}) - J_0(iz_\infty/\sqrt{2})iH_0^{(1)}(iz_9/\sqrt{2})} \times$$

$$\times z_\infty \frac{E_2}{2RT_{10}} \left( \frac{T_{10}}{T_7} - 1 \right) \frac{p}{\sqrt{2}p_7} \simeq 0,44 [\text{H}]_9 \frac{p}{p_9}.$$

Это значит, что благодаря выгоранию атомарного водорода (реакция 2) его концентрация убывает с высотой пропорционально давлению, т. е. гораздо быстрее, чем следовало бы из барометрической формулы, чем и объясняется сохранение водорода в атмосфере Земли.

Для такого вывода необходимо, чтобы молекулярного кислорода хватало для окисления атомарного водорода вплоть до экзосферы ( $h \simeq 1000$  км).

Из нашего решения следует

$$(r_{\text{H}})_{9-\infty} \simeq \text{const} \simeq (r_{\text{H}_2})_0.$$

Из барометрической формулы можно получить, что при  $h > h_6$

$$\frac{d \ln r_{\text{O}_2}}{dh} \simeq - \frac{(\mu_{\text{O}_2} - \mu)g}{RT_{10}}.$$

Полагая, что на основном пути интегрирования (а это экзобаза)  $\mu \simeq \text{const} = \mu_{\text{O}}$ , получим

$$h \simeq h_6 + \frac{RT_{10}}{(\mu_{\text{O}_2} - \mu_{\text{O}})g} \ln \frac{(r_{\text{O}_2})_6}{r_{\text{O}_2}}.$$

Тогда равенство концентраций H и O<sub>2</sub> будет достигнуто на высоте 930 км, что практически совпадает с границей экзосферы.

По-видимому, содержание водорода в атмосфере Земли ограничивается именно достаточностью кислорода для его сгорания: только «лишний» водород покидает Землю.

Количественные и качественные результаты слабо зависят от вариации температуры T<sub>10</sub> в термопаузе. Так, при T<sub>10</sub> = 1245 К получим

$$[\text{H}_2]_7 \simeq 0,44 \frac{p_7}{p_0} [\text{H}_2]_0, \quad z_9 \simeq 1,85, \quad p_9 \simeq 1,53 \cdot 10^{-9} p_0, \quad h_9 \simeq 195 \text{ км};$$

$$[\text{H}]_9 \simeq 0,24 \frac{p_9}{p_0} [\text{H}_2]_0, \quad z_8 \simeq 0,56, \quad p_8 \simeq 5 \cdot 10^{-9} p_0, \quad h_8 \simeq 150 \text{ км};$$

$$[\text{H}]_8 \simeq 0,15 \frac{p_8}{p_0} [\text{H}_2]_0, \quad z_\infty \simeq 3,05.$$

Рассмотрим второй механизм выгорания водорода, когда лимитирующими являются реакции 3 и 4, а производимый ими атомарный водород практически мгновенно сгорает

посредством реакции 2 ( $[H] \ll [H_2]$ ). Суммарная скорость реакций 3 и 4 больше скорости реакции 3, поэтому в качестве крайней оценки будем учитывать только реакцию 3. Тогда выше турбопаузы

$$\frac{d^2[H_2]}{dp^2} = [H_2] \frac{K_3 r_0 RT_0}{D_0 p_0 \mu^2 g^2} \exp\left(-\frac{E_3}{RT}\right),$$

где  $K_3 = 5,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^6 / (\text{моль}^2 \cdot \text{с})$ ,  $E_3/R = 4194 \text{ К}$  [16]. На данном этапе исследования нас не интересует природа источника атомарного кислорода: положим  $r_0 \simeq \text{const} = 0,2$ . Температуру по-прежнему будем описывать формулой

$$T = \frac{T_{10}}{1 + (T_{10}/T_* - 1)(p/p_*)},$$

где для увеличения точности выбраны значения  $T_* = 552 \text{ К}$ ,  $p_* = 1,19 \cdot 10^{-8} p_0$ . Описание распределения  $[H_2]$  ниже турбопаузы и сращивание решений при  $h = h_6$  будем производить так же, как и раньше.

Эта задача имеет аналитическое решение:

$$[H_2]_{6-\infty} = [H_2]_6 \frac{iH_0^{(1)}(iz_\infty)J_0(iz) - J_0(iz_\infty)iH_0^{(1)}(iz)}{iH_0^{(1)}(iz_\infty)J_0(iz_6) - J_0(iz_\infty)iH_0^{(1)}(iz_6)},$$

где  $z = z_\infty \exp\left[-\frac{E_3}{2RT_{10}}\left(\frac{T_{10}}{T_*} - 1\right)\frac{p}{p_*}\right]$ ,  $z_6 = 3,32 \cdot 10^{-13}$ ,

$$z_\infty = \left[\frac{4R^3 T_0 T_{10}^2 p_*^2 K_3}{(1 - T_*/T_{10})^2 D_0 p_0 (E_3 \mu g)^2} r_0 \exp\left(-\frac{E_2}{RT_{10}}\right)\right]^{1/2} \simeq 5,9.$$

*drain*

Наиболее важным является то, что значение  $[H_2]_6 \simeq 0,5 [H_2]_0 p_6/p_0$ , а следовательно, и решение ниже турбопаузы и поток водорода с поверхности Земли с высокой точностью остались прежними.

Выше 200 км в термобаузе ( $T \simeq \text{const}$ ) концентрация  $H_2$  убывает пропорционально давлению (как гиперболический синус со стремящимся к нулю аргументом). Следовательно, как и ранее, горение водорода предотвращает его утечку из атмосферы.

Поток водорода с поверхности Земли возвращается назад в составе продуктов горения, в основном в виде водяного пара:  $J_{H_2} \simeq -J_{H_2O}$ . Для существования стационарного распределения в нижних слоях атмосферы должен быть сток пара. Такой сток посредством конденсации наиболее вероятен в тропопаузе на высоте  $h_1 \simeq 10 \div 15 \text{ км}$  ( $p_1 \simeq 0,2 p_0$ ), где наблюдаются перистые облака. Именно потому, что это сток, концентрация пара  $[H_2O]_1$  равна насыщающей. Полагая, что при  $h_1 < h < h_6$  поток пара постоянен, получим

$$\frac{d^2[H_2O]}{dp^2} = 0; \quad [H_2O] = [H_2O]_6 \frac{p_1 - p}{p_1 - p_6} + [H_2O]_1 \frac{p - p_6}{p_1 - p_6};$$

$$[H_2O]_6 \simeq 0,5 [H_2O]_0 \frac{p_6}{p_0} + [H_2O]_1 \frac{p_6}{p_1}.$$

В мезобаузе на высоте  $h_5 = 85 \text{ км}$  ( $p_5 = 5 \cdot 10^{-6} p_0$ ), где наблюдаются серебристые облака,

$$[H_2O]_5 \simeq 0,5 [H_2O]_0 \frac{p_6}{p_0} + [H_2O]_1 \frac{p_5}{p_1} > [H_2O]_1 \frac{p_5}{p_1} \simeq 2 \cdot 10^{-5} [H_2O]_1.$$

Давление насыщающих паров уменьшается приблизительно на порядок при понижении температуры на каждые 13 К [11]. На высоте  $h_1$  пары насыщающие, следовательно,



на высоте  $h_5$  они также будут насыщающими при  $T_5 < T_1 - 60 \text{ K} \simeq 155 \text{ K}$ , что на 30 K ниже табличной величины (185 K) [11]. Следовательно, при флуктуациях температуры возможна сублимация водяного пара. Концентрация насыщающего пара  $[\text{H}_2\text{O}]_5$  при  $T_5 = 155 \text{ K}$  составляет  $2 \cdot 10^{-14}$  моль/см<sup>3</sup> ( $r \simeq 0,6 \cdot 10^{-4}$ ). Для оценки сверху предположим, что произойдет сублимация всего пара в мезопаузе, протяженность  $L$  которой по высоте приблизительно равна 10 км, с образованием кристаллов льда размером  $\lambda \simeq 1$  мкм, способных отражать видимую часть спектра излучения Солнца. Тогда удельная отражающая часть поверхности серебристых облаков составит величину

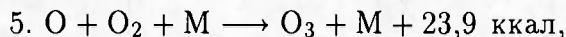
$$\eta \simeq [\text{H}_2\text{O}]_5 \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}} L}{\rho_{\text{ice}} \lambda} \simeq 4 \cdot 10^{-3},$$

где  $\rho_{\text{ice}}$  — плотность льда. Яркость Луны составляет  $1,5 \cdot 10^{-6}$  яркости Солнца [11], следовательно, при подходящем дисперсном составе серебристых облаков их яркость могла бы превосходить яркость Луны.

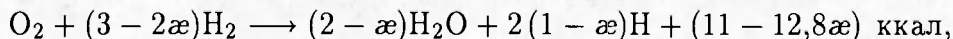
Таким образом, серебристые облака появляются как следствие процесса горения водорода в верхних слоях атмосферы, порождающего поток водяного пара сверху вниз.

## 2. ОЗОННЫЙ СЛОЙ

Одним из продуктов реакции является атомарный кислород, который, диффундируя вниз и вступая в реакцию



является источником озона. Если доля утечки равна  $\alpha < 1$ , то суммарная реакция трансформируется:



что эквивалентно замедлению реакции и уменьшению ее теплового эффекта. На поток водорода с поверхности Земли это почти не влияет. Тогда при отсутствии других источников атомарного кислорода

$$(J_{\text{O}})_7 = -\frac{\alpha}{3 - 2\alpha} (J_{\text{H}_2})_0.$$

В области турбулентной диффузии процесс описывается уравнением

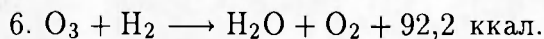
$$\frac{d^2[\text{O}]}{dp^2} - \frac{[\text{O}]}{p_4^2} = 0,$$

где  $p_4 = \mu g (D_T / K_5 r_{\text{O}_2})^{1/2} \simeq 3,7 \cdot 10^{-6} p_0$ ;  $K_5 = 6 \cdot 10^{13} \exp(300/T) \text{ см}^6 / (\text{моль}^2 \cdot \text{с})$  [8, 13].

Поскольку  $p_4 \ll p_0$ , в качестве приближенного граничного условия примем  $[\text{O}] \rightarrow 0$  при  $p \rightarrow \infty$ . Тогда решением является

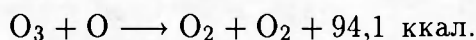
$$[\text{O}] = [\text{O}]_6 \exp \frac{p_6 - p}{p_4}.$$

Стоком для озона может служить реакция





Мы не располагаем кинетическими данными для этой реакции, поэтому для оценок примем  $K_6 = 3 \cdot 10^{13} \exp(-3000/T) \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с})$ , как у близкой по характеру и тепловому эффекту реакции



На некоторой высоте  $h_3$  вследствие уменьшения  $[\text{O}]$  скорости реакций 5 и 6 сравниваются, при этом

$$p_3 = \frac{K_6[\text{H}_2]}{K_5[\text{O}_2]} \frac{[\text{O}_3]_3}{[\text{O}]_3} RT.$$

Скорости реакций очень резко меняются с высотой, поэтому при  $h > h_3$  можно пренебречь реакцией 6, а при  $h < h_3$  — реакцией 5. В частности, при  $h > h_3$

$$\frac{d^2([\text{O}] + [\text{O}_3])}{dp^2} = 0.$$

Полагая  $[\text{O}_3]_6 \ll [\text{O}]_6$ , получим

$$[\text{O}_3] = ([\text{O}_3]_3 + [\text{O}]_3 - [\text{O}]_6) \frac{p - p_0}{p_3 - p_6} + [\text{O}]_6 - [\text{O}].$$

При  $h < h_3$

$$\frac{d^2[\text{O}_3]}{dp^2} - \frac{[\text{O}_3]}{p_2 p} = 0,$$

где  $p_2 = D_T(\mu g)^2/RTK_6\tau_{\text{H}_2} \simeq 0,007p_0$ . Так как  $p_2 \ll p_0$ , примем

$$[\text{O}_3] \rightarrow 0, \quad \frac{d[\text{O}_3]}{dp} \rightarrow \bar{u} \quad \text{при} \quad p \rightarrow \infty.$$

Тогда решением является

$$[\text{O}_3] = [\text{O}_3]_3 \frac{H_1^{(1)}[2i\sqrt{p/p_2}]}{H_1^{(1)}[2i\sqrt{p_3/p_2}]} \sqrt{\frac{p}{p_3}}.$$

Численный анализ показывает, что  $p_6 \ll p_4 \ll p_3 \ll p_2$ , следовательно, модули аргументов цилиндрических функций и  $[\text{O}_3]_3/[\text{O}]_6$  на границе  $h_3$  много меньше единицы. Это позволяет получить результаты в аналитическом виде.

Приравняем на высоте  $h_3$  потоки озона сверху и снизу:

$$\frac{[\text{O}_3]_3 + [\text{O}]_3 - [\text{O}]_6}{p_3 - p_6} + \frac{[\text{O}]_6}{p_4} \simeq -\frac{[\text{O}_3]_3}{p_2} \ln \frac{p_2}{p_3 \gamma^2}. \quad ?$$

Пренебрегая величиной  $[\text{O}]_3 = [\text{O}]_6 \exp[(p_6 - p_3)/p_4]$ , найдем  $[\text{O}_3]_3$  и, отбрасывая малые величины, получим  $[\text{O}_3]_3 \simeq [\text{O}]_6$ . Тогда

$$[\text{O}_3]_{3-6} \simeq [\text{O}]_6 \left(1 - \exp \frac{p_6 - p}{p_4}\right).$$

Из определения  $p_3$  получим трансцендентное уравнение:

$$\frac{p_3}{p_4} \exp\left(-\frac{p_3}{p_4}\right) \sim \frac{K_6[\text{H}_2]RT_3}{K_5[\text{O}_2]} \simeq 10^{-3}.$$

Его решением является  $p_3/p_4 \simeq 9$ , причем это значение слабо зависит от вариации кинетических констант или температуры. Давлению  $p_3 = 9p_4 = 3,3 \cdot 10^{-5} p_0$  соответствует высота  $h_3 \simeq 70$  км. Видно, что действительно выполняются неравенства  $p_4 \ll p_3 \ll p_2$ .

Из соотношения потоков молекулярного водорода и атомарного кислорода, пренебрегая незначительным изменением последнего между границами  $h_6$  и  $h_7$ , получим

$$[\text{O}_3]_3 \simeq [\text{O}]_6 \simeq \frac{\alpha}{3 - 2\alpha} [\text{H}_2]_0/2.$$

В этих расчетах мы не учитывали баланса относительных концентраций, поэтому если расчетная величина  $[r_{\text{O}}]_6 = [\text{O}]_6 RT_6/p_6$  близка к единице, то в качестве результата следует полагать, что  $[r_{\text{O}}]_6$  по порядку величины сравнима с относительными концентрациями основных компонентов воздуха.

Определим эффективную толщину озонного слоя  $\Delta$ , если весь озон собрать у поверхности Земли:

$$\Delta = \int [\text{O}_3] dh / \frac{\rho_0}{\mu} = \int [\text{O}_3] \frac{dh}{dp} dp \cdot \frac{\mu}{\rho_0} \simeq [\text{O}_3]_3 \frac{RT_0}{\rho_0 g} \ln \frac{p_2}{\gamma p_4}.$$

Следовательно,

$$\Delta = \frac{\alpha}{3 - 2\alpha} (r_{\text{H}_2})_0 \frac{r_0}{2\rho_0 g} \ln \frac{p_2}{\gamma p_4} \simeq \frac{\alpha}{3 - 2\alpha} 13,8 \text{ мм.}$$

Поскольку  $\Delta$  зависит от  $p_2$  и  $p_4$  логарифмически, то вариация скоростей реакций 5 и 6 даже на два порядка мало повлияет на результат.

Для согласования с реальной величиной  $\Delta \simeq 3$  мм [3, 4, 12] достаточно положить  $\alpha = 0,45$ .

Таким образом, мощность озонного слоя тесно связана с процессом горения водорода в термосфере и пропорциональна содержанию молекулярного водорода в нижних слоях атмосферы. Это, по-видимому, позволит по-новому взглянуть на причины возникновения озонных «дыр».

Отметим, что образующийся в реакции 6 водяной пар увеличивает вероятность возникновения перламутровых облаков.

Оценим величину градиента температуры, который может быть вызван тепловым эффектом цепной реакции. При сгорании  $3 - 2\alpha$  молей  $\text{H}_2$  выделяется тепло  $(1 - 1,16\alpha) Q$ , где  $Q = 11$  ккал. Следовательно, тепловой поток  $q$ , вызванный цепной реакцией, составляет величину

$$\frac{1 - 1,16\alpha}{3 - 2\alpha} Q (J_{\text{H}_2})_0.$$

Сток тепла обеспечивается теплопроводностью:  $q = -(D_7 \mu / \rho c_p) (dT/dh)_7$ . Отсюда, полагая  $c_p = 2,5 R$ , получим

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_7 = \frac{1 - 1,16\alpha}{3 - 2\alpha} \frac{\rho_0 g Q}{5 p_6 R} (r_{\text{H}_2})_0 \simeq \frac{1 - 1,16\alpha}{3 - 2\alpha} 230 \text{ К/км.}$$

Для согласования с реальной величиной, равной  $\mu g (1 - T_7/T_{10})/R \simeq 32$  К/км, достаточно положить  $\alpha = 0,66$ .

Если предположить, что поток атомарного кислорода из области цепной реакции составляет половину максимально возможного ( $\alpha = 0,5$ ), то  $\Delta \simeq 3,45$  мм,  $(dT/dh)_7 \simeq 48$  К/км, что отличается от реальных величин менее чем в 1,5 раза.

Полученные решения представлены на рисунке. Видно, что центр масс озонного слоя находится выше, чем в реальности ( $20 \div 30$  км) [3, 4]. Вариация кинетических констант эквивалентна изменению величин  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$ . Это приведет к смещению центра масс, но, как следует из нашего решения, не повлияет на величину максимума концентрации озона и слабо повлияет на величину  $\Delta$ , характеризующую мощность озонного слоя.

Фотохимические реакции вызывают прежде всего разложение озона, что эквивалентно замедлению реакции 5 или повышению  $p_3$  и  $p_4$ . Это вызовет снижение и сужение слоя озона, но почти не повлияет на его мощность.

Для получения более точных результатов необходимо численное решение системы уравнений.

Таким образом, горением водорода можно объяснить природу серебристых облаков, сохранение водорода в атмосфере, мощность озонного слоя Земли и существование термосферы.

Первый параграф статьи написан Ю. А. Николаевым и П. А. Фоминым, второй — Ю. А. Николаевым.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
2. Бронштэн Н. И., Гришин Н. И. Серебристые облака. М.: Наука, 1970.
3. Кузнецов Г. И., Хргиан А. Х. Проблемы наблюдений и исследований атмосферного озона. М.: Изд-во МГУ, 1982.
4. Александров Э. Л., Израэль Ю. А., Кароль И. Л., Хргиан А. Х. Озонный щит Земли и его изменения. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. *См. статью*
5. Николе М. Аэрономия. М.: Мир, 1964.
6. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
7. Кошелев В. В., Климов Н. Н., Сутырин Н. А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. М.: Наука, 1983.
8. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2 / Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
10. Справочник по геофизике. М.: Наука, 1965.
11. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
12. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М.: Изд-во МГУ, 1986.
13. Кондратьев В. Н. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970.
14. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Физматгиз, 1961.
15. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. М.: Физматгиз, 1959.

Поступила в редакцию 21/1 1997 г.,  
в окончательном варианте — 14/V 1997 г.

*aerophysic*