

is not characterised with seasonal variation (fig. 2б) and the one shown in fig. 2а is due to variation of the earth's shadow height. 2. H_{α} emission in different directions is independent upon the ecliptical latitude and elongation (the angular distance of the observational point from the Sun).

On the basis of fig. 3, 4, 5 and table 3 one can conclude that the distribution of neutral Hydrogen in the upper layers of the atmosphere and geo-korona is sphere-symmetrical as a first approximation.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Purcell I. D. and Tousey R. Space Research, 1, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960.
2. Kupperian I. E., Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H., Far Ultra-violet Radiation in the Night Sky. Planet. Space Sci. 1959, 1, № 1.
3. Shklovsky I. S., On the Hydrogen Emission in the Night Sky. Planet. Space Sci. 1959, 1, № 1, 7.
4. Прокудина В. С. О наблюдении линии 6563Å в спектре ночного неба. Сб. статей «Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба», Л.-М., 1959, 1, 43.
5. Фишкова Л. М., Маркова Г. В. О линии H_{α} в спектре свечения ночного неба. Астрон. журн. 1958, 196.
6. Ганиуллина Р. Х., Карагина З. В. Исследование спектра ночного неба в области длин волн 6200—6600Å. Изв. Астрофиз. инст. АН Казах. ССР, 1960, 10.
7. Kvist G. Auroral and nightglow observations at As. Norway. Journ. Atm. and Ter. Phys. 1959, 16, № 3—4, 252.
8. Щеглов П. В. О концентрации излучения ночного неба в линии H_{α} и эклиптике и о лучевых скоростях этой линии. Астрон. ж. 1964, 41, 371.
9. Фишкова Л. М. Вариации интенсивности и пространственное распределение эмиссии λ 6562 НІ свечения ночного неба. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. 1962, 29, 77.
10. Фишкова Л. М., Марцваладзе Н. М. О вариациях эмиссии H_{α} и распределение водорода в верхней атмосфере и геокороне. Сб. статей «Полярные сияния и свечение ночного неба», серия МГГ., АН ССР, 1967, 13, 35—40.
11. Фишкова Л. М., Марцваладзе Н. М. Распределение водорода в верхней атмосфере Земли по наблюдениям эмиссии НІ 6563 в спектре свечения ночного неба. Геомагнетизм и аэрономия 1967, 7, № 6, 1021—1025.
12. Фишкова Л. М. Вращательная температура гидроксильного излучения верхней атмосферы. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. 1962, 29.
13. Фишкова Л. М., Маркова Г. В. Некоторые результаты электрофотометрических наблюдений эмиссии OI, Na, OH и непрерывного фона в свечении ночного неба. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. 1959, 24, 161.
14. Фесенков В. Г. Метеорная материя в межпланетном пространстве. М. АН ССР, 1947.
15. Thomas G. E. Lyman- α Scattering in the Earth's Hydrogen Geocorona. J. Geoph. Research, 1963, 68, № 9, 2639—2660.
16. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы, М., 1963, 450.

ВЛИЯНИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ

И. А. ХВОСТИКОВ

1. Особенности теплового режима мезосфера. Среди существенных вопросов физики верхней атмосферы Земли особое внимание исследователей привлекает проблема теплового режима атмосферы в области мезопаузы, особенно в умеренных широтах (50—70° с. ш.). Измерения температуры при помощи ракет на высотах 50—90 км показали, что уровень ~ 67 км является как бы переходным: выше этого слоя сезонный ход температуры является необычным, зимой там воздух теплее, чем летом [1]. Например, по измерениям на ракетных полигонах США, расположенных на разных широтах (рис. 1, где представлены типичные профили температуры), температура воздуха в мезопаузе на широте 59° с. ш. (Форт Черчилль) зимой достигает (в среднем) 245°K, а летом падает до 165°K.

Известно, что в разных областях атмосферы Земли — тропосфере, стратосфере, озонасфере и т. д. — тепловой режим регулируется различными процессами (речь идет о процессах, наиболее характерных для данной области). Можно предполагать, что на уровне ~ 67 км происходит коренное изменение характера процессов, оказывающих значительное влияние на тепловой режим. Ниже указанного уровня особая роль, несомненно, принадлежит озону: нагреванию воздуха в результате поглощения озоном ультрафиолетовой радиации Солнца [2]. Значительно труднее ответить на вопрос об основных процессах, контролирующих тепловой режим выше 65—70 км.

Нельзя сказать, чтобы этот вопрос оставался вне поля зрения исследователей. Наоборот, очень много работ, особенно за последние го-

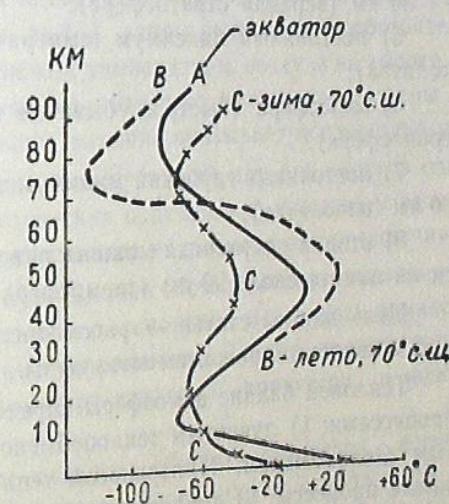


Рис. 1

ды, посвящается проблеме теплового режима мезосфера и нижней термосферы [1—12, 14—19], некоторые авторы даже довольно оптимистически оценивают полученные ими в этом направлении результаты [17]. И нельзя не согласиться, что некоторые новые идеи, высказанные в связи с рассматриваемой проблемой [6, 11, 17, 19], а также обстоятельные вычисления, связанные с анализом тонких физических эффектов [3, 7—9], действительно, значительно углубляют наши представления о механизмах формирования теплового режима верхней атмосферы Земли. Однако в целом эта проблема еще далека от своего полного разрешения.

Земную атмосферу, рассматриваемую с точки зрения ее вертикального температурного профиля, можно разделить на следующие 8 областей:

- 1) тропосфера (быстрое, в среднем, убывание температуры с высотой);
- 2) тропопауза (температурный минимум над тропосферой);
- 3) нижние слои стратосферы (изотермия или слабо выраженная инверсия температуры);
- 4) первая постоянная мощная инверсия температуры на высоте 30—50 км (верхняя стратосфера);
- 5) постоянный максимум температуры на высоте 50—55 км (стратопауза);
- 6) мезосфера (быстрое убывание температуры с высотой — как в тропосфере);
- 7) постоянный глубокий минимум температуры на высоте примерно 80 км (мезопауза);
- 8) вторая постоянная мощная инверсия температуры, начинающаяся на высоте около 90 км (термосфера).

Цель данной статьи — рассмотрение некоторых вопросов, связанных с тепловым режимом мезопаузы.

Тепловой баланс атмосферы определяется в основном следующими процессами: 1) лучистым теплообменом; 2) конвекцией; 3) турбулентным теплообменом; 4) переносом тепла, сопровождающим циркуляционные процессы; 5) теплопроводностью.

В высоких слоях атмосферы главная роль переходит к нагреванию в результате поглощения ультрафиолетовой радиации Солнца и к теплообмену через теплопроводность.

Поглощение сосредоточено в следующих областях спектра (в скобках указаны значения высоты h_p того слоя, в котором преимущественно происходит поглощение):

- a) 3000—2000 A° (10—50 км) — сильное поглощение молекулами озона O_3 ;
- b) 2000—1750 A° (h_p очень быстро изменяется с длиной волны λ);
- c) 1750—1350 A° (90—110 км) — сильное поглощение в континууме Шумана-Рунге (молекула O_2);

- d) 1350—1200 A° (80—90 км, но в «окнах» поглощения — до 75 км) — «хвост» континуума Шумана-Рунге, слабый континуум O_2 , очень слабые полосы поглощения O_2 ; в этой области есть 5 «окон», в одно из них проходит радиация $L_{\gamma-\alpha}$ (наиболее интенсивное излучение в этой части спектра Солнца), проникающая в область D ионосферы (70—30, 65—80 км);
- e) 1200—1050 A° (100 км) — слабый континуум и полосы O_2 ;
- f) 1050—920 A° (100 км) — полосы и континуум поглощения O_2 и N_2 ;
- g) 920—200 A° (125—150 км) — континуум ионизирующего поглощения молекул и атомов N_2 , N и O .

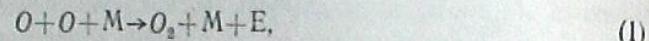
Из приведенного схематического перечня видно, что поглощение ультрафиолетовой радиации и связанное с ним нагревание стратосферы и высоких слоев атмосферы сосредоточено главным образом в двух разных областях, в которых и располагаются мощные постоянные инверсии температуры: область озоносферы (первая инверсия, поглощение в участке 3000—2000 A° , озон) и область около 100 км и выше $\lambda < 1750 \text{ A}^\circ$, диссоциация и ионизация молекул и атомов (O_2 , N_2 , N , O). Таким образом, слой атмосферы, заключенный между высотами 65—95 км, относительно весьма прозрачен: через него почти свободно проходит солнечная радиация любой длины волны. Это обстоятельство составляет одну из причин низкой температуры воздуха на высоте 80 км.

Поскольку на формирование теплового режима атмосферы Земли на высотах 70—90 км большое влияние оказывает поглощение ультрафиолетовой радиации Солнца молекулами O_2 и O_3 , то следует отметить следующий результат теоретических подсчетов: в указанном слое обычно существует уровень, где суммарное нагревание от поглощения молекулами O_2 и O_3 имеет минимум. Данное обстоятельство, несомненно, нужно учитывать при объяснении возникновения мезопаузы, однако этим, как мы увидим ниже, вопрос не решается. Теория должна соответствовать особо сложному характеру тепловых процессов в мезосфере, мезопаузе и термосфере.

Принципиально важное отличие общего характера физических процессов в мезосфере от характера процессов в стратосфере и тропосфере состоит в том, что для мезосферы характерна тесная связьphotoхимических, радиационных и динамических процессов друг с другом. Атмосферные движения глобального масштаба в большой степени определяются характером радиационного разогрева атмосферы Земли на разных широтах. Но движения, в свою очередь, оказывают влияние на тепловой режим не только тем, что они сопровождаются изменениями температуры, а следовательно и инфракрасного излучения атмосферы, но и тем, что (в верхней атмосфере Земли) они сопровождаются изменениями концентрации photoхимически активных газов. Сложность тепловых процессов в мезосфере определяется взаимосвязанным влиянием радиационных, photoхимических и динамических факторов на тепловой режим. Если в расчетах теплового режима мезопаузы не учты-

вать динамических процессов, то вычисление температуры, отвечающее лучистому равновесию, как показал Леви (он вычислял «фотохимическое-радиационное» равновесие для случая, когда в химических реакциях участвуют O , O_2 и O_3 , а лучистый баланс определяется поглощением солнечной радиации молекулами O_2 и O_3 и испусканием инфракрасной радиации молекулами CO_2 и O_3), дает слишком большие значения температуры и неправильный сезонный ход [18]: для зимней мезопаузы получается температура 150–190°К, а для летней 240–250°К; неправильной получается и широтная зависимость температуры верхней мезосферы: минимум температуры по вычислениям Леви получается над зимним полюсом.

2. Динамические процессы с участием атомарного кислорода. Как было указано выше, особую трудность для теории теплового режима верхней атмосферы Земли представляет объяснение того факта, что слой 70–90 км зимой теплее, чем летом. Для преодоления этой трудности Келлог предложил учитывать тепло (энергию), выделяемое в результате реакции рекомбинации атомарного кислорода [6]:



где $E = 5,1 \text{ эв}$, M — третья частица. Энергия 5,1 эв частично расходуется на излучение (реакции (1) — это радиативная рекомбинация), а частично — на увеличение кинетической энергии окружающих частиц (через соударения «третьих» частиц M), то есть на нагревание.

Скорость выделения химической энергии E определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} = 1,5 \cdot 10^4 \frac{dC}{dh} \omega \quad (2)$$

(в ваттах на 1 г воздуха), где C — удельная концентрация атомарного кислорода, то есть $C = \frac{n(0)}{n}$, где n — концентрация атмосферных частиц, $n(0)$ — концентрация (число атомов в 1 см³) атомарного кислорода на данной высоте h , ω — вертикальная скорость опускания воздушной массы.

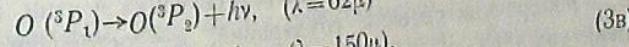
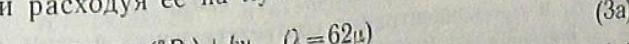
Имеются указания, что над зимним полюсом на высотах 70–100 км преобладают нисходящие движения [1]. При переносе данной концентрации атомарного кислорода C на меньшую высоту h скорость рекомбинации возрастает, поскольку реакция (1) происходит при тройных соударениях, частота которых пропорциональна p^3 (p — атмосферное давление). По подсчетам Келлога [6], исходившего из стандартного распределения $n(0)$ по высоте, для того, чтобы обеспечить за счет тепла в атмосфере, забирая из окружающей среды через столкновения тепловую энергию и расходуя ее на лучиспускание:

сходящих движений могут иметь место [1]) адиабатическое нагревание опускающегося воздуха составляет около 10 град/сутки, а рекомбинация (1) дает на высоте 90–95 км, согласно таблице 1, в 7–20 раз больший тепловой эффект.

Таблица 1
Скорость ω , необходимая для разогрева воздуха на 10° в сутки
за счет тепла реакции рекомбинации атомарного кислорода

h (км)	dC/dh (см ⁻¹)	ω см/сек	ω км/сутки
80	~0	∞	∞
85	~10 ⁻⁸	~0,7	0,6
90	0,5 · 10 ⁻⁷	0,15	0,13
95	1,5 · 10 ⁻⁷	0,049	0,042
100	1,0 · 10 ⁻⁷	0,014	0,014

3. Инфракрасное излучение атомарного кислорода. Присутствие атомарного кислорода связано, однако, с процессами, приводящими не только к нагреванию, но и к охлаждению окружающей среды. Еще в 1951 г. Бейтс указал [20] на сильное лучиспускание атомарного кислорода в далекой инфракрасной области спектра как на процесс, приводящий к быстрому охлаждению верхней атмосферы Земли. Основной уровень кислородных атомов O (3P) состоит из трех подуровней 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , расположенных очень близко друг к другу: два нижних отличаются по энергии лишь на 0,020 эв и даже крайние (3P_0 и 3P_2) — лишь на 0,028 эв. Поэтому высокие подуровни 3P_0 и 3P_1 могут возбуждаться в результате обычных молекулярных соударений газовых частиц за счет кинетической энергии теплового движения. Обратные спонтанные переходы характеризуются высокой вероятностью: переход с 3P_1 на 3P_2 соответствует магнитному дипольному излучению и поэтому обладает высокой вероятностью, составляющей, по вычислениям Пастернака [21], $8,9 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому приобретаемая энергия легко теряется через излучение. Довольно благоприятные условия имеются и для возбуждения уровня 3P_0 с последующим переходом на 3P_1 . Таким образом, атомы кислорода все время расходуют запасы тепла в атмосфере, забирая из окружающей среды через столкновения тепловую энергию и расходуя ее на лучиспускание:



По мнению Бейтса, подобное расходование тепловой энергии на лучиспускание должно наиболее интенсивно происходить на высоте около 100 км, поскольку в более высоких слоях мало число соударений; ниже 100 км концентрация атомарного кислорода, по мнению Бейтса [20], очень мала.

Высокую эффективность процессов возбуждения состояния 3P_1 и

акции (1). При $\omega \approx 1 \text{ см/сек}$ или $\omega \approx 1 \text{ км/сутки}$ (а такие скорости ни-

3P_0 процессов (3) можно иллюстрировать следующими подсчетами: для оптически тонкого слоя, когда самопоглощением можно пренебречь, скорость потери энергии, обусловленная процессом (3а), достигает величины 10^{-6} эрг/см³сек, которой соответствует скорость охлаждения примерно 15 град/сутки. Такая высокая эффективность делает эти процессы, по мысли Бейтса, важным элементом теплового баланса ионосферы в качестве соучастника теплопроводности: теплообмен в более высоких слоях ионосферы осуществляется практически целиком благодаря теплопроводности, посредством которой все время передается сверху вниз большое количество тепла, расходуемое атмосферой на уровне 100 км путем лученепускания, через процессы (3).

Как уже указывалось, ниже 100 км роль процессов (3), по мнению Бейтса [20], незначительна, поскольку на меньших высотах концентрация атомарного кислорода быстро убывает с уменьшением h . Основная задача данной работы заключается в том, чтобы более подробно рассмотреть вопрос об эффективности процессов (3) на высотах 70–90 км: мы убедимся в том, что при некоторых условиях роль этих процессов может быть большой.

4. Скорость потери энергии через инфракрасное излучение атомарного кислорода. Сколь большой может быть заселенность уровня 3P_1 в условиях, имеющих место в атмосфере Земли на высоте 70–90 км? Сделаем оценочный подсчет, считая, что состояние 3P_1 возбуждается через столкновения за счет энергии теплового движения молекул окружающей среды и что атомы кислорода покидают уровень 3P_1 в результате спонтанного перехода $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ с излучением в линии 62 μ (таким образом, мы пренебрегаем дезактивацией возбужденных состояний атомарного кислорода при столкновениях). В этих условиях заселенность уровня 3P_1 будет зависеть от соотношения между временем жизни атома кислорода в состоянии 3P_1 (обозначим его t_1) и промежутком времени от одного (возбуждающего) столкновения до следующего (обозначим его t_{12}). Известно [21], что t_1 велико, оно примерно равно $t_1 \approx 10^4$ сек. Время t_{12} определяется частотой соударений N_{12} частиц «1» (атомы кислорода) с частицами «2» (молекулы окружающей среды), которую можно вычислить по формуле:

$$N_{12} = n_1 n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left(\frac{8kT}{\pi m_{12}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где n_1 и n_2 — концентрация соответствующих частиц (число частиц 1 см⁻³), σ_{12} — поправка сечения соударений, k — постоянная Больцмана, T — температура (0K), m_{12} — приведенная масса:

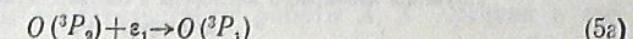
$$\frac{1}{m_{12}} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}.$$

m_1 и m_2 — массы частиц «1» или соответственно «2». Если принять $\sigma_{12} = 3 \cdot 10^{-8}$ см, то в рассматриваемых условиях для частоты (двойных) соударений $\nu_{12} = \frac{N_{12}}{n_1}$ получаем

$$\nu_{12} = 1,5 \cdot 10^{-11} T^{1/2} n_2. \quad (5)$$

На рассматриваемой высоте $n_2 \approx 3 \cdot 10^{14}$, $T \approx 200^0K$, поэтому $\nu_{12} \approx 6 \cdot 10^4$ сек⁻¹.

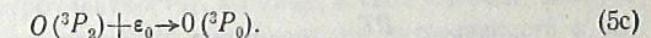
Однако не всякое столкновение атома $O(^3P_2)$ может сопровождаться его возбуждением. Эффективными могут быть лишь соударения с частицами, имеющими достаточно большую скорость теплового движения, чтобы энергия относительного движения была больше энергии возбуждения уровня 3P_1 , то есть больше $\varepsilon_1 = 0,02$ эв. Вероятность возбуждения a при таких столкновениях не меньше $a = 10^{-3}$. Таким образом, «время жизни» невозбужденного состояния $t_1 = \frac{l}{a \nu_{12}} < 0,015$ сек, то есть $t_1 \ll \tau_1$. Следовательно, равновесие между переходами



и обратными переходами



будет достигнуто, когда почти все атомы кислорода будут находиться в возбужденном состоянии 3P_1 . Это обстоятельство позволяет принять предположение, сильно упрощающее расчет, что практически весь атомарный кислород находится в возбужденном состоянии. Этот результат нужно, однако, изменить вдвое, если учесть, что помимо переходов (5a) почти с такой же вероятностью может происходить возбуждение верхнего подуровня 3P_0 :



Окончательно будем считать, что около половины всех атомов кислорода на высоте 70–90 км находится в состоянии 3P_1 .

Скорость потери энергии через инфракрасное излучение атомарного кислорода R определяется произведением:

$$R = \varepsilon A_{12} n(o), \quad (6)$$

где коэффициент Эйнштейна $A_{12} = 8,9 \cdot 10^{-5}$ сек⁻¹, $n(o)$ — концентрация атомов $O(^3P_1)$. Подставляя в (16) соответствующие численные значения, получаем

$$R = 14,24 \cdot 10^{-19} \cdot n(o) \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}. \quad (6a)$$

Пользуясь формулой (6a), будем решать упрощенную задачу: будем считать, что оптическая толщина мала. На самом деле (во всяком случае — при некоторых распределениях концентрации $n(o)$ по высоте) оптическая толщина в центре линии 62 μ достигает значения 5 или даже 10. Но при тех «особых» распределениях концентрации $n(o)$ по высоте, которые нас будут особо интересовать (см ниже, § 8), оптическая толщина будет заметно меньшей.

Какие значения $n(o)$ следует принять на высотах около 100 км? Воспользуемся сначала общепринятыми значениями, соответствующими

фотохимическому равновесию атомарного кислорода [22]: они указаны в таблице 2.

Таблица 2
Концентрация атомарного кислорода при фотохимическом равновесии

<i>h</i> , км	70	75	80	85	90	95	100
<i>n</i> (0) см ⁻³	$1,7 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$3,0 \cdot 10^{11}$	$5,3 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$

Подставляя эти значения *n*(0) в формулу (6а), получаем результат, представленный в таблице 3.

Таблица 3

Скорость потери энергии атмосферой *R* за счет инфракрасного излучения атомарного кислорода и соответствующее охлаждение атмосферы ΔT

<i>h</i> , км	<i>R</i> , эрг/см ² сек	ΔT град/сутки
70	$2,42 \cdot 10^{-7}$	0,03
75	$2,56 \cdot 10^{-7}$	0,067
80	$2,71 \cdot 10^{-7}$	0,156
85	$4,27 \cdot 10^{-7}$	0,562
90	$7,55 \cdot 10^{-7}$	2,24
95	$1,85 \cdot 10^{-6}$	12,2
100	$1,85 \cdot 10^{-6}$	26,2

Охлаждение ΔT за 1 сутки вычисляется по формуле

$$\Delta T = \frac{RT}{\rho c_p} = 1,23 \cdot 10^{-20} \frac{n(0)}{\rho} \text{ град/сутки}, \quad (6b)$$

где *R* и *n*(0) имеют те же значения, что и в формуле (6а), *ρ*—плотность воздуха на данной высоте (г/см³), *c_p*—теплоемкость воздуха (эрг/г град), *T*—число секунд в сутках.

Эти данные подтверждают вывод Бейтса [20] о том, что ниже 100 км тепловое действие процесса (3а) мало: на уровне мезопаузы (*h*=85 км) мы получили всего лишь 0,5 град/сутки. Но указанные в таблице 2 значения *n*(0) вычислены без учета влияния динамических факторов. Ниже будет показано, что нисходящие движения и турбулентное перемешивание могут приводить к такому перераспределению *n*(0) по высоте, при котором охлаждающее влияние атомарного кислорода на температуру мезопаузы может во много раз возрасти.

5. Уравнение непрерывности для фотохимически активной атмосферы. В 1935 г. автором и А. А. Лебедевым было указано на необходимость учета вертикального перемешивания атмосферы, обусловленного диффузией, при решении некоторых задач аэрономии (речь шла о теоретическом объяснении вариаций интенсивности зеленой линии $\lambda=5577$ Å свечения ночной атмосферы, излучаемой атомарным кислородом [25]). В 1954 г. Николе вычислял скорость молекулярной диффузии атомарного кислорода в связи с задачей о вертикальном распределении атомарного кислорода. В. И. Красовский, а позднее Хантен рассматривали влияние перемешивания на суточные вариации интенсивности свечения ночного неба. Появились исследования этих влияний в связи с задачей о вертикальной структуре ионосферы. В 1964 г. Хествет расчетами подтвердил большое влияние восходящих движений воздуха на концентрацию молекул H_2O в мезосфере (библиографию перечисленных работ можно найти в [23]). Однако до сих пор нет общей количественной теории фотохимических процессов в динамически активной атмосфере. Мы полагаем, что такая теория, как уже указывалось ранее, может быть сформулирована на основе решения уравнения непрерывности, если в него ввести функцию фотохимического источника [23]. Об этом свидетельствуют работы А. Х. Хргиана и его сотрудников, посвященные некоторым вопросам физики атмосферного озона [26, 27], а также исследования процессов в ионосфере [2].

В высоких слоях атмосферы, особенно на высотах 70—90 км и выше, под воздействием солнечной радиации происходят процессы фотодиссоциации (и фотоионизации) молекул, входящих в состав атмосферы. Теория фотохимически-равновесного распределения продуктов фотодиссоциации разработана с большой полнотой, однако лишь для статической атмосферы [2]. Между тем, фотохимические процессы оказывают большое влияние не только на строение верхней атмосферы Земли и ее состав, но и на динамические свойства (ветер, восходящие и нисходящие течения, турбулентность), которые, в свою очередь, заметно сказываются на переносе активных компонент, на интенсивности и характере фотохимических процессов. Эта замкнутая совокупность взаимосвязанных явлений может быть описана системой уравнений гидро- и термодинамики совместно с уравнениями баланса фотохимически активных компонент. Мы рассмотрим эту задачу для простейшего случая, когда имеется всего лишь одна фотохимически активная компонента.

В работе [24] автором совместно с И. М. Кравченко был дан вывод уравнения непрерывности для молекул H_2O . Оно имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} + w \left(\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial h} \left[K \left(\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H} \right) \right] = Q. \quad (7)$$

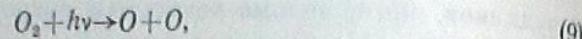
Здесь *n*—концентрация частиц, *w*—скорость восходящего или нисходящего потока, *h*—переменная высота, *H*—высота однородной атмосферы, *K*—коэффициент турбулентной диффузии, *Q*—функция фотохимического источника. Уравнение типа (7) может быть использовано для описания поведения любой фотохимически активной компоненты, в том числе — атомарного кислорода. Необходимо только каждый раз найти вид соответствующей функции фотохимического источника *Q*. Естественно, разными для разных компонентов будут начальные и граничные условия. Обратимся к случаю атомарного кислорода.

6. Функция фотохимического источника для атомарного кислорода. Если бы атомы O не «рождались» в резуль-

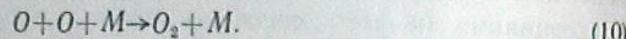
тате фотодиссоциации молекул O_2 и не исчезали в результате рекомбинации атомов в молекулу, то плотность газа, состоящего из атомов кислорода $\rho = n \cdot m$ (n — число атомов в 1 см³, m — масса каждого атома) удовлетворяла бы уравнению непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0, \quad (8)$$

выражающему закон сохранения массы в виде, используемом в гидродинамике, то есть неизменность величины массы жидкости (газа), заключенной внутри всякой замкнутой поверхности, переносимой течением жидкости (\vec{V} — скорость жидкости в данной точке). В мезосфере в дневное время образуются новые атомы кислорода в результате фотодиссоциации



а имеющиеся атомы кислорода постепенно исчезают в результате рекомбинации (при тройных соударениях)



Если R — скорость образования атомов кислорода (процесс «9»), а L — скорость их исчезновения (процесс «10»), то назовем функцией фотохимического источника разность

$$Q = R - L \quad (11)$$

и если Q отлично от нуля, то равенство (8) перестает выполняться и уравнение непрерывности следует писать в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = Q \quad (12)$$

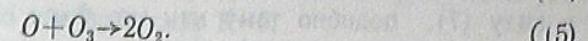
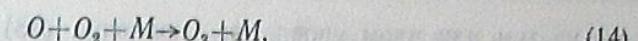
(u, v и w — составляющие вектора скорости \vec{V}).

Если считать, что убыль атомарного кислорода обусловлена только процессом (10), а появление новых атомов — процессом (9), то функцию фотохимического источника можно принять в виде

$$Q = -2k_{11}[n(O)]^2 n(M) + 2q_2 n(O_2), \quad (13)$$

где k_{11} — коэффициент рекомбинации (10), $n(M)$ — концентрация всех атомов и молекул (концентрация «третьих» частиц при тройных соударениях), $n(O_2)$ — концентрация молекул кислорода, q_2 — функция $q_2(h, t)$, характеризующая скорость фотодиссоциации (9) и зависящая от коэффициента поглощения фотодиссоциирующей радиации Солнца молекулами кислорода, величины потока этой радиации и т. д.

В действительности же к убыли атомов кислорода приводят не только процессы (10), но и другие реакции, хотя они и играют меньшую роль. Функция фотохимического источника Q будет определена более точно, если принять во внимание еще два процесса рекомбинации, приводящие к образованию молекул озона или проходящие с участием этих молекул:



Пусть k_{12} обозначает коэффициент рекомбинации для процесса (14), а k_{13} — для процесса (15). Тогда функция Q принимает вид:

$$Q = -2k_{11}[n(O)]^2 n(M) - k_{12}n(O)n(O_2)n(M) - 2k_{13}n(O)n(O_3) + 2q_2n(O_2). \quad (16)$$

Нужно иметь в виду, что величина коэффициента рекомбинации для процессов (10) и (14), протекающих при тройных соударениях, зависит от рода «третьих» частиц M . В основном этот эффект будет учтен, если концентрацию «третьих» частиц $n(M)$ мы представим в (16) в виде суммы

$$n(M) = n(O_2) + 0,6n(N_2). \quad (17)$$

Здесь множитель 0,6 учитывает меньшую эффективность молекул N_2 в тройных соударениях.

7. Уравнение непрерывности для атомарного кислорода. Дальнейшее усложнение уравнения непрерывности связано с учетом влияния динамических процессов — ветра, восходящих и исходящих потоков и турбулентности.

Обычно процентное содержание в воздухе фотохимически активных составляющих (O_3 , O и т. д.) β зависит от всех трех координат x, y, z и от времени t . Например для озона β зависит от долготы l , особенно, от широты, высоты h (в наших обозначениях $h=z$), от времени (суточные и сезонные вариации). В данной работе мы ограничиваем задачу рассмотрением зависимости β только от высоты h , то есть отказываемся от учета ветра (общей циркуляции). Вообще влияние адвекции — важный вопрос, для озона он рассмотрен в работе [27]. Но данное исследование посвящено изучению закономерностей изменения вертикального распределения атомарного кислорода. Соответственно этому мы будем считать, что адвекция, то есть горизонтальные воздушные потоки, не оказывают влияния на β а поэтому в уравнении (12) производные по горизонтальным координатам могут быть приравнены нулю:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0. \quad (12a)$$

Тогда уравнение (12) принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial h} = Q. \quad (18)$$

Если теперь принять во внимание вертикальный перенос атомарного кислорода, обусловленный наличием турбулентности, а также учесть сжимаемость атмосферного воздуха, вследствие которой плотность газа ρ при вертикальных перемещениях воздушной массы изменяется в зависимости от давления (веса вышележащих слоев) атмосфе-

ры на том или ином уровне, то уравнение (18) можно преобразовать к виду (7), подобно тому как это было сделано нами для молекул H_2O [24]. Окончательно уравнение непрерывности для атомарного кислорода можем записать в виде

$$\frac{\partial n(o)}{\partial t} + w \left(\frac{\partial n(o)}{\partial h} + \frac{n(o)}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial h} \left[K \left(\frac{\partial n(o)}{\partial h} + \frac{n(o)}{H} \right) \right] = Q, \quad (19)$$

причем функция photoхимического источника Q определяется формулами (16) и (17). Здесь K — коэффициент турбулентной диффузии, и остальные обозначения такие же, как в уравнении (14).

В левой части уравнения (19) второй член определяет изменения концентрации $n(o)$, обусловленные вертикальными движениями воздуха со скоростью w . Этот член содержит в скобках два слагаемых, из которых первое учитывает изменения концентрации $n(o)$, происходящее из-за неодинакового содержания атомарного кислорода на разных высотах h . При равномерном распределении кислорода градиент $\frac{\partial n}{\partial h}$ обращается в ноль и вертикальный перенос воздуха не может изменить концентрацию атомарного кислорода.

Второе слагаемое в этих скобках учитывает сжимаемость воздуха, вследствие которой концентрация $n(o)$ при вертикальных перемещениях атмосферного воздуха изменяется в зависимости от давления вышележащей атмосферы.

Третий член в левой части уравнения (19) аналогичным образом определяет изменения $n(o)$, обусловленные турбулентностью атмосферы.

Мы не будем останавливаться здесь на математических подробностях решения уравнения (19) при соответствующих краевых и начальных условиях. Укажем только, что помимо решения полного уравнения (19) мы исследовали решения еще двух уравнений, которые получаются из (19) в предположении, что:

а) $K=0$ (турбулентность отсутствует, перенос осуществляется лишь упорядоченными восходящими или нисходящими движениями со скоростью w).

б) $w=0$ (вертикальные движения отсутствуют, перераспределение $n(o)$ происходит лишь в результате турбулентного перемешивания).

Характер рассматриваемых в данной работе вопросов физики верхней атмосферы Земли (см. выше, § 2 и 4) заставляет нас в первую очередь рассмотреть решение уравнения непрерывности, соответствующее предположению «а». Изложению полученных результатов посвящаются следующие параграфы данной статьи.

8. Перераспределение атомарного кислорода в мезосфере и нижней термосфере под воздействием нисходящего движения. Уравнение, которое описывает инте-

ресующие нас процессы, получается из уравнения (19) с учетом уравнений (16) и (17), если в нем положить $K=0$:

$$\frac{\partial n(o)}{\partial t} + w \left(\frac{\partial n(o)}{\partial h} + \frac{n(o)}{H} \right) = 2q_2 n(o_2) - 2k_{11} [n(o)]^2 [n(o_2) + 0,6 n(N_2)] - k_{12} n(o) n(o_2) [n(o_2) + 0,6 n(N_2)] - 2k_{13} n(o) n(o_3). \quad (20)$$

При решении уравнения (20) задавалось начальное распределение $n(o)$ по высоте: оно было принято таким, как указано в таблице 4. При таком распределении максимальная концентрация $[n(o)]_{max} = 2,1 \cdot 10^{12}$ приходится на высоту $h_{max} = 103$ км. Подобное распределение соответствует photoхимическому равновесию при отсутствии диффузии и каких-либо динамических процессов [2].

Таблица 4

Начальное распределение атомарного кислорода по высоте [2]

h км	70	75	80	85	90
$n(o)$ см $^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{11}$
h км	95	100	105	110	115
$n(o)$ см $^{-3}$	$7 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{11}$

Однако, близкое к этому распределение иногда, по-видимому, встречается в верхней атмосфере Земли: во всяком случае однажды из наблюдений хемилюминесценции в облаке окиси азота, выброшенном с ракеты, можно было заключить, что максимум концентрации атомарного кислорода приходится на высоту 103—107 км [13].

Результаты наших вычислений с учетом скорости нисходящего движения $w = 0,2$ см/сек и $w = 1$ см/сек приводятся в таблицах 5 и 6.

Таблица 5

Распределение атомарного кислорода при наличии нисходящего движения
 $w = 0,2$ см/сек.

h км	70	75	80	85	90	95
$n(o)$ см $^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^{12}$	$6,1 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{12}$
h км			100	105	110	115
$n(o)$ см $^{-3}$			$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$

Значения скорости порядка 1 см/сек, по-видимому, характерны для высот 70—110 км, причем, возможно, в высоких широтах зимой преобладают нисходящие движения, а летом — восходящие [1].

Таблица 6

Распределение атомарного кислорода при наличии нисходящего движения
 $w = 1$ см/сек.

h км	70	75	80	85	90	95
$n(o)$ см $^{-3}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{12}$	$7 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$
h км	100	105		110		115
$n(o)$ см $^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{11}$		$6 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$

Из таблиц 5 и 6 видно, что нисходящее воздушное течение оказывает заметное действие на вертикальное распределение атомарного кислорода, причем это действие двойкое: высота h_{max} максимальной концентрации $[n(0)]_{max}$ уменьшается (85 км и даже 80 км вместо 103 км), а значение $[n(0)]_{max}$ немного увеличивается (до $6 \cdot 10^{12}$ и даже $9 \cdot 10^{12}$ вместо $2,1 \cdot 10^{12}$, то есть в 3–5 раз). Особенное большое увеличение концентрации атомарного кислорода происходит в мезопаузе: здесь (на высоте 80–85 км) концентрация увеличивается в 30–40 и даже в 60 раз.

9. Скорость охлаждения через инфракрасное излучение атомарного кислорода при наличии нисходящих течений. Выведенная нами формула для вычисления скорости R потери энергии атмосферой через инфракрасное излучение атомарного кислорода (см. формулу (6а) в § 4) показывает, что R пропорционально $n(o)$. Таким образом, многократное увеличение $n(o)$ в области мезопаузы, сопровождающее нисходящие течения (см. таблицы 5 и 6), существенно изменяет роль охлаждающего действия атомарного кислорода на высотах мезопаузы. Результаты вычислений по формуле (6а) приведены в таблице 7, где для сравнения указаны и данные таблицы 3 (в столбце $w=0$).

Таблица 7
Скорость потери энергии атмосферой R и охлаждение атмосферы ΔT за счет инфракрасного излучения атомарного кислорода при наличии нисходящего течения со скоростью w

$h, \text{ км}$	$R, \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$			$\Delta T, \text{ град}/\text{сутки}$		
	$w=0$	$w=0,2 \text{ см}/\text{сек}$	$w=1 \text{ см}/\text{сек}$	$w=0$	$w=0,2 \text{ см}/\text{сек}$	$w=1 \text{ см}/\text{сек}$
70	$2,42 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	0.03	0.05	0.08
75	$2,56 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	0.067	0.53	1.3
80	$2,71 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	0.156	5.8	14.5
85	$4,27 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	0.562	17	20
90	$7,55 \cdot 10^{-7}$	$9,7 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	2.24	28	36
95	$1,85 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	12.2	50	52
100	$1,85 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	26.2	47	28

По имеющимся данным скорость восходящих и нисходящих течений (всюду подразумевается вертикальная составляющая скорости w) нередко может достигать и превосходить 1 см/сек. Следовательно, скорость охлаждения атмосферы на высотах 80–90 км может существенно изменяться в зависимости от суточных и сезонных изменений скорости течений w , влияющих на величину потери энергии атмосферой через инфракрасное излучение атомарного кислорода. При сильном развитии нисходящих течений этот процесс может вызывать охлаждение на десятки градусов в сутки.

Таким образом, инфракрасное излучение атомарного кислорода, сопровождающее процессы (3а) и (3в), нужно рассматривать как сущ-

ственную компоненту теплового баланса атмосферы не только на высотах $h > 100$ км, как предполагалось ранее, но и на меньших высотах: в области мезопаузы. Поэтому процессы, рассмотренные в настоящей статье, заслуживают всестороннего анализа.

В последующих исследованиях следует в первую очередь изучить влияние самопоглощения излучения $\lambda = 62 \mu$, сопровождающего переходы (3а), поскольку оптическая толщина атомарного кислорода для этого излучения, как указывалось выше (см. § 4), может быть значительной (во всяком случае — в центре линии). Это самопоглощение должно уменьшать скорость потери энергии R . Кроме того, нужно количественно сопоставить оба рассмотренных выше тепловых эффекта атомарного кислорода: рекомбинационное нагревание (см. выше, § 2) и инфракрасное охлаждение (см. выше, § 3 и 4). Если скорость нагревания, обусловленного процессом (1), то есть скорость выделения химической энергии обозначить r и если принять, что вся энергия $E = 51_{38} = 8,2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, выделяющаяся при каждом акте рекомбинации (1), рассмотренном в § 2, тратится на нагревание среды, то нетрудно видеть, что

$$r = E \frac{dn(o)}{dh} w \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}. \quad (21)$$

Из (21) и (6а) получаем отношение

$$\frac{r}{R} = 5,77 \cdot 10^8 \frac{w}{n(o)} \frac{dn(o)}{dh}. \quad (22)$$

Необходимо отметить, что величина отношения $\frac{r}{R}$ заметно изменяется с высотой, поскольку r и R неодинаковым образом зависят от h . В самом деле, на высотах, где $n(o)$ (а следовательно и R) максимальны, производная $\frac{dn(o)}{dh}$ мала, а следовательно мало и r . В таблице 8 приведены значения отношения r/R , вычисленные по формуле (22); были использованы числовые значения, взятые из таблиц 4–6.

Таблица 8

Величина отношения r/R на разной высоте h

$h, \text{ км}$	70	75	80	85	90
r/R при $w=0, 2 \text{ см}/\text{сек}$	1.0	0.92	0.83	0.77	0.73
r/R при $w=1 \text{ см}/\text{сек}$	5.7	2.4	2.2	2.9	4.6
$h, \text{ км}$	95	100	105	110	115
r/R при $w=0,2 \text{ см}/\text{сек}$	0.99	0.74	0.69	0.88	0.97
r/R при $w=1 \text{ см}/\text{сек}$	6.6	3.2	3.7	3.6	2.8

Таким образом, при сравнительно малой скорости нисходящего движения $w=0,2 \text{ см}/\text{сек}$ R не только не меньше чем r , но даже немного превосходит его на интересующих нас высотах 75–90 км. При большей скорости $w=1 \text{ см}/\text{сек}$ r превосходит R в 2–6 раз. Отсюда мы можем

заключить, что в области мезопаузы при не очень больших скоростях исходящих движений эффект охлаждения атмосферы через инфракрасное излучение атомарного кислорода может полностью компенсировать рекомбинационное нагревание. Эффект «чистого» охлаждения, обусловленного процессами (3а) и (3в), должен возникать в периоды «вертикального штиля» (то есть в периоды, когда $\omega \geq 0$), следующие сразу за периодами преобладающих исходящих движений. Как показывают таблицы 5 и 6, под действием исходящих течений концентрация атомарного кислорода на уровне мезопаузы может возрасти до $6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$, то есть увеличиться в 30—40 раз. При наступлении «вертикального штиля», когда r обращается в ноль, R будет оставаться большим до тех пор, пока $n(o)$ не уменьшится во много раз в результате рекомбинации атомарного кислорода. Время рекомбинации на этих высотах измеряется многими сутками, а за каждые сутки атмосфера может остывать на десятки градусов. За неделю «вертикального штиля» воздух на уровне мезопаузы может охлаждаться на сотню градусов.

Февраль, 1967.

ამონური უანგაფის გავლენა ატომუსუროს
სითბურ რეაქტორ გეზოვაზე არიში

0. ხვისტივოვი

მეზოსფეროს (150—80 კმ, 50—70°ჩჩ. განედზე) სითბური რევიმის საინტერესო თავისებურებანი ჯერ კიდევ არ არის თეორიულად ახსნილი. დონე 67 კმ მაღალბლობაში შეიძლება განხილულ იქნას როგორც გარდამავალი: ამის ზე-ვთ და განსაკუთრებით მეზოპაზუზაში (გარდამავალი ფენა მეზოსფეროსა და თერმოსფეროს შორის) ტემპერატურის სეზონური სვლა უჩვეულოა: ზამთარში აქ, ზაფხულთან შედარებით, ჰაერი თბილია. მეზოპაზუზაში ზამთარში ტემპერატურა 250° -ს (კელვინის სკალით) აღწევს, ზაფხულში ეცემა 160° მდე და ზოგჯერ 145 — 135° -მდე (ნახ. 1).

სტატიის პირველ ნაწილში განხილულია მექანიზმები, რომლებიც ორგანიზმების დედამიწის სითბურ ჩერიბის სხვადასხვა სიმაღლეებზე. მითითებულია მეზოსფერონში ფიზიკური პროცესების სურიონ ხასიათის პრინციპულ განსხვავებაზე სტრატიოსფეროსა, და ტროპოსფეროს პროცესებისაგან: მეზოსფერონის დამახასიათებელია ფოტოქიმიური, რადიაციული და დინამიკური პროცესების მჭიდრო ურთიერთკავშირი. ლევის [18] შრომის მაგალითზე ნაჩვენებია, რომ მეზოპაუზის სითბურ ჩერიბითან დაკავშირებული გათვლები, შესრულებული დინამიკური პროცესების მხედველობაში მიღების გარეშე, გვაძლევს ტემპერატურის ძალიან დიდ მნიშვნელობებს მეზოპაუზაში და მის არასწორ სეზონურ სვლის, ვთექრობთ, რომ მეზოსფეროს სითბური ჩერიბის თეორია უძინდება გაუმჯობესდეს, თუ მხედველობაში მივიღებთ დინამიკურ პროცესებს, განსაკუთრებით ისეთებს, რომლებშია და- 2 /

[6]) სტატიის მეორე ნაწილში განხილულია იმ სითბოს გათვლების (კელოვნის შედეგები, რომელიც გამოყოფიან ატომური ქანგბადის რეკომენდაციის

ღრმა (ფორმულა [1]), ქიმიური ენერგიის გამოყოფის სიჩქარე განისაზღვრება ფორმულით (2), გამოთვლილი სითბური ეფექტი (ას შემცველოვანია) ნაჩვენებია 1 ცხრილში.

მაგრამ ატომურმა უანგბაღმა შეიძლება გამოიწვიოს ატმოსფეროს დამატებითი გაცივება. ატომური უანგბაღის ეს უნარი დაკავშირებულია მის ძლიერ ინფრაშინულ გამოსხივებისთან, რომელიც გაპირობებულია (3a) და (3b) პროცესებით. ადრე ფიქრობდნენ [20]), რომ ატმოსფეროს ასეთი სახის გაცივება შეიძლება მნიშვნელოვანი იყოს 100 კმ-ს ზევით: ნაკლებ სიმაღლეებზე ატომური უანგბაღის კონცენტრაცია ძალიან დაბალია. მართლაც, თუ ჩავთვლით, რომ ატომური უანგბაღი ფოტოქიმიურ წონასწორობაში იმყოფება, მაშინ მისი კონცენტრაცია ისეთია, რომ (6a) ფორმულით გამოთვლილი გაცივება 80—85 კმ სიმაღლეზე შეადგენს (ცხრილი 2) სულ მხოლოდ 0,2—0,5 გრადუსს დღე-ღამეში. დინამიკურ პროცესებს (დაღმავალი ნაკადები, ტურბულენტური დიფუზია) შეუძლია ასებითად შეცვალოს ატომური უანგბაღის შემცველობა ქვედათორმოსფეროში.

გამოიცემულია უწყვეტობის განტოლების გამოყვანა ფორმის ურად და დინამიკურად ქმნის ატმოსფეროსათვის ([19] და [20] განტოლებები), რომლის დახმარებით გამოითვლება კონცენტრაცია ატმოსფერი უნგბაღისა 70—120 კმ სიმაღლეებზე, დამავალ მოძრაობათა ასებობის პირობებში (ცხრილი 5, 6). ასეთი კონცენტრაციებისათვის ატმოსფეროს გაცივება ატმოსფერი უნგბაღის ინფრაჭრთული გამოსხივებით მრავალჯერ იზრდება (ცხრილი 7), რაც მიუთითებს გაცივების მატერიალურ მნიშვნელოვნების როლზე ატმოსფეროს სითბურ რეჟიმში, არა მარტო 100 კმ ზევით, არამედ განსაკუთრებით საინტერესო და ოპერაციისათვის ძნილად მისაღვარ მეზოპაუზის სიმაღლეებზე.

სტატიის უკანასკნელ ნაწილში დაპირისპირებულია ქიმიური ენერგიის გამოყოფის (1) და ატომური ენერგეტიკის ინფრასტრუქტული გამოსხივებით გამოწვეული გაცემების პროცესები და ნაჩვენებია ის ატომსფერული პირობები, რომელთა დროსაც (3a) და (3d) პროცესებს შეუძლიათ შექმნან მეზოპაუზის დამატებითი გაცემებია დაახლოებით 100° რიგით.

THE EFFECT OF ATOMIC OXYGEN ON THE THERMAL REGIME OF THE ATMOSPHERE IN THE FIELD OF THE MESOPAUSE

I. A. KHVOSTIKOV

(Summary)

Mesopause—one of the boundary layers of the Earth's atmosphere—is at the height of 80–85 km and separates mesosphere from thermosphere. A remarkable peculiarity of the thermal regime of the mesopause—which has not been explained up to now—is an unusually low temperature in summer (up to $130-150^{\circ}$ K), by 100° and more lower than that in winter (fig. 1). This paper considers the mechanism of additional cooling of the Earth's upper atmosphere caused by infrared radiation of atomic oxygen (3a and 3b processes). In redistribution of atomic oxygen corresponding to photochemical balance (see Table 2) this cooling is small (Table 3). But it is shown in the work that descending atmospheric currents may increase concentration of atomic oxygen at the level of mesopause tens of times (Tables 5, 6). This conclusion

is based on the results of solution of the continuity equation (20) for photochemically active atmosphere. Under these conditions the considered mechanism may be the reason of intensive additional cooling of the atmosphere at the level mesopause (tens of degrees per day).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Хвостиков И. А. Высокие слои атмосферы. Гидрометиздат, Л., 1964.
2. Хвостиков И. А. Физика озоносферы и ионосферы. Изд. АН СССР, М., 1963.
3. Кондратьев К. Я., Филипович О. П. Тепловой режим верхних слоев атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1960.
4. Хвостиков И. А. Тепловой режим атмосферы в зоне серебристых облаков. Тр. совещания по серебристым облакам (Тарту), т. I, АН Эст. ССР, 1962.
5. McDonald G. J. F. Motions in the high atmosphere. Geophys. exteriere. N.-Y. 1963, 591—624.
6. Kellogg W. W. Chemical heating above polar mesopause in winter. J. Meteorol. 1961, 18, № 3, 773—781.
7. Швед Г. М. О тепловом эффекте 15 мк полосы CO_2 в верхней атмосфере. В сб. «Пробл. физ. атм.», № 3, Л., Ленингр. ун-т, 1965, 96—104.
8. Швед Г. М. Метод учета отклонения от закона Кирхгофа в мезосфере при переносе излучения в 15-мк полосе углекислого газа. Вестн. Ленингр. ун-та, 1965, № 4, 67 — 79.
9. Швед Г. М. Об определении сечения неупругих столкновений молекул CO_2 с молекулами воздуха по измерениям теплового излучения в верхней атмосфере. Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1965, I, № 9, 1001—1002.
10. Chamberlain Joseph W. Theory of auroral bombardment. Supplementary remarks. Astrophys. J. 1962, 136, № 2, 678—680.
11. Maeda Kaichi. Auroral dissociation of molecular oxygen in the polar mesosphere. J. Geophys. Res. 1963, 68, № 1, 185—197.
12. Maeda Kaichi. On the acoustic heating of the polar night mesosphere. J. Geophys. Res. 1964, 69, № 7, 1381—1395.
13. Golomb Dan, Rosenberg N. W., Aharonian Carol, Hill J. A. E., Alden H. L. Oxygen atom determination in the upper atmosphere by chemiluminescence of nitric oxyd. J. Geophys. Res. 1965, 70, № 5, 1155—1173.
14. Newell Reginald E. Preliminary study of quasi-horizontal eddy fluxes from Meteorological Rocket Network data. J. Atmosph. Sci. 1963, 20, № 3, 213—225.
15. Sawada R., Matsushima A. Thermally driven annual atmospheric oscillations as a cause of dynamic heating of the winter polar upper mesosphere. J. Meteorol. Soc. Japan, 1964 42, № 2, 97—108.
16. Hines Colin O. Dynamical heating of the atmosphere at ionospheric heights. Trans. Amer. Geophys. Union, 1963, 44, № 1, 34.
17. Rakipova L. R. Heat regime of atmosphere in the region of mesopause. Proceedings of the Tallin Symposium on Noctilucent Clouds, Acad. Sc. USSR. 1967, 235—238.
18. Leovy C. Radiative equilibrium of the mesosphere. J. Atmosph. Sc. 1964, 21, № 3, 238.
19. Young Ch., Epstein E. S. Atomic oxygen in the polar winter mesosphere. J. Atmosph. Sc. 1962, 19, № 6, 435—443.
20. Bates D. R. The temperature of the upper atmosphere. Proc. Phys. Soc. 1951, B64, 805—821.

21. Pasternak S. Transition probabilities of forbidden lines. Astrophys. J. 1940, 92, № 2, 129—155.
22. Nicolet M. Le termosphere. Ann. de Geophysique, 1959, 15, № 1, 1—20.
23. Хвостиков И. А. Природа серебристых облаков и некоторые вопросы фотогимии и динамики земной атмосферы. В сб. «Метеорологические исследования», № 12, М., 1966, 57—66.
24. Khvostikov I. A. and Kravchenko I. M. Processes contributing to the increase of the concentration of the molecule H_2O in the mesosphere. Proceedings of the Tallin Symposium on Noctilucent Clouds, Acad. Sc. USSR. 1967, 179—208.
25. Хвостиков И. А., Лебедев А. А. Вариации интенсивности зеленой линии свечения ночного неба. Докл. АН СССР, 1935, I, № 2—3, 118—127.
26. Березин В. М., Шафрин Ю. А. О расчете вертикального распределения атмосферного озона. Геомагн. и аэрономия, 1964, 4, № 1; Метеорол. и гидрол. 1965, № 6, 23—29.
27. Бекорюков В. И. О расчете влияния замкнутой воздушной циркуляции на равновесное распределение озона в земной атмосфере. Геомагн. и аэрономия, 1965, 5, № 3, 465—470; Физика атм. и океана, 1965, I, № 9, 897—905.