

Макарьева А.М., Горшков В.Г., Лосев К.С., Довгалоук Ю.А.

# ЗАВИСИМОСТЬ ПАРНИКОВОГО ЭФФЕКТА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРНИКОВЫХ ВЕЩЕСТВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ПРИСУТСТВИИ НЕРАДИАЦИОННЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

Makar'eva A.M., Gorshkov V.G., Losev K.S., Dovgalyuk Yu.A.

*Dependence of Greenhouse Effect on the Concentration of Greenhouse Components in the Earth Atmosphere in the Presence of Non-Radiation Convective Energy Flows*

## 1 ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о природе наблюдаемой устойчивости современного климата Земли, находящегося под сильным антропогенным возмущением, остается открытым. Приведет ли повышение атмосферной концентрации  $\text{CO}_2$  к устойчивому повышению приземной температуры и к устойчивому сдвигу климатических зон или же существует угроза потери климатической устойчивости и перехода климата в неприемлемое для жизни состояние. Решение этой проблемы связано, главным образом, с выяснением зависимости уходящего в космос теплового излучения  $F_e$  от концентрации парниковых веществ в атмосфере.

Парниковые вещества атмосферы, главными из которых являются пары воды и двуокись углерода, резонансно поглощают тепловое излучение земной поверхности и переизлучают его в равных количествах в верхнюю и нижнюю полусферы, таким образом заворачивая часть излучения обратно к поверхности. Это приводит к тому, что восходящий поток теплового излучения  $F^+(z)$  в атмосфере уменьшается с высотой  $z$ , совпадая в стационарном случае с потоком поступающей на Землю солнечной радиации  $F_{\text{in}}$  только за пределами атмосферы,  $F_e = F^+(z=\infty) = F_{\text{in}}$ . На поверхности Земли восходящий поток теплового излучения  $F_s^+ = F^+(z=0)$  связан с температурой поверхности Земли  $T_s$  известным соотношением Стефана-Больцмана для черного тела,  $F_s^+ = \sigma T_s^4$ . Увеличение потока  $F_s^+$  по сравнению с потоком уходящего теплового излучения  $F_e$  носит название парникового эффекта.

Количество молекул парниковых веществ в атмосферном столбе с основанием, равным поперечному сечению поглощения теплового излучения парниковыми веществами, называют оптической толщиной атмосферы  $\tau_s$ . Оптическая толщина  $\tau_s$  равна числу слоев парниковых веществ во всем атмосферном столбе, отстоящих друг от друга на среднюю длину свободного пробега тепловых фотонов. Оптическая

глубина  $\tau$  атмосферного слоя на высоте  $z$  равна числу таких слоев, находящихся над этим слоем, и определяется как [1,2]:

$$\tau = \int_z^{\infty} \frac{dz'}{l(z')}, \quad \tau_s = \int_0^{\infty} \frac{dz'}{l(z')}, \quad (1.1)$$

где  $l(z)$  — средняя длина свободного пробега теплового фотона на высоте  $z$ ,  $l(z) = (\Sigma N(z))^{-1}$ ,  $\Sigma$  — поперечное сечение резонансного поглощения фотона одним молекул парникового вещества,  $N(z)$  — молярная концентрация этого вещества на высоте  $z$ . Тепловое излучение в космос  $F_e$  происходит преимущественно с верхнего радиационного атмосферного слоя, удаленного от космического пространства на расстояние, меньшее длины свободного пробега, и соответствующего оптической глубине атмосферы  $\tau \sim 1$ .

В отсутствие нерадиационных потоков энергии в атмосфере (состояние, так называемого, радиационного равновесия) отношение  $F_s^+/F_e$  (величина парникового эффекта) линейно зависит от оптической толщины атмосферы  $\tau_s$ :

$$F_s^+/F_e = 1 + k\tau_s, \quad (1.2)$$

где  $k < 1$  — практически постоянная величина, изменяющаяся не более, чем на 15% при изменении  $\tau_s$  от нуля до бесконечности. В частности, для  $\tau_s \ll 1$  величина  $k = 3/4$ . В этом случае (1.2) представляет собой известное приближение Эддингтона [1,2]. Отличный от традиционного вывод соотношения (1.2) из уравнения радиационного переноса выполнен нами в разделе 2.

В соответствии с законом Клапейрона-Клаузиуса содержание в атмосфере паров воды, т.е. основного парникового газа, экспоненциально нарастает с увеличением температуры земной поверхности, увеличиваясь примерно вдвое с увеличением температуры на каждые десять градусов. С учетом увеличения облачности, которая поглощает тепловое излучение равномерно во всем тепловом спектре, это соответствует экспо-

нentiallyму убыванию потока теплового излучения в космос  $F_c$  с ростом приземной температуры и дальнейшему непрерывному нагреву поверхности при  $F_c < F_{in}$ . Такое явление носит название разбегающегося парникового эффекта (runaway greenhouse effect) и в отсутствие дополнительных обратных связей приводит к потере термической устойчивости земного климата [3,4].

В атмосфере поглощаемая солнечная энергия генерирует также и нерадикационные конвективные потоки скрытой и явной энергии, которые могли бы существенно изменить описанную выше картину радиационного равновесия. Распространяясь в атмосфере, эти потоки подвергаются диссипации, в конечном счете переходя в уходящее тепловое излучение. Мощность диссипации нерадикационных потоков как в стационарном, так и в нестационарном случае не может превышать мощности поглощенной солнечной радиации  $F_{in}$ . В современной атмосфере мощность диссипации нерадикационных потоков энергии не превосходит 27% от мощности потока поглощенной солнечной радиации [5,6]. Если бы при любых значениях оптической плотности  $\tau$  некоторая конечная часть мощности диссипации нерадикационных потоков энергии приходилась бы на верхние слои атмосферы  $\tau \sim 1$ , где формируется уходящее в космос тепловое излучение, то поток теплового излучения в космос  $F_c$  не уменьшался бы экспоненциально с ростом приземной температуры, а достигал бы плато, определяемого конечным значением мощности диссипации нерадикационного потока в верхних слоях атмосферы. В этом случае можно было бы обсуждать вопрос об устойчивом изменении средней приземной температуры, устойчивом сдвиге климатических зон и проч. При любом значении приземной температуры уходящее в космос тепловое излучение складывалось бы из уменьшающегося с ростом  $\tau$  (в соответствии с приближением Эддингтона) радиационного потока и дополняющего  $F_c$  до  $F_{in}$  нерадикационного потока, подвергающегося диссипации на  $\tau \sim 1$ .

В разделе 4 мы показываем, что в газовой атмосфере, находящейся в гидростатическом равновесии, высота  $z_0$ , до которой распространяются нерадикационные конвективные потоки энергии, не зависит от оптической глубины атмосферы  $\tau$  при  $\tau \gg 1$ . При этом оптическая глубина  $\tau_0$ , соответствующая высоте  $z_0$ , увеличивается с ростом  $\tau$  пропорционально  $\tau$ . С ростом температуры  $T_s$  земной поверхности увеличивается отношение  $F_s^+ / F_{in}$  потока теплового излучения поверхности  $F_s^+$  к потоку солнечного излучения. Диссипация конвективных потоков  $F_c$  ограниченная потоком солнечного излучения  $F_c < F_{in}$  за-

канчивается на увеличивающихся с ростом  $\tau$  оптических глубинах  $\tau$ . Это означает, что отношение радиационных потоков к нерадикационным  $F_s^+ / F_c$  возрастает пропорционально  $\tau$  на всех оптических глубинах, так что радиационный поток  $F_s^+$ , определяемый приближением Эддингтона, становится доминирующей формой переноса энергии во всей атмосфере.

Сделанное утверждение может быть продемонстрировано путем анализа общих свойств радиационного переноса в газовой атмосфере в гравитационном поле, детали которого представлены в разделе 4. На любой высоте  $z$  потоку  $F^+$  для каждой полосы поглощения парникового вещества может быть сопоставлена, так называемая, яркостная температура  $T_b$ , равная температуре черного тела, которое в данном интервале частот излучало бы тепловой поток  $F^+$ . Яркостная температура характеризует плотность теплового излучения, а также числа заполнения возбужденных уровней полос поглощения парникового вещества, находящихся в равновесии с этим излучением. На поверхности Земли яркостная температура во всех интервалах частот совпадает с температурой  $T_s$  земной поверхности, чье излучение близко к излучению черного тела. Как и восходящий поток теплового излучения  $F^+$ , яркостная температура убывает с высотой  $z$ . При этом появляется отрицательный градиент яркостной температуры с абсолютной величиной  $G_b$ .

Неупругие столкновения молекул воздуха с молекулами парниковых веществ приводят к дополнительному нерадикационному и нерезонансному возбуждению уровней их полос поглощения с последующим испусканием этими уровнями теплового излучения. Это приводит к понижению температуры воздуха  $T$  и возникновению отрицательного вертикального градиента температуры воздуха с абсолютной величиной  $G$ . Обе температуры,  $T_b$  и  $T$ , при  $z = 0$  совпадают с температурой земной поверхности  $T_s$ , которая является единственным масштабом, характеризующим температуры в атмосфере.

Яркостная температура  $T_b$  зависит только от оптической глубины  $\tau$  и оптической толщины всей атмосферы  $\tau_0$ . При больших  $\tau \geq \tau_0 \geq 1$  яркостная температура вследствие выполнения приближения Эддингтона становится функцией только отношения  $\tau / \tau_0$ . Условие гидростатического равновесия соответствует равенству  $\tau / \tau_0 = p / p_0$ , где  $p / p_0$  — соотношение давлений на оптической глубине  $\tau$  и у земной поверхности.

Это отношение зависит только от отношения  $z/h_s$ , где  $h_s = RT_s/Mg$  — высота однородной атмосферы, представляющая собой единственный масштаб изменения высоты  $z$ ,  $R$  — газовая постоянная,  $M$  — молярная масса воздуха,  $g$  — гравитационная постоянная. Следовательно, яркостная температура равна  $T_b = T_s f(z/h_s)$ . Градиент яркостной температуры  $G_b = (T_s/h_s) f'(z/h_s)$ , где  $T_s/h_s = Mg/R$  — постоянная величина.

В силу столкновительной передачи энергии градиент температуры воздуха в нижней атмосфере близок к градиенту яркостной температуры. Конвективный поток энергии возникает при  $\tau_s > \tau_{s, \min}$  и существует в том интервале высот  $0 < z < z_c$ , где абсолютная величина градиента яркостной температуры  $G_b$  превышает некоторое пороговое значение  $\Gamma$ ,  $G_b \geq \Gamma$ , определяющее возникновение конвекции. Пороговая величина градиента включения конвекции  $\Gamma \equiv (T_s/h_s)\alpha_T$ ,  $\alpha_T = \text{const}$ , определяется тем же масштабом  $T_s/h_s$ , что  $G_b$  [7,8]. Так как функция  $f(x)$  и ее производная  $f'(x)$  монотонно убывает с ростом  $x$ , то конвекция существует в области  $0 < z < z_c$ , где высота конвекции  $z_c$  определяется из уравнения  $f(z_c/h_s) = \alpha_T$ , которое дает  $z_c = h_s \varphi(\alpha_T)$ , где  $\varphi(x)$  — обратная функция  $f'(x)$ . Следовательно,  $z_c/h_s$  является постоянной величиной, не зависящей от  $\tau_s$ , а оптическая глубина, соответствующая высоте  $z_c$ , т.е. оптическая толщина стратосферы, нарастает пропорционально  $\tau_s$ . Поэтому с увеличением оптической толщины атмосферы,  $\tau_s \rightarrow \infty$ , поток уходящего в космос теплового излучения  $F_e$  изменяется в соответствии с приближением Эддингтона (1.2) и не может выходить на конечное плато.

В изотермической атмосфере водяной пар остается насыщенным только непосредственно над поверхностью воды, т.е. при  $z = 0$ , где его концентрация определяется законом Клапейрона-Клаузиуса. С высотой концентрация водяного пара экспоненциально падает, и пар становится ненасыщенным. Однако при наличии в атмосфере градиента температуры воздуха, превышающего некоторое критическое значение  $G_L$ , задаваемое молекулярными свойствами воды, пары воды оказываются насыщенными во всей атмосфере. В этом случае падение концентрации паров воды с высотой определяется не условиями гидростатического равновесия, а скоростью падения температуры воздуха.

Соотношение  $\tau_s = p/p_s$  в атмосфере с водяным паром выполняется лишь приближенно, однако с хорошей точностью, порядка несколь-

ких процентов. Распределение водяного пара в атмосфере оказывается сжатым примерно в 3,5 раза по сравнению с распределением сухого воздуха. Это приводит к увеличению градиента яркостной температуры  $G_b$ , определяемой парами воды, во столько же раз. В результате, конвекция, определяемая парами воды, возникает при меньших значениях  $\tau_{s, \min}$  и заканчивается на меньших высотах  $z_c$ , чем в случае неконденсирующихся парниковых газов.

На основании изложенного мы делаем вывод, что в условиях, подобных земным, отношение уходящего теплового излучения в космос  $F_e$  к восходящему потоку теплового излучения у поверхности Земли  $F_s^+$  уменьшается обратно пропорционально оптической толщине атмосферы  $\tau_s$  при  $\tau_s \gg 1$ . Этот вывод остается справедливым в присутствии конвективных потоков в атмосфере, конденсирующихся ( $\text{CO}_2$ ) и неконденсирующихся (пары воды) парниковых веществ. Принимая во внимание экспоненциальное нарастание атмосферного содержания паров воды с ростом температуры и учитывая скоррелированное с ним увеличение облачности, закрывающей спектральные окна, мы заключаем, что при неограниченной жидкой гидросфере абсолютная величина потока теплового излучения в космос  $F_e$  уменьшается экспоненциально с ростом температуры земной поверхности. Это приводит, в отсутствие компенсирующих отрицательных обратных связей, которые детально обсуждались в работе [11], к разбегающемуся парниковому эффекту [2,9].

## 2 УРАВНЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА

В планарном (плоско-параллельном) трехмерном случае, возникающем после глобального усреднения по широте и долготе, уравнение радиационного переноса излучения определенной длины волны записывается в виде [1,2]:

$$\mu \frac{\partial I(\mu, z)}{\partial z} = -\frac{1}{l(z)} I(\mu, z) + \frac{S(z)}{l(z)}, \quad (2.1)$$

где  $I(\mu, z)$  — интенсивность (поток энергии излучения пучка лучей, распространяющийся через площадку единичной площади, перпендикулярную направлению движения излучения, в единице телесного угла, размерность  $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$ ),  $\mu$  — косинус угла между направлением распространения излучения и осью  $z$ ,  $S(z)/l(z)$  — плотность мощности излучения вещества в единице объема. Функция  $S(z)$ , называемая функцией источника, предполагается изотропной, не зависящей от  $\mu$ . Первый член (2.1) определяет мощность поглощения излу-

чения в указанном объеме, второй — мощность его испускания в том же объеме. Уравнение (2.1) выражает собой закон сохранения энергии: изменение энергии в луче,  $\partial I(\mu, z)$ , на фиксированной длине проходимого излучением пути,  $\partial s = \partial z/\mu$ , равно разности поглощения и испускания излучения на этом пути.

Переходя в (2.1) от переменной высоты  $z$  к переменной оптической глубины  $\tau$  по формуле (1.1), получаем следующее известное выражение для уравнения радиационного переноса (2.1):

$$\mu \frac{\partial I(\mu, \tau)}{\partial \tau} = I(\mu, \tau) - S(\tau) \quad (2.2)$$

$$S(\tau) = I(0, \tau) \quad (2.3)$$

Равенство (2.3) возникает, если положить  $\mu = 0$  в равенстве (2.2).

Интегрируя (2.2) по  $\mu$ , введем традиционные обозначения [1]:

$$J(\tau) \equiv J^+(\tau) + J^-(\tau), H(\tau) = H^+(\tau) - H^-(\tau), \quad (2.4)$$

$$J^{\pm}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^1 I(\pm\mu, \tau) d\mu, \quad (2.5)$$

$$H^{\pm}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^1 \mu I(\pm\mu, \tau) d\mu, \quad (2.6)$$

Величины  $J(\tau)$  и  $H(\tau)$  представляют собой энергию излучения  $E = 4\pi J/c$  (Дж м<sup>-3</sup>) и поток энергии излучения  $F = 4\pi H$  (Вт м<sup>-2</sup>), выраженные в определенных единицах измерения. Индексы + и - указывают соответствующие величины для излучения, распространяющегося в верхнюю (+) и нижнюю (-) полуплоскости.

Вычисляя производные по  $\tau$  от обеих частей равенств (2.5), (2.6) с помощью уравнения (2.2), получаем:

$$\frac{dH^{\pm}(\tau)}{d\tau} = \pm \left[ J^{\pm}(\tau) - \frac{1}{2} S(\tau) \right], \quad (2.7)$$

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau} = J(\tau) - S(\tau), \quad (2.8)$$

$$\frac{dJ(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{d\mu}{\mu} (I(\mu, \tau) - S(\tau)) \quad (2.9)$$

Из (2.9) видно, что физически осмысленная величина  $dJ/d\tau$ , характеризующая изменение плотности энергии излучения с изменением  $\tau$ , обращалась бы в бесконечность при любых  $\tau$ , если бы не выполнялось условие (2.3). Это подчеркивает, что функция источника  $S(\tau)$  определяется величиной  $I(0, \tau)$  и не может рассматриваться как независимое внешнее поле.

### 3 ПРИБЛИЖЕНИЕ ЭДДИНГТОНА

При больших значениях  $\tau \gg 1$  в трехмерном случае излучение в любой локальной об-

ласти определяется излучением парниковых веществ и становится почти изотропным, а интенсивность излучения  $I(\tau, \mu)$  перестает зависеть от  $\mu$ , так что можно считать, что выполняется равенство:

$$I(\tau, \mu) \approx I(\tau, 0) = S(\tau), \quad \tau \gg 1 \quad (3.1)$$

Используя (3.1) в интегралах (2.4)-(2.6), получаем:

$$J^{\pm}(\tau) = \frac{S(\tau)}{2}, \quad H^{\pm}(\tau) = \frac{S(\tau)}{4},$$

$$S(\tau) = J(\tau), \quad \tau \gg 1 \quad (3.2)$$

Соотношение  $S(\tau) = J(\tau)$  в (3.2) соответствует условию радиационного равновесия (отсутствия нерадиационных потоков энергии). В этом случае функция источника  $S(\tau)$  определена и уравнения (2.7)-(2.9) принимают вид:

$$\frac{dH^{\pm}}{d\tau} = \pm \frac{[J^+(\tau) - J^-(\tau)]}{2}, \quad \frac{dH(\tau)}{d\tau} = 0, \quad (3.3)$$

где  $H(\tau) = H = \text{const}$ .

Соотношения (3.1)-(3.3) означают, что нерадиационные конвективные потоки энергии явного и скрытого тепла не дают вклада в лидирующие по  $\tau$  члены при  $\tau \gg 1$ . Для получения ведущего члена по  $\tau$  в функциях  $J(\tau)$  и  $H^{\pm}(\tau)$  домножим (2.1) почленно на  $\mu/2$  и проинтегрируем по  $\mu$  в пределах от -1 до 1. При этом в правой части в соответствии с определениями (2.4)-(2.6) и равенством (3.3) получим постоянную величину  $H$ , а в левой части используем соотношения (3.1) и (3.2). В результате получаем:

$$\frac{1}{3} \frac{dJ(\tau)}{d\tau} = H, \quad \frac{dH^{\pm}}{d\tau} = \frac{3}{4} H, \quad \tau \gg 1 \quad (3.4)$$

Сохраняя только ведущие (линейные) по  $\tau$  члены в решении (3.4), получаем:

$$J(\tau) = 3H\tau, \quad H^{\pm}(\tau) = \frac{3}{4} H\tau, \quad \tau \gg 1 \quad (3.5)$$

При  $\tau = 0$  весь поток излучения распространяется вверх, т.е.  $H^+(\tau) = H$  и  $H^-(\tau) = 0$ . Это дает возможность написать соотношение:

$$H^{\pm}(\tau) = \left( 1 + \frac{3}{4} \tau \right) H, \quad (3.6)$$

которое носит название приближения Эддингтона. Строго говоря, (3.6) справедливо при  $\tau = 0$  и при  $\tau \gg 1$ . Однако сравнение с точным решением уравнений (2.7)-(2.9) в условиях радиационного равновесия (3.2) показывает, что при всех  $\tau$  выражение (3.3) отклоняется от точного решения менее, чем на 10% [1,11].

### 4 ПРИБЛИЖЕНИЕ ЭДДИНГТОНА И НЕРАДИАЦИОННЫЕ КОНВЕКТИВНЫЕ

**ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ**

Как было показано в предыдущем разделе, связь между восходящими потоками теплового излучения в космос  $F_e = F^+(0)$  и на оптической глубине  $\tau$  в атмосфере  $F^+(\tau)$  в спектральной области резонансного поглощения теплового излучения парниковым веществом в условиях радиационного равновесия (отсутствия нерадиационных конвективных потоков) определяется приближением Эддингтона:

$$F^+(\tau) = F_e (1 + k\tau), k = \frac{3}{4}; F_i^+ = F_e (1 + k\tau_s) \quad (4.1)$$

Оптическая глубина  $\tau$  однозначно связана с высотой  $z$  уравнением (1.1). Яркостная температура  $T_b$  на высоте  $z$  в исследуемом спектральном интервале  $\Delta\lambda$  по определению вычисляется из равенства:

$$F^+(\tau) = \int_1^{12} I_P(\lambda, T_b) d\lambda = \delta_{\Delta\lambda} \sigma T_b^4, F_i^+ = \delta_{\Delta\lambda} \sigma T_s^4; \quad (4.2)$$

$$\int_0^{\infty} I_P(\lambda, T_b) d\lambda = \sigma T_b^4, \sum_{\Delta\lambda} \delta_{\Delta\lambda} = 1 \quad (4.3)$$

Здесь  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $I_P(\lambda, T_b)$  — планковское распределение,  $\delta_{\Delta\lambda}$  — относительная доля теплового излучения, приходящегося на спектральный интервал  $\Delta\lambda$  в тепловом излучении черного тела с температурой  $T_b$ . Мы полагаем величину  $\delta_{\Delta\lambda}$  для каждой полосы поглощения парникового вещества не зависящей от температуры  $T_b$ , принимая во внимание малость относительного изменения температуры в конвективном слое. Отметим, что  $\delta_{\Delta\lambda} \sim 1$  и не зависит от  $T_b$  для серых тел (облачность на Земле, газ  $CO_2$  за критической точкой на Венере), равномерно поглощающих тепловое излучение во всем спектре.

С помощью (4.1) и (4.2) получаем следующее выражение яркостной температуры  $T_b = T_b(z)$  через  $\tau = \tau(z)$ :

$$T_b = T_s \left( \frac{1 + k\tau}{1 + k\tau_s} \right)^{1/4} \quad (4.4)$$

Из (4.4) видно, что яркостная температура максимальна у земной поверхности, где она совпадает с температурой воздуха  $T_s$ , и монотонно уменьшается с увеличением высоты  $z$  в силу уменьшения с высотой  $z$  оптической глубины  $\tau$  (1.1). Абсолютная величина  $G_b$  отрицательного градиента яркостной температуры максимальна у поверхности и монотонно уменьшается до нуля с ростом  $z$  (уменьшением  $\tau$ ).

Кинетическая энергия молекул воздуха частично переходит в энергию возбуждения уровней полос поглощения парниковых веществ за счет неупругих столкновений молекул воздуха и парниковых веществ. Это приводит к понижению температуры воздуха  $T$ , возникновению отрицательного вертикального градиента температуры воздуха и связанного с этим нерадиационного потока энергии вверх. На всех высотах  $z > 0$  температура воздуха  $T > T_b$ , а абсолютная величина градиента температуры воздуха  $G < G_b$ . Столкновительное взаимодействие приводит также к повышению яркостной температуры  $T_b$ , которая остается, однако, на всех высотах ниже температуры воздуха  $T > T_b$ . Поэтому выражение (4.4) можно рассматривать как нижний предел яркостной температуры на высотах  $z > 0$ .

С ростом концентрации парниковых веществ и оптической толщины атмосферы  $\tau$ , абсолютные величины градиентов яркостной температуры  $G_b$  и температуры воздуха  $G_s \approx G_b$  у земной поверхности увеличиваются. Как только абсолютная величина градиента температуры воздуха  $G_s$  достигает некоторого критического порогового значения  $\Gamma$ , зависящего от характеристик воздуха и гравитационного поля планеты, в воздухе возникает конвекция, и нерадиационный поток, переносящий скрытую и явную энергию, увеличивается скачком в  $10^4 - 10^5$  раз. Этот скачок соответствует возникновению конвекции и переходу от молекулярной диффузии к турбулентной. Включение конвекции происходит у земной поверхности при достижении оптической толщиной атмосферы (которая выполняет функции, так называемого, параметра порядка) некоторого критического значения  $\tau_{s, \min}$ , при котором  $G_s = \Gamma$ . С ростом  $\tau > \tau_{s, \min}$  конвекция распространяется до все больших высот  $z = z_c$ .

Газовая атмосфера в гравитационном поле Земли подчиняется, как известно, условию гидростатического равновесия и уравнению состояния для атмосферного воздуха:

$$-\frac{dp}{dz} = MNg, p = NRT, \quad (4.5)$$

где  $p$ ,  $N$  и  $T$  — давление, молярная концентрация и температура воздуха на высоте  $z$ ,  $M = 29$  г моль<sup>-1</sup> — молярная масса воздуха, которая всюду предполагается не зависящей от высоты  $z$  в соответствии с наблюдениями,  $R = 8,3$  Дж моль<sup>-1</sup> г<sup>-1</sup> — газовая постоянная,  $g = 9,8$  м с<sup>-2</sup> — ускорение силы тяжести. С помощью (4.5) и (1.1) получаем следующие соотношения:

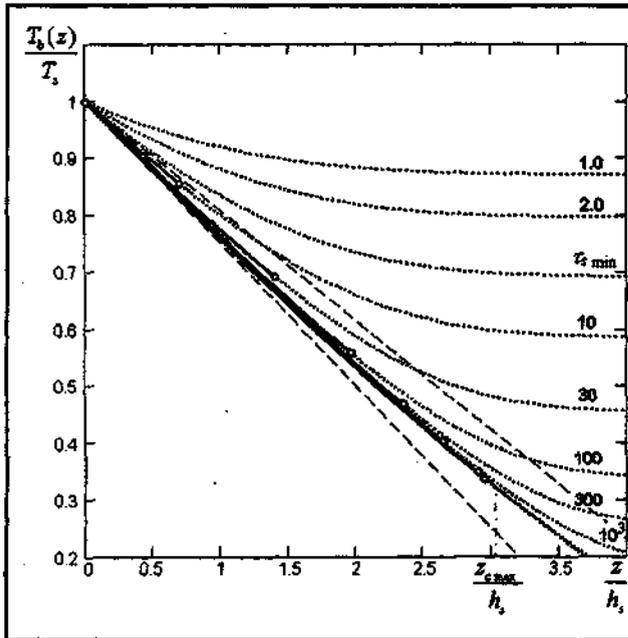


Рис. 1 Зависимость абсолютной величины градиента яркостной температуры  $G_b$  от высоты  $z$  для различных значений оптической толщины атмосферы  $\tau_s$ , см. (4.9), (4.11).

Значение  $\tau_s$ , соответствующее каждой кривой, приведено под кривой;  $h_s = RT_s/Mg$ , см. (4.6). Штриховые линии обозначают: верхняя — максимальное значение  $G_b = G_{\max} = Mg/4R$ , нижняя — современное значение для градиента температуры воздуха в зоне конвекции  $G = 0,77 G_{\max}$ , соответствующее  $6,5 \text{ К км}^{-1}$ . Высота конвекции  $z_c$  при различных значениях  $\tau_s$  определяется точками пересечения кривых  $G_b(z)$  с прямой  $G = 0,77G_{\max}$ , которые обозначены полными кружками. Величина  $z_{c \max} = 3,03h_s$ , см. (4.17), соответствует максимальной высоте конвекции, наблюдаемой при  $\tau \rightarrow \infty$ . Поскольку формула (4.11) справедлива при  $z \leq z_c$ , части кривых  $G_b(z)$  при  $z > z_c$  обозначены пунктиром. Возникновение конвекции происходит при  $\tau_s > \tau_{s \min} = 4,5$ , для которого  $z_c = 0$ .

$$\tau = \frac{\tau_s}{\rho_s} \rho; l = \frac{h}{\tau}, h \equiv \frac{RT}{Mg},$$

$$l_s = \frac{h_s}{\tau_s}, h_s = \frac{RT_s}{Mg} = 8,4 \text{ км}, \quad (4.6)$$

где нижним индексом  $s$  обозначены соответствующие величины у земной поверхности. Из (4.5) получаем, что распределение давления по высоте  $z$  определяется хорошо известным уравнением:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{h} \quad (4.7)$$

Учитывая (1.1), вычисляем градиент яркостной температуры из (4.4):

$$G_b \equiv -\frac{dT_b}{dz} = \frac{1}{4} \frac{k}{(1+k\tau)^{3/4} (1+k\tau_s)^{1/4}} \frac{T_s}{l}, \quad (4.8)$$

где  $l \in l(z)$ .

Подставляя  $l$  (4.6) в (4.8), имеем:

$$G_b = G_{\max} \alpha_b, \alpha_b = \frac{k\tau}{(1+k\tau)^{3/4} (1+k\tau_s)^{1/4}} \cdot \frac{T_s}{T},$$

$$G_{\max} = \frac{Mg}{4R} = \frac{T_s}{4h_s} = 8,56 \text{ К км}^{-1} \quad (4.9)$$

Выражение (4.9) представлено в виде произведения размерной величины  $G_{\max}$  на безразмерную комбинацию  $\alpha_b$ . Так как  $\tau \leq \tau_s$ , см. (1.1), а  $T \leq T_s$ , то  $\alpha_b \leq 1$ . Фундаментальный масштаб  $G_{\max}$  (4.9) удобен как единица измерения любых градиентов температуры  $G_b$ , которые можно выражать в виде безразмерных

величин  $\alpha \equiv G/G_{\max}$ .

Отметим, что  $G_{\max}$  (4.9) меньше абсолютной величины адиабатического градиента сухого воздуха  $\Gamma_s = 9,8 \text{ К км}^{-1}$ , но больше наблюдаемого значения для влажного воздуха  $\Gamma \equiv G_{\max} \alpha = 6,5 \text{ К км}^{-1}$ ,  $\alpha = 0,77$ ,

которое естественно рассматривать как порог возникновения конвекции, существующей при  $G > \Gamma$ . Поверхностная абсолютная величина градиента яркостной температуры  $G_b$ , согласно (4.9), сравнивается с наблюдаемой абсолютной величиной градиента температуры воздуха  $G_b = G_s = \Gamma$  при  $k\tau_s = 3,4$ . При  $k = 3/4$  это соответствует  $\tau_s = \tau_{s \min} = 4,5$  (рис. 1). При таком  $\tau_s$  приближение Эддингтона (3.6) выполняется с точностью до нескольких процентов и использование  $k = 3/4$  оправдано. Таким образом, конвекция в сухой атмосфере Земли возникает при  $\tau_s > 4,5$ . Отметим, что в современной атмосфере для  $\text{CO}_2$  имеем  $k\tau_{\text{CO}_2} = 1,9$  [11], что при  $k = 3/4$  соответствует  $\tau_{\text{CO}_2} = 2,5 < \tau_{s \min}$ , т.е. недостаточно для включения конвекции. Как показано в следующем разделе, конвекция в атмосфере Земли вызывается парами воды и облачностью.

Конвекция существует в тех областях атмосферы, где абсолютная величина градиента температуры воздуха  $G$  превышает критическое значение  $\Gamma$ ,  $G > \Gamma$  [8]. Поскольку абсолютная величина градиента температуры воздуха, как уже обсуждалось, меньше абсолютной величины градиента яркостной температуры  $G_b$ ,  $G \leq G_b$ , то

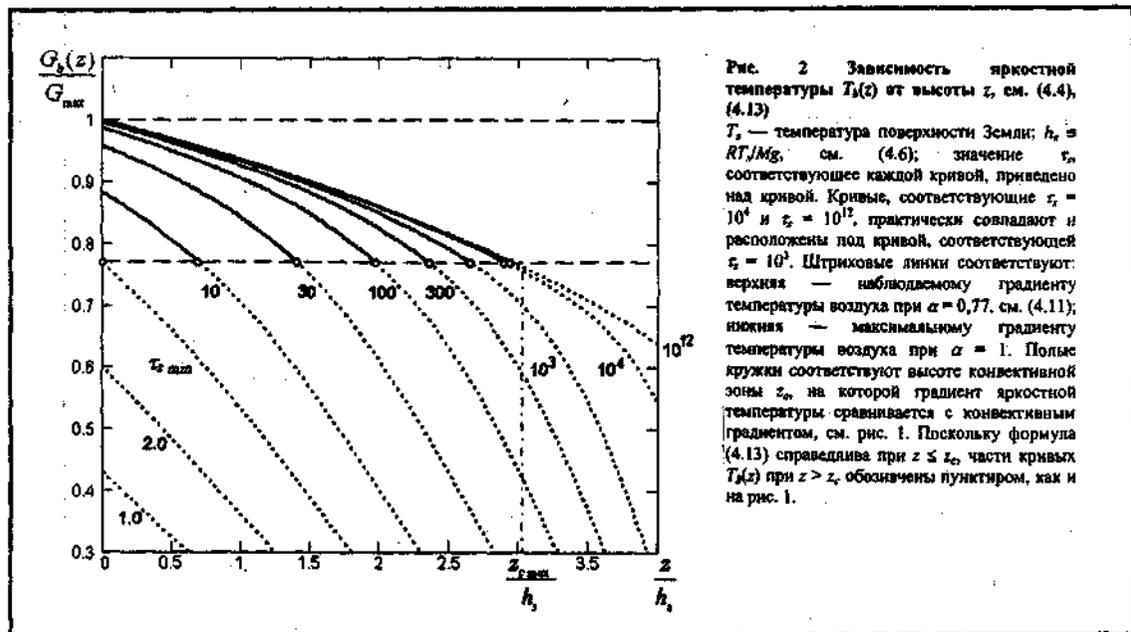


Рис. 2 Зависимость яркостной температуры  $T_b(z)$  от высоты  $z$ , см. (4.4), (4.13)  
 $T_s$  — температура поверхности Земли;  $h_s = RT_s/Mg_s$ , см. (4.6); значение  $\tau_s$ , соответствующее каждой кривой, приведено над кривой. Кривые, соответствующие  $\tau_s = 10^4$  и  $\tau_s = 10^{12}$ , практически совпадают и расположены под кривой, соответствующей  $\tau_s = 10^3$ . Штриховые линии соответствуют: верхняя — наблюдаемому градиенту температуры воздуха при  $\alpha = 0,77$ , см. (4.11); нижняя — максимальному градиенту температуры воздуха при  $\alpha = 1$ . Полые кружки соответствуют высоте конвективной зоны  $z_c$ , на которой градиент яркостной температуры сравнивается с конвективным градиентом, см. рис. 1. Поскольку формула (4.13) справедлива при  $z \leq z_c$ , части кривых  $T_b(z)$  при  $z > z_c$  обозначены пунктиром, как и на рис. 1.

высота области конвекции  $z_c$  не превышает высоты, на которой уменьшающаяся с ростом высоты  $z$  абсолютная величина градиента яркостной температуры  $G_b$  сравнивается с  $\Gamma$ . Эта высота  $z_c$  определяется из уравнений:

$$G_b(z_c) = \Gamma \text{ или } \alpha_b(z_c) = \alpha, \quad (4.10)$$

где  $G_b(z)$  задается формулой (4.9).

Во всей области существования конвекции мощные конвективные потоки воздуха приводят к тому, что отрицательный вертикальный градиент температуры воздуха  $G$  практически совпадает с пороговым градиентом возникновения конвекции  $\Gamma$  [2,8]. Это соответствует наблюдаемому постоянству  $G = \Gamma$ , приводящему к зависимости температуры воздуха  $T$  от высоты вида:

$$T = T_s - \Gamma z = T_s \left(1 - \frac{\alpha z}{4 h_s}\right), \quad \Gamma = -G_{\max} \alpha,$$

$$G_{\max} = \frac{T_s}{4 h_s}, \quad \alpha = 0,77, \quad z \leq z_c \quad (4.11)$$

При  $z > z_c$  конвекция прекращается и изменение температуры воздуха не описывается формулой (4.11).

С учетом изменения температуры с высотой  $z$  (4.11) распределение атмосферного давления по высоте в условиях гидростатического равновесия (4.5) при  $z \leq z_c$  имеет известный вид:

$$p = p_s \left(1 - \frac{\alpha z}{4 h_s}\right)^{4/\alpha}, \quad z \leq z_c \quad (4.12)$$

С помощью соотношений (4.6) получаем (при  $z \leq z_c$ ):

$$\tau = \tau_s \left(1 - \frac{\alpha z}{4 h_s}\right)^{4/\alpha}; \quad \frac{\tau}{\tau_s} = \frac{\rho}{\rho_s} = \left(1 - \frac{\alpha z}{4 h_s}\right)^{4/\alpha} \quad (4.13)$$

Приравняв  $\alpha_b(z)$  (4.9) и наблюдаемое значение  $\alpha = 0,77$ , см. (4.9), имеем:

$$\frac{k\tau}{(1+k\tau)^{3/4} (1+k\tau_s)^{1/4}} \cdot \frac{T_s}{T} = \alpha = 0,77 \quad (4.14)$$

Величины  $\tau$  и  $T$  в (4.14) связаны с высотой  $z$  соотношениями (4.13) и (4.11). Уравнение (4.14) определяет значение  $z = z_c$ , определяющее максимальную высоту распространения конвекции при различных значениях  $\tau_s$  (см. рис. 1). Зависимости от  $z$  яркостной температуры  $T_b(z)$  при различных значениях  $\tau_s$  (4.4), (4.13) и температуры воздуха  $T(z)$  (4.11) приведены на рис. 2. В силу близости абсолютных величин конвективного  $\alpha = 0,77$  и максимального  $\alpha = 1$  градиентов температуры, обе температуры остаются близки друг к другу при  $z \leq z_c$ , рис. 2.

При  $\tau_s \rightarrow \infty$  ( $\tau_s \gg 1$ ) соотношение (4.14) принимает вид:

$$\left(\frac{\tau}{\tau_s}\right)^{1/4} \frac{T_s}{T} = \alpha \quad (4.15)$$

Предполагая, что конвективные потоки не могут привести к существенному нарушению гидростатического равновесия в атмосфере, можно использовать соотношения (4.5). В результате, для (4.15) получаем:

$$\left(\frac{p}{p_s}\right)^{1/4} \frac{T_s}{T} = \alpha \quad (4.16)$$

Подставляя (4.12) и (4.11) в (4.16), получаем для максимально возможной высоты распространения конвективных потоков  $z_c$  при  $\tau_c \rightarrow \infty$  следующее выражение:

$$z_{c \max} = 4h_s \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha^{1-\alpha}}\right) = 3,03 h_s = 25 \text{ км} \quad (4.17)$$

Численное значение  $z_{c \max} = 25$  км соответствует современной температуре земной поверхности  $T_s = 288$  К, см. (4.6).

Минимальные значения температуры воздуха  $T_c \equiv T(z_c)$  и яркостной температуры  $T_{bc} \equiv T_b(z_c)$  на верхней границе конвекции  $z = z_{c \max}$  при  $\tau_c \rightarrow \infty$  получим, подставляя (4.17) в (4.11), а (4.17) и (4.13) в (4.4):

$$T_c = T_s \alpha^{\frac{\alpha}{1-\alpha}}, T_{bc} = T_s \alpha^{\frac{1}{1-\alpha}} = \alpha T_c; \\ \frac{T_c}{T_s} = 0,42, \frac{T_{bc}}{T_s} = 0,32 \quad (4.18)$$

при  $\alpha = 0,77$

С помощью (4.13) и (4.17) для оптической глубины  $\tau = \tau_c$  на верхней границе зоны конвекции  $z = z_{c \max}$  соответствующей оптической толщине стратосферы, получаем, что оптическая толщина стратосферы  $\tau_c$  растет пропорционально оптической толщине всей атмосферы  $\tau_s$ :

$$\tau_c = \tau_s \alpha^{\frac{4}{1-\alpha}} = 0,01 \tau_s \quad (4.19) \\ \text{при } \alpha = 0,77$$

Это означает невозможность распространения конвекции на фиксированную оптическую глубину при меняющемся  $\tau_s$  (см. [10, с. 304]). Предполагая, что плотность мощности диссипации конвективных потоков пропорциональна плотности воздуха, получаем, что средняя высота диссипации конвективной мощности  $\bar{z}_c \approx h_s$ . Для оптической глубины  $\bar{\tau}_c$ , соответствующей высоте  $\bar{z}_c$ , имеем:

$$\bar{\tau}_c = \tau_s \frac{\bar{p}_c}{p_s} = \tau_s \left(1 - \frac{\alpha}{4}\right)^{4/\alpha} \approx 0,3 \tau_s \quad (4.20)$$

при  $\alpha = 0,77$

Как видно из (4.18), яркостная температура  $T_{bc}$  на верхней границе конвекции возрастает пропорционально температуре поверхности  $T_s$ . Следовательно, поток теплового излучения вверх на верхней границе конвекции возрастает пропорционально  $T_s^4$ . Мощность диссипации конвективных нерадикационных потоков энер-

гии в области  $0 < z < z_c$  ограничена потоком поступающей солнечной энергии  $F_{in}$ , которая не меняется с ростом  $\tau_s$  и  $T_s$ . (Отметим, что в нестационарном случае поток поглощенной солнечной радиации  $F_{in}$  не равен потоку уходящей тепловой радиации  $F_{out}$ ,  $F_{in} \neq F_{out}$ , а также  $F_s^+ / F_{in} \neq k \tau_s$ ). При  $F_s^+ = \sigma T_s^4 \gg F_{in}$  конвективные потоки не могут существенно изменить восходящие потоки теплового излучения  $F^+$  в зоне конвекции и, следовательно, яркостную температуру теплового излучения, по сравнению со случаем радиационного равновесия. Поэтому с ростом температуры поверхности  $T_s$  и оптической толщины атмосферы  $\tau_s$  радиационное равновесие устанавливается во всей атмосфере (а не только в стратосфере при  $z > z_c$ ) и приближение Эддингтона становится справедливым для всей атмосферы. При  $F_s^+ \gg F_{in}$  и  $\tau_s \gg 1$  выражения (4.17) – (4.20), полученные с использованием приближения Эддингтона, представляют собой точные значения, а не верхнюю оценку величины  $z_c$  и нижние оценки величин  $T_{bc}$  и  $T_c$ .

На Венере отношение потоков теплового излучения на поверхности  $F_s^+$  к потоку теплового излучения в космос  $F_{out} = F_{in}$  равно  $F_s^+ / F_{out} = 98$  [5]. В соответствии с приближением Эддингтона (4.1) это соответствует  $\tau_s = \frac{4}{3} (F_s^+ / F_{out}) = 131 \gg 1$ . Поэтому полученная нами формула (4.17) применима к Венере с высокой точностью. Учитывая, что на Венере  $h_s = 15,6$  км,  $G_{\max} = 11,4$  К км<sup>-1</sup> ( $T_s = 730$  К,  $M_{\infty} = 44$  г моль<sup>-1</sup>,  $g = 8,6$  м с<sup>-2</sup>, [5,11,12], наблюдаемый градиент температуры воздуха  $G \sim 8$  К км<sup>-1</sup> [2], получаем  $\alpha = G / G_{\max} = 0,70$ . Подставляя эти значения в формулу (4.17), получаем для верхней границы конвекции  $z_{c \max}$ , совпадающей с высотой расположения облаков, и ее температуры  $T_c$  величины  $z_{c \max} = 50,4$  км и  $T_c = 318$  К (44 °С), что находится в хорошем согласии с наблюдаемой на Венере высотой облаков, равной (52+53) км.

Рост оптической толщины стратосферы  $\tau_c$  (4.19) и средней оптической толщины диссипации конвективных потоков (4.20) при увеличении  $\tau_s$  означает, что вклад мощности диссипации конвективных потоков в формирование уходящего в космос теплового излучения уменьшается до нуля при  $\tau_s \rightarrow \infty$ . Отметим, что если бы существовал механизм, в результате действия которого при любом значении  $\tau_s$  оп-

ределенная конечная часть конвективных потоков энергии подвергалась диссипации на заданных малых оптических глубинах, например на  $\tau = 1$ , не зависящих от величины оптической толщины  $\tau$ , то это означало бы передачу солнечной энергии через динамические конвективные потоки непосредственно в космос. Эта часть солнечной энергии, подобно альбедо, уходила бы в космос, не совершая на земной поверхности и в основной массе атмосферы никакой работы и не участвуя в формировании температурного режима на земной поверхности. В этом случае, который, как мы показали, не имеет места в атмосферах Земли и Венеры, уходящая в космос часть потока конвективной энергии составляла бы не зависящую от оптической толщины  $\tau$ , постоянную часть уходящего в космос теплового излучения.

### 5 ЗАВИСИМОСТЬ ПОТОКА ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОСМОС ОТ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ НАЛИЧИИ ЖИДКОЙ ГИДРОСФЕРЫ

Зависимость давления насыщенных паров воды  $p_L$  от температуры задается известным законом Клапейрона-Клаузиуса (нижним индексом  $L$  везде обозначены величины, относящиеся к парам воды):

$$p = p_s \exp\left\{\frac{T_L}{T_s} - \frac{T_L}{T}\right\}, \quad T_L \approx \frac{Q}{R} \approx 5300 \text{ K}, \quad (5.1)$$

где  $Q \approx 44$  кДж/моль — скрытая теплота испарения 1 моля водяного пара. Величина  $Q$  уменьшается на 10% при увеличении температуры на 100 °С. В формуле (5.1) приведено значение  $Q$  при современной наблюдаемой среднеглобальной температуре земной поверхности 15 °С, которое ниже считается приблизительно не зависящим от температуры  $T$ . Формулу (5.1) можно рассматривать как определение величины давления насыщенных паров воды на разных высотах  $z$  в различные моменты времени  $t$ . Поэтому ниже используем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} p &= p(z, t), \quad T \equiv T(z, t); \\ T_s &= T(0, t), \quad p_s = p(0, t); \\ T_{s0} &= T_s(0, 0), \quad p_{s0} = p(0, 0) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Формула (5.1) не зависит от выбора момента времени  $t = 0$  и обладает свойством инвариантности:

$$p_s \exp\left(\frac{T_L}{T_s}\right) = p_{s0} \exp\left(\frac{T_L}{T_{s0}}\right) \quad (5.3)$$

При условии равновесия паров воды в гравитационном поле Земли см. (4.5), величину

вертикального градиента температуры  $G_L$  для насыщенных паров воды на любой высоте  $z$  получаем из формулы (5.1):

$$G_L \equiv -\frac{dT}{dz} = \frac{T}{h_L}, \quad T = T_s e^{\frac{z}{h_L}}, \quad h_L \equiv \frac{gM}{RT_L} \quad (5.4)$$

Учитывая большую величину температуры  $T_L$  (5.1), можно считать вертикальный градиент температуры практически постоянным, не зависящим от  $z$  во всем атмосферном столбе:

$$\begin{aligned} G_L &= -\frac{dT}{dz} = \frac{T_s}{h_L} = \alpha_L G_{\max}, \quad \alpha_L \equiv \frac{4T_s}{T_L}, \\ \alpha_{L0} &= \frac{4T_{s0}}{T_L} = 0,22 = 0,28\alpha, \quad \alpha = 0,77 \end{aligned} \quad (5.5)$$

Появление нового масштаба температуры  $T_L$  полностью определяет безразмерную величину градиента  $\alpha_{L0}$ , который оказывается примерно в три раза меньше наблюдаемого  $\alpha$  (4.11).

Если бы существующий вертикальный конвективный градиент температуры воздуха  $\Gamma = \alpha G_{\max}$  был бы меньше  $G_L = \alpha_L G_{\max}$ ,  $\alpha < \alpha_L$ , то водяной пар во всем атмосферном столбе не был бы насыщенным. В этом случае в атмосфере не было бы конвективных вертикальных потоков вещества, не было бы непрерывного испарения воды и не было бы осадков — выпадения конденсированной влаги, компенсирующей непрерывное испарение воды из гидросферы. В настоящее время  $\Gamma = 3,5G_L$ ,  $\alpha = 3,5\alpha_{L0}$ . Это означает, что для насыщенного водяного пара невозможно выполнение условия равновесия в гравитационном поле, см. (4.5). Вертикальный градиент давления в этом случае существенно превышает вес столба, вследствие чего возникают вертикальные потоки водяного пара и воздуха вверх за счет непрерывного процесса испарения гидросферы. Эти восходящие потоки компенсируются выпадением осадков после конденсации водяного пара в верхних слоях атмосферы с понижением температуры воздуха.

Отметим, что вертикальный температурный градиент насыщенного водяного пара  $\alpha_L$ , как видно из (5.5), растет линейно с увеличением температуры поверхности  $T_s$ . С другой стороны, величина вертикального конвективного градиента температуры воздуха  $\alpha$  остается постоянной. Таким образом, с ростом температуры  $\alpha_L$  приближается к величине градиента температуры воздуха,  $\alpha_L \rightarrow \alpha$ . При этом водяной пар постепенно теряет свойство насыщенности, осадки уменьшаются и полностью прекращаются при  $\alpha_L = \alpha$ .

Величина градиента  $G_L$  получена из условия выполнения закона Клапейрона-Клаузиуса. Наблюдаемый конвективный градиент  $G = \Gamma$ , который сейчас в 3,5 раза превосходит  $G_L$ , определяется диссипативной мощностью конвективных потоков скрытой и явной энергии и равной ей мощностью столкновительного возбуждения полос поглощения парниковых веществ. Последняя может определяться как возбуждением полос поглощения самого водяного пара, так и возбуждением полос поглощения других парниковых веществ, главным образом,  $\text{CO}_2$  и облачности — взвешенных частиц влаги.

Так как наблюдаемое значение  $G = \Gamma > G_L$ , то распределение парциального давления водяного пара отличается от равновесного в гравитационном поле Земли (4.5). Вычисляя  $dp_L/dz$  с помощью (5.1), получаем:

$$\frac{dp_L}{dz} = -\frac{p_L}{h_L}; h_L = \frac{h}{\beta};$$

$$\beta = \alpha \frac{T_L}{4T} \approx \beta_s = \frac{\alpha}{\alpha_L} = 3,5 \quad (5.6)$$

Используя зависимость  $T$  от высоты  $z$  (4.11) и полагая коэффициент сжатия  $b$  постоянной, не зависящей от  $T$  и  $z$  величиной, для  $z \leq z_c$  получаем следующую приближенную зависимость давления водяного пара от высоты  $z$ :

$$p_L = p_{Ls} \left( \frac{p}{p_s} \right)^\beta = p_{Ls} \left( 1 - \alpha_L \frac{z}{4h_{Ls}} \right)^{4/\alpha_L}$$

$$\alpha_L = \frac{4T_s}{T_L}, h_{Ls} = \frac{h_s}{\beta} \approx 2,4 \text{ км}, \quad (5.7)$$

где  $p$  (4.12) и  $p_s$  — давление воздуха на высоте  $z$  и земной поверхности, соответственно.

Выражение (5.6) отличается от (4.7), а (5.7) от (4.10) заменой масштаба высоты (4.6) на масштаб высоты  $h_L \in h/b$ . Это означает, что распределение давления водяного пара сжато в  $b$  раз по сравнению с распределением давления воздуха. Распределение паров воды характеризуется высотой  $h_{Ls} = h_s/\beta \approx 2,4$  км, что примерно соответствует наблюдениям [2,13]. Коэффициент сжатия  $b$ , согласно (5.6) и (4.9), увеличивается от значения 3,5 у поверхности до значения 3,7 на высоте  $h_{Ls}$ , т.е. изменяется на 6%, что определяет относительную ошибку в приближенной формуле (5.7). Сжатость современного высотного распределения паров воды по сравнению с распределением воздуха приводит к интенсивному испарению гидросферы, конвективным вертикальным потокам вверх испарившейся

влаги и компенсирующим эти потоки водным осадкам.

Используя определение (1.1) для  $\tau_L$ , приближенное уравнение (5.7) для  $p_L$  и уравнение состояния  $p_L = N_L RT$  (4.5), получаем следующие соотношения:

$$\frac{\tau_L}{\tau_{Ls}} = \frac{p_L}{p_{Ls}}, \quad z \leq z_c \quad (5.8)$$

$$l_L = \frac{h_L}{\tau_L}, l_{Ls} = \frac{h_{Ls}}{\tau_{Ls}} \quad (5.9)$$

Соотношение (5.8) так же, как и (5.6) и (5.7), справедливо с точностью порядка 6%. Так как основной масштаб высоты  $h_s$  заменяется для водяного пара на  $h_{Ls} \in h_s/b$ , то максимальная величина  $G_{\max} = T_s/4h_s$  (4.9) становится для водяного пара в  $b$  раз больше,  $G_{L\max} = T_s/4h_{Ls} = G_{\max} b = 30 \text{ К/км}$ .

Для водяного пара выражения для максимальной высоты  $z_{Lc}$  конвекции, температуры  $T_L$  и  $T_{Lb}$  на высоте  $z_{Lc}$ , оптической глубины  $\tau_{Lc}$ , соответствующей этой высоте, и средней оптической глубины  $\overline{\tau_{Lc}}$  диссипации конвективных потоков можно получить из формул (4.17)-(4.20) путем замены  $a$  на  $a_L = a/b$ ,  $h_s$  на  $h_{Ls} = h_s/b$ ,  $\tau$  на  $\tau_L$ ,  $\tau_s$  на  $\tau_{Ls}$ :

$$z_{Lc} = z_c \frac{\alpha_L}{1 - \alpha_L} \approx 4 \frac{h_s}{\beta} \ln \frac{\beta}{\alpha} = 6,3 \frac{h_s}{\beta} = 15 \text{ км} \quad (5.10)$$

$$T_{Lc} = T_s \alpha_L \frac{\alpha_L}{1 - \alpha_L} = 0,65 T_s = 188 \text{ К} (-85^\circ \text{C}); \quad (5.11)$$

$$\tau_{Lc} = \tau_s \alpha_L \frac{4}{1 - \alpha_L} = 4 \times 10^{-4} \tau_s; \quad (5.12)$$

$$\overline{\tau_{Lc}} = \tau_s \left( 1 - \frac{\alpha_L}{4} \right)^{4/\alpha_L} \approx 0,36 \tau_s \quad (5.13)$$

Для земной атмосферы максимальная плотность водяного пара наблюдается в наиболее нагретой экваториальной зоне, где высота конвекции достигает 15-16 км, а минимальная температура воздуха на этой высоте имеет порядок  $-80^\circ \text{C}$ , что находится в хорошем согласии с (5.10) и (5.11).

В силу большой величины  $G_{L\max}$  включение конвекции происходит, когда оптическая толщина водяного пара в атмосфере достигает значения  $\tau_{L\min} = 0,38$  (вместо  $\tau_{s\min} = 4,5$  для неконденсирующихся парниковых веществ подобных  $\text{CO}_2$ ),  $\tau_{L\min}$  можно получить из (4.14) и (4.15), полагая  $z = 0$  и  $a = a_L$ . Оценка среднеглобального значения для земной атмосферы дает  $k\tau_{Ls} = 0,53$  [11], что при  $k = 3/4$  соответствует  $\tau_{Ls} = 0,71$ . Отметим, что в интер-

вале  $\tau_{L_s} < \tau_{L_s \text{ min}}$ , соответствующем  $\Gamma > G > \Gamma_L$ , водяной пар находится уже вне гидростатического равновесия (т.е. присутствуют потоки испарения и осадков), но конвекция еще отсутствует.

### 6 РАЗБЕГАЮЩИЙСЯ ПАРНИКОВЫЙ ЭФФЕКТ (RUNAWAY GREENHOUSE EFFECT)

Оптическая толщина атмосферных паров воды  $\tau_{L_s}$ , так же как и их парциальное давление у поверхности  $p_{L_s}$ , экспоненциально возрастает с увеличением приземной температуры  $\theta \equiv T_s - T_{s0}$ , см. (5.3):

$$\frac{\tau_{L_s}}{\tau_{L_s0}} = \frac{p_{L_s}}{p_{L_s0}} = \exp\left(\frac{\theta}{\theta_s}\right),$$

$$\theta_s \equiv \alpha_L \frac{T_s}{4}, \theta_{s0} \equiv \alpha_L \frac{T_{s0}}{4} = 18 \text{ K} \quad (6.1)$$

Это означает, что отношение потока теплового излучения в космос  $F_{L_e}$  к восходящему потоку теплового излучения земной поверхности  $F_{L_s}^+$  в области полосы поглощения водяного пара экспоненциально уменьшается с ростом температуры поверхности  $\theta$ :

$$\frac{F_{L_e}}{F_{L_s}^+} = \frac{1}{\tau_{L_s}} = \frac{1}{\tau_{L_s0}} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_s}\right), \theta_s = (18 \text{ K}) \cdot \frac{T_s}{T_{s0}} \quad (6.2)$$

Отношение яркостной температуры излучения паров воды в космос  $T_{ble}$  к приземной температуре  $T_s$ , также экспоненциально убывает, но с меньшим показателем:

$$\frac{T_{ble}}{T_s} = \frac{1}{(\tau_{L_s0})^{1/4}} \exp\left(-\frac{\theta}{4\theta_s}\right) \quad (6.3)$$

В случае неограниченной величины гидросферы Земли стационарное состояние, при котором поток уходящего в космос теплового излучения сравнивается с потоком поглощаемого солнечного излучения, оказывается недостижимым. Если стартовать с наблюдаемых сейчас начальных условий равновесия, то в силу уменьшения уходящего потока энергии с ростом приземной температуры, поток теплового излучения в космос никогда вновь не сравняется с потоком солнечной энергии. Превосходящая поток уходящего теплового излучения падающая солнечная энергия будет приводить к непрерывному увеличению энергии теплового излучения в основном у земной поверхности. Уменьшение по-

тока теплового излучения в космос в ответ на рост приземной температуры происходит мгновенно, а времена диссипации энергии динамических процессов характеризуются конечными величинами. Это позволяет предполагать, что скорость накопления облачности в атмосфере будет превышать скорость осадков, что будет приводить к увеличению оптической толщины не только в области поглощения паров воды, но во всей области теплового излучения, перекрываемого облачностью. Именно такая ситуация будет соответствовать разбегающемуся парниковому эффекту.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия отечественной науке для А.М. Макарьевой и гранта НШ 1124-2003.2.

#### Литература

- 1 Michalas D., Michalas B. W. Foundations of radiation hydrodynamics. - New York: Oxford University Press, 1984. - 718 p.
- 2 Goody R. M., Yung Y. L. Atmospheric radiation, the theoretical basis, 2nd edn. - New York: Oxford University Press, 1989. - 519 p.
- 3 Горшков В. Г., Макарьева А. М., Лосев К. С. Планетарный парниковый эффект и биотическая устойчивость климата Земли. //Изв. секции наук о Земле РАН. - 2001, № 7. - С. 62-74.
- 4 Макарьева А. М., Горшков В. Г. Парниковый эффект и проблема устойчивости среднеглобальной температуры земной поверхности. //Докл. РАН. - 2001. - 376. - С. 810-814.
- 5 Mitchell J. The «greenhouse» effect and climate change. //Rev. Geophys. - 1989. - 27. - P. 115-139.
- 6 Schneider S. H. The greenhouse effect: Science and policy. //Science. - 1989. - 243. - P. 771-781.
- 7 Chandrasekhar S. An Introduction in the Study of Stellar Structure. - New York: Dover, 1957. - 243 p.
- 8 Ramanathan V., Coakley J. A. Climate modeling through radiative-convective models. //Rev. Geophys. Space Phys. - 1978. - 16. - P. 465-489.
- 9 Nakajima S., Hayashi Y. — Y., Abe Y. A study on the «runaway greenhouse effect» with a one-dimensional radiative-convective equilibrium model. //J. Atmos. Sci. - 1992. - 49. - P. 2256-2266.
- 10 Gorshkov V. G., Makarieva A. M. Greenhouse effect dependence on atmospheric concentrations of greenhouse substances and the nature of climate stability on Earth. //Atmos. Chem. Phys. Discuss. - 2002. - 2. - P. 289-337.
- 11 Allen C. W. Astrophysical Quantities. - London: Athlone Press, 1955. - 234 p.
- 12 Kasting J. F. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus. //Icarus. - 1988. - 74. - P. 472-494.
- 13 Pruppacher H. P., Klett J. D. Microphysics of clouds and precipitation. - Dordrecht: D Reidel Publishing Company, 1978. - 518 p.