

УДК 911.2: 551.58

ПРИРОДА НАБЛЮДАЕМОЙ УСТОЙЧИВОСТИ КЛИМАТА ЗЕМЛИ

© 2006 г. В. Г. Горшков, А. М. Макарьева

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН

Поступила в редакцию 9.03.2005 г.

После исправления 12.12.2005 г.

Показано, что состояние климата с жидкой гидросферой и наблюдаемой среднеглобальной температурой 15°C физически неустойчиво. Наблюдаемая устойчивость современного климата указывает на существование управления климатом глобальной, не возмущенной человеком естественной биотой Земли. По эмпирическим данным наблюдений определены параметры устойчивой ямы функции Ляпунова, характеризующие состояние современного климата.

1. ВВЕДЕНИЕ

Основная геоэкологическая особенность земной поверхности – существование жидкой гидросферы океанов и, как следствие, наличие атмосферной влаги. Атмосферная влага состоит из газообразных паров воды и жидких капель облачности. Водяные пары и облачность находятся в физическом равновесии с жидкой гидросферой океанов и увлажненной поверхностью континентов. Атмосферная влага является основным парниковым веществом, поглощающим тепловое излучение земной поверхности. Парниковые вещества уменьшают пропускание атмосферой теплового излучения земной поверхности в космос и увеличивают температуру поверхности Земли. Устойчивость существующего климата при изменении солнечной активности по отношению к возможности перехода к полному оледенению гидросферы Земли исследовалась в работах [3, 21, 22].

В настоящей работе анализируется физическая устойчивость земного климата при постоянной солнечной активности. Найдена теоретическая физическая потенциальная функция (функция Ляпунова) во всей области изменения приземных температур. Показано, что существующий климат с жидкой гидросферой физически неустойчив. Соответственно, теоретическая физическая потенциальная функция в области жидкой гидросферы имеет максимум. Физически устойчивыми состояниями без учета влияния биоты, т.е. на безжизненной Земле, являются полное оледенение со среднеглобальной температурой ниже -40°C и полное испарение гидросферы со среднеглобальной температурой выше 400°C. В обоих этих состояниях существование жизни невозможно. Показано, что реально происходящие физические изменения окружающей среды не могут изменить климат после его перехода в одно из этих двух физически устойчивых состояний. В

разделе Обсуждение рассмотрены аргументы, указывающие на то, что наблюдаемая устойчивость климата имеет биотическую природу.

2. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ СРЕДНЕГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Усредненный по достаточно большой площади баланс энергии на земной поверхности, включая атмосферу, имеет вид [2, 6, 21]:

$$C \frac{dT}{dt} = F_{in} - F_{out} \equiv -\frac{dU}{dT}, \quad (1)$$

$$F_{in} \equiv I_a a(T), \quad F_{out} \equiv F_e \equiv F_s(T) b(T), \quad F_s \equiv \sigma_R T^4,$$

где T – абсолютная температура земной поверхности, C – средняя теплоемкость, приходящаяся на единицу площади поверхности Земли, F_{in} – поток коротковолнового солнечного излучения, поглощаемого Землей, I_a – поток солнечной радиации за пределами атмосферы (среднеглобальное значение $\bar{I}_a = I/4$, где $I = 1367 \text{ Вт/м}^2$ – солнечная постоянная (поток солнечной радиации на единицу площади поперечного сечения Земли за пределами атмосферы)), $a(T) = 1 - A(T)$ – доля поглощенной Землей солнечной радиации (“коальбеда”), $A(T)$ – альbedo (доля отраженной солнечной радиации), $F_{out} \equiv F_e$ – поток уходящего в космос длинноволнового теплового излучения Земли, F_s – тепловое излучение земной поверхности, $\sigma_R = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана, $b(T) \equiv F_d/F_s(T)$ – функция пропускания теплового излучения, $U(T)$ – потенциальная функция (функция Ляпунова). Единственная независимая переменная уравнения баланса (1) – температура земной поверхности T .

В стационарном состоянии нулевой скорости прироста энергосодержания $C \frac{dT}{dt} = -\frac{dU}{dT} = 0$ и функция $U(T)$ имеет экстремум – максимум или минимум. При этом центральная часть равенства (1), $F_{in} = F_{out}$, определяет величину стационарной температуры земной поверхности $T = T_s$:

$$I_a a(T_s) - \sigma_R T_s^4 b(T_s) = -\frac{dU}{dT}\bigg|_{T=T_s} = 0 \text{ или}$$

$$T_s = T_a \left(\frac{a(T_s)}{b(T_s)} \right)^{1/4}, \quad T_a \equiv \left(\frac{I_a}{\sigma_R} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

$$\bar{T}_a \equiv T_o = \left(\frac{I}{4\sigma_R} \right)^{1/4} = 278 \text{ К,}$$

где T_o – орбитальная температура. Вторая производная $W \equiv d^2U/dT^2|_{T=T_s}$ определяет характер экстремума. Экстремум представляет собой устойчивый минимум при $W > 0$ и неустойчивый максимум при $W < 0$.

$$W \equiv \left(\frac{d^2U}{dT^2} \right)_{T=T_s} = \frac{I}{4} \left(\frac{a(T)}{T} (4 + \beta - \alpha) \right)_{T=T_s}, \quad (3)$$

$$\alpha \equiv \frac{da}{dT} \frac{T}{a}, \quad \beta \equiv \frac{db}{dT} \frac{T}{b}.$$

Стационарное состояние устойчиво при $\alpha - \beta < 4$ и неустойчиво при $\alpha - \beta > 4$. В частности, устойчивы стационарные состояния в области мало меняющихся, практически постоянных a и b , для которых $\alpha \ll 4$ и $\beta \ll 4$.

В земной атмосфере основные парниковые газы – пары воды и CO_2 . Существующие при ясном небе спектральные окна закрываются при облачном небе. Величину $b(T_s)$ для земной атмосферы можно записать в виде (см. Приложение):

$$b(T_s) = \frac{\delta_{\text{H}_2\text{O}}}{\tilde{\tau}_{s0}(T_s) + \tilde{\tau}_{s\text{H}_2\text{O}}(T_s) + 1} +$$

$$+ \frac{\delta_{\text{CO}_2}}{\tilde{\tau}_{s0}(T_s) + \tilde{\tau}_{s\text{CO}_2}(T_s) + 1} + \frac{\delta_0}{\tilde{\tau}_{s0}(T_s) + 1}, \quad (4)$$

где $\delta_{\text{H}_2\text{O}}$ и δ_{CO_2} – относительные спектральные интервалы, содержащие основные полосы поглощения теплового излучения паров воды (H_2O) и CO_2 , δ_0 – относительный спектральный интервал, приходящийся на спектральные окна, закрываемые облачностью и слабыми линиями поглощения водяного пара, $\tilde{\tau}_{si} = K\tau_{si}$, τ_{si} – оптическая толщина i -го парникового вещества, значение $i = 0$ соответствует облачности и слабым линиям поглощения водяного пара, K – константа, учитывающая вклады нерадиационных потоков энергии скрытого и явного тепла (см. Приложение). При

наличии жидкой гидросферы количество атмосферной влаги и облачности зависит от температуры земной поверхности T_s в соответствии с законом Клапейрона-Клаузиуса. Оптическая толщина CO_2 физически от температуры не зависит. Спектральные интервалы δ_{CO_2} , δ_0 и $\delta_{\text{H}_2\text{O}}$ оценим следующими значениями:

$$\delta_{\text{CO}_2} = 0.19, \quad \delta_0 = 0.25, \quad \delta_{\text{H}_2\text{O}} = 0.56,$$

$$\sum_i \delta_i = 1. \quad (5)$$

При этом δ_{CO_2} вычислено для основной полосы поглощения CO_2 со средней длиной волны 15 мкм, расположенной в области между 13 мкм и 17 мкм [28]. Область спектрального окна соответствует интервалу от 8 до 12 мкм. Его оценка (5) примерно совпадает с оценкой, приведенной в работе [32]. Область сильного поглощения H_2O , расположенная в различных частях спектра теплового излучения [8,28], выбиралась из условия $\sum_i \delta_i = 1$.

Эффективные оптические толщины $\tilde{\tau}_{si}$ атмосферы в (4), учитывающие конвекцию (см. Приложение), определяются как относительные разности потоков теплового излучения вверх в соответствующем спектральном интервале δ_i у поверхности, F_{si}^+ , и за пределами атмосферы, F_{ei}^+ (см. Приложение):

$$\tilde{\tau}_{si} \equiv (F_{si}^+ - F_{ei}^+)/F_{ei}^+. \quad (6)$$

Значение $b(T_s)$ в стационарной точке $T_s = 288 \text{ К}$ определяется из соотношения (2) по наблюдаемому значению коальбеда $a(T_s) = 0.70$ [19] и наблюдаемой величине орбитальной температуры Земли T_o (2), определяемой по величине солнечной постоянной $I = 1367 \text{ Вт м}^{-2}$ [19]. Эти значения дают $b(T_s) = 0.61$.

Для построения зависимости функции $b(T)$ от приземной температуры T будем в соответствии с наблюдениями полагать, что существующая температура $T_s = 288 \text{ К}$ (15°C) земной поверхности является стационарной, удовлетворяя (2). Значение $\tilde{\tau}_{s\text{CO}_2}$ определим по формуле (6), используя эмпирические данные для $F_{s\text{CO}_2}^+$ и $F_{e\text{CO}_2}^+$ [5,8]:

$$\tilde{\tau}_{s\text{CO}_2} = 1.9. \quad (7)$$

Согласно данным [26, 30], облачность дает в величину абсолютного глобального парникового эффекта, равного $F_s - F_e$, относительный вклад d , равный примерно 18%, $d = 0.18$. В соответствии с этим значение b для безоблачного неба составляет $b_{cs} = F_{e\text{cs}}/F_s = (F_e + (F_s - F_e)d)/F_s = 0.68$, где $F_{e\text{cs}}$ –

поток теплового излучения за пределами атмосферы при отсутствии облачности. Отсутствие облачности соответствует $\tilde{\tau}_0 = 0$ в (4). Полагая в (4) $\tilde{\tau}_{s0} = 0$, $b = b_{cs} = 0.68$ и $\tilde{\tau}_{sCO_2} = 1.9$ (7) и учитывая значения (5), получаем для $\tilde{\tau}_{sH_2O}$ значение

$$\tilde{\tau}_{sH_2O}(T_s) = 0.53. \quad (8)$$

Используя значения (7) и (8) получаем из выражения (4) для глобальной величины $b(T_s) = 0.61$ значение $\tilde{\tau}_0$ для облачности и слабых линий поглощения водяного пара:

$$\tilde{\tau}_{s0}(T_s) = 0.29\tilde{\tau}_{sH_2O}, \quad r \equiv \tilde{\tau}_{s0}/\tilde{\tau}_{sH_2O} = 0.29. \quad (9)$$

Концентрация водяного пара у поверхности Земли n_{sH_2O} изменяется пропорционально насыщающей концентрации, которая зависит от температуры в соответствии с законом Клапейрона-Клаузиуса (см., например, [1, 17, 20, 26, 30]). Закон Клапейрона-Клаузиуса в общем виде [1] записывается в виде формулы

$$\frac{dp}{dT} = \frac{Q}{T(V_n - V_{ж})},$$

где p – давление насыщенного пара, T – абсолютная температура, Q – молярная теплота испарения, V_n и $V_{ж}$ – молярные объемы пара и жидкости. Учитывая, что для H_2O объем $V_n = 22.4$ л более, чем в тысячу раз превосходит объем $V_{ж} = 18 \times 10^{-3}$ л, объем $V_{ж}$ в разности $V_n - V_{ж}$ может быть отброшен. Используя уравнение состояния идеального газа $V_n = RT/p$, получаем

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{Q}{RT^2}.$$

Интегрируя последнюю формулу, получаем давление насыщенного водяного пара у поверхности в виде привычной больцмановской экспоненты [1]

$$p(T) = p(T_s) \exp\left(\frac{Q}{RT_s} - \frac{Q}{RT}\right),$$

где T_s – стационарная температура земной поверхности, выбранная в качестве начала отсчета.

В гидростатическом равновесии давление пара у земной поверхности и оптическая толщина атмосферы пропорциональны массе газа в атмосферном столбе (см. Приложение). Поэтому $p(T)/p(T_s) = \tau(T)/\tau(T_s)$ [17]. Отклонение от гидростатического равновесия для водяного пара вносит поправки в последнее соотношение, меньшие

6% [17]. В результате, используя нижний индекс H_2O для водяного пара, мы получаем:

$$\tilde{\tau}_{sH_2O}(T) = \tilde{\tau}_{sH_2O}(T_s) \exp\left(\frac{T_{H_2O}}{T_s} - \frac{T_{H_2O}}{T}\right), \quad (10)$$

$$T_{H_2O} \equiv \frac{Q_{H_2O}}{R} = 5.3 \times 10^3 \text{ К},$$

где $\tilde{\tau}_{sH_2O}$ фиксируется условием (8). Оптическая толщина $\tilde{\tau}_{sH_2O} = Kh_{sH_2O}n_{sH_2O}\sigma_{H_2O}$, где $K \approx 0.55$ (см. Приложение) и σ_{H_2O} не зависят от температуры T ; мы пренебрегаем линейной зависимостью $h_{sH_2O}(T)$ от температуры [17] по сравнению с экспоненциальной зависимостью от температуры $n_{sH_2O}(T)$, а также слабым уменьшением T_{H_2O} (10) с ростом температуры [1].

Учет этих зависимостей вносит изменения, меньшие 10%, во все последующие результаты. Мы предполагаем, что отношение концентраций облачности и водяного пара сохраняется постоянным в широкой области температур, так что величину r (9) можно считать постоянной величиной. Отношение r можно считать постоянным даже при отсутствии увеличения облачности по сравнению с современным значением, так как оно включает отношение слабых (в относительном спектральном интервале δ_0) и сильных (в относительном спектральном интервале δ_{H_2O}) линий поглощения водяного пара.

Конечность гидросферы Земли приводит к прекращению роста парникового эффекта и, соответственно, остановке уменьшения $b(T)$ после полного испарения гидросферы. Это можно учесть остановкой уменьшения $b(T)$ с температурой при достижении минимального значения $b_{min} = 0.01$, которое выбрано равным соответствующей величине на Венере, атмосферное давление на которой имеет тот же порядок величины, что и давление испарившейся гидросферы Земли [19, 24]. В результате функция пропускания теплового излучения $b(T)$ (4) принимает вид:

$$b(T) = \frac{0.56}{1.29\varphi(T) + 1} + \frac{0.19}{0.29\varphi(T) + 2.9} + \frac{0.25}{0.29\varphi(T) + 1},$$

$$\tilde{\tau}_{sH_2O} \equiv \varphi(T) \equiv \exp\left(17.76 - \frac{5.3 \times 10^3}{T}\right), \quad (11)$$

$$T \leq 422 \text{ К};$$

$$b(T) = 0.01, \quad T \geq 422 \text{ К}.$$

При современном значении среднеглобальной температуры $T_s = 15^\circ\text{C}$ функция поглощения сол-

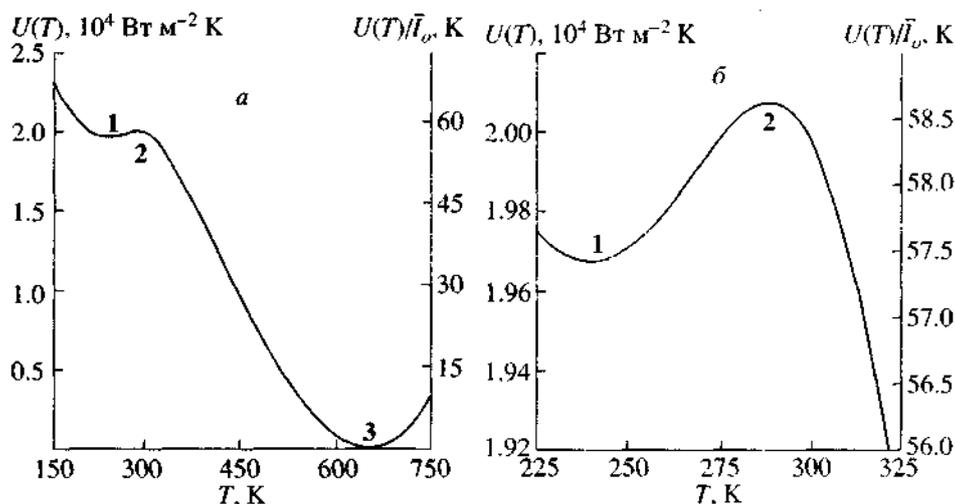


Рис. 1. Потенциальная функция $U(T)$ (1), построенная с использованием $b(T)$ (12) и $a(T)$ (13). Правая шкала ординат изображает $U(T)$, нормированную на значение среднелобального потока поглощенной солнечной радиации $F_e = 342 \text{ Вт м}^{-2}$. а – $U(T)$ при $150 \text{ К} \leq T \leq 750 \text{ К}$; б – $U(T)$ при $225 \text{ К} \leq T \leq 325 \text{ К}$. Стационарные состояния: 1 – устойчивое состояние полного оледенения, 2 – неустойчивое состояние при $T = 15^\circ\text{С}$, 3 – устойчивое состояние полного испарения гидросферы.

ичного излучения (коальbedo) $a(T)$ находится вблизи своего максимального значения [21]. С падением температуры и оледенением планеты коальbedo уменьшается, а планетарное альbedo $A(T)$ возрастает. Этот рост ограничен значением $A_{\text{max}} \sim 0.7$ ($a_{\text{min}} \sim 0.3$), характеризующим отражательную способность снежного покрова [13]. С увеличением температуры, $T > 15^\circ\text{С}$, сопровождающимся испарением воды и увеличением плотности атмосферы, альbedo также должно возрастать благодаря увеличению облачности. Это согласуется с известным высоким значением альbedo на Венере, $A \sim 0.75$ [19], которое примерно совпадает со значением для оледеневшей Земли.

Чтобы учесть эти известные физические особенности, функцию $a(T)$ выберем в форме гауссовой кривой [11]:

$$a(T) = 0.30 + 0.405e^{-\left(\frac{T-295 \text{ К}}{60 \text{ К}}\right)^2}. \quad (12)$$

Формулы (11) и (12) позволяют однозначно – с точностью до константы интегрирования – построить потенциальную функцию $U(T)$, определенную в (1), рис. 1. Константа интегрирования выбрана так, что значение потенциальной функции в точке наименьшего минимума ($T = 652 \text{ К}$) равно нулю. Как видно из рис. 1, существует только два физически устойчивых состояния, соответствующие минимуму $U(T)$. Это состояния полного оледенения 1 и полного испарения 3 гидросферы. Между ними возникает одно физически неустойчивое состояние 2, соответствующее максимуму потенциальной функции $U(T)$.

Устойчивое состояние полного оледенения земной поверхности исследовалось ранее в предположении линейной зависимости F_{out} от температуры во всей области исследуемых температур [3, 7, 21, 22]. Устойчивость этого состояния обсуждалась в связи с возможными изменениями солнечной постоянной I . Устойчивое состояние полного испарения гидросферы 3 возникает в силу конечности массы гидросферы и ограничения функции пропускания b ее минимальным значением $b_{\text{min}} = 0.01$. При отсутствии этого ограничения парниковый эффект и температура земной поверхности неограниченно возрастали бы. Это явление обсуждалось ранее в работах [15, 20, 25, 32] и носит название “нарастающего” парникового эффекта (runaway greenhouse effect).

В единицах F_e глубина потенциальной ямы 3 (полное испарение гидросферы) относительно положения максимума 2 составляет 58 К, а глубина потенциальной ямы 1, соответствующей полному оледенению, составляет 1.3 К. Это совпадает по порядку величины с глубиной ямы оледенения, полученной в работе [21], где она составила $\sim 4 \text{ К}$. Помимо различия в использованных функциях $b(T)$, различие в глубине ям оледенения обусловлено также большей средней величиной чувствительности климата к изменению альbedo, $\lambda = -0.8$, использованной в работе [21] по сравнению со значением $\lambda = -0.6$, использованным нами [6]. Положение ям оледенения примерно совпадает, составляя -43°С у нас и -37°С в работе [21].

В состоянии полного испарения гидросферы 3 температура ($\sim 700 \text{ К}$) и давление ($\sim 300 \text{ атм}$) соответствуют значениям, при которых водяной пар

оказывается за критической точкой, когда различия между жидкостью и газом исчезают [1]. За критической точкой находится и CO_2 в атмосфере Венеры. Эта особенность состояния 3 приближенно учтена выбором минимального значения функции пропускания b_{\min} , совпадающего с соответствующим значением на Венере.

Оба устойчивых состояния 1 и 3 возникают благодаря практически постоянным значениям функции пропускания теплового излучения b (11) и функции поглощения солнечного излучения (коальбеда) a (12) в рассматриваемой области температур. Контуры двух потенциальных ям, обозначающих устойчивые состояния при различных температурах, могут быть соединены между собой непрерывной линией только с помощью возвышения, максимум которого соответствует неустойчивому состоянию. Не существует физических причин возникновения еще одного минимума, сопровождаемого неизбежным появлением двух дополнительных максимумов на рис. 1. Появление подобных структур означало бы существование сингулярностей в функциях b и a , которые должны были бы иметь четкую физическую интерпретацию, подобно тому, как имеют четкую физическую интерпретацию минимумы 1 и 3.

Функция $b(T)$ (11), построенная на основе известных физических законов, рассмотренных выше, монотонно уменьшается примерно в сто раз от состояния 1 к состоянию 3. Функция $a(T)$ изменяется в рассматриваемой области температур менее, чем в три раза (от максимума в интервале температур, характерных для современного климата, до минимумов, характерных для полностью оледеневшей планеты или планеты с плотной облачной атмосферой). Поэтому, хотя характер изменения коальбеда с температурой в точности неизвестен, любые физически осмысленные предположения о нем не могут привести к возникновению дополнительных экстремумов потенциальной функции $U(T)$.

Характерная особенность неустойчивого стационарного состояния, при котором в точке пересечения линий $F_{in}(T)$ и $F_{out}(T)$ производная $F_{in}(T)$ больше производной $F_{out}(T)$ (см. рис. 2) – повышение температуры стационарного состояния с уменьшением $F_{in}(T)$, и наоборот. Зачерненными кружками на рис. 2 обозначены устойчивые стационарные точки пересечения кривых $F_{in}(T) = F_{out}(T)$, соответствующие полному оледенению (1) и полному испарению гидросферы (3). Современное состояние (2), соответствующее неустойчивому равновесию, обозначено полым кружком. Неустойчивость означает, что более холодный стационарный неустойчивый климат возникнет при больших, а менее холодный – при меньших значениях среднеглобальной величины поглощаемой

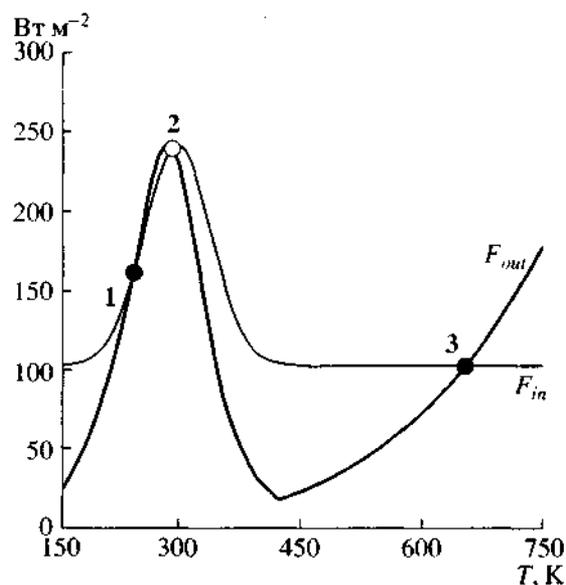


Рис. 2. Зависимость от температуры потоков поглощенного коротковолнового среднеглобального солнечного излучения, $F_{in}(T)$, (тонкая линия) и уходящего в космос длинноволнового теплового излучения Земли, $F_{out}(T)$, (толстая линия). Обозначения стационарных состояний 1, 2, 3 см. в подписи к рис. 1.

солнечной радиации $F_{in} = Ia/4$. При фиксированной функции $a(T)$ это соответствует тому, что при подъеме кривой функции $F_{in}(T)$ без изменения ее формы (см. рис. 2) точки 1 и 2 сближаются. С ростом I или функции $a(T)$ кривая функции $F_{out}(T)$ может оказаться ниже кривой функции $F_{in}(T)$ при всех значениях T . При этом стационарные точки пересечения 1 и 2 кривых $F_{in}(T)$ и $F_{out}(T)$ исчезают, что соответствует “разбегающемуся” парниковому эффекту, после которого устойчивым остается только состояние газообразной гидросферы 3.

Если бы поверхность Земли была однородной, например была бы сплошь покрыта океанами, то глобально усредненные функции $a(T)$, $b(T)$ и $F_{out}(T) \equiv \sigma_R T^4 b(T)$, построенные на основе физических законов, должны были бы описывать и любые региональные области на земной поверхности, которые различались бы между собой лишь среднегодовыми значениями потока солнечного излучения I_0 . Так как среднеглобальное значение $F_{out}(T_s)$ при современной среднеглобальной температуре $T_s = 288$ К находится вблизи своего максимального значения (см. рис. 2), то при переходе к экваториальным областям с большим потоком солнечной радиации $F_{in}(T)$ оказалось бы больше максимального значения $F_{out}(T)$, и неустойчивое стационарное состояние исчезало бы. Т.е. экваториальные области находились бы в состоянии “разбегающегося” парникового эффекта. Следовательно, существование неустойчивого стационарного

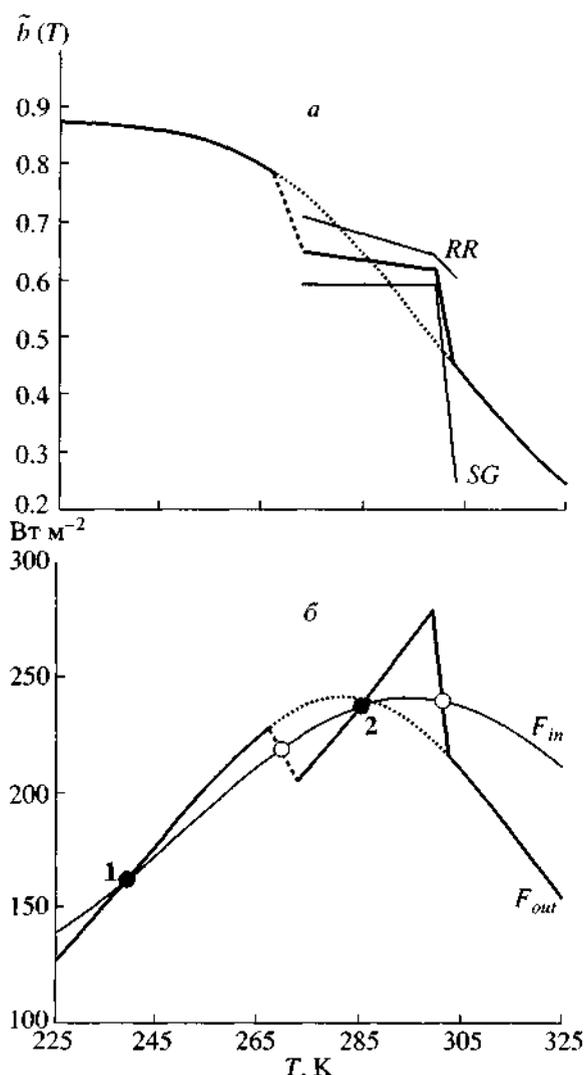


Рис. 3. *a* – эмпирические функции пропускания теплового излучения $\tilde{b}_{emp}(T)$ вблизи наблюдаемой среднелобальной температуры Земли. *RR* – зависимость $b_{RR}(T)$ для чистого неба, см. (13а), (14а). *SG* – зависимость $b_{SG}(T)$ для облачного неба, см. (13б), (14б). Толстая линия, соединенная штриховой линией – функция $\tilde{b}(T)$, см. (15) и (16). *б* – зависимость от температуры потока длинноволнового теплового излучения Земли в космос, $F_{out}(T)$, с учетом эмпирически наблюдаемых значений вблизи современной среднелобальной температуры. Полыми кружками обозначены неустойчивые равновесия, соответствующие потенциальным барьерам современного климата, см. рис. 4. Стационарные состояния: 1 – устойчивое состояние полного оледенения; 2 – устойчивое состояние при $T = 15^\circ\text{C}$.

нарного состояния при среднелобальной температуре $T = T_s$, не означает существования неустойчивого стационарного состояния во всех региональных областях земной поверхности. Неоднородность земной поверхности, например

между океанами и сушей, приводит к отличию региональных $b(T)$ и $a(T)$ между собой. Но, учитывая, что океаны покрывают $2/3$ поверхности Земли, можно считать, что различия между функциями $b(T)$ и $a(T)$, связанные с неоднородностью, невелики, так что сделанное утверждение о возможном отсутствии экваториальной стационарности при наличии неустойчивой стационарности среднелобальной температуры остается в силе. Это явление на протяжении ограниченных промежутков времени порядка одного месяца действительно наблюдается в экваториальных широтах (F_{out} уменьшается с ростом приземной температуры) [33].

3. УСТОЙЧИВОСТЬ СУЩЕСТВУЮЩЕГО КЛИМАТА ЗЕМЛИ

Существование жизни на протяжении миллиардов лет однозначно указывает на то, что климат Земли устойчив. Это означает, что в области среднелобальной температуры современного климата поведение функций $b(T)$ и $a(T)$ отличается от вида (11), (12).

Устойчивое состояние возникает тогда, когда в точке пересечения кривых функций $F_{in}(T)$ и $F_{out}(T)$ производная по температуре функции $F_{out}(T)$ превосходит производную $F_{in}(T)$. Это, в частности, объясняет устойчивость ближайшей к абсолютному нулю точки пересечения 1 (см. рис. 1, 2), так как $F_{out}(0) = 0$, $F_{in}(0) = \text{const}$, а абсолютное значение функции $F_{in}(T)$ ограничено солнечной постоянной, в то время как функция $F_{out}(T)$ при малых T нарастает пропорционально T^4 .

При отсутствии парникового эффекта или в случае его независимости от температуры (т.е. при $b(T) = \text{const}$) существует одна устойчивая точка пересечения. Вторая неустойчивая точка пересечения появляется только в том случае, если скорость уменьшения $b(T)$ компенсирует нарастание, пропорциональное T^4 , так, что производная $F_{out}(T)$ становится меньше производной $F_{in}(T)$. В силу существующих ограничений $0.3 \leq a(T) \leq 0.7$, см. (12), никакие изменения коэффицента $a(T)$ не могут компенсировать нарастание $F_{out}(T) \propto \sigma_R T^4$ при $b(T) = \text{const}$ и, следовательно, не могут привести к появлению второй точки пересечения функций $F_{in}(T)$ и $F_{out}(T)$ (см. рис. 2).

Для возникновения устойчивой точки пересечения в области температур $T \sim 15^\circ\text{C}$ необходимо, чтобы функция $F_{out}(T)$ имела зигзаг с тремя точками пересечения – одной устойчивой и двумя неустойчивыми (см. рис. 3а). Толстая линия, соединенная пунктиром – $F_{out}(T) \equiv \tilde{b}(T)\sigma_R T^4$, $\tilde{b}(T)$ изображена на рис. 3б. Пунктир – теоретическое физическое поведение (см. рис. 2). Тонкая линия –

среднеглобальный поток поглощенного коротковолнового излучения $F_{in}(T)$ (см. рис. 2). Зачерненными кружками обозначены точки пересечения $F_{in}(T) = F_{out}(T)$, соответствующие устойчивым состояниям полного оледенения (1) и современного климата (2). Полыми кружками обозначены неустойчивые равновесия, соответствующие потенциальным барьерам современного климата (см. рис. 4). В центральной части этого зигзага функция $b(T)$ близка к постоянной величине, но меньшей единицы, благодаря чему линия $F_{out}(T)$ пересекает линию $F_{in}(T)$ снизу вверх, так же как и при отсутствии парникового эффекта ($b = 1$), но только при больших значениях температуры. Таким образом, генерируя зигзаг функции $F_{out}(T)$ в области неустойчивого стационарного состояния, сформированного при благоприятной для жизни температуре, можно подбором константы $b < 1$ обеспечить существование устойчивого стационарного состояния. На центральном промежутке зигзага линии $F_{out}(T)$ ее производная превосходит производную $F_{in}(T)$, и устойчивая точка пересечения может перемещаться за счет изменения потока солнечной радиации I_0 (равного $I/4$ при глобальном усреднении) при постоянной форме функции $a(T)$, обеспечивая устойчивые состояния с температурами как меньшими (приполярные области), так и большими (экваториальные области) среднеглобальной температуры.

Поведение функции пропускания теплового излучения $b(T)$ вблизи стационарной среднеглобальной температуры современного климата Земли можно найти, исходя из существующих эмпирических данных. Как показано в работах [3, 21, 22, 26, 30, 31], функция $b(T)$ в широкой области температур – линейная функция температуры. Малость наклона этой линейной функции, являющейся почти постоянной, и обуславливает устойчивое равновесное состояние современного климата при любых постоянных или нарастающих с температурой функциях $a(T)$. Так как среднее значение линейной функции совпадает со значением этой функции от среднего значения аргумента, то можно считать, что измерения $b(T)$ в различных регионах земной поверхности при разных температурах после их усреднения дают поведение среднеглобальной функции $b(T)$ от среднеглобальной температуры.

Данные RR [26] и SG [30] для безоблачного неба и облачности, соответственно, включают измерения $b(T)$ в области температур от 273 до 303 К (от 0°C до +30°C) (см. рис. 3б):

при $273 \text{ K} \leq T \leq 299 \text{ K}$:

$$b_{RR}(T) = 0.67 - 2.6 \times 10^{-3}(T - 288), \quad (13a)$$

$$b_{SG}(T) = 0.59; \quad (13б)$$

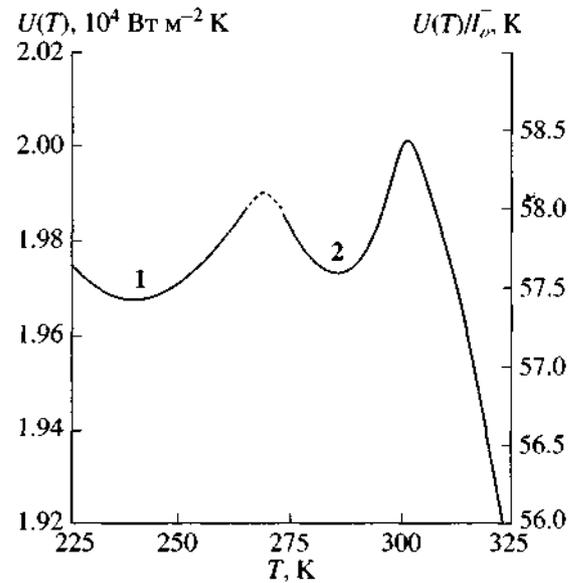


Рис. 4. Потенциальная функция современного климата. Эмпирически наблюдаемое поведение потенциальной функции, построенной по данным рис. 3а, б, см. (16). Штриховая линия, см. рис. 3, соответствует эмпирически неизвестной области поведения $b(T)$. Обозначения устойчивых стационарных состояний 1 и 2 см. рис. 3.

при $299 \text{ K} \leq T \leq 303 \text{ K}$:

$$b_{RR}(T) = 0.64 - 9.6 \times 10^{-3}(T - 299), \quad (14a)$$

$$b_{SG}(T) = 0.59 - 85.5 \times 10^{-3}(T - 299). \quad (14б)$$

Коэффициент корреляции составил $r = 0.784$ (~1500 d.f.) и $r = 0.653$ (~500 d.f.) для прямых (13а) и (14а), соответственно. Согласно [30], величина $B \approx 1 - b$ меняется от 1.7 до 2.4 в интервале температур от 275 до 301 К, оставаясь приблизительно равной 1.7 при 299 К, прямая (13б), и резко возрастая вплоть до 2.4 на интервале от 299 К до 301 К, прямая (14б). Как следует из сравнения (13) и (14), наблюдаемые функции пропускания теплового излучения $b_{RR}(T)$ и $b_{SG}(T)$ сильно отличаются от физического поведения (11) в области от 0°C до 26°C, см. (13), но затем резко изменяются (что отмечалось и в работах [26] и [30]) и возвращаются к физическому поведению (11) в области от 26°C до 30°C. Наклон линии $b_{RR}(T)$ в этой области совпадает с наклоном (11). Наклон линии $b_{SG}(T)$ совпадает по знаку с наклоном (11), но примерно в десять раз круче (см. рис. 3а).

Поскольку измерения RR получены для безоблачного неба, а измерения SG – только для облачного, кривые $b_{RR}(T)$ и $b_{SG}(T)$, изображенные на рис. 3а, проходят выше и ниже среднеглобальной точки $b(288) = 0.61$, соответственно. Истинная эмпирическая кривая $b_{emp}(T)$, соответствующая среднеглобальной облачности, проходит между

кривыми $b_{RR}(T)$ и $b_{SG}(T)$. Принимая среднеглобальную облачность порядка 50% [27], получаем для глобальной эмпирической функции $b_{emp}(T)$, рис. 3а:

$$b_{emp}(T) = \frac{b_{RR}(T) + b_{SG}(T)}{2} = \begin{cases} 0.63 - 1.3 \times 10^{-3}(T - 288), & 273 \leq T \leq 299 \\ 0.62 - 47.6 \times 10^{-3}(T - 299), & 299 \leq T \leq 303. \end{cases} \quad (15)$$

Отметим, что $b_{emp}(288) = 0.63$, что лишь незначительно отличается от среднеглобального значения $b(288) = 0.61$. Толстая линия на рис. 3а, соединенная штриховой линией – функция $\tilde{b}(T)$, см. (13) и (14), полученная усреднением RR и SG при среднеглобальной облачности 50% в интервале температур $273 \text{ K} \leq T \leq 302 \text{ K}$ и совпадающая с теоретической физической функцией $b(T)$, см. рис. 1 и (11), при $T < 266 \text{ K}$ и $T > 302 \text{ K}$. Штриховая линия, описывает пока эмпирически неизвестный переход от эмпирической функции $b_{emp}(T)$, см. (15), к теоретической (11).

С уменьшением температуры функция пропускания теплового излучения $b(T)$ (11) монотонно увеличивается, что обусловливается уменьшением массы парниковых веществ (водяного пара и облачности) в атмосфере. При $T = 273 \text{ K}$ (0°C) функция $b_{emp}(T)$ (15) совпадает с функцией $b_{NC}(T)$, вычисленной по использованной в работах [3, 22] зависимости для $F_{out}(T) \equiv b_{NC}(T)\sigma_R T^4 = [203.3 + 2.09(T - 273)] \text{ Вт м}^{-2}$. Однако при $T = 234 \text{ K}$ (-39°C) вычисляемая таким образом функция $b_{NC}(T)$ начинает уменьшаться при дальнейшем уменьшении температуры, что лишено физического смысла, и становится отрицательной при $T \leq 276 \text{ K}$ (-97°C). Линейная функция $b_{RR}(T)$ при $T \rightarrow 0 \text{ K}$ приводит к лишенному физического смысла значению $b_{RR}(0)$, большому единицы. Неизменность $b_{SG}(T)$ при $T \rightarrow 0 \text{ K}$ также лишена физического смысла: так как при понижении температуры содержание воды в атмосфере, включая облачность, неизбежно уменьшается, то $b(T)$ должно возрастать.

Отсюда следует, что поведение реальной функции $b_{emp}(T)$ при некоторых значениях $T < 273 \text{ K}$ должно существенно отличаться от вида (15), переходя к физически осмысленным теоретическим асимптотическим значениям, описываемым зависимостью (11). Эта эмпирически неизвестная область поведения $b_{emp}(T)$ обозначена на рис. 3 и 4 пунктиром. Пересечения функции $b_{emp}(T)$ с физической функцией $b(T)$ (11), соответствуют значениям температуры $T = 266 \text{ K}$ и $T = 302 \text{ K}$. Наклон эмпирически неизвестной модельной пунктирной линии $b_{emp}(T)$ при $266 \text{ K} \leq T \leq 273 \text{ K}$ выбран

равным половине наклона эмпирической линии $b_{emp}(T)$ при $299 \text{ K} \leq T \leq 303 \text{ K}$ в предположении, что облачность при $T \leq 273 \text{ K}$ составляет половину облачности при $T \geq 299 \text{ K}$.

Отметим, что при отклонении поведения региональной функции $b(T)$ от линейного, среднеглобальная функция $b(T)$ будет лучше описываться теми региональными функциями, регионы которых занимают большую долю поверхности Земли. Так, современные региональные функции $b(T)$, характерные для обширных экваториальных территорий с высокими температурами ($T > 20^\circ\text{C}$), должны лучше описывать поведение среднеглобальной функции $b(T)$ при высоких среднеглобальных температурах, чем современные региональные функции $b(T)$, характерные для ограниченных полярных территорий с низкими температурами ($T < -20^\circ\text{C}$), будут описывать поведение среднеглобальной функции $b(T)$ при соответствующих низких среднеглобальных температурах. Поэтому может оказаться, что поведение среднеглобальной функции $b_{emp}(T)$ при низких температурах (штриховая линия на рис. 3а) не может быть описано на основе региональных функций $b(T)$ для высоких широт. В таком случае единственным источником информации об этом участке является анализ палеоклиматических данных.

На рис. 4 изображена потенциальная функция $U_{emp}(T)$, см. (1), построенная на основе функции пропускания теплового излучения, полученного в результате сшивания теоретической функции $b(T)$, задаваемой (11), в интервале температур $T \leq 262 \text{ K}$ и $T \geq 302 \text{ K}$ с эмпирической функцией $b_{emp}(T)$ в интервале температур $262 \text{ K} \leq T \leq 302 \text{ K}$:

$$-\frac{dU_{emp}(T)}{dT} \equiv \tilde{b}(T)\sigma_R T^4 - a(T), \quad \tilde{b}(T) = \begin{cases} b(T), & T \leq 266 \text{ K} \\ b_{emp}(T), & 266 \text{ K} \leq T \leq 302 \text{ K} \\ b(T), & T \geq 302 \text{ K}. \end{cases} \quad (16)$$

Функция коальбеда $a(T)$ задается формулой (12). Константа интегрирования в (16) определяется из условия совпадений значений $U_{emp}(T)$ и ранее полученной теоретической физической потенциальной функции $U(T)$ (см. рис. 1) в точке левого минимума (полное оледенение).

Как видно из рис. 4, стационарное состояние современного климата соответствует потенциальной яме, окруженной потенциальными барьерами. Толстая линия – эмпирически наблюдаемое поведение потенциальной функции, построенной по данным рис. 3, см. (16). Штриховая линия, как и на рис. 3, соответствует эмпирически неизвест-

ной области поведения $b(T)$. Минимум потенциальной ямы соответствует устойчивому стационарному состоянию 2. Максимумы окружающих яму потенциальных барьеров соответствуют неустойчивым стационарным состояниям, при достижении которых вероятности перехода в состояния 1 или 2 для левого барьера или в состояния 2 или 3 для правого барьера одинаковы.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Солнечная энергия поддерживает все упорядоченные процессы на земной поверхности, включая биоту. Максимальное количество солнечной энергии потребляется на поверхности Земли при максимальном коальбеде (минимальном альбеде). Стационарное состояние существующего климата имеет место при коальбеде, близком к максимальному значению $a \approx 0.7$. При таком коальбеде при отсутствии парникового эффекта, т.е. при $b = 1$, среднеглобальная температура земной поверхности, согласно (2), равнялась бы эффективной температуре теплового излучения Земли в космос, т.е. $T = T_c = 255 \text{ K}$ (-18°C). Учет возрастания альбеда, связанного с оледенением, понижает среднеглобальную температуру до -43°C . Жизнь при такой среднеглобальной температуре была бы невозможной. Повышение среднеглобальной температуры до оптимального для жизни значения возможно только с помощью генерации парникового эффекта путем создания в атмосфере необходимых концентраций парниковых веществ, которые составляют доли процента от основной массы газов в атмосфере.

При существующей концентрации парниковых веществ и понижении коэффициента пропускания теплового излучения до значения $b = 0.6$, среднеглобальная температура земной поверхности повышается до оптимального значения $T = 288 \text{ K}$ (15°C), см. (2). Уменьшение коэффициента пропускания b до 0.6 могло бы привести к физически устойчивой стационарной температуре земной поверхности только для парниковых веществ, концентрация которых, как, например, концентрация CO_2 , не зависит от приземной температуры и для которых b остается постоянной величиной вблизи стационарной температуры. Уменьшение b от единицы до 0.6 не может быть достигнуто с помощью увеличения концентрации CO_2 , так как основная полоса поглощения CO_2 перекрывает лишь 19% спектра теплового излучения земной поверхности (см. (5)). Даже при неограниченном увеличении концентрации CO_2 и полном выпадении члена с CO_2 в (4) значение b могло бы быть уменьшено лишь до 0.81. Отсюда, в частности, следует, что полностью оледеневшая гидросфера не может быть выведена из этого со-

стояния даже при бесконечном нарастании концентрации CO_2 , вопреки предположениям, сделанным в некоторых работах (см., например, [14]). Лишь при использовании таких парниковых веществ как пары воды и облачность, возможно изменение функции пропускания $b(T)$ до требуемого значения $b \sim 0.6$.

Однако при сохранении необходимой для жизни жидкой воды на земной поверхности неизбежно возникает физическая положительная обратная связь массы паров воды и облачности в атмосферном столбе и соответственно их оптических толщин $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$ и $\tau_{\text{об}}$, с температурой земной поверхности, см. (9) и (10). С учетом всех нерадиационных потоков энергии (конвективных потоков скрытого и явного тепла и горизонтальных ветров) это приводит к физической неустойчивости стационарной температуры $T_s = 288 \text{ K}$.

Для создания устойчивого состояния при том же значении температуры необходимо включение механизмов управления парниковым эффектом, которое обеспечит изменение физической зависимости оптической толщины воды и облачности от температуры.

Различие в потоках солнечной энергии в различных участках земной поверхности приводит к тому, что температура, близкая к среднеглобальной, наблюдается в умеренных широтах. В экваториальной области температура выше, а в приполярной – ниже среднеглобальной. Процессы глобальной циркуляции, возникающие вследствие разности температур между экватором и полюсами, приводят к уменьшению этой разности. Эти процессы, учет которых требует использования трехмерных моделей, не могут изменить значение среднеглобальной температуры, привести к ее сдвигу в оптимальное для жизни состояние и обеспечить устойчивость существующего климата, так как общая энергия потоков глобальной циркуляции имеет порядок 1% суммы учтенных радиационных и конвективных потоков скрытого и явного тепла [19]. В любых физических процессах оптимальное для жизни состояние ничем не выделено, т.е. в них нет информации о существовании этого состояния и необходимости его поддержания. Поэтому, даже если бы процессы глобальной циркуляции могли сдвигать стационарную температуру, они не могли бы привести к ее сдвигу в существующее оптимальное для жизни состояние.

Тем более, процессы глобальной циркуляции не могут привести к преобразованию неустойчивого стационарного состояния в устойчивое. Это следует из того, что процессы глобальной циркуляции, выравнивающие температуры на земной поверхности, не могут изменить зависимость пар-

никового эффекта и функции пропускания теплового излучения от локальных значений температуры. Они также не могут привести к резкому возрастанию потока теплового излучения в космос $F_{out}(T)$ с уменьшением температуры T (см. рис. 3б), как на наблюдаемом правом участке зигзага кривой функции $F_{out}(T)$, так и на предсказываемом левом участке. Наличие наблюдаемой правой части зигзага $F_{out}(T)$ приводит к изменению $F_{out}(T)$ в области наблюдаемых температур $299 \text{ K} \leq T < 302 \text{ K}$ на величину порядка 100 Вт м^{-2} , что составляет около 25% от среднеглобального потока теплового излучения земной поверхности. В то время как мощность процессов глобальной циркуляции составляет около 2.5% от той же величины [4, 16, 23]. Таким образом, процессы глобальной циркуляции, рассматриваемые в трехмерных моделях, не могут претендовать на роль механизмов управления парниковым эффектом.

Мы видим только одну возможность объяснения существования оптимальной для жизни среднеглобальной температуры и устойчивости современного климата. Это – биотическая регуляция парникового эффекта в атмосфере Земли [9, 12]. Не рассматривая здесь доказательства этого утверждения (см. [12]), выскажем основные аргументы в его пользу.

Все основные парниковые вещества – газообразные пары воды, жидкие капли облачности и CO_2 – находятся под контролем биоты Земли. Растительный покров полностью контролирует испарение воды, регулируя транспирацию (испарение воды листьями растений) на суше и изменяя концентрацию поверхностно активных веществ в океане. Таким способом может быть изменена зависимость массы паров воды и облачности в атмосферном столбе от приземной температуры по сравнению с физической зависимостью (9), (10). Другими словами, биота Земли избавляет окружающую среду от “тирании” закона Клапейрона-Клаузиуса (10) вблизи приемлемой для жизни температуры $\sim 15^\circ\text{C}$. Изменением концентрации центров конденсации влаги биота может изменять отношение жидкой и газообразной фаз воды r (9).

В океане путем регуляции замутненности поверхностного слоя живыми и мертвыми органическими веществами возможно изменение средней глубины проникновения и поглощения солнечного излучения и связанное с этим изменение температуры поверхности океана, несмотря на ветровое перемешивание поверхностных вод [29]. Образующееся при этом тепловое излучение выходит с различных, регулируемых биотой, глубин, диффундируя между различным числом слоев воды, отстоящих друг от друга на длину сво-

бодного пробега теплового излучения и с разной оптической толщиной теплового излучения в океане τ_o . В противоположность атмосфере оптическая толщина океана τ_o , не зависит от температуры воды и полностью определяется лишь средней глубиной проникновения солнечного света, т.е. органической замутненностью океана. Так как в стационарном состоянии тепловое излучение в космос фиксировано величиной коальбеда, см. (2), то, увеличивая глубину проникновения солнечного света в океан, можно перемещать значительную или даже основную часть парникового эффекта в поверхностные воды океана, уменьшая температуру поверхности океана и, тем самым, остальную часть парникового эффекта в атмосфере [10]. Это, по-видимому, характерно для тропических вод мирового океана с наиболее прозрачной водой. Наоборот, в приполярных областях, с помощью усиления замутненности, возможно поглощение солнечного света непосредственно у самой поверхности и генерация всей величины парникового эффекта в атмосфере с повышением температуры поверхности океана до максимально возможной величины. Концентрация второго важнейшего парникового газа, CO_2 , в атмосфере также находится под полным контролем биоты суши и океана. Этому вопросу посвящено множество работ, и мы не будем на нем останавливаться.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ существующих эмпирических данных, автоматически учитывающих влияние биоты, позволяет найти поведение потенциальной функции в области жидкой гидросферы. Эмпирически найденная потенциальная функция имеет минимум при современной среднеглобальной температуре, окруженный потенциальными барьерами. Глубина и ширина (расстояние между барьерами) определены количественно по эмпирическим данным. Малость колебаний среднеглобальной температуры в голоцене позволяет утверждать, что параметры ямы устойчивости оставались практически неизменными на протяжении десяти тысяч лет – времени, намного большего времени физического перехода в устойчивые состояния полного оледенения (сотни лет) и полного испарения (тысячи лет) с физически неустойчивого максимума на безжизненной Земле.

В более ранние эпохи, в частности в плейстоцене и фанерозое, положение, глубина и ширина потенциальной ямы устойчивости могли отличаться от современного значения. Существующие палеоданные недостаточны для количественного определения параметров палеоямы устойчивости. Однако известные температурные пределы существования жизни (растения сохра-

няют жизнеспособность в пределах от 0°C до 60°C) позволяют утверждать, что все ее параметры отличались от современных не более, чем на десятки градусов Цельсия. Более того, из указанной необратимости перехода в физически устойчивые состояния полного оледенения и полного испарения гидросферы можно утверждать, что климат никогда не выходил из устойчивой ямы с параметрами, близкими к современным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика. М.: Наука, 1965. 384 с.
2. Макарьева А.М., Горшков В.Г. Парниковый эффект и проблема устойчивости среднглобальной температуры земной поверхности // Докл. РАН. 2001. Т. 376. С. 810–814.
3. Budyko M.I. The effect of solar radiation variations on the climate of the earth // *Tellus*. 1969. V. 21. P. 611–619.
4. Chahine M.T. The hydrological cycle and its influence on climate // *Nature*. 1992. V. 359. P. 373–380.
5. Conrath B.J., Hanel R.A., Kunde V.G., Prabhakara C. The infrared interferometer experiment on *Nimbus 3* // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 5831–5857.
6. Dickinson R.E. Climate sensitivity // *Adv. Geophys.* 1985. V. 28A. P. 99–129.
7. Ghil M. Climate stability for a Sellers-type model // *J. Atmos. Sci.* 1976. V. 33. P. 3–20.
8. Goody R.M., Yung Y.L. Atmospheric radiation, theoretical basis. 2nd edn // New York: Oxford University Press, 1989. 495 p.
9. Gorshkov V.G., Gorshkov V.V., Makarieva A.M. Biotic regulation of the environment: Key issue of global change. L.: Springer-Verlag, 2000. 367 p.
10. Gorshkov V.G., Makarieva A.M. Diffusion of thermal photons in the atmosphere // Dakhno L.G. (Ed.) PNPI XXX. Scientific Highlights // Gatchina: PNPI, 2001. P. 141–142.
11. 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. V. 2. P. 289–337.
12. Gorshkov V.G., Makarieva A.M., Gorshkov V.V. Revising the fundamentals of ecological knowledge: the biota-environment interaction // *Ecological Complexity*. 2004. V. 1. P. 17–36.
13. Hibler W.D. III. Modeling sea-ice dynamics // *Adv. Geophys.* 1985. V. 28A. P. 549–579.
14. Hoffman P.F., Kaufman A.J., Halverson G.P., Schrag D.P. A Neoproterozoic snowball Earth // *Science*. 1998. V. 281. P. 1342–1346.
15. Ingersoll A.P. The runaway greenhouse: A history of water on Venus // *J. Atmos. Sci.* 1969. V. 26. P. 1191–1198.
16. Kellogg W.W., Schneider S.H. Climate stabilisation, for better or for worse // *Science*. 1974. V. 186. P. 1163–1172.
17. Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Pujol T. Height of convective layers in planetary atmospheres with condensable and non-condensable greenhouse substances // *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* 2003. V. 3. P. 6701–6720.
18. Michalas D., Michalas B.W. Foundations of radiation hydrodynamics. New York: Oxford University Press, 1984. 718 p.
19. Mitchell J. The “greenhouse” effect and climate change // *Rev. Geophys.* 1989. V. 27. P. 115–139.
20. 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. V. 49. P. 2256–2266.
21. North G.R., Cahalan R.F., Coakley J.A. Energy balance climate models // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1981. V. 19. P. 91–121.
22. North G.R., Coakley J.A. Differences between seasonal and mean annual energy balance model calculations of climate and climate sensitivity // *J. Atmos. Sci.* 1979. V. 36. P. 1189–1204.
23. Peixoto J.P., Oort A.H. Physics of climate // *Rev. Modern Phys.* 1984. V. 56. P. 365–378.
24. Pollack J.B., Toon O.B., Boese R. Greenhouse models of Venus’ high surface temperature, as constrained by Pioneer Venus measurements // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. P. 8223–8231.
25. Rasool S.I., de Berg C. The runaway greenhouse and the accumulation of CO₂ in the Venus atmosphere // *Nature*. 1970. V. 226. P. 1037–1039.
26. Raval A., Ramanathan V. Observational determination of the greenhouse effect // *Nature*. 1989. V. 342. P. 758–761.
27. Rennó N.O., Stone P.H., Emanuel K.A. Radiative-convective model with an explicit hydrological cycle 2. Sensitivity to large changes in solar forcing // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99D. P. 17001–17020.
28. Rodgers C.D., Walshaw C.D. The computation of infrared cooling rates in planetary atmospheres // *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1966. V. 92. P. 67–92.
29. Sathyendranath S., Gouveia A.D., Shetye S.R., Ravindran P., Platt T. Biological control of surface temperature in the Arabian Sea // *Nature*. 1991. V. 349. P. 54–56.
30. Stephens G.L., Greenwald T.J. The Earth’s radiation budget and its relation to atmospheric hydrology 2. Observation of cloud effects // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96D. P. 15325–15340.
31. Stephens G.L., Greenwald T.J. The Earth’s radiation budget and its relation to atmospheric hydrology 1. Observations of the clear sky greenhouse effect // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96D. P. 15311–15324.
32. Weaver C.P., Ramanathan V. Deductions from a simple climate model: Factors governing surface temperature and atmospheric thermal structure // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100D. P. 11585–11591.

33. Yang H., Tung K.K. Water vapor, surface temperature, and the greenhouse effect – A statistical analysis of tropical-mean data // J. Climate. 1998. V. 11. P. 2686–2697.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Уравнение переноса излучения в планарном случае (после усреднения по горизонтальным координатам) имеет вид [18]:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau); \quad S(\tau) = I(\tau, 0), \quad (\text{П1})$$

$$\tau = \int_0^{\infty} \frac{d(z)}{I(z)}, \quad \tau_s = \int_0^{\infty} \frac{d(z)}{I(z)} = hn_s \sigma, \quad \mu = \cos \vartheta, \quad (\text{П2})$$

где ϑ – зенитный (азимутальный) угол, τ и τ_s – оптическая глубина и толщина атмосферы, $I(z) = [n(z)\sigma]^{-1}$ – средняя длина свободного пробега фотона, $n(z)$ – плотность молекул парникового вещества, σ – среднее поперечное сечение поглощения теплового фотона в полосе поглощения парникового вещества (σ равно сумме интенсивностей всех линий в полосе поглощения, деленной на ее частотную ширину; σ не зависит от столкновительного уширения линий, давления газа и высоты z), h – высота равномерно плотной атмосферы, n_s – концентрация парникового вещества у земной поверхности; $S(\tau)$ – изотропная функция источника, равная интенсивности горизонтального излучения.

Интегрируя обе части (П1) по μ , получаем

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau} = -A(\tau), \quad (\text{П3})$$

$$H(\tau) \equiv 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) \mu d\mu = F^+(\tau) - F^-(\tau),$$

$$F^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \pm\mu) \mu d\mu, \quad (\text{П4})$$

$$A(\tau) = 2\pi S(\tau) - cE(\tau), \quad cE(\tau) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) d\mu,$$

где $A(\tau)$ – приток теплового излучения, возникающий в процессе диссипации нерадиационных потоков энергии явного и скрытого тепла, $E(\tau)$ – плотность радиационной энергии, c – скорость света [18], $H(\tau)$ – полный поток теплового излучения, равный разности потоков вверх и вниз. Домножим обе части уравнения (П1) на $2\pi\mu$ и проинтегрируем их по μ от -1 до $+1$. Используя определение $H(\tau)$ (П3), полагая $\tau > 1$ и учитывая, что в этом случае интенсивность излучения определяется излучением парникового веществ, т.е. стано-

вится почти изотропным $I(\tau, \mu) \approx I(\tau, 0)$ и следовательно, $F^{\pm}(\tau) = \pi I(\tau, 0)$, см. (П4), получаем [18]:

$$\frac{dF^{\pm}(\tau)}{d\tau} = \frac{3}{4}H(\tau). \quad (\text{П5})$$

Решения (П3) и (П5) при граничных условиях $F^+(\tau) = H(0) = F_e$ на земной поверхности $\tau = \tau_s$ имеют вид:

$$F^+(\tau_s) = (1 + \tilde{\tau}_s)F_e, \quad \tilde{\tau}_s \equiv K\tau_s, \quad K = \frac{3}{4}(\alpha + \beta\gamma) \approx 0.55.$$

$$\alpha \equiv A_s/F_e, \quad \beta \equiv A/F_e, \quad \alpha + \beta = 1, \quad \gamma \equiv \int_0^1 xa(x)dx, \quad (\text{П6})$$

$$A = \int_0^{\tau_s} A(\tau)d\tau, \quad \int_0^1 a(x)dx = 1, \quad a(x) \equiv \tau_s A\left(\frac{\tau}{\tau_s}\right),$$

$$x = \frac{\tau}{\tau_s},$$

где A_s – поток теплового излучения, образующийся в результате непосредственного превращения солнечного излучения в тепловое на земной поверхности, A – мощность диссипации скрытого и явного тепла и солнечной энергии во всей атмосфере. При $A(\tau) = a(x) = 0$ выражение (П6) совпадает с известным приближением Эддингтона [18]. Диффузионное уравнение с внешним источником $A(\tau)$ (П3), (П5) получено из (П1) при $\tau > 1$. Решение (П6) диффузионного уравнения (П3), (П5) получено с учетом граничных условий при $\tau = 0$. Это решение отличается от точного решения (П1) при $\tau < 1$ не более, чем на 6% [11, 18]. Числовая оценка постоянного коэффициента K получена из условия, что плотность диссипации $a(x)$ уменьшается с высотой z пропорционально давлению воздуха p и, в силу выполнения соотношений $\tau/\tau_s = p/p_s$ [17], пропорциональна x . Условие нормировки (П6) определяет функцию $a(x) = 2x$ и $\gamma = 2/3$. Использование экспериментально наблюдаемой величины $\beta \approx 0.79$ [19] в предположении относительно равномерного распределения плотности диссипации нерадиационных потоков энергии по тепловому спектру пропорционально интенсивности полос поглощения парниковых веществ приводит к значению $K \approx 0.55$ (П6).

Учитывая, что распределение излучения земной поверхности по частотам ω близко к планковскому распределению $I_p(\omega, T_s)$ с температурой поверхности T_s , можно представить тепловое излучение в области частот i -й полосы поглощения шириной $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ в виде

$$F_{si} = \delta_i F_s, \quad \delta_i \equiv \frac{\Delta\omega_i F_p(\omega_i, T_s)}{F_s}, \quad F_s = \sigma T_s^4. \quad (\text{П7})$$

Выражение (П6) справедливо для конкретной полосы поглощения. Для атмосферы, состоящей из N парниковых веществ, каждое из которых поглощает тепловое излучение в спектральном интервале δ_i с оптической толщиной τ_{si} , формула (П6) принимает вид:

$$\delta_i F_s = (1 + \tilde{\tau}_{si} + \tilde{\tau}_{s0}) F_{ei}, \quad \sum_{i=1}^N F_{ei} = F_e,$$

$$\sum_{i=1}^N \delta_i = 1, \quad F_s \equiv \frac{F_e}{b}, \quad (П8)$$

$$b = \sum_{i=1}^N \frac{\delta_i}{1 + \tilde{\tau}_{si} + \tilde{\tau}_{s0}}, \quad \tilde{\tau}_{si} = K\tau_{si},$$

где учтено, что облачность ($i = 0$) равномерно поглощает тепловое излучение на всех частотах теплового спектра.