

УДК 551.465.7

ГЕОФИЗИКА

С. С. ЗИЛИТИНКЕВИЧ, член-корреспондент АН СССР А. С. МОНИН

О ГЛОБАЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Оценки ряда характеристик взаимодействия атмосферы и океана можно получать при помощи формулы термического ветра и уравнения меридионального переноса тепла

$$U = (\kappa - 1) c_p \delta T (\sqrt{2} \omega \kappa L)^{-1}, \quad Q_a + \frac{1}{3} Q = q; \quad (1)$$

здесь U и δT — типичные значения (средние по толще атмосферы и за год) зональной компоненты скорости ветра и глобальных горизонтальных перепадов температуры воздуха; $L = \pi r / 2$ — расстояние между экватором и полюсом (r — радиус Земли); $\sqrt{2} \omega \approx 2 \omega \sin \pi / 4$ — эффективное среднее значение параметра Корiolиса, соответствующее широте $\varphi = \pi / 4$ (ω — угловая скорость вращения Земли); $\kappa = c_p / c_v$, где c_p и c_v — удельные теплоемкости воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме; $Q_a = c_p M \overline{U'T'}/L$ — меридиональный поток тепла в атмосфере; M — масса столба атмосферы единичного сечения; $\overline{U'T'}$ — среднее значение произведения синоптических возмущений скорости ветра и температура воздуха; Q — типичное значение вертикального потока тепла из атмосферы в океан в нижних широтах и из океана в атмосферу в высоких широтах, так что меридиональный поток тепла в океане равен $2Q$ (в формуле (1) это значение умножено на относительную площадь океана $\approx 2/3$; если же полярная область изолирована от Мирового океана, например, покрыта сушей, то слагаемое $\frac{1}{3}Q$ опускается); $q = \frac{1}{4}(1-A)q_0$ — усваиваемый Землей средний на единицу площади ее поверхности поток солнечного тепла (q_0 — солнечная постоянная, A — планетарное альбедо).

В (1) пространственные производные заменены отношениями конечных разностей. Первая формула (1) получается этим приемом из формулы геострофического ветра с использованием уравнения гидростатики и уравнения состояния идеального газа (причем в отличие от вертикальной конвекции, при которой $\delta p / \bar{p} \ll \delta T / T \approx -\delta \rho / \bar{\rho}$, здесь получается $\delta p / \bar{p} \approx \delta T / T$, где p и ρ — давление и плотность воздуха, знак δ означает вариацию, черта сверху — осреднение).

Для описания горизонтального обмена в атмосфере положим $\overline{U'T'} \sim \sigma_U \sigma_T$, где σ_U и σ_T — средние квадратичные значения синоптических возмущений U' и T' . Последние будем оценивать в духе теории пути перемешивания в виде $\sigma_U \sim \Lambda U / L$, $\sigma_T \sim \Lambda \delta T / L$, где $\Lambda \sim c / \omega$ — введенный А. М. Обуковым ⁽¹⁾ горизонтальный масштаб синоптических возмущений, $c = [(\kappa - 1) c_p T_c / \kappa]^{1/2}$ — типичная скорость звука в атмосфере, $T_c = (q / \sigma)^{1/4}$ — температура уходящего излучения, σ — постоянная Стефана — Больцмана. В результате получим

$$Q_a = \frac{m}{\Pi_M \Pi_\omega^2} \frac{U \delta T}{c T_c} q, \quad \Pi_M = \frac{r}{c} \frac{q}{c_p M T_c}, \quad \Pi_\omega = \frac{r \omega}{c}; \quad (2)$$

здесь $m = 1, 2$ — безразмерный множитель, включающий коэффициент корреляции между U' и T' и невыписанные коэффициенты пропорциональности в используемых формулах для σ_U , σ_T и Λ ; $\Pi_M = 2,17 \cdot 10^{-3}$ (показатель адиабатичности) и $\Pi_\omega = 1,70$ (вращательное число Маха) — составленные из внешних параметров безразмерные критерии теории подобия Г. С. Голицына ⁽²⁾.

Для описания вертикального обмена в океане положим

$$\frac{Q}{c_w \rho_w} = K \frac{\delta T_w}{h}, \quad u_*^2 = \frac{K}{\alpha_H} \frac{\delta U_w}{h}, \quad R_f = \frac{\beta Q}{c_w \rho_w} \left(u_*^2 \frac{\delta U_w}{h} \right)^{-1}; \quad (3)$$

здесь c_w и ρ_w — удельная теплоемкость и плотность морской воды; $\beta = 0,2 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{град}^{-1}$ — ее параметр плавучести; $u_* = (\tau / \rho_w)^{1/2}$ — скорость трения в океане ($\tau = c_f \rho_0 U_0^2$ — напряжение трения ветра на поверхности океана, ρ_0 — типичная плотность воздуха у поверхности, $c_f \approx 10^{-3}$ — коэффициент трения, $U_0 \approx U$ — типичная скорость приземного ветра, полагаемая примерно равной средней зональной скорости в свободной атмосфере); K и K/α_H — коэффициенты виртуальной теплопроводности и вязкости в океане; h — толщина верхнего деятельного слоя океана; δT_w и δU_w — типичные вертикальные перепады температуры и скорости течения в этом слое (δT_w считается величиной порядка глобального горизонтального перепада температуры); R_f — динамическое число Ричардсона. Вследствие очень устойчивой стратификации океана R_f и α_H достигают предельных значений, малых по сравнению с единицей, т. е. $\alpha_H R_f = R_0 = \text{const}$.

При этом условии из (3) получается

$$K = u_*^2 (R_0 h)^{1/2} (\beta \delta T_w)^{-1/2}. \quad (4)$$

При типичных величинах $u_* = 1 \text{ см/сек}$, $\delta T = 27^\circ$ и $h = 300 \text{ м}$, выбрав параметр R_0 равным $5 \cdot 10^{-4}$, получаем значение $K = 5/3 \text{ см}^2/\text{сек}$, такого порядка величины, какой обычно приписывается в океанологической литературе, а для вертикального потока массы на поверхности океана $M_* = \beta Q (g c_w)^{-1}$ получается значение $9,6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$, совпадающее с эмпирической оценкой работы А. С. Моница (3).

Желательно, однако, h не задавать, а определять как результат взаимодействия океана и атмосферы. Для этого, следуя нашей работе (4), будем считать h растущим со временем t в холодное полугодие по закону $\partial h / \partial t = aK/h$, где a — числовая постоянная (правая часть здесь представляет скорость вовлечения воды в деятельный слой океана через его нижнюю границу). Тогда типичным значением будет $h = (aKt_0)^{1/2}$, где t_0 — годового периода; и наши предыдущие оценки сохранятся, если положить $a = 17$. Используя это значение h , из (3), (4) получаем

$$K = \left(\frac{R_0 u_*^4}{\beta \delta T_w} \right)^{2/3} (at_0)^{1/3}, \quad h = \left(\frac{R_0 u_*^4}{\beta \delta T_w} \right)^{1/3} (at_0)^{2/3}, \quad \frac{Q}{c_w \rho_w} = \left(\frac{R_0 u_*^4}{\beta at_0} \right)^{1/3} (\delta T_w)^{2/3}. \quad (5)$$

При фиксированном u_* более медленная, чем прямая пропорциональность, зависимость Q от δT_w объясняется затрудняющим вертикальную теплопередачу эффектом устойчивой стратификации океана. Климатически, однако, $u_* \sim U$ не фиксировано, а, согласно (1), пропорционально δT . Таким образом, если не различать δT_w и δT , то при климатическом рассмотрении получается $Q \sim K \sim (\delta T)^2$, $h \sim \delta T$.

Подставляя Q из (5) в соотношения (1), (2) и разрешая их относительно δT , получаем

$$\frac{\delta T}{T_c} = \left(\frac{2,2 \Pi_M \Pi_0^3}{m} \frac{1}{1 + \xi} \right)^{1/2}, \quad \xi = \frac{4}{3} \frac{Q}{Q_a} = \Pi_a \left(\frac{\delta T_w}{\delta T} \right)^{2/3}, \quad (6)$$

где $\Pi_q = 0,42$ — составленное из внешних параметров безразмерное число вида

$$\Pi_q = \frac{4}{3m} \left(\frac{R}{2,2a} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_0 c_f}{\rho_w} \right)^{2/3} \frac{c_w}{c_p} \frac{\rho_w^{3/2} \omega^{3/2}}{M c^{1/2} (t_0 \beta T_c)^{1/3}}. \quad (7)$$

По физическому смыслу Π_q — верхний предел отношения океанского меридионального потока тепла к атмосферному.

Далее нам понадобятся следующие формулы, связывающие среднюю температуру земной поверхности T_0 с температурой уходящего излучения

Таблица 1

Значения задаваемых параметров в современную эпоху

Астрономические параметры	Характеристики атмосферы	Характеристики океана	Эмпирические константы и параметры
$r=6370$ км $\omega=7,3 \cdot 10^{-5}$ сек $^{-1}$ $g=981$ см/сек 2 $T_e=255^\circ$ К $t_0=3,2 \cdot 10^7$ сек.	$M=1033$ г/см 2 $c_p=0,24$ кал/г·град $c=272$ м/сек $z=1,41$ $\Pi_\omega=1,7$ $\Pi_M=2,17 \cdot 10^{-3}$	$\rho_w=1$ г/см 3 $c_w=1$ кал/г·град $\beta=0,2$ см/сек 2 ·град $T_c=273^\circ$ К $\Pi_Q=0,42$	$m=1,2$ $a=17$ $B_0=5 \cdot 10^{-4}$ $c_1=10^{-3}$ $\alpha=0,886$

Таблица 2

Теоретические оценки климатических характеристик атмосферы и океана

	Современная эпоха	Мезозойская эра
Средняя температура T_0 поверхности Земли, $^\circ$ С	15	18
Средняя годовая температура на экваторе T_E , $^\circ$ С	27	28
на полюсе T_P , $^\circ$ С	-9	-3
Типичная скорость U зонального ветра в атмосфере, м/сек	10	8,5
Напряжение τ_0 трения ветра на поверхности океана, дин/см 2	1	0,7
Меридиональный поток тепла в атмосфере Q_a , кал/(см 2 ·мин)	0,35	0,26
в океане $^{1/3}Q$, кал/(см 2 ·мин)	0,12	0,10
Глобальная температурная разность δT_w^0 в океане	27	28
Коэффициент K турбулентной теплопроводности в деятельном слое океана, см 2 /сек	1,7	1,1
Типичная глубина h деятельного слоя океана, м	300	240

T_c , а также среднегодовые значения температур на полюсе T_P и на экваторе T_E и глобальную температурную разность в океане δT_w с атмосферной температурной разностью δT :

$$T_0 = T_c / \alpha, \quad T_E = T_0 + {}^{1/3}\delta T, \quad T_P = T_0 - {}^{2/3}\delta T, \quad \delta T_w = T_E - \max\{T_P, T_c\}; \quad (8)$$

здесь $T_c \approx 273^\circ$ К — температура замерзания воды; $\alpha=0,886$ — коэффициент, зависящий от толщины и радиационных свойств атмосферы; коэффициенты $^{1/3}$ и $^{2/3}$, как и приведенное значение α , подобраны по современным данным и в процессе колебаний климата будут считаться неизменными.

Изложенная теория позволяет оценивать по внешним параметрам климатические характеристики атмосферы T_0 , δT , T_E , T_P , U , Q_a , океана δT_w , K , h и их мелкомасштабного взаимодействия τ_0 , Q . Ниже приводится ряд примеров.

Современный климат. Сейчас Антарктика покрыта суши, а Арктика полуизолирована от Мирового океана, так что в формуле (6) для δT можно приближенно положить $\xi=0$. Тогда при современных значениях T_c , Π_ω и Π_M (см. табл. 1) получается по (6) $\delta T=36^\circ$, а затем по (1), (2), (5), (8) находятся прочие искомые величины. Их оценки приведены в табл. 2, демонстрирующей неплохое согласие с фактическими данными о современном климате ($^5, ^6$). Так, например, полученное значение океанского меридионального потока тепла в умеренных широтах $^{1/3}Q=0,12$ кал·см $^{-2}$ ·мин $^{-1}$ составляет примерно $^{1/3}$ от суммарного $q=0,35$ кал·см $^{-2}$ ·мин $^{-1}$, что по порядку величины приближается к эмпирической оценке (7).

Мезозойский климат. В мезозое оба полюса находились, по-видимому, в открытом океане, в результате чего, как будет показано, в поляр-

ных областях не должны были образовываться многолетние льды (занимающие сейчас около $1/20$ площади поверхности Земли). Это уменьшало суммарное альbedo Земли A от современного 0,29 до 0,26, так что усваиваемый поток тепла q был больше современного в 1,04 раза (см. табл. 2). Соответственно $T_e=258^\circ\text{K}$ и $T_0=291^\circ\text{K}$ были на 3° выше современных. При этом, согласно изложенной теории, получается $\xi=0,42$, $\delta T=31^\circ$, $T_E=301^\circ\text{K}$, $T_P=270^\circ\text{K}$, так что температура экваториальной зоны была лишь очень немногим выше современной; на полюсах же было значительно теплее, чем сейчас, и при средней годовой температуре -3°C на них, очевидно, лишь зимой появлялись плавучие льды.

Пермокарбонный климат. В пермокарбоне южный полюс находился на Гондванском континенте, северный же, по-видимому, в Тихом океане. В первом приближении здесь можно пытаться оценивать климаты южного и северного полушарий по отдельности, приписав южному значение $\xi=0$ и, скажем, 20% площади льдов с альbedo 0,8 и 80% безледных площадей с альbedo 0,26, что приводит к среднему альbedo 0,37, уменьшает T_e и T_0 на 7° и дает $\delta T=35^\circ$, $T_E=293^\circ\text{K}$ и $T_P=258^\circ\text{K}$. В северном же полушарии, взяв мезозойское значение $\delta T=31^\circ$, получаем близкую к современной температуру Арктики $T_P=(293-34)^\circ\text{K}=262^\circ\text{K}$.

Климат быстро вращающейся Земли. По расчетам приливной эволюции системы Земля — Луна (см., например, книгу ⁽⁸⁾), Луна сформировалась на расстоянии от Земли порядка $10 r$, и Земля вращалась тогда в пять раз быстрее современного. Согласно (6), тогда было $\delta T=5^{3/2}\delta\hat{T}[1+5^{3/2}(\delta T_e/\delta T)^{2/3}\hat{\Pi}_Q]^{-1/2}$, где $\delta\hat{T}=36^\circ$ и $\hat{\Pi}_Q=0,42$ — современные значения. Отсюда следует $\delta T=195^\circ$, $T_E=358^\circ\text{K}$, $T_P=158^\circ\text{K}$, $U=11$ м/сек и т. д. Около 75% меридионального теплообмена здесь приходится на долю океана, так как быстрое вращение затрудняет теплоперенос синоптическими движениями в атмосфере. Для более полного восстановления рассматриваемого климата нужно было бы учесть еще геохимическую эволюцию оболочек Земли и эффект гигантских приливов.

Климат медленно вращающейся Земли. Из-за приливного трения вращение Земли замедляется. По истечении времени порядка 10^9 лет, когда ω составит половину от современного значения, будем иметь $\delta T=2^{-3/2}\delta\hat{T}(1+2^{-3/2}\hat{\Pi}_Q)^{-1/2}=12^\circ$, т. е. проявится тенденция к значительному ослаблению термической зональности и уменьшению относительной роли океанического теплопереноса.

Климат углекислой атмосферы. Введем высоту формирования уходящего излучения $H_e=(T_0-T_e)/\gamma$, где γ — типичный вертикальный градиент температуры в атмосфере. Сейчас при $\gamma=6,5$ град/км получается $H_e=5$ км. В мощной углекислой атмосфере градиент температуры будет близким к адиабатическому градиенту $\gamma_a=g/c_p$, для CO_2 на Земле равному 11 град/км, а значение H_e может только увеличиться. Условие $(T_0-T_e)/\gamma_a>5$ км приводится к виду $T_0>37^\circ\text{C}$.

Изложенные оценки различных характеристик климата являются весьма упрощенными и могут иметь, конечно, лишь предварительное значение.

Институт океанологии им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР
Ленинград — Москва

Поступило
14 VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. М. Обухов, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., т. 13, № 4, 281 (1949).
- ² Г. С. Голицын, Введение в динамику планетных атмосфер, Гидрометеониздат, 1973.
- ³ А. С. Монин, ДАН, т. 193, № 5, 1038 (1970).
- ⁴ С. С. Зилигиневич, А. С. Монин, ДАН, т. 216, № 3, 536 (1974).
- ⁵ Э. Н. Лоренц, Природа и теория общей циркуляции атмосферы, Гидрометеониздат, 1970.
- ⁶ А. С. Монин, В. М. Каменкович, В. Г. Корт, Изменчивость Мирового океана, Гидрометеониздат, 1974.
- ⁷ Э. Пальмен, Ч. Ньютон, Циркуляционные системы атмосферы, Гидрометеониздат, 1973.
- ⁸ А. С. Монин, Вращение Земли и климат, Гидрометеониздат, 1972.