

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

516

МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛИМАТА
И ЕГО ИЗМЕНЕНИЯ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук Е. П. БОРИСЕНКОВА,
д-ра физ.-мат. наук И. Л. КАРОЛЯ,
канд. физ.-мат. наук Л. К. ЕФИМОВОЙ



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1988

06

УДК 551.583.001.57

ТТХ

Представлены результаты исследования радиационных блоков моделей глобальных распределений радиационно-активных примесей.

Представлены результаты численного моделирования климата и его изменений в результате воздействия ряда естественных и антропогенных факторов, рассматриваются вопросы, связанные с проблемой статистического анализа изменений климата и моделированием глобальных циклов CO_2 , SO_2 , NO_x .

Сборник предназначен для специалистов в области климатологии.

The publication presents the results of studying the radiation blocks of models for global distributions of radiation-active pollutants.

The results are also given of numerical modeling of climate and its changes under the effect of some natural and anthropogenic factors, the problems are examined which are related with that of statistical analysis of climatic changes and modeling of CO_2 , SO_2 , NO_x global cycles.

The publication is intended for specialists in climatology.

346042

1903040000-076
М 069(02)-87 29-87(2)

© Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Воейкова (ГГО), 1988.

ISBN 5-286-00319-2

ЛЕНИНГРАДСКИЙ
Гидрометеорологический институт
БИБЛИОТЕКА
195128 Малоохтинский пр. 98

О ВРЕМЕННОМ ОСРЕДНЕНИИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И КЛИМАТИЧЕСКИХ НОРМАХ

В климатологии для анализа временных рядов различных метеорологических величин, при создании климатических справочников, в практике долгосрочных метеорологических прогнозов и прогнозов изменения климата широкое распространение получили осредненные за некоторый промежуток времени метеорологические величины, скользящие средние, нормы метеорологических величин, их аномалии, характеризующие отклонения от норм, и др. Подобные типы осреднения широко практикуются также в океанологии, гидрологии и ряде смежных наук. В связи с этим большое распространение получили карты норм (например, средних многолетних температур, давления, осадков данного месяца, сезона, года и др.) и соответствующие карты аномалий метеорологических величин.

Однако в различных странах и даже в различных учреждениях одной и той же страны нередко используются различные периоды осреднения, различные нормы, а следовательно, различные аномалии. В результате сопоставление аномалий метеорологических величин без учета различий в периодах осреднения и связанных с ними расхождений оказывается в ряде случаев не адекватным, порождает много неудобств и даже грубых ошибок при интерпретации данных. Этот вопрос достаточно оживленно обсуждался в научной литературе в прошлом [8, 10, 11, 12, 13, 16, 18]. Не потерял актуальность он и до сих пор [1, 2, 3, 5, 6, 7, 9, 15, 17]. Применительно к временному осреднению показаний приборов этот вопрос обсуждается в [4, 14]. И тем не менее четко установленных критериев, которыми следует руководствоваться при определении оптимальных периодов осреднения климатических рядов, не существует. В ряде работ и даже в официальных документах при построении норм без достаточных обоснований рекомендованы периоды осреднения около 30 лет [12].

Аналогичная неоднозначность проявляется при обсуждении вопроса о периоде осреднения климатических рядов для оценки состояния климатической системы [2, 7, 15, 17]. Называется период осреднения от нескольких недель (промежуток времени, превышающий предел предсказуемости) [17] до нескольких лет или даже 30 лет и более, что считается более признанным периодом [7].

В одном из официальных интервью известного специалиста

в области метеорологии д-ра Б. Уайта [3] предлагается указывать в каждом конкретном случае период осреднения (скажем, месяц, сезон, год) и не искать ответа на вопрос об оптимальности выбранного периода осреднения. Такая постановка вопроса не лишена смысла, поскольку оптимального периода осреднения в широком смысле, по-видимому, действительно не существует. Однако такой подход вряд ли сможет удовлетворить как научные интересы, так и практические запросы, особенно в области прикладной климатологии и в практике долгосрочных и климатических прогнозов.

К этому следует добавить, что широко используемые в метеорологии, климатологии и смежных науках методы анализа скользящих средних величин и выявления в осредненных таким способом временных рядах различных периодичностей создают ряд неопределенностей как при выборе периода скользящего осреднения, выборе различного рода фильтров, так и при интерпретации отфильтрованных рядов.

Иногда для целей осреднения используются длиннопериодные временные интервалы, которые достигают нескольких лет и даже десятков лет.

Отсутствие определенных правил при скользящем осреднении также создает ряд трудностей в сопоставлении и интерпретации климатических трендов и квазипериодических составляющих, выявленных различными исследованиями, при сопоставлении результатов долгосрочных метеорологических и гидрометеорологических прогнозов. Рассмотрим в связи с этим данный вопрос с некоторых общих позиций.

Пусть имеется временной ряд некоторой метеорологической величины x , измеренной через промежутки времени Δt ($x_1, x_2, \dots, x_i, x_{i+1}, \dots, x_n$), где i — порядковый номер измерения, n — число измерений.

Средняя величина x за период $T_k = n\Delta t$ будет

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n x_i.$$

Предположим также, что нам известна истинная средняя величина x или ее математическое ожидание, которое мы обозначим через \bar{X} . Пусть \bar{X} определено за достаточно длительный интервал времени T с N измерениями:

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i.$$

Возникает вопрос, возможно ли, и если возможно, то каким образом подобрать на временной шкале длиной T такой период $T_k = n\Delta t$ ($T_k \ll T$), чтобы $\bar{x} \rightarrow \bar{X}$, т. е. средняя величина x , определенная по любому короткому интервалу времени, характеризуема

ла бы истинное среднее значение величины x , называемое обычно нормой.

Реализация такой возможности означает, что скользящая средняя величина $\bar{x}(t) = \bar{X}$ не должна иметь никаких периодических составляющих и должна сколь угодно близко соответствовать \bar{X} .

Пусть $x(t) = \bar{X} + x'(t)$, где $x'(t)$ есть некоторая периодическая функция времени. Для простоты положим

$$x(t) = \bar{X} + a \sin\left(\frac{2\pi}{p}t + \varphi\right), \quad (1)$$

т. е. $x'(t)$ имеет вид простой синусоидальной гармонике с периодом p , амплитудой a и сдвигом по фазе φ . Тогда за любой промежуток времени $T_k = n\Delta t$ внутри интервала T среднее значение x , обозначенное нами через $\bar{x} = \bar{x}(t)$, будет

$$\bar{x} = \bar{X} + \frac{1}{n} \sum_t^{t+n\Delta t} a \sin\left(\frac{2\pi}{p}t + \varphi\right). \quad (2)$$

Заменяя в (2) сумму интегралом и переменную t на λ , получим

$$\bar{x} = \bar{x}(t) = \bar{X} + \frac{1}{T_k} \int_t^{t+T_k} a \sin\left(\frac{2\pi}{p}\lambda + \varphi\right) d\lambda. \quad (3)$$

Обозначив $\frac{2\pi}{p}\lambda + \varphi = \alpha$, откуда $d\lambda = \frac{p}{2\pi}d\alpha$, можно записать, что

$$\bar{x}(t) = \bar{X} - \frac{ap}{2\pi T_k} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} d(\cos \alpha) d\alpha, \quad (4)$$

где α_1 и α_2 пределы интегрирования:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi}{p}t + \varphi,$$

$$\alpha_2 = \frac{2\pi}{p}t + \frac{2\pi}{p}T_k + \varphi.$$

После интегрирования (4) получим

$$\bar{x}(t) = \bar{X} + \frac{ap}{\pi T_k} \sin \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \cos \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}, \quad (5)$$

или

$$\bar{x}(t) = \bar{X} + \frac{ap}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{p} \sin\left(\frac{2\pi}{p}t + \frac{\pi T_k}{p} + \varphi\right). \quad (6)$$

Формула (6) дает аналитическое выражение для скользящей средней величины $\bar{x}(t)$ при осреднении за период времени T_k .

Обычно значение $\bar{x}(t)$ относят к середине интервала осреднения, т. е. к моменту времени $t + T_k/2$.

Введя новую переменную $\tau = t + T_k/2$, получим

$$\bar{x}(t) = \bar{x}(\tau) = \bar{X} + a_m \sin\left(\frac{2\pi}{p}\tau + \varphi\right), \quad (7)$$

где

$$a_m = \frac{ap}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{p}$$

есть амплитуда гармоника, отличающаяся от таковой в исходном ряду (1).

Выражение (7) для скользящей средней величины x может быть записано для любого момента времени τ , при этом

$$\frac{T_k}{2} \leq \tau \leq t - \frac{T_k}{2}.$$

Перепишем теперь (1) в следующем виде:

$$x(t) = \bar{X} + a \sin\left(\frac{2\pi}{p}\tau + \varphi_\Phi\right), \quad (8)$$

где

$$\varphi_\Phi = \varphi - 2\pi \frac{T_k}{p}.$$

Из сопоставления (8) и (7) видно, что скользящая средняя будет периодической функцией времени с тем же периодом колебаний, который имеет исходная выборка, но она будет отличаться амплитудой и сдвигом по фазе.

При $T_k/p \rightarrow 0$ выражения (1) и (8) стремятся к 1. Из (6) — (8) также следует, что $\bar{x}(t) \rightarrow \bar{X}$ только в двух случаях:

либо при $T_k/p \rightarrow \infty$, что практически не реализуемо; либо при $T_k/p = 1, 2, \dots, l$, где l — целое число.

Таким образом, если известен период возмущения p , период осреднения T_k должен быть ему кратен.

Если $T_k/p = 1/2$, из (6) следует, что

$$\bar{x}(t) = \bar{X} - \frac{2a}{\pi} \cos\left(\frac{2\pi}{p}t + \varphi\right). \quad (9)$$

В этом случае $\bar{x}(t) \neq \bar{X}$, а разность между $\bar{x}(t)$ и \bar{X} будет знакопеременной функцией, достигающей максимального значения $\pm 2a/\pi$, т. е. $\pm 0,7a$. Если $T_k/p > 1$, но не кратно целому числу, разность между $\bar{x}(t)$ и \bar{X} будет несколько меньше и будет стремиться к нулю при $T_k \gg p$.

Мы проанализировали достаточно очевидный и сравнительно простой пример. Теперь рассмотрим случай, когда в исходном ряду присутствуют две гармоники, одна из которых с амплитудой

a , периодом p и сдвигом по фазе φ будет низкочастотной компонентой, а вторая с амплитудой a_B , периодом p_B и сдвигом по фазе φ_B будет высокочастотной компонентой, т. е.

$$x(t) = \bar{X} + a \sin\left(\frac{2\pi}{p} t + \varphi\right) + a_B \sin\left(\frac{2\pi}{p_B} t + \varphi_B\right). \quad (10)$$

Тогда после интегрирования

$$\begin{aligned} \bar{x}(t) = \bar{X} + a_m \sin\left(\frac{2\pi}{p} t + \frac{\pi T_k}{p} + \varphi\right) + \\ + a_{mB} \sin\left(\frac{2\pi}{p_B} t + \frac{\pi T_k}{p_B} + \varphi_B\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где a_m то же, что и в (7), а

$$a_{mB} = \frac{a_B p_B}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{B}.$$

Легко видеть, что если мы выберем период осреднений таким, что $T_k/p_B = 1, \dots, l$, где l — любое целое число, амплитуда высокочастотной компоненты обратится в ноль и тогда

$$\bar{x}(t) = \bar{x}(\tau) = \bar{X} + a_m \sin\left(\frac{2\pi}{p} \tau + \varphi\right), \quad (11')$$

т. е. мы приходим к выражению для $\bar{x}(t)$ вида (6) и (7), но при этом мы не удовлетворяем условию $\bar{x}(\tau) = \bar{X}$. Для того, чтобы удовлетворить этому условию, необходимо, чтобы и a_m и a_{mB} обращались в ноль. Но это будет выполняться только в том случае, если

$$T_k/p = m, \quad T_k/p_B = l \quad \text{и} \quad lp_B/mp = 1, \quad \text{или} \quad p/p_B = l/m,$$

где l и m — целые числа.

Если принять $m=1$, и тем самым убрать низкочастотную гармонику, то необходимым условием для одновременного исключения высокочастотной гармоники должно быть соблюдение условия кратности гармоник, т. е. $p/p_B = l$.

В реальных выборках может содержаться несколько гармоник. Так, в случае наличия в исходной выборке k гармоник с параметрами $p_1, a_1, \varphi_1; p_2, a_2, \varphi_2; p_3, a_3, \varphi_3; \dots, p_k, a_k, \varphi_k$ по аналогии с (11) будем иметь

$$\begin{aligned} \bar{x}(t) = \bar{X} + a_{m1} \sin\left(\frac{2\pi}{p_1} \tau + \varphi_1\right) + a_{m2} \sin\left(\frac{2\pi}{p_2} \tau + \varphi_2\right) + \\ + a_{m3} \sin\left(\frac{2\pi}{p_3} \tau + \varphi_3\right) + \dots + a_{mk} \sin\left(\frac{2\pi}{p_k} \tau + \varphi_k\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$a_{mj} = \frac{a p_j}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{p_j} \quad (j=1, 2, 3, \dots, k). \quad (13)$$

Для выполнения условия $\bar{x}(t) = \bar{X}$, в случае, например, трех гармоник, нужно, чтобы $T_k/p_1 = l$, $T_k/p_2 = m$, $T_k/p_3 = k$ или $p_1 l = p_2 m = p_3 k$, где l , m и k — целые числа.

Если p_1 — период низкочастотной компоненты и мы положим $T_k = p_1$, т. е. уберем из (12) низкочастотную компоненту, то для выполнения условия $\bar{x}(t) = \bar{X}$ необходимо, чтобы в случае трех гармоник удовлетворялись соотношения $p_1/p_2 = m$; $p_1/p_3 = k$, что означает выполнение условия $p_2/p_3 = k/m$. Таким путем мы можем приблизиться к задаче нахождения $\bar{x}(t)$, сколь угодно близкого к \bar{X} . Нетрудно видеть, что применение рассмотренного метода, который мы назовем методом кратных гармоник, к поставленной задаче можно успешно реализовать, если известен спектр колебаний величины $x(t)$, т. е. известны периоды и амплитуды гармоник и сдвиги по фазе.

При осреднении временных рядов с целью построения норм в первую очередь следует убрать ту компоненту, которая имеет наибольшую амплитуду a_{mj} . Можно распространить эти рассуждения и на более общий случай разложения $x(t)$ в ряды Фурье.

Действительно, пусть для простейшего случая

$$x(t) = \bar{X} + a \sin \frac{2\pi}{T} t + b \cos \frac{2\pi}{T} t. \quad (14)$$

Нетрудно показать, что аналитическое выражение для скользящей средней величины $\bar{x}(t)$ будет иметь следующий вид:

$$\bar{x}(t) = \bar{X} + a_m \sin \frac{2\pi}{p} \tau + b_m \cos \frac{2\pi}{p} \tau, \quad (15)$$

где

$$\tau = t + \frac{T_k}{2}, \quad a_m = \frac{ap}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{p},$$

$$b_m = \frac{bp}{\pi T_k} \sin \frac{\pi T_k}{p}.$$

Из (15) видно, что если выбрать период осреднения так, что $T_k/p = 1, \dots, l$, то, как и в предыдущем случае, a_m и b_m обратятся в нуль, а $\bar{x}(t) \rightarrow \bar{X}$.

Для общего случая разложения $x(t)$ в ряд Фурье можно записать

$$x(t) = \bar{X} + \sum_{\sigma=1}^M (a_\sigma \sin \sigma t + b_\sigma \cos \sigma t), \quad (16)$$

где $\sigma = 1, 2, \dots, M$ — волновые числа. В этом случае после осреднения (16) с периодом T_k имеем

$$\bar{x}(t) = \bar{X} + \sum_{\sigma=1}^M (a_{m\sigma} \sin \sigma \tau + b_{m\sigma} \cos \sigma \tau), \quad (17)$$

где, как и прежде, $\tau = t + T_k/2$, а $a_{m\sigma}$ и $b_{m\sigma}$ — соответствующие коэффициенты Фурье, определяемые по аналогии с (15).

Период T_k следует подобрать так, чтобы коэффициенты Фурье приняли минимальные значения. Однако для практической реализации последнюю процедуру вряд ли следует рекомендовать, поскольку разложения типа (14) и (16) формальные. В природе в исходных рядах гармоник с волновыми числами $\sigma = 1, 2, \dots, M$ может и не быть. По этой причине более предпочтительным является выявление реальных периодов колебания величины $x(t)$ и соответственно выбор периода осреднения с использованием метода кратных гармоник таким образом, чтобы $\bar{x}(t)$ как можно ближе стремилось к \bar{X} .

Вполне естественно, что в реальных выборках встречаются комбинации гармоник, сочетание которых не позволяет подобрать оптимальный период осреднения, не выходя за рамки доступного для анализа периода наблюдений величины x . Однако в любом случае оптимальный период осреднения существует и его использование позволит свести до минимума «тренд» нормы, с которым обычно приходится сталкиваться в климатологии. Так, например, если в исходном ряде $x(t)$ мы имеем периодичности в 3, 5 и 20 лет, то оптимальный период осреднения должен бы быть 60 лет. Однако в практических целях можно воспользоваться периодом осреднения в 20 лет. В этом случае полностью исключаются гармоники с периодом в 5 и 20 лет, а вклад высокочастотной гармоники с периодом в 3 года будет сведен до минимума, поскольку

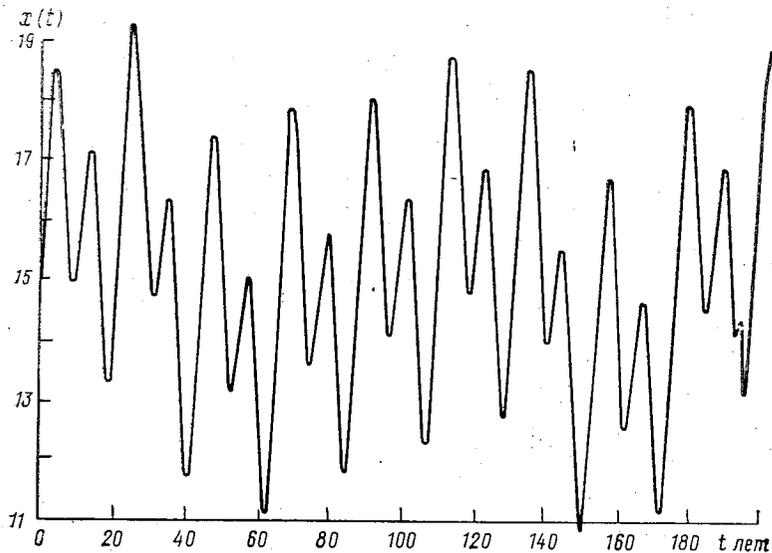


Рис. 1. Модельная функция $x(t)$, определяемая (18).

данный период почти кратен 20-летнему периоду. 30-летний период осреднения оказывается менее предпочтительным, чем 20-летний.

Проиллюстрируем применимость метода кратных гармоник на некоторых модельных рядах и реальных рядах наблюдений.

На рис. 1 приведен график функции $x(t)$ за 200-летний период наблюдений с интервалом $\Delta t=1$ год, имеющий четыре гармоники с периодом 90, 60, 22 и 11 лет без сдвигов на фазе. Этот ряд описывается следующей зависимостью:

$$x(t) = 15 + 1 \sin \frac{2\pi}{90} t + 0,5 \sin \frac{2\pi}{60} t + 1,5 \sin \frac{2\pi}{22} t + 2 \sin \frac{2\pi}{11} t. \quad (18)$$

Если воспользоваться формально методом кратных гармоник, то для того, чтобы на любом интервале времени $\bar{x}(t) = \bar{X} = 15$, нужно принять период осреднения T_k равным 1980 годам. В этом случае $l = \frac{1980}{90} = 22$; $m = \frac{1980}{60} = 33$; $k = \frac{1980}{22} = 90$; $p = \frac{1980}{11} = 180$, а $\sin l\pi = \sin m\pi = \sin k\pi = \sin p\pi = 0$, откуда $a_{m1} = a_{m2} = a_{m3} = a_{m4} = 0$, $\bar{x}(t) = 15$. Однако удовлетворить такому условию мы не можем, поскольку длина выборки соответствует 200 годам. К тому же, если бы мы и располагали рядом длиной 1980 лет, в нем наверняка появились бы другие долгопериодные компоненты.

В то же время легко заметить, что период в 88 лет, близкий периоду в 90 лет, кратен и 11 и 22 годам. В этом случае, положив период осреднения $T_k = 90$ лет, в соответствии с (12) получим

$$\bar{x}(\tau) = 15 + a_{m1} \sin \frac{2\pi}{90} \tau + a_{m2} \sin \frac{2\pi}{60} \tau + a_{m3} \sin \frac{2\pi}{22} \tau + a_{m4} \sin \frac{2\pi}{11} \tau. \quad (19)$$

Пользуясь (13), найдем, что $a_{m1} = 0$, $a_{m2} = -0,106$, $a_{m3} = 0,032$; $a_{m4} = 0,042$. С учетом этого аналитическое выражение для скользящей средней запишется так:

$$\bar{x}(\tau) = 15 - 0,106 \sin \frac{2\pi}{60} \tau + 0,03 \sin \frac{2\pi}{22} \tau + 0,04 \sin \frac{2\pi}{11} \tau. \quad (20)$$

Мы видим, что максимальный вклад в изменение скользящей средней величины (нормы) дает не исключенная нами гармоника с 60-летним периодом. Однако ее вклад по амплитуде не может превышать величины порядка 0,1. Вклад же 22- и 11-летней гармоник будет пренебрежимо мал.

На рис. 2 кривой 1 изображена скользящая средняя величина, определяемая (20).

Теперь представим, что осреднение было проведено с 30-летним периодом, который рекомендуется в климатологии ($T_h=30$) [12]. В этом случае на основе (19) с учетом (13) найдем $a_{m1}=0,83$, $a_{m2}=0,32$, $a_{m3}=-0,32$, $a_{m4}=0,18$. Тогда в соответствии с (19)

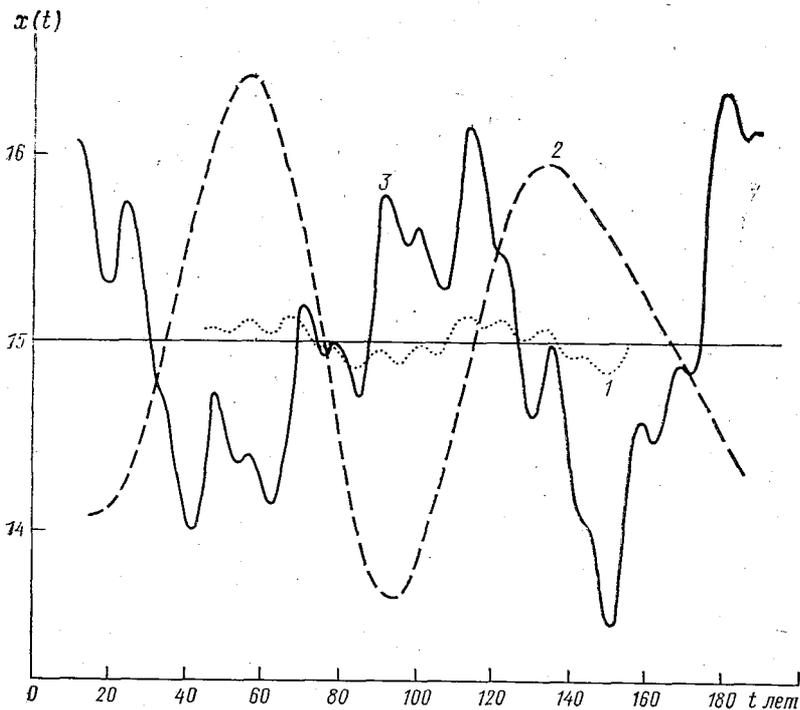


Рис. 2. Скользящие средние модельного ряда (20), определенные согласно (12) при различных периодах осреднения.
1) 60 лет, 2) 30 лет, 3) 22 года.

$$x(\tau) = 15 + 0,83 \sin \frac{2\pi}{90} \tau + 0,32 \sin \frac{2\pi}{60} \tau - 0,32 \sin \frac{2\pi}{22} \tau + 0,18 \sin \frac{2\pi}{11} \tau. \quad (21)$$

Здесь $\tau=t+15$.

Скользящая средняя, определяемая (21) при 30-летнем периоде осреднения, приведена на рис. 2 кривой 2. Мы видим, что при таком периоде осреднения тренд нормы по амплитуде может достигать $1,2^\circ$, что на порядок больше, чем в первом случае.

При наличии данного спектра возмущений, а выбранный спектр

реально присутствует во многих рядах метеорологических величин, период осреднение в 30 лет не оптимален и приводит к заметному тренду нормы. Это уже существенно отразится и на аномалиях величины x . Для отдельных периодов тренд нормы может достигать значений $\pm 1^\circ$.

Подобного же результата можно добиться, если использовать осреднение с меньшим периодом ($T_k=22$ годам), так как в этом случае полностью исключаются высокочастотные гармоники с периодом 22 и 11 лет. При $T_k=22$ годам ($\tau=t+11$).

$$x(\tau) = 15 - 1,06 \sin \frac{2\pi}{90} \tau + 0,39 \sin \frac{2\pi}{60} \tau. \quad (22)$$

Соответствующий график скользящей средней приведен на рис. 2 (кривая 3).

Как видно из этого рисунка, здесь присутствуют только долгопериодные компоненты, которые, в случае если они известны, могут быть учтены, так как для любого момента времени $t = \tau - T_k/2$

$$\bar{x} = 15 - \bar{x}(\tau) + 1,06 \sin \frac{2\pi}{90} \tau - 0,39 \sin \frac{2\pi}{60} \tau. \quad (23)$$

При необходимости такой метод может быть рекомендован для приведения коротких норм к длинным.

Данный анализ имеет прежде всего научно-прикладное значение. Из него следует, что произвольное сглаживание временных рядов путем использования скользящего среднего может приводить к появлению в некоторых случаях значительного тренда нормы. В то же время учет возмущений в имеющихся рядах метеорологических величин, измеренных на реперных климатических станциях, позволяет либо исключить, либо уменьшить этот тренд нормы.

Без такого предварительного анализа произвольно сглаженные временные ряды могут не иметь ясного физического смысла и не поддаваться в связи с этим разумной физической интерпретации скользящих средних метеорологических величин.

Проведенное рассмотрение важно иметь в виду при обосновании построения единообразных норм и соответствующих аномалий для конкретных метеорологических элементов (температура, осадки, давление и др.) в условиях, когда имеется ограниченное количество станций, со сравнительно длительным периодом наблюдений и достаточно обширная сеть станций, для которых также вычисляются нормы и аномалии, но для которых период наблюдений ограничен. В этом случае наличие длиннопериодных станций наблюдений позволяет определить спектр колебаний, имевших место в пределах рассматриваемого длинного периода наблюдений T . Далее может быть рекомендована одна из двух процедур нахождения оптимальных норм для короткопериодных станций,

расположенных в окрестности длиннопериодной станции и имеющих тот же спектр колебаний, что и длиннопериодная.

Первая процедура — нахождение оптимального периода осреднения для определения \bar{X} . Эта процедура достаточно подробно была нами рассмотрена выше.

Вторая процедура связана с такими ситуациями, когда период наблюдений и, следовательно, период осреднения на короткопериодных станциях нам задан, например три-четыре последних десятилетия. В этом случае необходимо исправить найденные значения $\bar{x}(\tau)$ для того, чтобы приблизить найденное среднее значение (норму) к \bar{X} , имея информацию о спектре колебаний на близлежащих (близлежащей) длиннопериодных станциях.

Проиллюстрируем это на конкретном примере.

На рис. 3 приведена температурная кривая среднегодовых значений температуры воздуха в Ленинграде за 171 год, с 1805 по 1976 г.

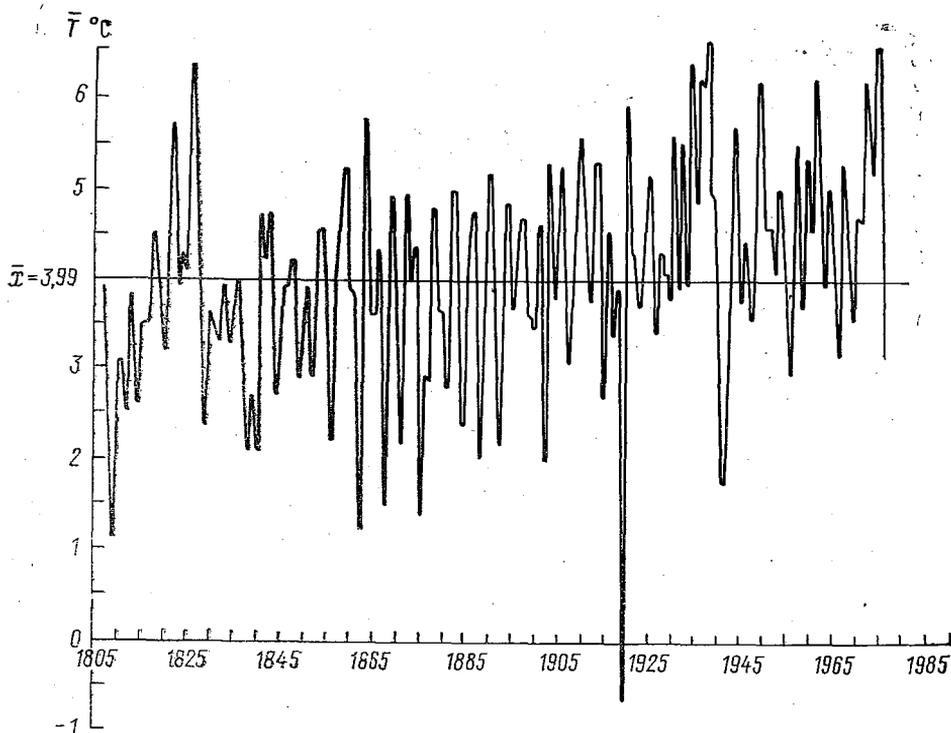


Рис. 3. Среднегодовые значения приземной температуры воздуха в Ленинграде за период с 1805 по 1976 г. Прямая линия — среднее многолетнее значение, равное 3,99 °С.

Характеристика спектра возмущений в ряде
среднегодовых значений температуры воздуха
у поверхности Земли для Ленинграда за период 1805—1976 гг.
Используется разложение типа (22)

№ пп.	P_i лет	a_i °C	φ_i	$\frac{2}{(\sigma_i)} \left[\frac{1}{T} \right]^2$	$\sqrt{\frac{2}{\sigma_i}}$	Отношение сигнал/шум	Вклад гармони- ки, %
1	250	0,5	-103,9	0,4	0,6	0,6	10
2	35,7	0,3	-72,8	0,4	0,6	0,3	2,9
3	28,6	0,2	127,6	0,4	0,6	0,3	2,2
4	21,3	0,3	37,8	0,4	0,6	0,3	2,5
5	12,8	0,3	156,2	0,4	0,6	0,3	3,4
6	11,8	0,1	22,1	0,4	0,6	0,1	0,6
7	9,8	0,1	-157,8	0,4	0,6	0,2	0,7
8	9,0	0,1	110,6	0,4	0,6	0,2	0,7
9	7,9	0,3	41,9	0,4	0,6	0,3	2,4
10	7,3	0,2	-173,1	0,4	0,6	0,2	1,2
11	6,6	0,2	-73,7	0,4	0,6	0,2	1,1
12	5,8	0	-79,4	0,4	0,6	0,0	0,0
13	5,3	0,3	1,4	0,4	0,6	0,3	3,1
14	4,7	0,3	-147,0	0,4	0,6	0,4	4,1
15	4,4	0,3	-31,8	0,4	0,6	0,3	2,3
16	4,0	0,3	36,9	0,4	0,6	0,3	3,3
17	3,8	0,2	-40,4	0,4	0,6	0,2	1,3
18	3,6	0,2	-99,2	0,4	0,6	0,2	1,2
19	3,5	0,2	41,7	0,4	0,6	0,2	1,5
20	3,4	0,3	8,3	0,4	0,6	0,3	2,7
21	3,2	0,1	175,1	0,4	0,6	0,2	0,8
22	3,0	0,2	-73,8	0,4	0,6	0,2	0,8
23	2,9	0,1	162,9	0,4	0,6	0,1	0,5
24	2,9	0,1	172,3	0,4	0,6	0,2	0,7
25	2,8	0,1	-79,5	0,4	0,6	0,1	0,5
26	2,7	0,2	7,3	0,4	0,6	0,3	2,0
27	2,6	0,2	71,1	0,4	0,6	0,3	1,9
28	2,5	0,2	-74,3	0,4	0,6	0,2	1,6
29	2,4	0,3	127,9	0,4	0,6	0,3	2,5
30	2,3	0,2	78,5	0,4	0,6	0,3	1,9
31	2,2	0,2	108,5	0,4	0,6	0,2	0,9
32	2,2	0,3	77,0	0,4	0,6	0,3	2,4
33	2,1	0,3	-98,2	0,4	0,6	0,3	3,5

Определив методом максимальной энтропии спектр колебаний, присутствующих в данном временном ряду, используя далее метод наименьших квадратов, можно найти амплитуды и фазы каждой гармоники. В данном случае нами использовалось разложение вида

$$x(t) = \sum_{i=1}^M a_i \cos\left(\frac{2\pi}{p_i} t + \varphi_i\right). \quad (24)$$

В таблице приведены характеристики этого разложения. В ней приведены по мере убывания имеющиеся периоды (p_i), амплитуды (a_i), сдвиги по фазе (φ_i), дисперсии остаточного шума (σ_i^2) и соответствующие среднеквадратические отклонения, отношения сигнал/шум, вклады, которые дает данная гармоника. Среднее многолетнее значение температуры за указанный период наблюдений $\bar{x}(t)$ составляет 3,99 °С.

Из таблицы видно, что в исследуемом ряду имеется достаточно широкий спектр возмущений. Многие компоненты в высокочастотном спектре безусловно несут, по-видимому, шумовую составляющую, определяемую используемым методом наименьших квадратов. Однако легко видеть, что основной вклад дает трендовая составляющая с периодом в 250 лет. Далее идут такие составляющие, как 35,7; 28,6; 21,3; 12,8; 11,8; 9,8; 9,0; 7,9; 7,3 лет.

Используя рассмотренный выше метод кратных гармоник, мы видим, что, приняв период осреднения для вычисления скользящих средних величин порядка 70 лет, мы практически в состоянии исключить весь спектр возмущений в скользящей средней. При этом в скользящей средней должна остаться трендовая составляющая с периодом 250 лет, которая не исключается при 70-летнем периоде осреднения.

На рис. 4 кривой 1 изображена 70-летняя скользящая средняя за период с 1840 по 1941 г. Легко видеть, что этот период осреднения действительно оптимален с точки зрения подавления флуктуаций с периодами несколько десятилетий и менее. Однако при этом мы сталкиваемся с довольно значительным положительным трендом нормы, который за 1837—1942 гг. составляет около 0,86 °С (средние температуры за периоды 1805—1875 и 1906—1976 гг. соответственно равны 3,60 и 4,46 °С). Этот тренд существен.

Из рисунка также видно, что средняя за 70-летний период между 1867 и 1937 гг. в точности соответствует средней многолетней за 171 год температуре, равной 3,99 °С. За более ранние периоды вычисленная 70-летняя норма будет меньше тренда многолетней величины, а за более поздние периоды вычисленная норма будет выше средней многолетней. Отсюда следует практически важный вывод, согласно которому средние многолетние температуры станций вблизи Ленинграда, рассчитанные за последний 70-летний период, будут, примерно на 0,47 °С завышены относительно средних многолетних температур. Такую поправку следо-

вало бы вводить в аномалии температуры, вычисленные по короткому ряду.

Поскольку многие климатические справочники строятся с 30-летним периодом осреднения, оценим, как ведет себя скользящая средняя при 30-летнем периоде осреднения. График 30-летней скользящей средней также приведен на рис. 4 (кривая 2).

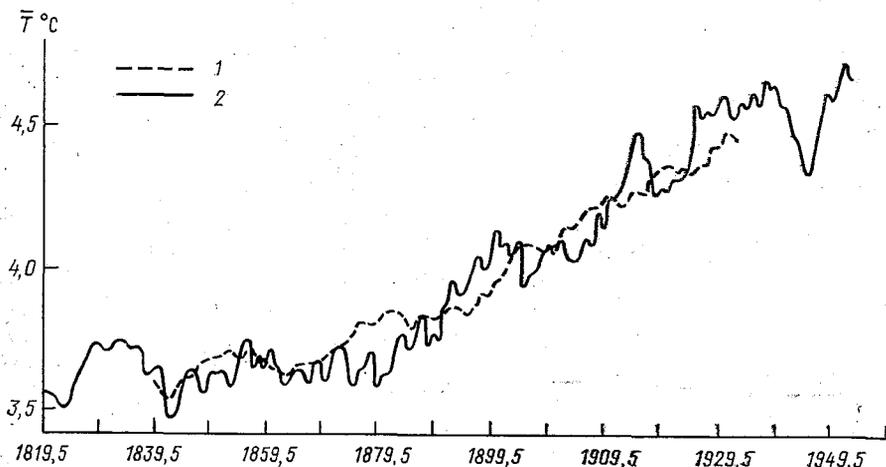


Рис. 4. Скользящие средние температуры для Ленинграда при различных периодах осреднения.
1) 70 лет, 2) 30 лет.

Таким образом проведенное рассмотрение метода кратных гармоник позволяет заранее оценивать временную неоднородность скользящих средних, достаточно осмысленно фильтровать те или иные возмущения в скользящей средней и приблизить ее к средней многолетней величине.

При необходимости этот метод позволяет приводить короткие нормы к длинным, определяемым по долгопериодным реперным пунктам наблюдений тех или иных метеорологических величин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андерсон Т. Статистический анализ временных рядов/Пер. с англ. — М.: Мир, 1976.
2. Борисенков Е. П. О климате и задачах ПИГАП — климат//Метеорология и гидрология.— 1976.— № 1, с. 3—15.
3. Изменения климата: Интервью с д-ром Р. Уайтом//Бюллетень ВМО. 1986.— Т. 35. № 1. — С. 35—40.
4. Каган Р. Л. и др. Статистические методы интерпретации метеорологических данных.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 356 с.

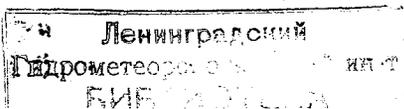
5. Кендэл М. Временные ряды/Пер. с англ.—М.: Финансы и статистика, 1981.— 198 с.
6. Кэндаллм, Стьюорт А. Многомерный статистический анализ и временные ряды/Пер. с англ.—М.: Наука, 1976.
- ✓ 7. Монин А. С. Введение в теорию климата.—Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 245 с.
- ✓ 8. Погода и климат//Метеорол. вестн.— 1933.— № 1—2.— С. 66.
9. Скворцова Э. М., Мастюкова Е. В. Об устойчивости норм температуры воздуха и осадков в зависимости от периода осреднения//Труды ГГО.— 1984.— Вып. 485.— С. 34—38.
10. Слуцкий Е. Е. Сложение случайных величин как источник циклических процессов//Вопросы конъюнктуры.— 1927. Т. 3.— Вып. 1.
11. Тихомиров Е. И. Изменчивость климата и климатические нормы. Метеорол. вестн.— 1932.— № 10—12.— С. 326.
12. Тихомиров Е. И. Еще о климатических нормах//Метеорол. и вестн.— 1933.— № 5—6.— С. 187—188.
13. Федоров Е. Е. Климат как совокупность погод//Метеорол. вестн.— 1925.— № 7.
14. Яглом А. М. Об учете инерции метеорологических приборов при измерениях в турбулентной атмосфере//Труды Геофиз. ин-та АН СССР.— 1954.— Вып. 24 (151).— С. 112—162.
15. Lamb H. H. Climate. Present, Past and Future. Vol. 1 Fundamentals and Climate Now. Methuen.— London; New York. 1972.— 613 p.
16. Liljequist G. H. On Fluctuations of the Summer Mean Temperature in Sweden//Georg. Ann.—31.— Stockholm, 1949.— P. 159—178.
17. The Physical Basis of Climate and Climate Modelling: Report of the International Study Conference in Stockholm, 29 July-10 August 1974.— GARP Publication Series N 16, April 1975.
18. Wishart T. On the Secular Variation of Rainfall at Kothamsted (Summary and Discussion)//Quart. J. Roy. Meteorol Soc.—1932.— P. 468.

Е. П. Борисенков, Л. К. Ефимова, Б. Е. Шнееров

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УМЕНЬШЕНИЯ ИНСОЛЯЦИИ НА ТЕМПЕРАТУРУ И ДИНАМИКУ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ УСЛОВИЙ ЯНВАРЯ И ИЮЛЯ

В теории климата весьма актуальной задачей является исследование возможных климатических изменений, обусловленных вариациями инсоляции. В данной работе проведены оценки возможных климатических изменений, вызванных уменьшением инсоляции на 5 % для зимнего и летнего сезонов. Эти оценки получены на базе численных экспериментов с моделью общей циркуляции атмосферы.

В ряде работ, в частности [2, 3], указывается на влияние солнечной активности на вариации солнечной постоянной. Вычисленные в [2] по данным астрофизических наземных наблюдений активных образований на Солнце на основе существующей количественной связи площадей солнечных пятен и фотосферных факелов с интегральным потоком солнечного излучения значения изменений солнечной постоянной за более чем столетний период времени указывают, что интервал ее изменений составляет десятые доли процента.



Данные спутниковых измерений интегральной солнечной постоянной также указывают на существование вариаций солнечной постоянной, достигающих 0,3%. Поток солнечного излучения на стратосферных уровнях (так называется метеорологическая солнечная постоянная) может меняться на 1—2%, что может быть объяснено результатом воздействия солнечных и галактических



Рис. 1. Распределение разностей приземных температур воздуха ($^{\circ}\text{C}$) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5% и контрольного для условий июля.

космических лучей и последующими фотохимическими реакциями, которые приводят к образованию окислов азота, в свою очередь влияющих на солнечную радиацию. Довольно большие изменения интенсивности солнечного излучения могут иметь место для тех или иных спектральных интервалов.

В связи с этим представляет известный интерес оценить те возможные климатические последствия, которые могут быть вы-

званы вариациями инсоляции. К настоящему времени уже выполнены несколько работ в этом направлении [4, 5]. Авторы их исследуют влияние на климат не столько измеренных или вычисленных значений вариаций солнечной постоянной, сколько абстрактных изменений этой постоянной (обычно в таких экспериментах предполагается, что вариации солнечной постоянной до-



Рис. 2. Распределение разностей общей облачности (баллы) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5% и контрольного для условий июля.

стигают нескольких процентов), с тем чтобы выяснить основные закономерности вызываемых ими климатических изменений как статистически значимых изменений, превышающих «шум» модели.

В данной работе были проведены численные эксперименты именно такого типа с моделью общей циркуляции атмосферы, разработанной в ГГО. Детальное описание модели содержится в [7]. Здесь заметим только, что модель полусферная, трехуровневая,

с переменным шагом по горизонтали, в среднем составляющим 450 км, учитывает все основные физические процессы, формирующие общую циркуляцию атмосферы и механизмы обратных связей между ними. С помощью этой модели был проведен численный эксперимент («возмущенный эксперимент»), в котором значение интегральной солнечной постоянной было уменьшено на 5% по



Рис. 3. Изменение количества осадков (см/сут) при уменьшении солнечной постоянной на 5%, полученное по данным экспериментов за 31—60-е расчетные сутки для условий июля.

сравнению с обычно принимаемым значением 1351 Вт/см^2 , используемым в контрольном эксперименте, не предполагающем изменения солнечной постоянной. Интегрирование уравнений модели в обоих экспериментах осуществлялось на срок 60 суток, обработка результатов выполнялась с 31-х по 50-е сутки, соответствующие июльским и январским условиям.

На рис. 1 представлено поле изменений приземной температуры воздуха над материками, вызванных уменьшением солнечной постоянной. Как и следовало ожидать, наблюдается общее понижение температуры, достигающее 6—8° в Западной Сибири и юго-восточной части Северо-Американского материка.

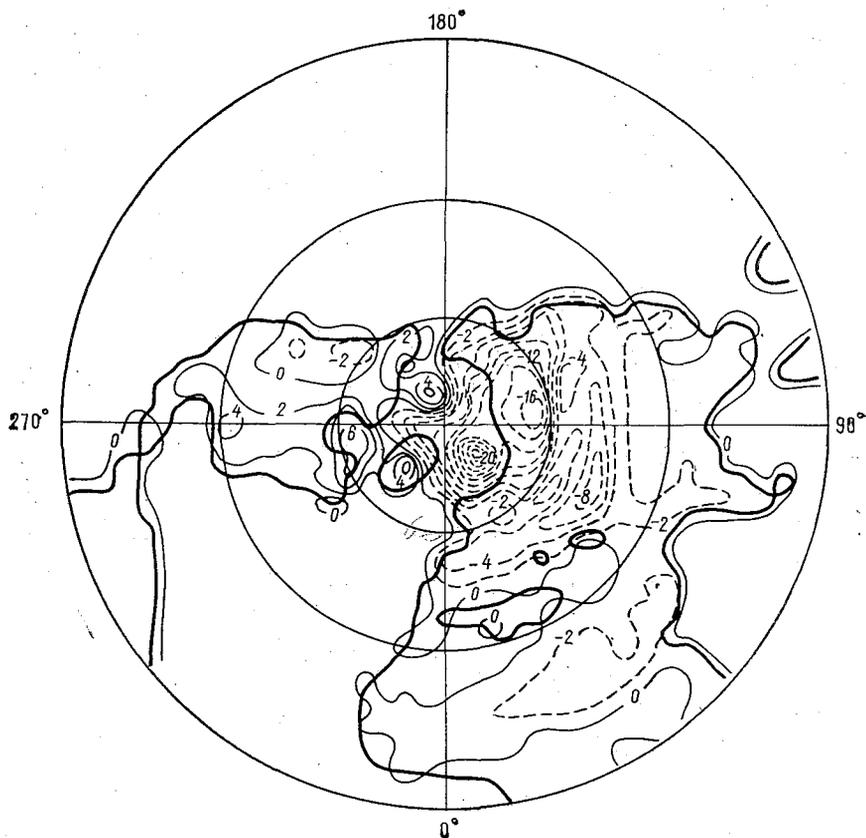


Рис. 4. Распределение разностей приземных температур воздуха (°C) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5% и контрольного для условий января.

Наибольшие изменения среднезональной температуры воздуха, согласно расчетам, происходят в умеренных и полярных широтах, в поясе тропических и экваториальных широт изменения малы. С высотой изменения температуры ослабевают, не превышают 2°C на верхнем расчетном уровне модели. Закономерности изменения давления на уровне моря в целом отвечают изменениям поля температуры. Так, над обширными районами Азиатского материка наблюдается повышение давления до 4 гПа.

Общее охлаждение атмосферы, вызванное уменьшением солнечной постоянной, приводит к существенному изменению поля облачности обоих ярусов, воспроизводимых моделью.

На рис. 2 показано распределение облачности верхнего яруса. Существенное увеличение облачности локализовано главным об-

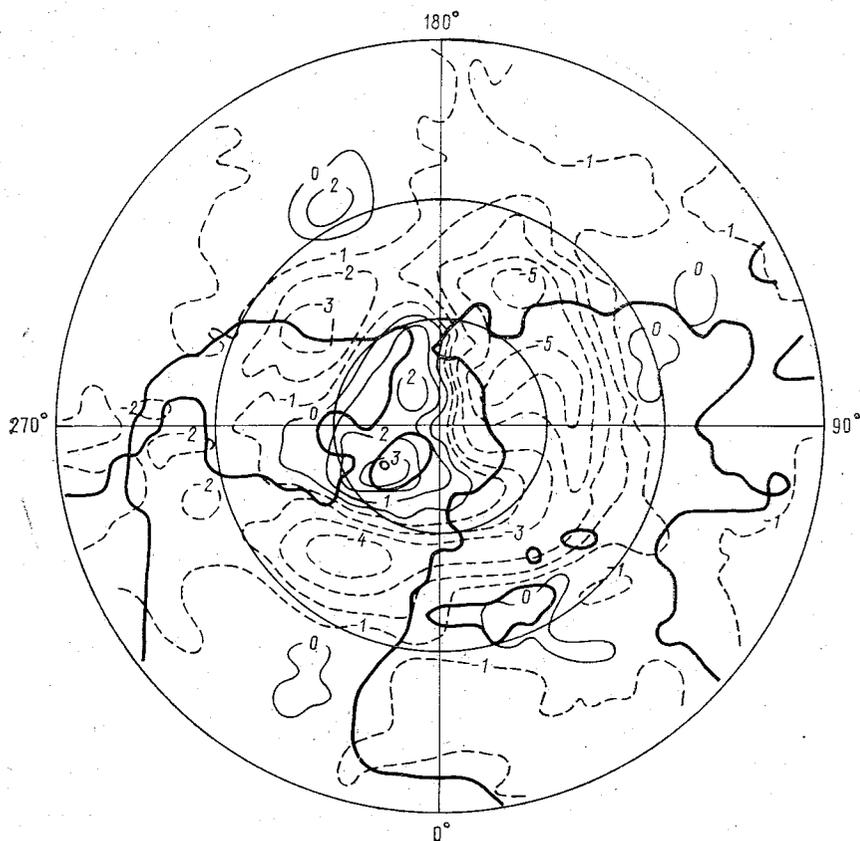


Рис. 5. Распределение разностей температур воздуха ($^{\circ}\text{C}$) в средней тропосфере ($\sigma=0,500$) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5% и контрольного для условий января.

разом в двух обширных районах: над северной частью акватории Тихого океана, где количество облачности возрастает на 4—5 баллов, а также над центральным Арктическим бассейном, где изменение облачности составляет 2—3 балла.

Уменьшение солнечной постоянной в меньшей степени влияет на режим осадков (рис. 3). Основные изменения в поле осадков (рост их интенсивности до 0,5 см/сут), получены над акваторией

Тихого океана. С целью выявления сезонных особенностей климатических эффектов изменений солнечной постоянной проведен аналогичный численный эксперимент для зимних условий.

Проведенные численные эксперименты, как и результаты, полученные ранее другими авторами, указывают, что изменения

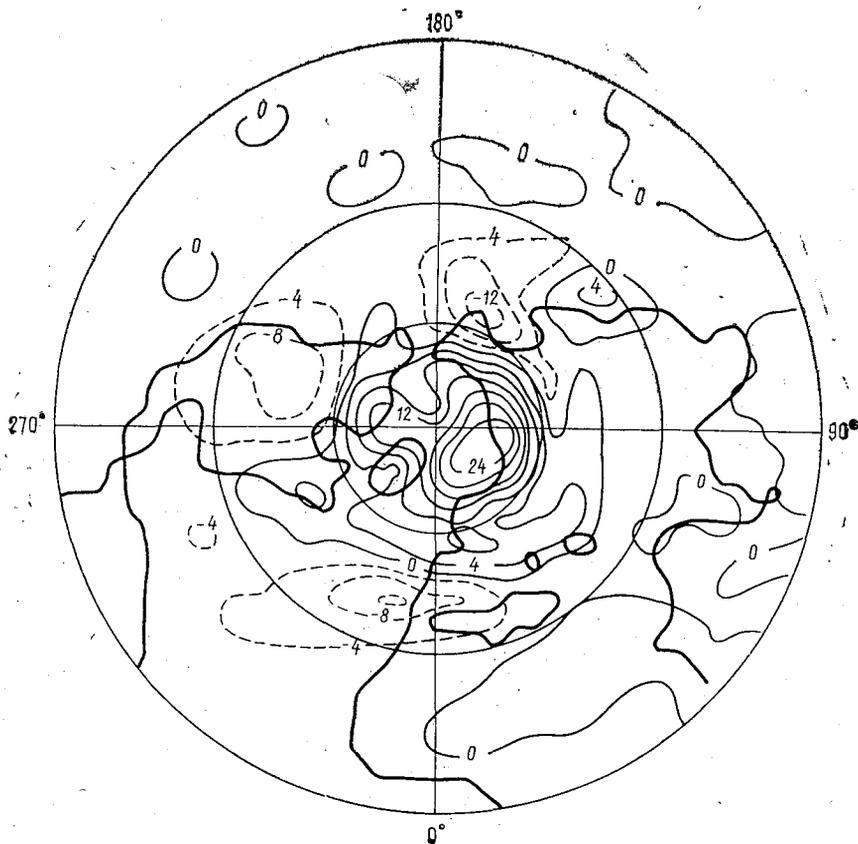


Рис. 6. Распределение разностей приземного давления (гПа) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5 % и контрольного для условий января.

интегрального потока солнечной радиации, поступающей на верхнюю границу атмосферы, могут привести к существенным климатическим изменениям.

На рис. 4—7 показаны распределения разностей температур, давления, облачности между данными численного эксперимента по уменьшению солнечной постоянной на 5% и контрольного эксперимента для условий января. Из сравнения данных приве-

денных экспериментов для зимних и летних условий видно, что, хотя качественно картина изменений термобарических полей в атмосфере сохраняется региональной, проявления моделируемого эффекта отличаются, имеют свои особенности в зависимости от сезона.

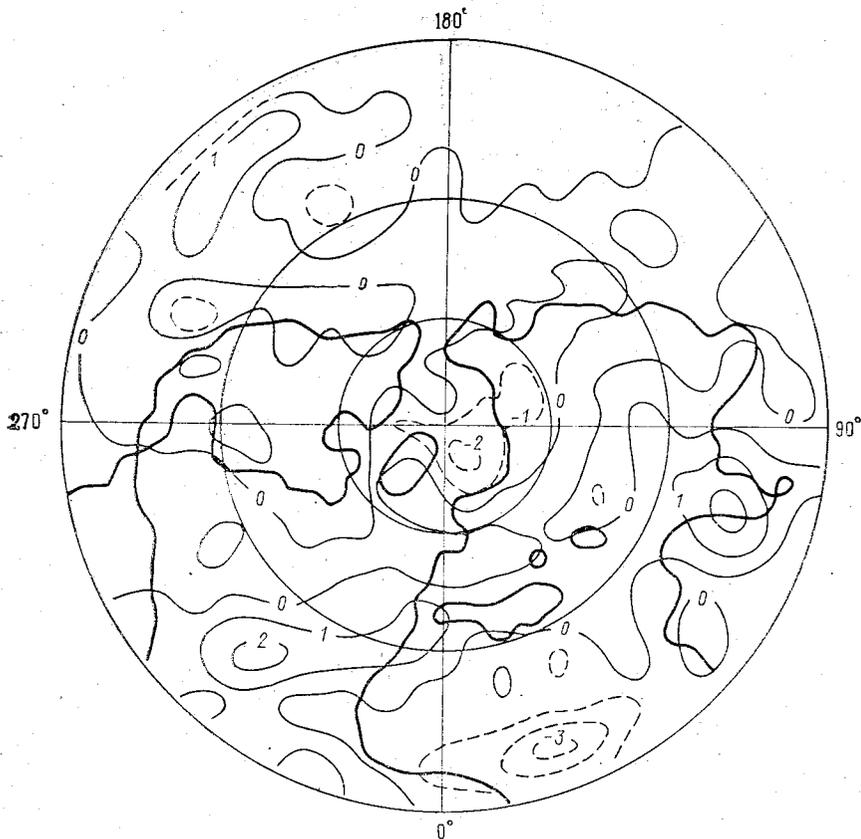


Рис. 7. Распределение разностей общей облачности (баллы) между данными экспериментов с уменьшением солнечной постоянной на 5 % и контрольного для условий января.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мелешко В. П., Шнееров Б. Е., Швеиц М. Е. и др. Гидродинамическая модель общей циркуляции атмосферы//Труды ГГО, — 1980. — Вып. 410. — С. 3—33.
2. Hoyt D. V. Variations in the solar constant caused by changes in the active features on sun//Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate/Eds. B. M. McCormac, T. A. Seliga, D. Reidel Co. 1979.—346 p.

3. Hoyt D. V., Eddy J. A. An Atlas of Variations in the Solar Constant Caused by Suspot Blocking and Fecular Emissions from 1874 to 1981//Technical Note, Boulder, Col., 1982.
4. Hunsen T. A. e. a. Climate sensivity: analysis of feedback mechanisms// Climate Processes and Climate Sensivity: Geophys. Monogr., 1984, 29, Maurice Ewing. V. 5.— P. 130—163.
5. Manabe S., Wetherald R. T. On the Distributions of Climate Change Resulting from an Increase in CO₂//J. Atm. Sci.—1980.— V. 37, N 1.— P. 99—118.

И. В. Алтунин, В. Н. Приемов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РЕЖИМА АТМОСФЕРЫ В РАМКАХ ЗОНАЛЬНОЙ ТЕПЛОБАЛАНСОВОЙ МОДЕЛИ

Физико-математическое моделирование, наряду с методом палеоклиматических аналогов, является в настоящее время одним из основных методов исследования и прогноза климата. Важное место среди климатических моделей занимают теплоробалансовые модели, позволяющие наиболее простым способом описать основные закономерности термической структуры атмосферы.

Основная задача настоящего исследования заключается в разработке зональной теплоробалансовой модели термического режима с использованием концепции среднего энергетического уровня атмосферы (СЭУ) и последующим описанием в рамках разработанной модели условий климатического оптимума в голоцене. При этом мы будем учитывать имевшее место перераспределение приходящей солнечной радиации (инсоляции) по широте по сравнению с ее широтным ходом в настоящее время. По сути дела в рамках разработанной модели мы попытаемся привести некоторые аргументы в пользу того, что первопричиной изменений климата в масштабах времени порядка 10^3 — 10^4 лет, а следовательно, и причиной существования условий ледникового периода и климатического оптимума могут быть вариации орбитальных параметров Земли, приводящие к перераспределению инсоляции по широтам при практически неизменной солнечной постоянной. Следует подчеркнуть, что предлагаемая точка зрения является альтернативой представленному в ряде работ [5] мнению о том, что основная причина климатических изменений в прошлом связана с колебаниями концентрации CO₂ в атмосфере.

В работе [1] было показано, что колебания уровней углекислого газа в атмосфере можно рассматривать не как причину, а как следствие изменений температуры океанических вод. В данной же работе делается попытка количественно подтвердить высказанное в [1] предположение о том, что изменения температуры воздуха у поверхности, а следовательно, и температура океанических вод, были следствием перераспределения инсоляции по

широтам. В таком случае можно будет построить следующую цепочку причинно-следственных связей: изменения орбитальных параметров Земли приводили к перераспределению приходящей солнечной радиации, что влекло за собой изменения широтного хода температуры земной поверхности. Это обстоятельство и обуславливало колебания уровней атмосферного CO_2 вследствие изменения растворимости углекислого газа в воде при изменениях ее температуры. (Безусловно, вариации концентрации CO_2 также вносили определенный вклад в изменения температуры вследствие изменений интенсивности парникового эффекта, но, по нашим оценкам, этот вклад был незначительным).

Теплобалансовую модель для расчета изменений среднеглобальной (средней полушарной) температуры с привлечением СЭУ можно построить, используя уравнение теплового баланса для системы земляная поверхность — атмосфера в следующем виде:

$$(1 - \bar{A})S_0 - \sigma T^*{}^4 = 0, \quad (1)$$

где \bar{A} — среднеглобальное (полушарное) альбедо системы, S_0 — приходящая коротковолновая радиация, T^* — эффективная температура собственного длинноволнового излучения системы, σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Как было показано в работе [3], T^* может быть вычислено через температуру СЭУ:

$$T^* = \frac{1 + \lambda_n}{\sqrt[4]{1 + 4\lambda_n}} T_c = \frac{T_0}{\sqrt[4]{1 + 4\lambda_n}}; \quad \lambda_n = \frac{T_0}{T_c} - 1. \quad (2)$$

Температура СЭУ в свою очередь может быть рассчитана по формуле

$$T_c = \frac{p_0}{\rho_c R} \left(\frac{T_c}{T_0} \right)^{\frac{T_c}{T_0 - T_c}}, \quad (3)$$

где p_0 , T_0 — давление и температура воздуха у поверхности, ρ_c — плотность воздуха на СЭУ, R — газовая постоянная.

Для вычисления ρ_c в работе [4] была предложена эмпирическая формула

$$\rho_c = a(b - T_0), \quad (4)$$

где a и b — эмпирические константы.

Очевидно, что уравнения (1) — (4) в том виде, в котором они записаны, можно использовать только для оценок изменения глобального климата. Чтобы получить возможность исследовать широтную структуру возможных климатических изменений, нужно перейти к зональной модели. В этом случае для замыкания уравнения теплового баланса для каждого широтного пояса в уравнение (1) нужно включить член, описывающий межширотный

теплообмен. С учетом широтного распределения приходящей радиации уравнение (1) в этом случае переписывается в виде

$$(1 - A_i)I_0 \left(\sin \varphi \sin \delta + \frac{1}{\pi} \cos \varphi \cos \delta \right) + B_i - \sigma T_i^4 = 0, \quad (5)$$

где B_i — приток тепла к i -му широтному поясу за счет горизонтального переноса, I_0 — солнечная постоянная на верхней границе атмосферы, φ — широта, δ — склонение Солнца.

Полученную систему уравнений можно использовать для расчета широтного хода температуры воздуха у поверхности как для среднегодовых условий, так и для любого конкретного месяца или сезона. Для этого необходимо знать широтный ход альbedo системы, среднемесячных или среднегодовых значений инсоляции, а также значений B_i . В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением среднегодовых условий.

Для определения значений B_i можно использовать обнаруживающиеся связи в широтном ходе B_i и T_0 , а также B_i и инсоляции. Нами были проверены обе эти параметризации. Первая параметризация, предложенная М. И. Будыко [5], имеет вид

$$B_i = \beta(\bar{T} - T_i), \quad (6)$$

где \bar{T} — среднеглобальная (полушарная) температура, β — постоянная, определяемая из наблюдений.

Для нахождения величины β были проведены расчеты значений B_i , удовлетворяющих уравнению баланса (5) по данным об альbedo, взятым из [6], а также по рассчитанным значениям среднегодовой среднесуточной инсоляции S_a на различных широтах северного полушария, которые приведены в табл. 1. При этом было принято $I_0 = 1360 \text{ Вт/м}^2$. Как видно из таблицы, при $\bar{T} = 287 \text{ К}$ и соответствующем этому значении $\beta = 3,24$ широтный ход B_i в общем близок к аппроксимации (6) в среднем по полу-

Таблица 1

Распределение составляющих уравнения теплового баланса для системы земляная поверхность — атмосфера в северном полушарии

Составляющая	Широта, ...°									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
A	0,25	0,25	0,26	0,29	0,33	0,38	0,43	0,50	0,57	0,60
S_i Вт/м ²	421	415	396	365	324	286	249	212	174	138
B_i из (5) (B_{ip}) Вт/м ² . .	-53	-51	-37	-20	8	29	49	69	94	111
B_i из (6) (B_{iap}) Вт/м ²	-49	-45	-36	-13	6	32	55	81	94	100
$\Delta B_i = B_{iap} - B_{ip}$	4	6	1	7	-2	3	6	12	0	-11
B_i из (7) Вт/м ²	-52	-48	-37	-20	4	26	47	68	90	111
ΔB_i	1	3	0	0	-4	-3	-2	-1	-4	0

шарию, хотя имеют место и заметные отклонения, в особенности в высоких широтах (70 и 90°).

Нами была изучена также связь межширотного теплообмена B_i с инсоляцией S_i . В этом случае формула для B_i имеет вид

$$B_i = -0,574S_i + 190. \quad (7)$$

Сравнивая значения B_i , рассчитанные по формуле (7) (они также приведены в табл. 1) с фактическими, мы видим, что эта параметризация обладает гораздо меньшей ошибкой, чем параметризация Будыко.

Полученная таким образом система простых уравнений (5), (2)—(4), (7) позволяет рассчитывать климатические условия на полушарии, задавая только альbedo и приходящую радиацию. Поэтому естественным было желание использовать ее для моделирования палеоклимата на основе выполненных в настоящее время палеоклиматических реконструкций, в частности реконструкций условий ближайшего к нам климатического оптимума голоцена (5—6 тыс. лет назад). Моделирование климата этого оптимума тем более интересно, что наблюдавшиеся в то время условия могут, по мнению ряда исследователей, служить сценарием климата недалекого будущего [2].

Здесь необходимо отметить, что в настоящее время выполнен ряд работ по моделированию палеоклимата как с помощью моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦ), так и с помощью более простых энергобалансовых моделей. Эксперименты с МОЦ, описанные, например, в работах Гейтса [11], Манаве с сотрудниками [13] и других, касаются в основном моделирования условий ледниковой эпохи; кроме того, в большинстве из них не учитывается важнейший с нашей точки зрения фактор — изменения широтного распределения инсоляции, которые, кстати говоря, по расчетам, выполненным в [10], в ледниковый период имели еще большее значение, чем в период оптимума. Отмеченные недостатки устранены в экспериментах Дж. Адема с энергобалансовой моделью [9], в которых задавались изменения инсоляции, альbedo поверхности и температуры океана для различных периодов в прошлом, охватывающих ледниковую эпоху, межледниковье и период оптимума.

В настоящей работе при реконструкции условий климатического оптимума учитывались следующие основные факторы. Во-первых, это изменения приходящей радиации, связанные с изменением параметров земной орбиты. Во-вторых, изменение альbedo системы за счет изменения количества облаков, а также альbedo поверхности в различных широтных зонах, связанного в основном с изменением режима увлажнения. Альbedo для периода оптимума рассчитывалось по палеоклиматическим реконструкциям как советских, так и зарубежных авторов [7, 8, 12]. При этом делалось естественное предположение о том, что с ростом увлажнения в некоторой широтной зоне увеличивается и среднегодовое коли-

чество облаков. Необходимые для расчета альbedo системы значения альbedo верхней границы облаков были вычислены для современных условий по данным К. Я. Кондратьева [6] об альbedo облачной и безоблачной атмосферы и среднегодовому количеству облаков. При определении среднегодовой инсоляции в период оптимума были использованы данные расчетов Е. П. Борисенкова, А. В. Цветкова и С. В. Агапонова [10].

Кроме изменения перечисленных выше факторов — инсоляции, альbedo системы и межширотного теплообмена — в соответствии с параметризацией (7) при моделировании климата оптимума учитывалось также изменение стратификации атмосферы ($\lambda_{\text{п}}$) при изменении температуры. Оценки показывают, что для этого с достаточной точностью можно использовать линейное приближение, а именно полагать величину $\partial\lambda_{\text{п}}/\partial T_0$ постоянной на всем интервале изменения T_0 и считать, что ее значение существенно не меняется при переходе от современного состояния к палеоклимату. Кроме того, в первом приближении можно не учитывать влияние на $\lambda_{\text{п}}$ изменений давления p_0 при изменениях температуры у поверхности, поскольку такие изменения p_0 составляют 1—2 гПа и вызывают обратные изменения T_0 порядка десятых долей градуса.

Таким образом, мы видим, что основными параметрами, с помощью которых можно описать изменения климата в рамках данной модели, являются следующие: инсоляция, альbedo системы, интенсивность межширотного теплообмена и вертикальная стратификация атмосферы. Рассчитанные нами изменения этих параметров для условий климатического оптимума, а также результирующие изменения T_0 приведены в табл. 2. Здесь $\Delta T_0 = T_0^{\text{опт}} - T_0^{\text{совр}}$.

Из табл. 2 видно, что инсоляция в период оптимума была выше современной практически на всем полушарии, тогда как температура у поверхности повышалась в зоне 40—90° и на экваторе, а в полосе широт 10—30° заметно понижалась, что связано с увеличением увлажнения в этой зоне и, как следствие, повышением альbedo. В среднем по полушарию климат оптимума оказы-

Таблица 2

Широтный ход составляющих уравнения теплового баланса системы земная поверхность — атмосфера и температуры у поверхности для условий климатического оптимума голоцена

Составляющая	Широта, . . . °									
	0	10	23	30	40	50	60	70	80	90
A	0,24	0,26	0,27	0,31	0,32	0,36	0,41	0,48	0,55	0,58
S_i Вт/м ²	421	415	397	367	326,4	289,7	254,3	217,6	179,5	141,4
B_i Вт/м ² по (7)	—53	—51	—38	—21	6	27	46	66	91	109
T_0 К	303,7	299,2	296,5	287,7	286,4	279,7	272,5	263,9	259,6	257,0
ΔT_0 К	1,7	—1,8	—1,4	—3,2	1,4	2,7	2,5	1,9	1,6	1,0

вается примерно на 0,7 К теплее современного. Заметим, что полученные оценки качественно согласуются с результатами палеоклиматических реконструкций [7, 8]. Эти оценки также согласуются с оценками изменений температуры, полученными в [9] как в среднем по северному полушарию (0,5—0,9 К), так и для зоны умеренных и высоких широт (40—90°). Имеющиеся различия в зоне широт 10—30° объясняются различием исходных данных по альбедо, в частности, в [9] предполагается отсутствие изменений альбедо поверхности в этой зоне в период оптимума.

Таким образом, мы видим, что изменения климата в этот период могут быть объяснены вариациями двух основных факторов — инсоляции и альбедо. В то же время вариации альбедо связаны, как уже говорилось, с изменениями режима увлажнения, которые, очевидно, имеют циркуляционный характер. Хотя изменения циркуляции зависят от многих причин, определяющим фактором, первопричиной перестройки атмосферных процессов может быть как раз изменение распределения инсоляции по широте, особенно сильно проявляющееся не в среднем за год, а в отдельные сезоны, как это было показано в работе [10]. Из этого следует, что вариации широтного хода инсоляции могут являться определяющим фактором и в формировании климатического режима в целом.

Подтверждением этой точки зрения можно считать результаты моделирования палеоклимата для периода времени от 18 до 7 тыс. лет назад, приведенные в [9]. Полученная в этой работе динамика изменений термического режима, а именно непрерывный рост в этот период средней полушарной температуры, определяется, очевидно, изменениями инсоляции, которая в начале периода росла и в дальнейшем оставалась выше современной на всем полушарии, поскольку это единственный независимый внешний фактор из рассмотренных в модели. Изменения температуры океана и альбедо поверхности суши хотя и задаются при расчетах, но по физическому смыслу не являются независимыми факторами; они должны быть следствием изменений инсоляции.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что в настоящей работе сделаны только первые шаги в направлении объяснения палеоклиматических изменений. Следующим этапом, который может приблизить нас к пониманию причин этих изменений, должно, очевидно, стать моделирование климата отдельных сезонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алтуни И. В. Роль изменений температуры океана в колебаниях атмосферного CO₂ в прошлом и будущем: численное моделирование на базе блочных моделей//I Всесоюз. совещание «Геохимия углерода. Тез. докл. М., 1986. — С. 412—414.
2. Борзенкова И. И. Климатический оптимум голоцена как модель глобального климата начала XXI века//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 8. — С. 69—77.

3. Борисенков Е. П. О решении некоторых обратных задач спутниковой метеорологии//Метеорология и гидрология.—1967.—№ 3.—С. 3—13.
4. Борисенков Е. П., Приемов В. Н. Энергетическая оценка климатических трендов последнего столетия//Письма в Астрон. журн.—Т. 2, № 1.—1976.—С. 44—49.
5. Будыко М. И. Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980.—351 с.
6. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.—Л.: Гидрометеиздат, 1980.—280 с.
7. Муратова М. В., Суетова И. А. Сравнительный анализ природы высоких и средних широт северного полушария в климатический оптимум голоцена (5—6 тыс. лет тому назад)//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 5, геогр.—1983.—№ 3.—С. 38—45.
8. Хотинский И. А., Савина С. С. Палеоклиматические схемы территории СССР в бореальном, атлантическом и суббореальном периодах голоцена//Изв. АН СССР.—Сер. геогр.—1985.—№ 4.—С. 18—34.
9. Agem J. e. a. Preliminary results on the simulation of climate during the last deglaciation with a thermodynamic model//J. Agem, A. Berger, Ph. Caspar a. a//Milancovitch and Climate, 1984.—Part 2.—P. 527—537.
10. Borisenkov Ye. P., Tsvetkov A. V., Agaphonov S. V. On some characteristics of insolation changes in the past and the future//Climatic change.—1983.—V. 5.—P. 237—244.
11. Gates W. L. Modeling the Ice-Age Climate//Science.—1976.—V. 191, N 4232.—p. 1138—1144.
12. Kelllogg W. W., Schware R. Climate Change and Society.—Boulder, Colorado: Westview Press, 1981.—178 p.
13. Manabe S., Broccoli A. J. A. Comparison of Climate Model Sensitivity with data from the last Glacial Maximum//J. Atmosph. Sci.—1985.—V. 42, N 23.—P. 2643—2651.

И. В. Алтунин

ОЦЕНКИ СОДЕРЖАНИЯ В АТМОСФЕРЕ ОКИСЛОВ АЗОТА И СЕРНИСТОГО ГАЗА НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В РАМКАХ БЛОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ

Возрастающие масштабы хозяйственной деятельности человека привлекают все большее внимание к оценкам возможных антропогенных выбросов в атмосферу различных малых газовых составляющих (МГС) и обусловленных ими антропогенных изменений климата. Особый интерес вызывают многоплановые исследования, которые касаются возможных изменений концентраций окислов азота (NO , NO_2 , NO_3 , $\equiv\text{NO}_x$) и сернистого газа (SO_2), а также последствий возрастания содержания отмеченных газовых составляющих с точки зрения их влияния на климат и на биосферу в целом.

Возрастание концентраций окислов азота и сернистого газа может привести к изменению радиационного режима атмосферы, к изменению ее газового состава, а также к значительному закислению осадков [2], которые в свою очередь оказывают негативное воздействие на биосферу [2, 5].

В настоящее время достоверно установлено, что концентрации

рассматриваемых газовых составляющих растут [5, 6, 10]. Этот рост обусловлен не естественными источниками и стоками, которые приблизительно компенсируют друг друга, а антропогенными факторами и в первую очередь — сжиганием ископаемого топлива.

Сернистый газ является непосредственным продуктом сгорания, а окислы азота образуются при сжигании топлива из атмосферного азота [4, 11].

Более или менее достоверный прогноз содержания SO_2 и NO_x в атмосфере может быть сделан на основе математического моделирования глобальных биогеохимических циклов азота и серы с учетом антропогенных источников, поскольку поступившие в атмосферу дополнительные количества SO_2 и NO_x поступают и в другие естественные резервуары, находящиеся в динамическом взаимодействии с атмосферой.

Цель настоящей работы заключается в получении оценок возможных концентраций SO_2 и NO_x на период времени до 2030 г.

Моделирование поступления в атмосферу окислов азота и сернистого газа не представляет трудностей при заданной скорости поступления антропогенного CO_2 . Используя экспериментальные данные о скоростях выброса в атмосферу CO_2 , SO_2 и NO_x в 1980 г., которые составляют соответственно 7 Гт/год, 20 и 70 Мт/год, и аналитическое описание скорости поступления в будущем CO_2 из [1], легко вычислить множители, с помощью которых можно получить и аналитическое описание скоростей поступления в атмосферу окислов азота и сернистого газа. Для окислов азота этот

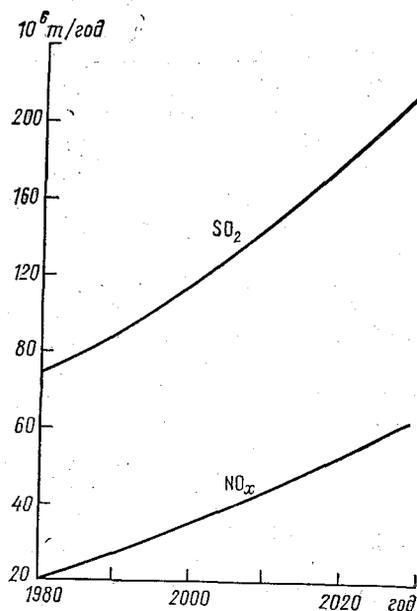


Рис. 1. Скорости антропогенных выбросов окислов азота и сернистого газа.

множитель равен $2,86 \cdot 10^{-3}$, для сернистого газа — $1 \cdot 10^{-2}$. Полученные таким образом скорости поступления SO_2 и NO_x приведены на рис. 1. Подчеркнем, что эти скорости согласованы с прогнозами о развитии топливно-энергетического комплекса, поскольку согласован с указанными прогнозами антропогенный источник углекислого газа [1].

Глобальный круговорот азота — азотный биогеохимический цикл — очень сложен ввиду большого количества окислов и соединений азота (валентность от -3 до $+5$), а также ввиду большого количества различных фотохимических реакций, в которые вступают соединения азота в атмосфере [3, 7]. Важнейшими являются три субцикла: первый включает круговорот азотных соединений, второй — N_2O и другие окислы и, наконец, третий — субцикл нитратов [7].

На рис. 2а приведена блок-схема глобального круговорота окислов азота, которую мы использовали для оценок содержания NO_x в атмосфере. Данная модель не представляет собой модель биогеохимического цикла азота, которая в действительности значительно сложнее [7]. В блок-схему модели, приведенной на рис. 2а, мы включали те естественные резервуары с соответствующими источниками и стоками, которые, на наш взгляд, в пер-

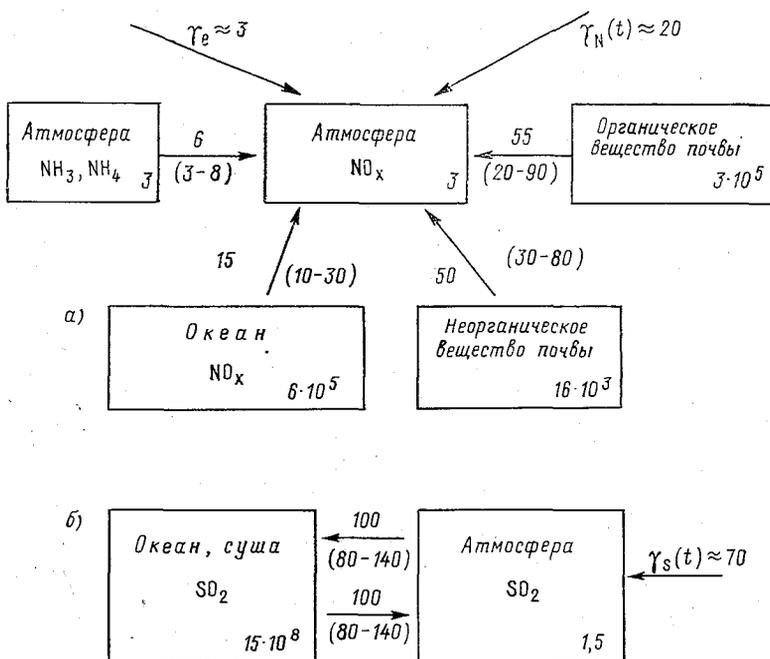


Рис. 2. Блок-схемы моделей круговорота окислов азота (а) и сернистого газа (б).

Содержания — 10^6 т, потоки — 10^6 т/год.

вую очередь определяют баланс NO_x в атмосфере в рассматриваемых масштабах времени.

В качестве естественных источников атмосферы окислов азота были взяты потоки NO_x , образующиеся при разряде молний ($\gamma_e \approx 3 \cdot 10^6$ т/год), а также потоки NO_x , образующиеся в результате ряда фотохимических реакций [3, 7] из атмосферных NH_3 , NH_4 (около $6 \cdot 10^6$ т/год). При описании обменных потоков мы использовали линейные соотношения.

Используя блок-схему рис. 2 а, после несложных преобразований легко записать аналитическое выражение для отклонения от начального значения рассматриваемых окислов азота:

$$n_a(t) = e^{-(k_{\text{ап}} + k_{\text{ао}})t} \int_0^t e^{(k_{\text{ап}} + k_{\text{ао}})t'} \gamma_N(t') dt'. \quad (1)$$

Здесь $n_a(t)$ — отклонение от начального значения NO_x в момент времени t ; $k_{\text{ап}}$ — коэффициент обмена между атмосферой и резервуаром неорганического вещества почвы; $k_{\text{ао}}$ — то же, но между атмосферой и океаном; $\gamma_N(t)$ — антропогенный источник окислов азота (см. рис. 1).

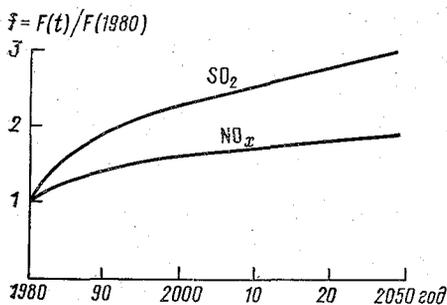


Рис. 3. Относительное увеличение содержания SO_2 и NO_x в атмосфере.

Результаты расчетов при средних начальных значениях обменных потоков по соотношению (1) с 1980 по 2030 г. приведены на рис. 3. Как видно, содержание NO_x в атмосфере к 2030 г. может удвоиться. Если же при расчетах использовать минимальные значения потоков, то содержание NO_x в атмосфере к 2030 г. возрастает более чем в 2,5 раза (по сравнению с уровнем 1980 г.). На наш взгляд, последняя величина является самой верхней оценкой для возможного накопления окислов азота в атмосфере на период времени до 2030 г.

Для оценок накопления в атмосфере сернистого газа мы использовали простую двухблочную модель, приведенную на рис. 2 б. Эта модель не представляет собой модель глобального круговорота серы, она пригодна лишь для оценок содержания сернистого газа в масштабах времени десятки лет. Для отклоне-

ния от начального значения SO_2 в приближении линейности потоков легко записать аналитическое выражение в виде

$$S_a(t) = e^{-k_{ao}t} \int_0^t e^{k_{ao}t'} \gamma_s(t') dt', \quad (2)$$

где $S_a(t)$ — отклонение от начального (в 1980 г.) значения SO_2 ; k_{ao} — коэффициент обмена между атмосферой и океаном; $\gamma_s(t)$ — антропогенный источник SO_2 (см. рис. 2).

Приведенные на рис. 3 результаты расчетов показывают, что к 2030 г. концентрация SO_2 может возрасти более чем в 2 раза по сравнению с уровнем 1980 г. при средних значениях обменных потоков. Если при расчетах использовать минимальные значения обменных потоков, то концентрация SO_2 возрастет почти в 4 раза.

Один из важнейших вопросов при оценке состояния атмосферы в будущем заключается в оценке влияния возрастающих концентраций рассмотренных газовых составляющих на биосферу, точнее на растительность суши. В свете существующих представлений [2, 5] возрастание концентраций окислов азота и сернистого газа уже оказывает отрицательное воздействие на биосферу. Как отмечалось, дело заключается в том, что с ростом содержания SO_2 и NO_x растет кислотность осадков, которые и оказывают негативное влияние на растительность. На наш взгляд, именно на возрастание концентраций окислов азота и сернистого газа в первую очередь необходимо обращать внимание при организации всякого рода мер по охране окружающей среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Алтунин И. В. Рост углекислого газа в атмосфере и его влияние на климат//ДАН СССР. — 1985. — Т. 281, № 3. — С. 559—561.
2. Израэль Ю. А. Кислотные дожди. — Л.: Гидрометеоздат, 1983. — 253 с.
3. Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере. — Гидрометеоздат, 1983. — 192 с.
4. Ровинский Ф. Я., Егоров В. И. Озон, окислы азота и серы в нижней атмосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1986. — 183 с.
5. Соколов В. Н. Кислотные дожди и межгосударственные конфликты//Наука и жизнь. — 1985. — № 7. — С. 35—36.
6. Шопанускас К. С. и др. О фоновых концентрациях двуокиси серы и окислов азота в атмосферном воздухе//Физические основы загрязнения воздуха. Международная конференция, Вильнюс, 18—20 августа, 1974. — 145 с.
7. Bolin B. Climatic changes and their effect on the biosphere. Fourth IMO lecture//WMO. — 1980. — N. 542. — 49 p.
8. Goldman A. NO_2 measurements on the Island of Hawaii//Tellus, 1975. — V. 27, N 1. — P. 71—82 p.
9. Kellogg W. W. e. a. The global sulfur cycle//Science. — 1972. — V. 175, N 4022. — P. 587—596.
10. Logan J. A. Nitrogen oxides in the troposphere: global and regional budgets//J. Geophys. Res. — 1983. — V. c 88, N 15. — P. 10785—10807.
11. Müller D. The global sulfur cycle//Idöjaras. — 1983. — V. 87, N 3. P. 121—143.

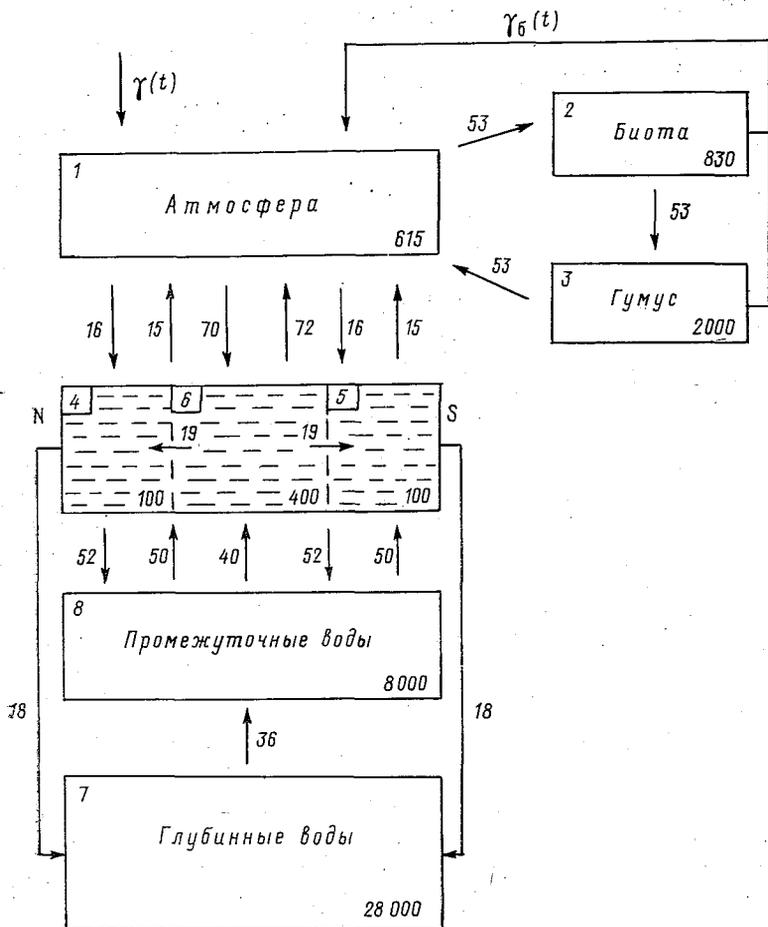
ВЛИЯНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА РАСЧЕТЫ КОНЦЕНТРАЦИИ CO_2 В АТМОСФЕРЕ

Актуальность получения оценок возможных концентраций углекислого газа в атмосфере хорошо известна и не вызывает сомнений. Этому аспекту проблемы CO_2 посвящено много работ как советских, так и зарубежных авторов (см., например, [1, 3, 4 и др.]). Однако до сих пор ни в одной из подобных работ не проводилось учета влияния роста температуры, обусловленного интенсификацией парникового эффекта при росте концентрации CO_2 , на уровни самого углекислого газа. Поэтому целью настоящей работы и является получение оценок отмеченного эффекта. Необходимость такого исследования объясняется тем, что поглощение углерода как океаном, так и биосферой, зависит от температуры [5—7]. Например, чем холоднее вода, тем большее количество CO_2 может в ней раствориться [6, 7]. Поэтому в высоких широтах обоих полушарий, где вода холодная, поток углекислого газа из атмосферы в океан преобладает над обратным потоком из океана, так что результирующий поток в этих широтах направлен в океан. В низких же широтах результирующий поток направлен из океана в атмосферу, поскольку вода относительно теплая и поток CO_2 из океана превышает поток из атмосферы [7]. Совершенно ясно, однако, что в стационарных условиях результирующий глобальный поток из океана должен равняться глобальному потоку из атмосферы в океан, так что система океан — атмосфера будет находиться в динамическом равновесии.

В целях изучения влияния зависимости обменных потоков от температуры на расчеты будущих концентраций углекислого газа в атмосфере нами был проведен ряд численных экспериментов в рамках модели глобального круговорота углерода с разделением деятельного слоя океана на три зоны — холодные зоны северного и южного полушарий и теплую зону умеренных и низких широт обоих полушарий. При этом мы рассматривали два типа моделей: без выделения термоклина (слоя океана глубиной около 1000 м) из глубинного океана в отдельный резервуар и с указанным выделением. (Соответственно модели М74 и модели М85; здесь и далее первая цифра после буквы М в идентификаторе модели обозначает общее количество блоков, вторая — число океанических резервуаров.) Блок-схема модели М85 приведена на рисунке. Необходимые данные о содержаниях углерода в соответствующих резервуарах и потоках заимствованы в основном из работы [7]. Фитопланктон и органическое вещество деятельного океана мы не включили в блок-схему, поскольку их учет в рамках рассматриваемых моделей практически не влияет на результаты расчетов [1, 2].

Численные эксперименты мы проводили с набором моделей, имеющих одинаковую блок-схему, но отличающихся степенью уче-

та некоторых физических процессов. В самых простых моделях (M740 и M850) не проводилось учета обменных потоков от температуры, а буферный коэффициент считался постоянным. Затем была учтена только зависимость буферного фактора от атмосферного содержания CO_2 (модели M74ξ и M85ξ). Далее мы учли зависимость от температуры обмена CO_2 между атмосферой и океаном при различных значениях $\Delta T_{eq}(\text{CO}_2)$ для соответствующих зон деятельного слоя океана (модели M74Tξ и M85Tξ). ($\Delta T_{eq}(\text{CO}_2)$) — возможное повышение равновесной температуры воздуха у поверхности при удвоении концентрации CO_2 в атмо-



Блок-схема 8-блочной модели углеродного цикла.

4, 5 — холодные воды северного и южного полушарий; 6 — теплые воды обоих полушарий; потоки (около стрелок) — Гт/год; содержания (внутри блоков) — Гт; $\gamma(t)$, $\gamma_6(t)$ — антропогенные промышленный и биосферный

источники CO_2 .

сфере; эта величина в климатической модели играет роль входного параметра.) В моделях М74Тсξ и М85Тсξ предполагалось, что ΔT_{eq} ($2CO_2$) одинаково для всех трех зон. Наконец, в модели М85ТсРФξ была учтена зависимость обмена углекислым газом биосферы (биоты и гумуса) и атмосферы.

При проведении численных экспериментов возможные повышение температуры воздуха у поверхности и в соответствующих водах океана вычислялись присоединением к моделям круговорота углерода климатической модели «нулевой размерности» [8], позволяющей при заданной концентрации атмосферного CO_2 вычислять температурные изменения при интегрировании уравнений модели за большие промежутки времени (десятки — сотни лет). По сути дела мы использовали интерактивную модель глобальный углеродный цикл — климат, поскольку уравнения моделей решались совместно и неизвестные одной системы дифференциальных уравнений входили в выражения для обменных потоков другой системы. При этом уравнения климатической модели записывались для каждой из трех выделенных зон деятельного слоя океана.

Учет зависимости потоков CO_2 из соответствующих зон деятельного слоя океана в атмосферу (F_{ia}), из атмосферы в биоту (P) и из гумуса в атмосферу (Φ) от температуры осуществлялся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} F_{ia} &= K_{ia}(y_{i0} + \xi y_i)(1 + \sigma \Delta T_i), \\ P &= P_0(1 + \alpha_1 y_1/P_0 + \alpha_2 y_2/P_0)(1 + \sigma_6 \Delta T_a), \\ \Phi &= \Phi_0(1 + y_r/y_{r0})(1 + \sigma_r \Delta T_a). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь y_{i0} , y_i — начальное содержание углерода и отклонение от него в каждой из трех зон океана ($i=N, T, S$ — соответственно холодные воды северного полушария, теплые воды обоих полушарий, холодные воды южного полушария); y_{i0} , y_i — то же, для атмосферы; y_{r0} , y_r — то же, для гумуса; y_2 — отклонение от начального содержания углерода в биоте; ξ — буферный фактор; K_{ia} — коэффициент обмена между соответствующей зоной деятельного океана и атмосферой; P_0 , Φ — начальные значения соответствующих потоков; α_1 , α_2 — параметры; ΔT_i , ΔT_a — изменения температуры при повышении концентрации CO_2 в соответствующих зонах деятельного слоя океана и в атмосфере; σ , σ_6 , σ_r — параметры, показывающие, насколько процентов увеличится соответствующий поток CO_2 при возрастании температуры на 1 К. Остальные потоки описывались линейными соотношениями — поток углерода F_{ij} из резервуара i в резервуар j пропорционален общему содержанию углерода в резервуаре с коэффициентом пропорциональности K_{ij} :

$$F_{ij} = K_{ij}(y_{i0} + y_i). \quad (2)$$

Уравнения климатической модели при проведении численных экспериментов записывались так, как это сделано в [1]. Оттуда

же были взяты и значения соответствующих параметров в климатической модели. Антропогенные источники CO_2 (промышленный и биосферный) задавались согласно [1, 2].

В соответствии с блок-схемой модели и с учетом сделанных выше замечаний для любой из вышесведенных моделей легко записать систему дифференциальных уравнений, включающую как перенос углерода, так и возможные повышения температуры в различных частях климатической системы (атмосфере, деятельном и глубинном океане). Мы не будем этого делать, а отметим лишь, что в моделях М74 численно решалась система из 14 дифференциальных уравнений, в моделях М85 — из 15 уравнений. При этом, как и ранее, в качестве калибровочного использовался параметр β (биологический фактор роста) [1, 2] — его значение подбиралось так, чтобы совпадали расчетное и экспериментальное значения концентрации CO_2 в атмосфере в настоящее время (1980 г.). За начальный момент времени брался 1860 г.

Самое низкое расчетное значение максимальной концентрации CO_2 получается в моделях М740 и М850, в которых задан постоянный буферный фактор и не учтены зависимости обменных потоков от возможных изменений температуры (табл. 1). Расчеты по моделям М740 и М850 показывают также, что выделение термоклина в отдельный резервуар незначительно изменяет оценки концентрации CO_2 в атмосфере, учитывая характер задачи.

Учет зависимости буферного фактора от атмосферного содержания углекислого газа увеличивает максимальные расчетные концентрации CO_2 в моделях М74 ξ и М85 ξ (по сравнению с моделями М740 и М850) всего лишь на 13 %, что также следует считать несущественным. Присоединение к моделям М74 ξ и М85 ξ климатической модели нулевой размерности и учет зависимости

Т а б л и ц а 1
**Расчетные характеристики атмосферного CO_2
 по различным моделям**

Модель	Максимальное содержание, млн ⁻¹	Год достижения максимума	Отношение максимального к начальному
М740	621	2170	2,15
М74 ξ	700	2210	2,42
М74Т ξ	730	2220	2,53
М74Тс ξ	720	2220	2,49
М850	671	2200	2,32
М85 ξ	762	2240	2,6
М85Т ξ	793	2260	2,74
М85Тс ξ	784	2260	2,71
М85ТсРФ ξ	768	2260	2,66

поглощения CO_2 океаном от температуры увеличили максимальное содержание CO_2 в атмосфере на 18 % (по сравнению с моделями M740 и M850). Если учесть, что вклад зависимости буферного фактора от содержания CO_2 в атмосфере составляет 13 %, то на долю температурной зависимости потока углерода из океана в атмосферу приходится всего лишь 5 %. Очевидно, такие изменения расчетных концентраций CO_2 в атмосфере при рассмотрении масштабов времени десятки — сотни лет вполне можно не учитывать. Также можно не учитывать и зависимость от температуры обменных потоков углерода между атмосферой и биосферой, что хорошо иллюстрируется сравнением результатов расчетов по моделям M85Tc ξ и M85TcPФ ξ .

Совместное рассмотрение модели глобального круговорота углерода и климатической модели нулевой размерности позволяет также оценить влияние термической инерции океана на повышение температуры воздуха у поверхности [1, 2].

В табл. 2 представлены рассчитанные по моделям M74Tc ξ и M85Tc ξ значения возможного повышения температуры воздуха у поверхности (ΔT_a) и равновесной температуры (ΔT_{eq}). В соответствии с оценками по модели M74Tc ξ вследствие термической инерции океана результирующее нагревание атмосферы к 1970—1980 гг., обусловленное интенсификацией парникового эффекта, почти в 2 раза меньше повышения равновесной температуры. В модели M85Tc ξ величина ΔT_a в момент времени t больше соответствующих значений, полученных в модели M74Tc ξ . Это различие объясняется тем, что в модели M85Tc ξ в процессе теплообмена с деятельным океаном участвует не весь глубинный океан с теплоемкостью 100 Вт·год/(м²·К), а только термоклин с теплоемкостью 25 Вт·год/(м²·К). Потока тепла в более глубокие слои океана в модели M85Tc ξ не происходит. Тем не менее и в рамках этой модели термическая инерция океана оказывает значительное влияние на задержку атмосферного потепления.

Таким образом, проведенные в рамках рассмотренных моделей численные эксперименты позволяют сформулировать следующие основные выводы.

Таблица 2

Возможное повышение температуры воздуха у поверхности (верхняя строка) и изменение равновесной температуры (нижняя строка), полученные в моделях M74Tc ξ и M85Tc ξ

Модель	1970 г.	1980 г.	2060 г.	2160 г.	2260 г.	2360 г.
M74Tc ξ	0,19	0,26	1,12	2,18	2,52	2,53
	0,37	0,48	1,66	2,57	2,62	2,52
M85Tc ξ	0,26	0,36	1,49	2,65	2,87	2,84
	0,40	0,50	1,74	2,74	2,88	2,83

1. Учет возможных температурных изменений воздуха у поверхности, деятельного и глубинного слоев океана оказывает незначительное влияние на расчеты будущих концентраций углекислого газа в атмосфере.

2. Результаты настоящей работы подтверждают полученный ранее [1, 2] вывод о том, что при заданных антропогенных источниках усложнение модели глобального круговорота углерода как с точки зрения математического описания обменных потоков, так и с точки зрения детализации схемы переноса углерода не приводит к заметному изменению результатов расчетов концентрации CO_2 в атмосфере в масштабах времени десятки — сотни лет.

3. На проявление индуцированного интенсификацией парникового эффекта атмосферного потепления заметное влияние оказывает термическая инерция океана, которая снижает нагревание воздуха у поверхности к настоящему времени на 30—50 % по сравнению с равновесным нагреванием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Алтунин И. В. Моделирование глобального углеродного цикла в системе «атмосфера — океан — биосфера»//Комплексный глобальный мониторинг Мирового океана. Труды I Междунар. симпозиума. Т. 3. — Л.: Гидрометеоздат, 1985. — С. 87—96.
2. Борисенков Е. П., Алтунин И. В. Рост углекислого газа в атмосфере и его влияние на климат//ДАН СССР. — 1985. — Т. 281, № 3. — С. 559—561.
3. Бютнер Э. К. и др. Антропогенные изменения концентрации углекислого газа в атмосфере//Метеорология и гидрология. — 1983, № 3. — С. 18—31.
4. Горшков В. Г. Изменение массы органических резервуаров биосферы по данным об изотонном составе углерода древесных колец//ДАН СССР. — 1985. — Т. 284, № 6. — С. 1485—1488.
5. Крапивин В. Ф., Свирежев Ю. М., Тарко А. М. Математическое моделирование глобальных биосферных процессов. — М.: Наука, 1982. — 272 с.
6. Arthur M. A. The carbon cycle-controls on atmospheric CO_2 and climate in the geologic past//Climate in Earth History. Washington, D. C., 1982, p. 55—67.
7. Bolin B. Climatic changes and their effect on the biosphere//WMO, — 1980. — N 542. — 49 p.
8. Dickinson R. E. Convergence rate and stability of ocean — atmosphere coupling schemes with a zero- dimensional climate model//J. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, N 10. — P. 2112—2120.
9. Keeling C. D., Bacastew R. B. Impact of industrial gases on climate//Energy and Climate. Washington, D. C., 1977. — P. 137—158.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОДНОМЕРНОЙ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ К ВАРИАЦИЯМ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАЧНЫХ СЛОЕВ

Одной из важнейших составляющих климатической системы, влияющей на радиационный и температурный режим атмосферы, является облачность. Анализу характеристик облачности, ее связей с радиацией и климатом посвящено большое число работ, достаточно подробный обзор которых приведен в [3, 11]. Как следует из этих работ, основные физические характеристики облачности: количество, водность (ледность) или содержание жидкой воды (льда), высота границ облачных слоев и их толщина — могут меняться в значительных пределах.

Исследуем влияние облачности на радиацию и температуру атмосферы с помощью одномерной радиационно-конвективной модели (РКМ), рассмотренной в [5]. Рассмотрим также вариант без учета конвективного приспособления (РРМ). Для более полного анализа мы будем оценивать чувствительность к вариациям параметров не только температурного профиля, но и характеристик радиационного режима: восходящего потока длинноволновой (ДВ) и коротковолновой (КВ) радиации на верхней границе атмосферы ($F^\uparrow(z_N)$ и $S^\uparrow(z_N)$), нисходящего потока ДВ и КВ радиации на уровне подстилающей поверхности ($F^\downarrow(z_0)$ и $S^\downarrow(z_0)$). Чувствительность (β_x) модели к вариациям параметра x определили как изменение температуры (или другой величины), соответствующее увеличению x на 1 %.

Численные эксперименты проводились для среднегодовой среднеглобальной модели атмосферы с параметрами облачных слоев («и» — для нижней границы, «в» — для верхней границы), приведенными в табл. 1.

На рис. 1—3 приведены результаты расчетов изменения температурных и радиационных характеристик атмосферы, связанных с вариациями балла (N) каждого из модельных облачных слоев.

Как показали расчеты, увеличение N приводит к следующим эффектам:

Таблица 1
Среднегодовые, среднеглобальные характеристики
облачных слоев

Ярус	z_H км	z_B км	N балл	w г/м ³
1	1,0	1,4	0,25	0,20
2	4,0	4,5	0,08	0,08
3	8,0	10,0	0,15	0,02

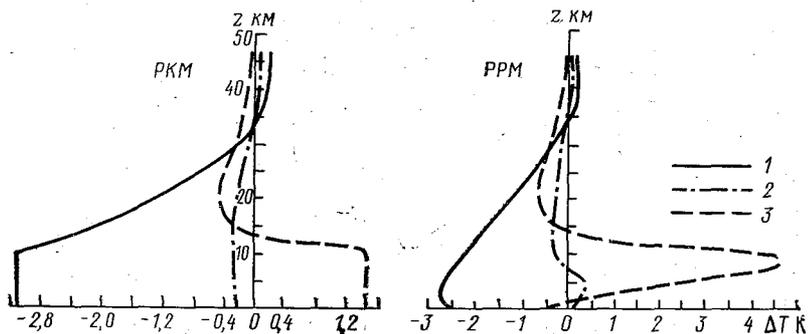


Рис. 1. Влияние 50 %-ного увеличения количества облаков на профиль температуры по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

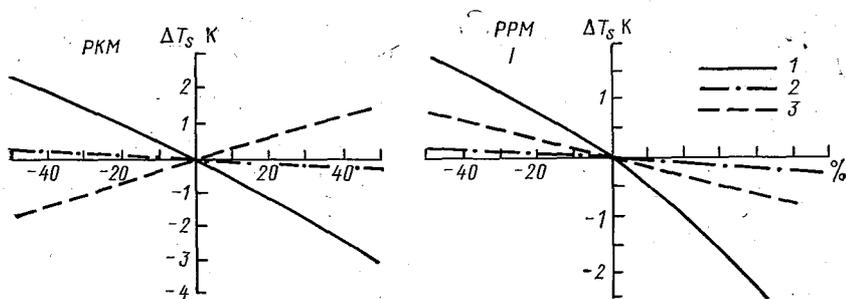


Рис. 2. Чувствительность приземной температуры (ΔT_s) к относительно изменению количества облаков (%) по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

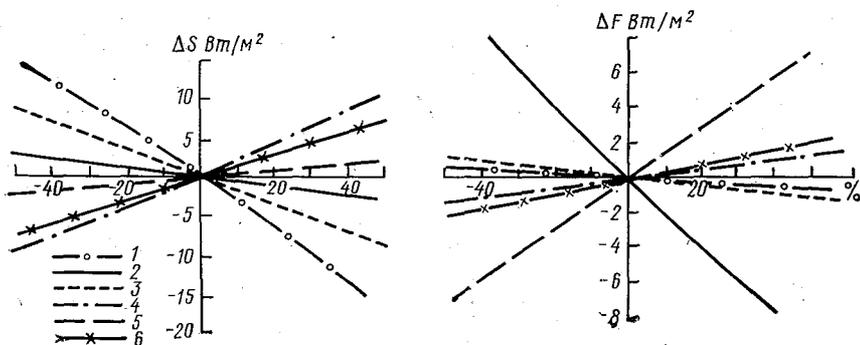


Рис. 3. Чувствительность плотностей потоков по КВ (ΔS) и ДВ (ΔF) излучения к относительно изменению количества облаков (%) нижнего (1, 4), среднего (2, 5), верхнего (3, 6) ярусов.

1-3) $S^\uparrow(z_0)$ и $F^\uparrow(z_N)$; 4-6) $S^\uparrow(z_N)$ и $F^\uparrow(z_0)$.

1) уменьшению $S^\downarrow(z_0)$ и скоростей нагревания в подоблачном слое, связанным с экранированием солнечного излучения;

2) увеличению $S^\uparrow(z_N)$, скорости нагревания в надоблачных слоях и альбедо из-за увеличения площади сильно отражающей облачной поверхности;

3) уменьшению $F^\uparrow(z_N)$ и увеличению ИК выхолаживания в надоблачной атмосфере из-за экранирования разогретых нижних слоев атмосферы;

4) увеличению $F^\downarrow(z_0)$ и ИК выхолаживания в подоблачной атмосфере из-за увеличения излучательной способности слоя, содержащего облако;

5) увеличению длинноволнового выхолаживания радиационного нагревания за счет поглощения КВ радиации в самом облачном слое.

Соотношение между перечисленными факторами и определяет суммарный эффект изменения $T(z)$.

Как следует из рис. 1, для РРМ при увеличении N любого яруса наблюдается уменьшение температуры поверхности, что говорит о преобладании уменьшения $S^\downarrow(z_0)$ над ростом $F^\downarrow(z_0)$ (см. рис. 3). Этот же эффект наблюдается и в приземном слое атмосферы. С увеличением высоты профили $T(z)$ ведут себя по-разному для различных облачных слоев. Для облаков нижнего яруса выше 1,4 км (верхней границы облака) преобладает увеличение ИК выхолаживания, что обуславливает охлаждение этих слоев. Аналогичные результаты дает и использование РКМ.

Для облаков среднего и верхнего ярусов, как видно из рис. 1, имеет место нагревание слоев, окружающих облака, что связано с увеличением в них поглощения солнечного излучения. В стратосфере преобладает длинноволновое выхолаживание. Использование РКМ приводит к сглаживанию эффектов и показывает нагревание тропосферы облаками верхнего яруса и охлаждение ее от увеличения N среднего яруса [8].

Чувствительность модельной T_s к количеству облаков N составляет (при стандартных значениях N): $\beta_{N_2} = \beta_{N_2}^* = 0,0045$ К для облаков среднего яруса; $\beta_{N_3} = 0,031$ К, $\beta_{N_3}^* = -0,017$ К для верхнего яруса, где β^* — параметр чувствительности для модели без конвекции.

При изменении N , как следует из рис. 2, для облаков среднего яруса значения β^* почти постоянны, а для верхнего яруса немного уменьшаются с увеличением N .

Следует отметить, что показателем знака изменения температуры в тропосфере по РКМ является соотношение между $\Delta F^\uparrow(z_N)$ и $\Delta S^\uparrow(z_N)$. Как следует из рис. 3, для верхнего яруса $|\Delta F^\uparrow(z_N)| > |\Delta S^\uparrow(z_N)|$, что определяет нагревание тропосферы, а для среднего и нижнего ярусов $|\Delta F^\uparrow(z_N)| < |\Delta S^\uparrow(z_N)|$, что определяет ее охлаждение.

Полученные эффекты влияния облачности качественно совпадают с результатами других исследований. Так, по [3, 8] рост N

нижнего и среднего ярусов приводит к охлаждению тропосферы. Аналогично [3] 10 %-ный рост N верхнего яруса приводит к росту температуры тропосферы на 0,17—0,3 К. Близки полученные эффекты к результатам [1, 6, 7, 12]. Более сложно сравнить оценки изменения составляющих радиационного баланса системы, поскольку литературные данные сами по себе имеют большой

Таблица 2

Чувствительность составляющих радиационного баланса (Вт/м²) системы Земля — атмосфера к количеству облаков разных ярусов

Ярус	$\frac{\partial F^\uparrow}{\partial N}$	$\frac{\partial S^\uparrow}{\partial N}$	$\left \frac{\partial S^\uparrow}{\partial N} \right - \left \frac{\partial F^\uparrow}{\partial N} \right $
Нижний	-5,2	79,6	74,4
Средний	-23,75	51,25	27,5
Верхний	-136,0	94,0	-42,0

разброс [3, 4], зависящий от метода обработки данных. Как указано в [2—4], величина $\partial F^\uparrow / \partial N_i$ может меняться в широких пределах (от -200 до 100 Вт/м²), причем $\partial F^\uparrow / \partial N_i$ максимально для верхнего яруса и минимально для нижнего, что связывается с уменьшением контраста между температурой поверхности и граничного облачного слоя. Не останавливаясь подробно на возможных причинах расхождений с большим набором противоречивых литературных данных, приведем в табл. 2 полученные нами величины $\partial F^\uparrow / \partial N_i$ и $\partial S^\uparrow / \partial N_i$ для трех облачных слоев.

На рис. 4—6 приведены результаты расчетов изменений температуры и радиационных характеристик атмосферы, связанные

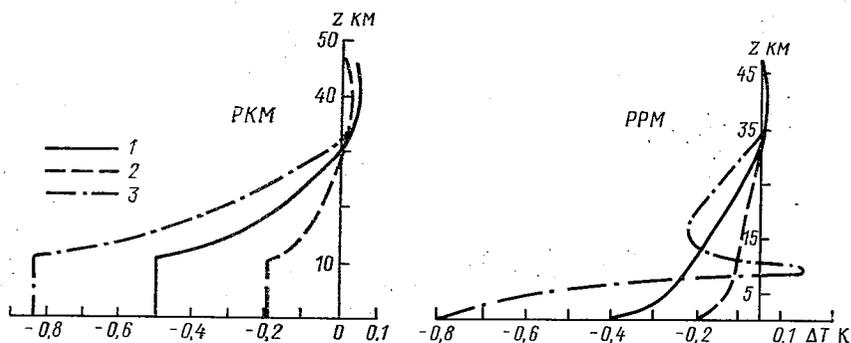


Рис. 4. Влияние 50 %-ного увеличения влажности облаков на профиль температуры по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

с вариациями водности (w) каждого из модельных облачных слоев. Как видно из рисунков, чувствительность модели к изменениям w значительно меньше, чем для N . Это связано с тем, что при наблюдаемых значениях w облака нижнего и среднего ярусов имеют излучательную способность (E), близкую к единице; при исследуемых же вариациях w величина E меняется очень мало,

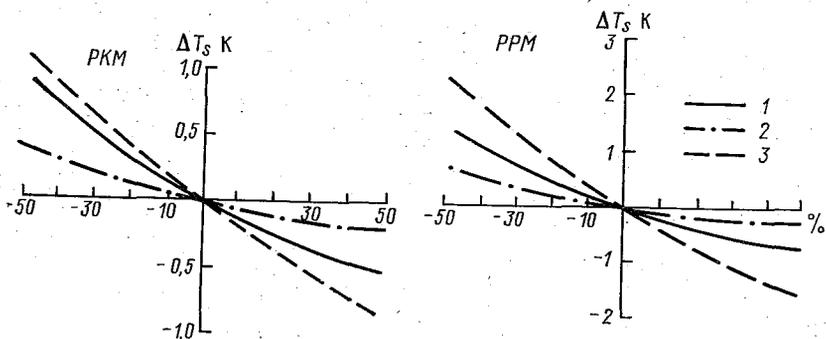


Рис. 5. Чувствительность приземной температуры (T_s) к относительному изменению водности (%) по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

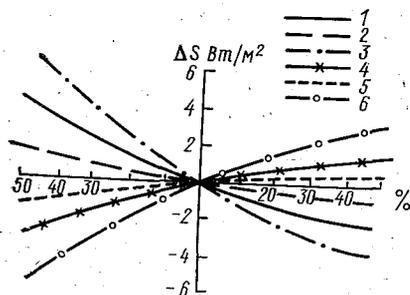


Рис. 6. Чувствительность плотностей потоков КВ излучения к относительному изменению водности (%) для облаков нижнего (1, 4), среднего (2, 5) и верхнего (3, 6) ярусов.

1—3) для $S_{\downarrow}(z_0)$; 4—6) для $S_{\uparrow}(z_N)$.

так что можно пренебречь влиянием w на ИК излучение. Небольшое влияние водности облаков верхнего яруса на их излучательную способность. Менее интенсивны для нижнего и среднего ярусов эффекты, связанные с поглощением солнечного излучения. Как следует из рис. 4, такие изменения приводят к уменьшению температуры тропосферы по РРМ и РКМ для всех ярусов. Только облака верхнего яруса, водность которых в исходной модели мала, обуславливают в РРМ наличие пика нагревания в слое их расположения. Для нижнего и среднего ярусов локальный максимум нагревания не выводит общее значение ΔT в область нагрева тропосферы, что связано с преобладанием уменьшения нисходящего

потока коротковолновой радиации над увеличением радиационного нагрева за счет поглощения коротковолновой радиации в облачном слое. Поскольку $|\Delta F^\uparrow(z_N)|$ для всех ярусов очень мало по сравнению с $|\Delta S^\uparrow(z_N)|$, то по РКМ получается охлаждение тропосферы для увеличения ω во всех ярусах облачности.

Как отмечалось выше, уменьшение β^* для нижнего яруса и увеличение β для среднего и верхнего ярусов наряду с эффектом изменения знака β для верхнего яруса связано с отсутствием компенсирующих ИК эффектов, наблюдающихся при варьировании N , и уменьшением радиационного нагрева за счет поглощения коротковолновой радиации для облачных слоев. Величины β_ω и β_ω^* с увеличением ω имеют тенденцию к уменьшению, что опять же связано с эффектами насыщения. Эти же эффекты отражаются на чувствительности модельных $S^\uparrow(z_N)$ и $S^\uparrow(z_0)$ к водности, приводя, как следует из рис. 6, к уменьшению ее с увеличением ω для всех ярусов и преобладанию влияния ω верхнего яруса над нижним и средним. Полученные оценки качественно совпадают с изложенными в [3]; полные количественные сравнения провести не удастся из-за отсутствия подробных описаний такого рода экспериментов.

На рис. 7—9 представлены результаты численных экспериментов по оценке влияния высоты нижней границы облачных слоев на температуру и радиационные характеристики атмосферы. Результаты, полученные по РКМ, показывают, что при увеличении высоты нижней границы облачности на 1 км (см. рис. 7) происходит нагревание тропосферы и подстилающей поверхности, быстро убывающее с высотой. Максимальный эффект $\Delta T_s = 1$ К наблюдается для облаков верхнего яруса. Эффект потепления по РКМ связан с изменением радиационного баланса системы. Как следует из рис. 9, для $\Delta z = 1$ км величина $|\Delta F^\uparrow(z_N)|$ превосходит $|\Delta S^\uparrow(z_N)|$, что приводит к накоплению энергии в системе и ее нагреванию. Более сложные для объяснения результаты дает

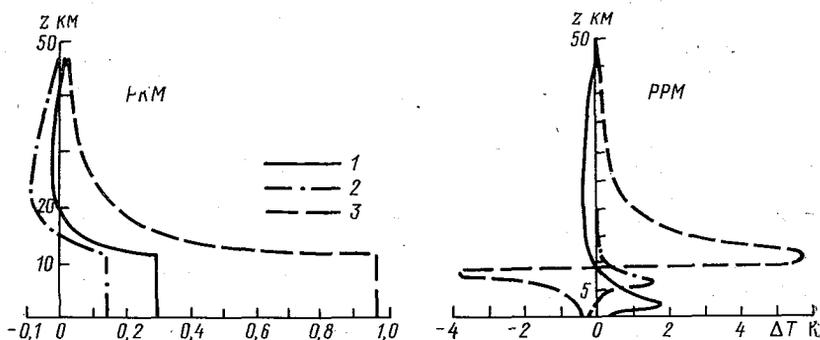


Рис. 7. Влияние увеличения высоты облачного слоя на 1 км на профиль температуры по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

использование РРМ (см. рис. 7). В этом случае для облаков нижнего яруса увеличение высоты нижней границы облака на 1 км приводит к появлению пика нагревания в слое 1—2 км, где было расположено облако до изменения его высоты. Это явление связано с действием двух факторов: нагреванием из-за уменьше-

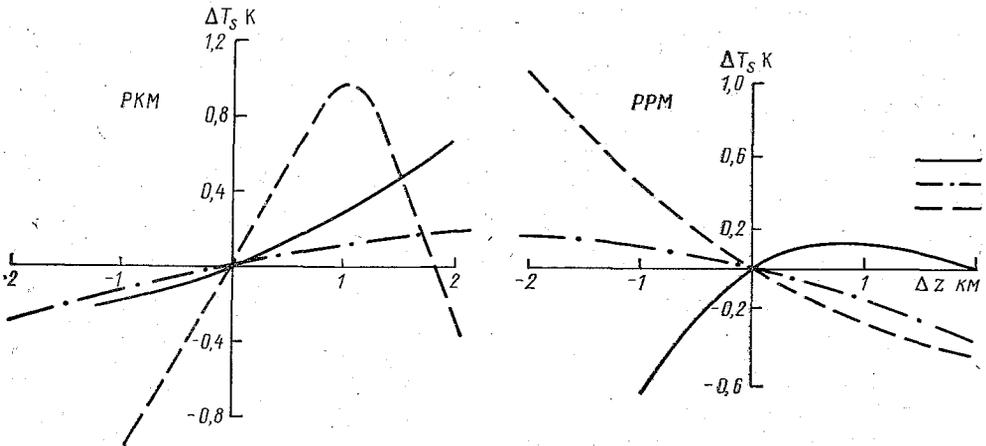


Рис. 8. Чувствительность приземной температуры (ΔT_s) к изменению высоты облачного слоя (Δz) по РКМ и РРМ для облаков нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов.

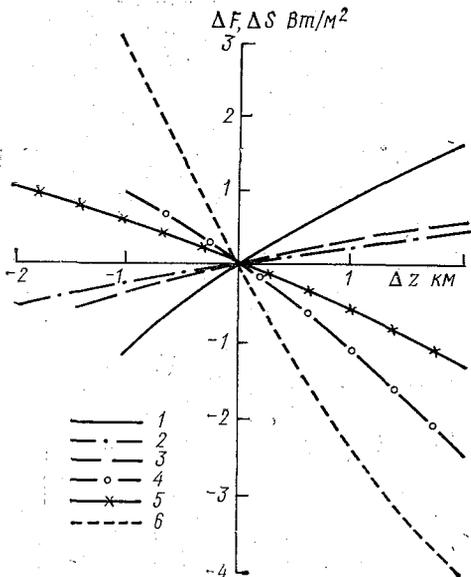


Рис. 9. Влияние изменения высоты облаков на плотности уходящих потоков КВ и ДВ излучения для облаков нижнего (1, 4), среднего (2, 5) и верхнего (3, 6) ярусов.
1—3) КВ излучение (ΔS), 4—6) ДВ излучение (ΔF).

ния облачности в слое 1—2 км ($N=0$) и охлаждением, связанным с увеличением облачности в слое 2—3 км. Как следует из сравнения кривых 1 и 2, приведенных на рис. 1, эффективность охлаждения с высотой падает, что приводит к нагреванию всех слоев атмосферы с максимумом в районе 1,5 км.

Для среднего и верхнего ярусов максимум ΔT приходится на слой, в который попадает облако после изменения его высоты. Это связано с тем, что, как следует из рис. 1, увеличению балла облачности в этих слоях соответствует увеличение ΔT . На тех высотах, где облако находилось раньше, должно наблюдаться похолодание. Однако этот эффект имеет место лишь для облаков верхнего яруса. Для среднего яруса он сильно не проявляется, поскольку эффективность нагревания увеличивается с высотой, компенсируя эффекты похолодания. Чувствительность модельной T_s к Δz , как следует из приведенных на рис. 8 результатов, зависит от используемой модели, яруса, количества облаков (N) и величины Δz . Так, РКМ для среднего и нижнего ярусов дает мало меняющиеся с Δz значения чувствительности ($\beta_{z_1}=0,14$ К/км и $\beta_{z_2}=0,3$ К/км соответственно), тогда как для верхнего яруса область положительной чувствительности ($\beta_{z_3}=1$ К/км) сменяется при $\Delta z=2$ км областью отрицательных значений β_z . Эффект изменения знака β_{z_3} связан с тем, что при $\Delta z=2$ км происходит перестройка температурной стратификации, которая приводит к уменьшению высоты уровня конвекции и соответственно к падению T_s . Для РРМ чувствительность к изменению высот разных ярусов различается по знаку. Для среднего и верхнего ярусов чувствительность отрицательная ($\beta_{z_2}^*=-0,18$ К/км, $\beta_{z_3}^*=-0,38$ К/км), немного меняющаяся с Δz . Влияние поднятия облачности нижнего яруса до $\Delta z=1$ км приводит к нагреванию поверхности с $\beta_{z_1}=0,4$ К/км. При дальнейшем увеличении высоты облачный слой переходит в средний ярус и начинается область отрицательной чувствительности.

Полученные эффекты вызваны сложными взаимосвязями между изменениями радиационных характеристик атмосферы, некоторые из которых приведены на рис. 9. Так, увеличение высоты для всех облачных слоев приводит к уменьшению $F^\dagger(z_N)$, связанному с тем, что верхние границы облачных слоев, близких по оптическим свойствам к черному телу с $E=1$, перемещаются в область более низких температур. Увеличение $S^\dagger(z_N)$ и соответственно альбедо системы связано с поднятием отражающей поверхности и исключением из оптического пути отраженного света ряда слоев, способных поглощать излучение.

Полученные результаты следует сравнить с данными других авторов. В работах [9, 10] указывается, что увеличение высоты облачности любого яруса приводит к нагреванию подстилающей поверхности. Этот вывод качественно согласуется с нашими данными. Однако количественные оценки эффектов существенно различны. Так, в работе [10] на основе балансовых соотношений и простой радиационной модели величина $\partial T_s / \partial T_t$, характеризую-

щая изменение температуры поверхности при изменении температуры верхней границы облачности, оценивается как $\partial T_s/\partial T_t = -0,5$. В работе [9] на основе РКМ из [8] величина $\partial T_s/\partial T_t$ заключена в пределах от $-0,06$ до $-0,2$ для разных ярусов. Уменьшение эффекта связано с использованием более совершенной радиационной модели, учитывающей перенос солнечного излучения в облачной атмосфере. В нашей модели $\partial T_s/\partial T_t$ для разных слоев меняется от $-0,02$ до $-0,16$, что связано, во-первых, с отсутствием у нас условия сохранения относительной влажности и, во-вторых, с дальнейшим развитием радиационной модели, уточняющим расчет переноса ДВ и КВ излучения в облачной атмосфере. В частности, величина $\partial T_s/\partial T_t$ для нижних ярусов снижает эффект континуального поглощения в окне прозрачности, что приводит к уменьшению разности температур между границей облака и эффективным излучающим слоем атмосферы.

На основании рассмотренной модели атмосферы можно сделать следующие выводы:

— увеличение количества (N) облаков нижнего и среднего ярусов приводит к охлаждению тропосферы, а верхнего — к ее нагреванию, что совпадает с результатами других авторов;

— увеличение водности облаков всех ярусов приводит (для РКМ) к охлаждению тропосферы;

— увеличение высоты облаков на 1 км приводит к нагреву тропосферы, меньшему, чем в работах [9, 10], что связано с уточнением радиационных расчетов;

— модель без учета конвекции (РРМ) может дать результаты, отличающиеся от РКМ, т. е. полученные выше оценки связаны с методом учета конвекции в модели.

Таким образом, при оценке возможных изменений климата под влиянием различных причин необходимо учитывать вариации параметров облачных слоев, связанные с изменением температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Мелешко В. П., Соколов А. П. Влияние облаков верхнего яруса на термический режим и циркуляцию атмосферы // Метеорология и гидрология. — 1981. — № 11. — С. 5—17.
2. Грачева Н. М., Мохов И. И., Петухов В. К. Моделирование влияния трехслойной облачности на уходящую тепловую радиацию // Изв. АН СССР. — Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 4. — С. 242—249.
3. Кондратьев К. Я., Биненко В. И. Влияние облачности на радиацию и климат. — Л.: Гидрометеиздат, 1984. — 240 с.
4. Мохов И. И. Эффект антиэкранирования уходящей тепловой радиации облачностью // Изв. АН СССР. — Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 3. — С. 244—254.
5. Радиационно-фотохимические модели атмосферы // Под ред. И. Л. Кароль. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 191 с.

6. Kubota I. Radiative influence of clouds on 8-day northern hemispheric prediction//J. Meteorol. Soc. Japan.—1981.—V. 59, N 6.—P. 808—824.
7. Liou K.-N., Gebhart K. L. Numerical experiments on the thermal equilibrium temperature in cirrus cloudy atmospheres//J. Meteorol. Soc. Japan.—1982.—V. 60, N 1.—P. 570—582.
8. Manabe S., Strickler R. F. Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment//J. Atm. Sci.—1964.—V. 21, N 4.
9. Reck R. A. Comparison of fixed cloud-top temperature and fixed cloud-top altitude approximations in the Manabe — Wetherald radiative — convective atmospheric model//Tellus.—1979.—V. 31, N 5.—P. 400—405.
10. Schneider S. H. Cloudiness as a global feedback mechanism: The effects on the radiation balance and surface temperature of variations in cloudiness//J. Atm. Sci.—1972.—V. 29, N 8.
11. Stephens G. L. Radiation profiles in extended water clouds. II. Parameterization schemes//J. Atm. Sci.—1978.—V. 35, N 11.
12. Webster P. J., Stephens G. L. Cloud-climate relationships//Int. Rad. Symp., Ext. Abstracts, 1980.—P. 165—167.

Н. А. Ожигина, Е. В. Розанов

О СОПОСТАВИМОСТИ ИЗМЕРЕННЫХ И РАССЧИТАННЫХ ПОТОКОВ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

1. Для оценки климатических изменений чрезвычайно важна всесторонняя проверка результатов моделирования радиационных процессов в атмосфере, особенно путем сопоставления рассчитанных потоков радиации с данными измерений.

Сравнение расчетов с данными актинометрического зондирования показало значительное расхождение теории и эксперимента, состоящее в основном в расчетной недооценке нисходящего потока ДВ радиации [8]. Такое расхождение может поставить под сомнение результаты многих исследований в теории климата, поэтому необходимо продолжение анализа расхождений.

В настоящей работе используются расчеты по спектральной модели потоков ДВ радиации, подробно рассмотренные в [9]. Модель прошла детальные испытания, сравнения с другими, в том числе наиболее точными, моделями [8, 9]. Ее погрешность по результатам сравнения оценивается величиной около 10 % при достаточно широком диапазоне изменений исходных параметров атмосферы. Наряду с уже исследованными в упомянутых выше работах причинами расхождений рассмотрено влияние малых газовых составляющих, делается попытка связать расхождения с горизонтальной неоднородностью атмосферы, рассматривается возможное влияние боковой подсветки приемника излучения. Таким образом, оцениваются вариации параметров модели, способные устранить различие измеренных и вычисленных потоков ДВ радиации.

2. В данном разделе будут рассмотрены наиболее характерные результаты сопоставления расчетов с различными данными о потоках ДВ радиации.

При вычислении потоков ДВ радиации во всех случаях сравнения использовались метеорологические поля (температура, давление и влажность) по данным синхронных измерений в ближайших к месту эксперимента пунктах. Экстраполяция этих профилей на высоты, превосходящие верхнюю границу их измерения, осуществлялась по соответствующим стандартным моделям атмосферы [12]. Профили концентрации малых газовых примесей (CO_2 , CH_4 и N_2O) задавались по среднеглобальным данным [9], и использовалось характерное для места и сезона измерений распределение озона.

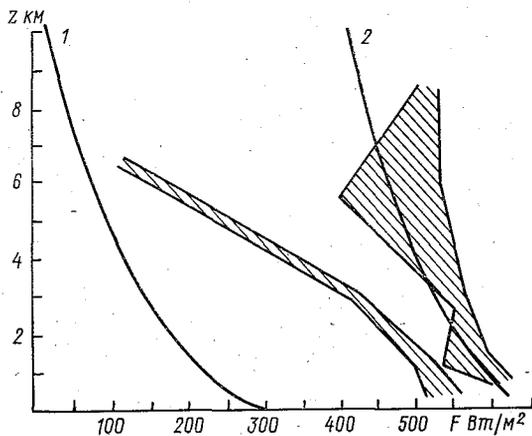


Рис. 1. Вертикальные профили измеренных и рассчитанных потоков ДВ радиации.

1 — нисходящий поток, 2 — восходящий поток. Заштрихованные области — данные самолетных измерений [4].

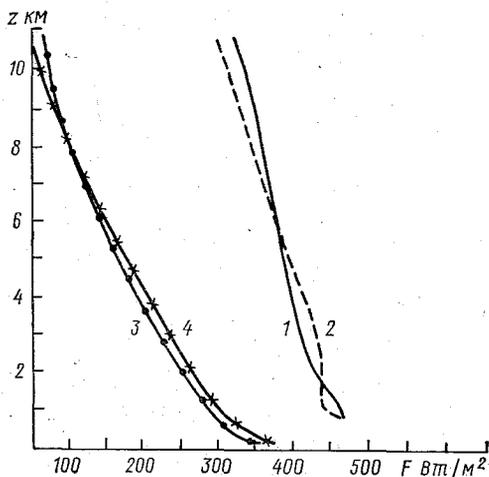


Рис. 2. Вертикальные профили потоков ДВ радиации.

1, 2 — восходящий поток, 3, 4 — нисходящий поток; 1, 3 — рассчитанные значения, 2, 4 — данные измерений из [11].

На рис. 1 сопоставлены рассчитанные значения потоков ДВ радиации с их измерениями, выполненными с помощью оксидного датчика Козырева, установленного на самолете Ил-18 ГГО [4]. Ввиду того что на одной горизонтальной площадке проводилось несколько измерений, полученные экспериментальные данные выделены заштрихованной областью. Из рис. 1 следует, что рассчитанные значения нисходящих потоков ДВ излучения более чем в 2 раза меньше измеренных на всех высотах. Для восходящих потоков согласование несколько лучше, хотя и в этом случае вертикальные профили потоков существенно различаются. Наблюдается тенденция к росту с высотой измеренных восходящих потоков (что показывают и измерения в другие дни). Такой рост не может быть получен из теоретической модели для наблюдавшихся в этот период безынверсионных профилей температуры.

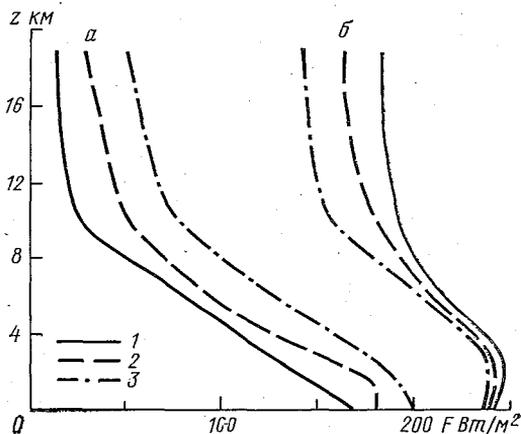


Рис. 3. Вертикальные профили потоков ДВ радиации.

a — нисходящие, *б* — восходящие потоки; 1 — рассчитанные значения, 2, 3 — измерения на станциях Сëва [10] и Молодежная (Антарктида) 16 октября 1972 г.

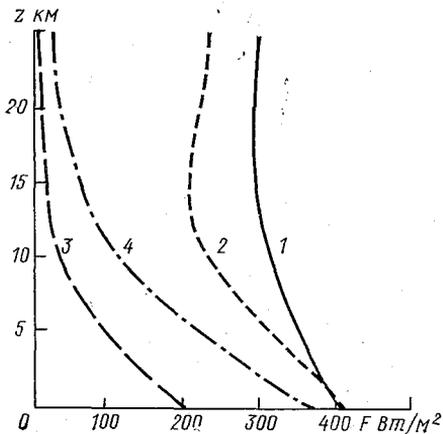


Рис. 4. Вертикальные профили потоков ДВ радиации.

1, 2 — восходящий поток, 3, 4 — нисходящий поток; 1, 3 — рассчитанные значения, 2, 4 — данные измерений на ст. Свердловск 2 октября 1974 г.

На рис. 2 представлены результаты сравнения расчетов с единичными измерениями, выполненными самолетным радиометром в США и приведенными в [11]. Налицо хорошее, в пределах 5 %, согласование между теорией и экспериментом, но окончательный вывод из этих единичных результатов сделать трудно.

На рис. 3, 4 приводятся результаты сопоставления рассчитанных и измеренных потоков ДВ радиации в Антарктиде с помощью актинометрических зондов СССР (АРЗ-1) и Японии [5, 10]. Представленные кривые отражают расхождения, характерные и для других сопоставляемых случаев. Практически всегда имеет место превышение измеренного нисходящего потока ДВ радиации над рассчитанным, причем для АРЗ-1 это превышение намного (для варианта на рис. 3 почти в 2 раза) больше, чем для японского зонда.

Для восходящих потоков может иметь место превышение измеренного восходящего потока над рассчитанным и, наоборот, но относительное расхождение здесь существенно меньше, что связано с большими значениями восходящих потоков.

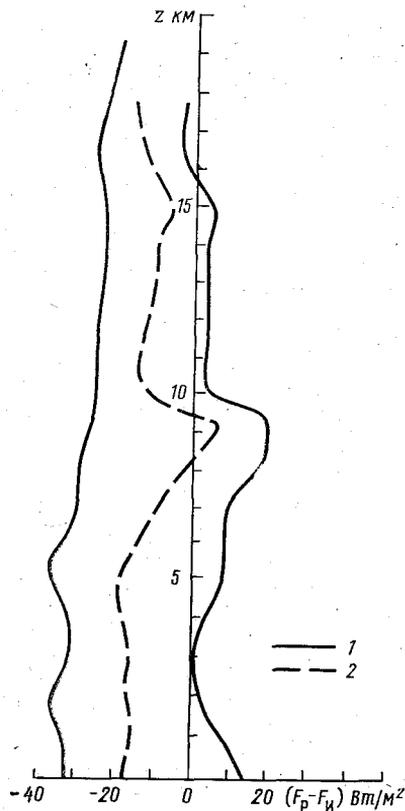


Рис. 5. Экстремальные (1) и средние (2) расхождения между рассчитанными нисходящими потоками ДВ радиации и данными измерений на ст. Сёва (Антарктида) в период с марта по сентябрь 1972 г.

Из приведенного материала сравнений для дальнейшего анализа в основном используются данные, полученные с помощью актинометрического зондирования на ст. Сёва (Антарктида) [10], в связи с тем что имеется достаточно большой массив этих данных и рассогласование их с теоретическими кривыми минимально.

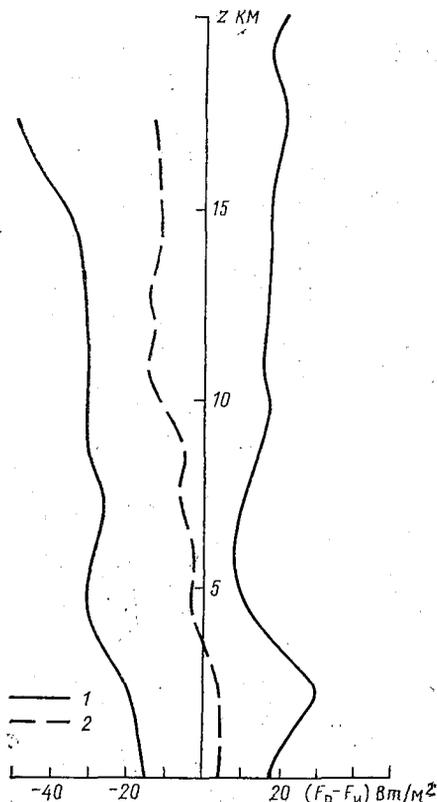


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для восходящих потоков.

На рис. 5, 6 приведены профили максимальных отклонений измеренных потоков от рассчитанных вместе с отклонениями, полученными осреднением результатов сопоставления для всего набора численных опытов, которые будут использованы в дальнейшем.

3. Из всех исходных параметров расчета потоков ДВ радиации наиболее определены используемые в расчете вертикальные профили концентраций газовых составляющих. Действительно, точность измерения содержания водяного пара в атмосфере, по оценкам из [7], составляет около 20 % в нижней тропосфере и растет до 50 % в верхних, более холодных слоях. Для стратосферы,

где используются данные стандартных моделей, такая точность вообще не определена, поскольку до сих пор нет единой точки зрения на уровень влажности в этих слоях.

Как указывалось выше, при расчетах мы задавали значения концентраций CO_2 , N_2O и CH_4 по среднеглобальным, среднегодовым данным [3] и использовали профиль озона, близкий к условиям измерения (например, для Антарктиды использовалась высокоширотная модель распределения озона из [3]). Эти концентрации также могут значительно отличаться от значений, имевших место в действительности. В связи с этим возникает вопрос, не позволит ли изменение используемых концентраций газов устранить расхождения между измеренными и рассчитанными профилями потоков ДВ радиации?

Был проделан ряд численных опытов с моделью. В этих опытах определялось, насколько нужно изменить содержание некоторого газа в атмосфере при фиксированных концентрациях других газов, чтобы устранить расхождения между расчетами и измерениями, приведенные на рис. 5 и 6 (усредненные кривые).

В таблице приведены снятые с рис. 5, 6 (кривая 2) расхождения измеренных и рассчитанных потоков ДВ радиации (ΔF) на ряде уровней атмосферы и указано, во сколько раз нужно увеличить концентрацию каждого из газов в некотором слое атмосферы (при исходном содержании других газов) для устранения этих расхождений. Например, для устранения расхождения в $11,8 \text{ Вт/м}^2$ между рассчитанным и измеренным нисходящими потоками на высоте 11 км необходимо в слое 11—50 км увеличить концентрацию H_2O в 7 раз или CO_2 — в 33 раза, или O_3 — в 102 раза.

Приведенные оценки показывают, что имеющиеся расхождения не могут быть связаны с возможными ошибками в задании концентраций рассмотренных газов, поскольку требуемые для хорошего согласования потоков радиации значения концентраций не наблюдаются в реальной атмосфере.

4. Другая возможная причина расхождений между теорией и результатами актинометрического зондирования связана с до-

Расхождения измеренных и рассчитанных потоков ДВ радиации (ΔF) и коэффициенты, на которые следует умножить используемые концентрации газов в указанных слоях для устранения этих расхождений

	$\Delta F \text{ Вт/м}^2$	Слой, км	Коэффициент для			
			H_2O	CO_2	O_3	$\text{N}_2\text{O} + \text{CH}_4$
$F^\downarrow (z = 0 \text{ км}) \dots$	14,0	0—50	2	15	98	38
$F^\downarrow (z = 11 \text{ км}) \dots$	11,8	11—50	7	33	102	92
$F^\downarrow (z = 20 \text{ км}) \dots$	17,0	20—50	154	300	630	7100
$F^\uparrow (z = 20 \text{ км}) \dots$	16,0	0—20	8	58	120	88

статочно интенсивным горизонтальным перемещением зонда. Такое перемещение вызывает рассогласование между метеорологическими полями, используемыми для расчета потоков излучения в данный момент времени и измеренными с помощью зонда. Вызванное этой причиной рассогласование может привести к значительным ошибкам при расчете потоков ДВ радиации, если температура существенно меняется на горизонтальном пути следования зонда.

Исследование указанного явления проводится в два этапа. Во-первых, находится такой вертикальный профиль температуры ($T_3(z)$), который позволяет добиться согласования рассчитанных потоков с измерениями. Во-вторых, сопоставляется разность полученной на первом этапе температуры с измеренной ($T_H(z)$), и она сравнивается с наблюдаемой изменчивостью полей температуры.

Для восстановления $T_3(z)$ использовался метод, подробно рассмотренный в [8] и позволяющий по значениям эффективных потоков радиации восстанавливать температурную стратификацию атмосферы. При использовании этого метода измеренные профили эффективных потоков экстраполировались выше верхнего уровня полета зондов по результатам теоретических расчетов. При расчетах использовались полученные в синхронных наблюдениях распределения H_2O и давления и, так же как в разделе 2, средние модельные данные о концентрациях других газовых составляющих из [3].

Результаты восстановления $T_3(z)$ измеренными профилями температуры приведены на рис. 7, 8 для двух различных зондирований. Разность между $T_3(z)$ и $T_H(z)$ на рис. 8 составляет 20—40 К и не может наблюдаться в реальной атмосфере. Аналогичные ре-

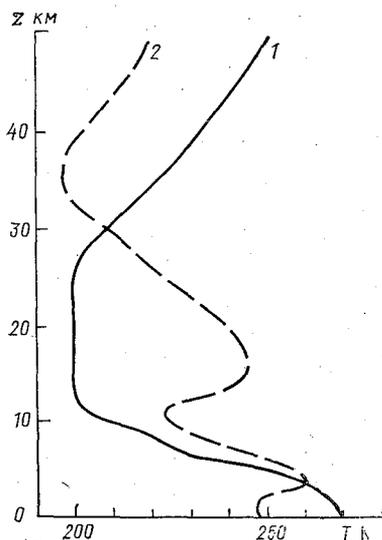


Рис. 7. Вертикальные профили температуры по зондированию на ст. Свердловск 2 октября 1974 г.
1 — прямые измерения; 2 — профиль, восстановленный по данным АРЗ-1.

зультаты получились и при обработке других зондирований, проведенных с помощью АРЗ-1 над территорией СССР.

В Антарктиде рассчитанные профили $T_a(z)$ ближе к измеренным, хотя и здесь обработка данных АРЗ-1 дает отклонение ΔT в нижней тропосфере и верхней стратосфере на 20—30 К. Несколько лучше результаты, полученные для зондирования на ст. Сёва (Антарктида). В этом случае наибольшие $\Delta T = 10...15$ К приходится на уровни около 30 км. Однако, как и для АРЗ-1, по-

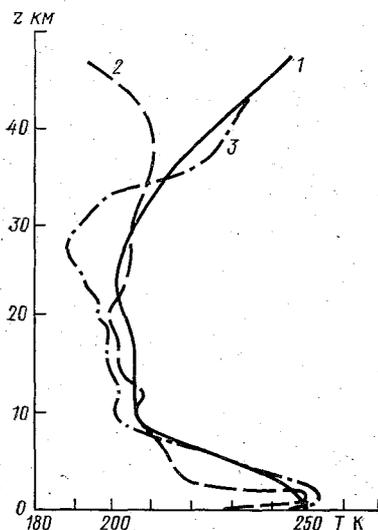


Рис. 8. Вертикальные профили температуры, измеренные на станциях Молодежная и Сёва (Антарктида) 27 июня 1973 г. 1 — измененный профиль; 2, 3 — профили, восстановленные по измерениям ДВ радиации на станциях Сёва и Молодежная.

лученный профиль $T_a(z)$ имеет ненаблюдавшуюся инверсию в нижней тропосфере. К сожалению, для условий Антарктиды отсутствуют необходимые оценки пространственной изменчивости полей температуры для стратосферы, поэтому окончательный вывод из проделанных экспериментов затруднен.

Учитывая случайный характер метеорологических полей, можно было бы предположить, что для достаточного числа рассмотренных зондирований могли бы иметь место случаи разных по знаку отклонений $T_a(z)$ от $T_{и}(z)$. На самом деле все обработанные зондировки на ст. Сёва дают одинаковый характер отклонений $T_a(z)$ от $T_{и}(z)$, что, вероятно, позволяет сделать предварительный вывод о невозможности устранения рассматриваемых расхождений путем учета горизонтальной температурной неоднородности атмосферы.

5. Еще одной причиной расхождения теории и эксперимента может быть неадекватность сопоставляемых величин. Расчетом определяется поток теплового излучения на единичную горизонтальную площадку из верхней (для F^{\downarrow}) и нижней (для F^{\uparrow}) полушферы, а датчик зонда в процессе измерения может качаться

и, следовательно, в его поле зрения могут попадать более (или менее) нагретые слои атмосферы, расположенные ниже (выше) датчика.

Оценка влияния указанной причины сложна, поскольку мы не знаем угла наклона зонда и, кроме того, использованная в нашей работе расчетная схема не позволяет точно рассчитать изменения потока при наклонных положениях зонда. Поэтому для предварительной оценки влияния боковой засветки мы предполагаем, что интенсивность теплового излучения изотропна и наклон плоскости приемника зонда приводит к перераспределению энергии между восходящим и нисходящим потоками пропорционально углу наклона датчика:

$$F_{\varphi}^{\uparrow} = F_0^{\uparrow} - \frac{\varphi}{180} (F_0^{\uparrow} - F_0^{\downarrow}),$$

$$F_{\varphi}^{\downarrow} = F_0^{\downarrow} + \frac{\varphi}{180} (F_0^{\uparrow} - F_0^{\downarrow}), \quad (1)$$

где $F_{\varphi}^{(\downarrow)}$ — значения восходящего (нисходящего) потоков при угле φ наклона плоскости датчика к горизонту.

Значения угла φ , которые позволяли бы устранить различие между теоретическими и экспериментальными эффективными потоками, определялись по формуле (1) и приведены на рис. 9 для нескольких зондирований. Анализ приведенных результатов показывает, что для эксперимента с АРЗ-1 необходимые углы наклона зонда составляют 20—50°.

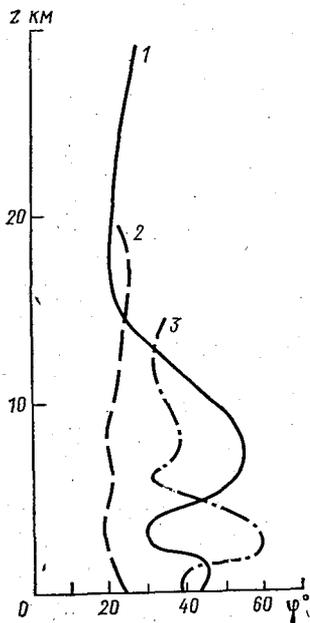


Рис. 9. Угол наклона датчика зонда, минимизирующий разницу между рассчитанными эффективными потоками ДВ радиации и данными измерений на станциях.

1 — Свердловск (2 октября 1974 г.); 2, 3 — Молодежная (16 сентября 1972 г. и 27 июня 1972 г.).

Эти величины, хотя точные данные об углах наклона зондов неизвестны, на наш взгляд, кажутся слишком большими. Поэтому необходимы дополнительные, в первую очередь методические исследования условий зондирования.

6. Приведенные результаты позволяют сделать следующие выводы.

Рассогласование рассчитанных и измеренных различными способами потоков ДВ радиации достаточно велико, за исключением единичных случаев.

Из всего набора используемых данных наилучшее согласование достигается с измерениями на ст. Сёва (Антарктида).

Рассогласование потоков, рассчитанных и измеренных с помощью АРЗ-1 и датчика Козырева, не могут быть объяснены в рамках использованной модели расчета.

Неточности в задании вертикальных профилей концентраций газовых составляющих не могут быть причиной полученных расхождений.

Учет горизонтальной неоднородности атмосферы не объясняет различия между теорией и экспериментом.

Эффект боковой засветки для зондовых измерений может объяснить полученные расхождения, но отсутствие данных о размерах угла наклона зонда оставляет этот вопрос открытым.

Из вышесказанного следует, что необходимо развивать экспериментальные исследования поля длинноволновой радиации в атмосфере, уделяя большее внимание методическим оценкам точности измерений, влиянию побочных факторов и обеспечению актинометрических зондирований достаточно подробной информацией о состоянии атмосферы в точке наблюдения.

В заключение авторы выражают благодарность М. А. Прокофьеву, Н. А. Зайцевой и М. И. Долгину за предоставление необходимых данных, а И. Л. Каролу и Ю. М. Тимофееву за полезные обсуждения и советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арст Х. Ю., Костяной Г. Н. Сравнение теоретических и экспериментальных потоков длинноволновой радиации в свободной атмосфере//Изв. АН СССР.— Физика атмосферы и океана.— Т. 16, № 2.— 1980.— 124 с.
2. Горчакова И. А., Фейгельсон Е. М. О сопоставлении вычисленных и измеренных потоков теплового излучения//Изв. АН СССР.— Физика атмосферы и океана.— 1982.— Т. 18, № 9.— С. 905—916.
3. Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере.— Л.: Гидрометеиздат, 1983.— 191 с.
4. Козырев Б. П. Основные конструкции радиационных термозлементов ЛЭТИ и их параметры//Изв. ЛЭТИ.— 1972.— Вып. 99.— С. 171—178.
5. Костяной Г. Н. Точность измерения длинноволновой радиации актинометрическим радиозондом//Метеорология и гидрология.— 1975.— № 4.— С. 105—109.

6. Костяной Г. Н., Нийлиск Х. Ю. Сравнение измеренных и рассчитанных значений потоков длинноволновой радиации в атмосфере/Труды ЦАО.— 1969. — Вып. 83. — С. 56.
7. Нийлиск Х. О зависимости результатов вычисления потоков тепловой радиации атмосферы от погрешностей исходных метеорологических данных/Исследования по физике атмосферы. Радиация в атмосфере. — Тарту, 1969.
8. Радиационные алгоритмы в моделях общей циркуляции атмосферы. — Обнинск, ВНИИГМИ—МЦД. — 1983. — Вып. 1. — 77 с.
9. Радиационно-фотохимические модели атмосферы/Под ред. И. Л. Кароля.— Л.: Гидрометеоздат. — 1986. — 190 с.
10. Antarctic meteorological data. Spec. Volume, Tokyo, 1981.—59 p.
11. Ellingson R. G., Serafino G. H. Observations and calculations of aerosol heating over the Arabian Sea during MONEX//J. Atm. Sci.—1984.— V. 41, N 2.
12. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation.— WCP-112, WMO/TD-N 24, march 1986.—53 p.

Е. В. Розанов, В. А. Фролькис

МЕТОД РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ ПОТОКОВ В БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

1. Введение

При расчете солнечного излучения в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне (0,75—4,0 мкм) возникает принципиальная трудность, вызванная селективным поглощением атмосферных газов, в результате которого функция пропускания в конечном спектральном интервале не экспоненциальна. Поэтому коэффициент поглощения и, как следствие, уравнение переноса излучения теряют смысл. Поэтому невозможно одновременно учесть эффекты рассеяния, неселективного и селективного поглощения [2, 5].

Простейший способ расчета радиации в БИК диапазоне заключается в пренебрежении либо рассеянием, либо селективным поглощением. Учет неселективного поглощения не представляет трудности. Однако при моделировании климата возникает необходимость определения потоков и притоков тепла в БИК диапазоне в случае мощной облачности, сильного аэрозольного загрязнения и газового поглощения, т. е. для атмосферы, рассеивающей и поглощающей как селективно, так и неселективно.

В настоящей работе предлагается приближенный метод расчета потоков в БИК диапазоне в рассеивающей и поглощающей атмосфере, основанный на предположении, что процессы селективного поглощения и рассеяния могут рассматриваться раздельно.

2. Расчет потоков в нерассеивающей атмосфере

В поглощающей, но нерассеивающей атмосфере при определении интегральных по БИК диапазону нисходящего $S^\downarrow(z)$ и восхо-

дыщего $S^\dagger(z)$ потоков солнечной радиации на уровне z часто используют интегральную функцию пропускания (ИФП) [5], которая в каждом конкретном случае включает в себя определенное фиксированное количество поглощающих веществ. Поэтому при более полном учете поглощающих веществ в атмосфере приходится отказаться от использования существующих ИФП и рассчитывать $S^\dagger(z)$, привлекая концепцию спектральной функции пропускания P_i и модели полосы [2, 3]. В этом случае $S^\dagger(z)$ представляются в виде [5]:

$$S^\dagger(z) = \sum_{i=1}^M S_i^* P_i(z_N, z) \Delta \lambda_i \mu,$$

$$S^\dagger(z) = \sum_{i=1}^M S_i^* P_i(z_N, z_0, z) \Delta \lambda_i A_g \mu, \quad (1)$$

где S_i^* и P_i — солнечная постоянная и функция пропускания атмосферы в i -м спектральном интервале, $\Delta \lambda_i$ — ширина спектрального интервала, M — число спектральных интервалов, A_g — альbedo поверхности, μ — косинус зенитного угла Солнца, z_N и z_0 — верхняя и нижняя границы атмосферы.

При использовании выражения (1) основная трудность заключается в определении P_i при селективном поглощении.

Рассмотрим атмосферу, содержащую четыре поглощающих газа: H_2O , CO_2 , CH_4 и N_2O . Для вычисления P_i разобьем БИК диапазон на $M=90$ спектральных интервалов с разрешением порядка 100 см^{-1} ($0,1 \text{ мкм}$) и в каждом используем статистическую модель полосы для P_i (модель Гуди) [2, 3]:

$$P_i = \exp \left[-\beta_i U / \sqrt{1 + \alpha_i U / \bar{P}} \right], \quad (2)$$

где α_i и β_i — параметры статистической модели функции пропускания, U и \bar{P} — параметры Куртиса — Годсона, вычисляемые по формулам:

для нисходящего потока

$$U(z) = \frac{1}{\mu} \int_z^{z_N} \rho(z) dz, \quad \bar{P}(z) = \frac{1}{\mu U(z)} \int_z^{z_N} \rho(z) p(z) dz, \quad (3)$$

для восходящего потока

$$U(z) = \left[\frac{1}{\mu} \int_{z_0}^{z_N} + \gamma \int_{z_0}^z \right] \rho(z) dz, \quad \bar{P}(z) = \frac{1}{U(z)} \left[\frac{1}{\mu} \int_{z_0}^{z_N} + \gamma \int_{z_0}^z \right] \times \\ \times \rho(z) p(z) dz. \quad (4)$$

Здесь γ — коэффициент диффузности, $\rho(z)$ — плотность поглощающего газа, $p(z)$ — давление. Пропускание смеси газов опре-

деляется как произведение пропускания отдельных ее составляющих [2].

Произведены расчеты потоков для четырех моделей стандартной атмосферы из [4]: среднеширотные лето (MS) и зима (MW); тропики (TR); субарктика лето (SS). Вклад поглощающих компонент определялся сравнением радиационных характеристик при учете и неучете рассматриваемой газовой компоненты.

Из рис. 1, 2, где представлен вклад в вертикальный профиль скорости нагревания H_2O и CO_2 в БИК диапазоне, следует, что для всех рассмотренных моделей атмосферы основной вклад в радиационное нагревание тропосферы вносит водяной пар. При этом максимум нагревания от поглощения водяным паром приходится на высоту 4—7 км и составляет 0,4—0,8 К/сут. Отличие радиационного нагрева для модели MW связано с тем, что наряду с малым μ зимой в средних широтах мала продолжительность светового дня.

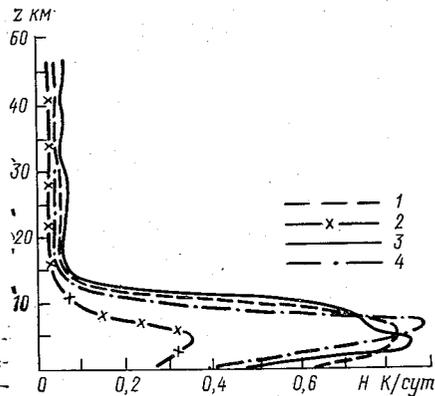


Рис. 1. Влияние H_2O на скорости радиационного нагревания (H) для моделей атмосферы: 1 — MS, 2 — MW, 3 — TR, 4 — SS.

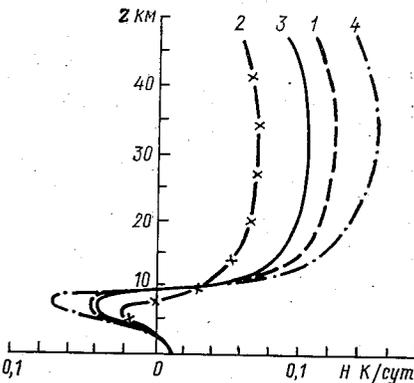


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для CO_2 .

Как следует из рис. 2, скорости нагревания от поглощения излучения углекислым газом значительно меньше по абсолютному значению, чем для H_2O . Однако максимальный нагрев около 0,1 К/сут в слоях выше 15 км сравним с нагревом этих слоев водяным паром, что говорит о важности учета CO_2 в расчете радиационного нагрева нижней стратосферы в БИК диапазоне. Пик

Таблица 1

Спектральные интервалы оптимизированной модели в БИК диапазоне

$\Delta \lambda_i \text{ см}^{-1}$ — ширина i -го интервала,

$\lambda_i \text{ см}^{-1}$ — середина i -го интервала

N	$\Delta \lambda_i$	λ_i	N	$\Delta \lambda_i$	λ_i
1	900	2950	7	900	8 150
2	900	3850	8	500	8 850
3	700	4650	9	1100	9 650
4	800	5400	10	600	10 500
5	800	6200	11	400	11 000
6	1100	7150	12	2100	12 250

Таблица 2

Параметры статистической модели ($\alpha_i \text{ атм} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ и $\beta_i \text{ см}^2/\text{г}$) в БИК диапазоне для интервалов из табл. 1

N	Газ	α_i	β_i	N	Газ	α_i	β_i	
1	H_2O	22,0	2,46	5	H_2O	0,19	0,01	
	CO_2	0,11	0,004		CO_2	0,15	0,02	
	CH_4	7833,00	482,70	6	H_2O	189,40	22,79	
	N_2O	143,50	22,64		CO_2	0,55	0,02	
2	H_2O	3077,00	304,7	7	H_2O	0,38	0,05	
	CO_2	533,10	44,00		8	H_2O	22,17	3,41
	CH_4	234,70	30,54			9	H_2O	0,31
3	H_2O	0,17	0,02	10	H_2O		7,73	1,32
	CO_2	9,32	0,88		11	H_2O	1,16	0,24
	CH_4	12,52	2,24	12		—	—	—
4	H_2O	383,81	38,33					
	CO_2	4,58	0,23					
	CH_4	1,49	0,08					

радиационного выхолаживания в верхней тропосфере связан с экранирующим действием CO_2 верхней атмосферы. Этот эффект приводит вследствие перекрытия полос поглощения к уменьшению падающего на тропосферу солнечного излучения и, следовательно, к уменьшению поглощения его водяным паром. Совместное влияние CH_4 и N_2O не превосходит 0,01 К/сут.

Для повышения эффективности предлагаемого метода уменьшено количество спектральных интервалов с соответствующим их укрупнением. Выделено 12 спектральных интервалов, для которых расчет интегральных потоков и притоков для четырех моделей атмосферы дает точность не хуже 5% по отношению к базовой схеме с 90 спектральными интервалами. Характеристики этих интервалов даны в табл. 1, а в табл. 2 приведены коэффициенты статистической модели Гуди для H_2O , CO_2 , CH_4 и N_2O .

3. Методика расчета потоков в рассеивающей и поглощающей атмосфере

Как указывалось выше, учет рассеяния в БИК диапазоне наиболее сложен, так как необходимо рассматривать проблему многократного рассеяния излучения при неэкспоненциальных функциях пропускания [5]. Вклад такого рассеяния в формирование потоков излучения может быть большим при сильно отражающих излучение облачных и аэрозольных слоях.

В [9] было показано, что неучет многократного отражения приводит к сильному, до 50%, занижению нисходящего потока солнечного излучения S^\downarrow . Аналогичные результаты получены и в [6, 10]. Вместе с тем методы учета рассеяния, изложенные в перечисленных работах, не годятся, если в атмосфере содержит-

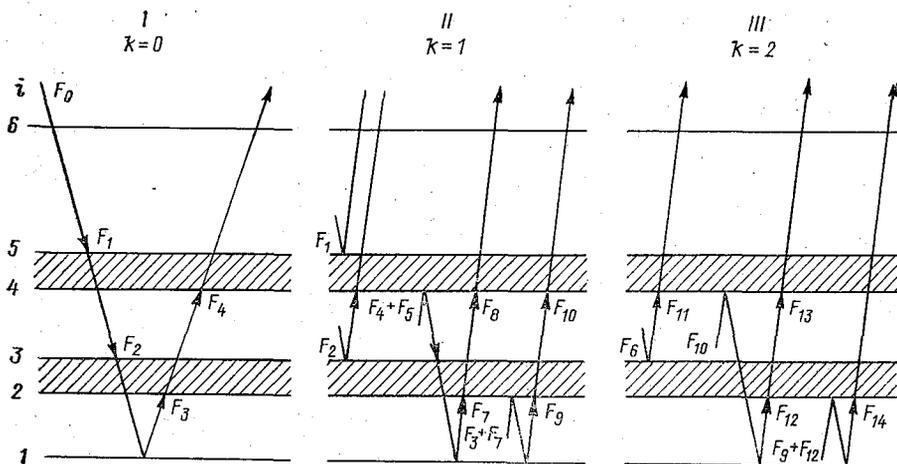


Рис. 3. Этапы расчета потоков солнечной радиации в 5-слойной атмосфере с двумя отражающими облачными слоями.

ся много облачных и аэрозольных слоев, что не позволяет рассчитывать вертикальный профиль потоков радиации, так как в этом случае многослойная облачность сводится к эффективной однослойной.

Здесь рассматривается метод учета многократных отражений, основанный на переборе всех возможных траекторий потока излучения, отраженного поверхностью, облачными и аэрозольными слоями.

Рассмотрим предлагаемый алгоритм учета многократных отражений на примере 5-слойной непоглощающей атмосферы с двумя отражающими слоями. Для каждого рассеивающего слоя задается его пропускание T_r и отражение Re . Для удобства последующего анализа введем величины $R_0 = \sum_i Re_i$ и k — число учитываемых отражений от атмосферных слоев.

На рис. 3 представлены этапы расчета потоков.

1. По вытекающим из определения пропускания [1] формулам:

$$F^\downarrow(z_i) = F_0 \prod_{j=i+1}^6 T_{r_j}, \quad F^\uparrow(z_i) = F_0 A_g \prod_{j=1}^6 T_{r_j} \prod_{k=1}^i T_{r_k}, \quad (5)$$

где F_0 — внеатмосферная плотность потока солнечной радиации при данном μ ; A_g — альbedo подстилающей поверхности, определяются плотности восходящего F^\uparrow и нисходящего F^\downarrow потоков излучения на всех уровнях атмосферы без учета отражений от рассеивающих слоев ($k=0$). Значения F^\uparrow и F^\downarrow на всех уровнях и отдельно на границах облачных слоев запоминаются.

2. Начиная с верхней отражающей границы (уровень 5 на рис. 3), рассматривается распространение отраженного от нее потока и по формулам типа (5) рассчитывается F^\downarrow и/или F^\uparrow . При этом в качестве F_0 берутся рассчитанные на первом этапе F_1, F_2, F_3, F_4 (см. рис. 3) и полученные при расчете первых отражений на втором этапе F_5 и F_7 , умноженные на отражения соответствующих слоев. На этом этапе учитывается по одному отражению от отражающих границ (т. е. $k=1$).

3. Этап 2 повторялся для всех отражающих границ до достижения необходимой точности (на рис. 3 приведен случай учета второго отражения, $k=2$).

Предлагаемый алгоритм применим для произвольного числа отражающих слоев. Рассмотрим некоторые результаты его использования для непоглощающей атмосферы с тремя отражающими слоями. На рис. 4, 5 приведены величины $F^\downarrow(z_0)$ и $F^\uparrow(z_N)$ в процентах от падающего на атмосферу потока F_0 для разных значений k . Из этих рисунков следует, что число отражений, необходимых для обеспечения приемлемой точности расчета потоков, зависит, как и можно было предположить, от альbedo поверхности и отражающих свойств слоев. Так, для варианта 1 с $A_g=0,1$ и $R_0=0,3$ установление окончательного значения $F^\downarrow(z_0)$

происходит сразу без учета отражений, а в варианте 3 с $A_g=0,8$ и $R_0=0,6$ необходим учет 3—4 отражений. Для трех отражающих слоев в варианте 4 с $A_g=0,8$ и $R_0=1,2$ для полного установления окончательного значения потоков необходимо учитывать 4—5 отражений при точности 10 %.

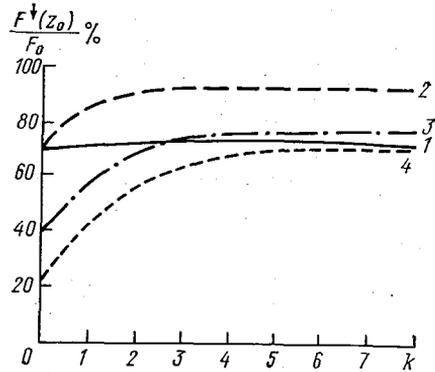


Рис. 4. Нисходящий поток на уровне поверхности в процентах от падающего на атмосферу потока F_0 для разного числа учитываемых отражений k .

- 1) $A_g=0,1, R_0=0,3$; 2) $A_g=0,1, R_0=0,6$;
3) $A_g=0,8, R_0=0,6$; 4) $A_g=0,8, R_0=1,2$.

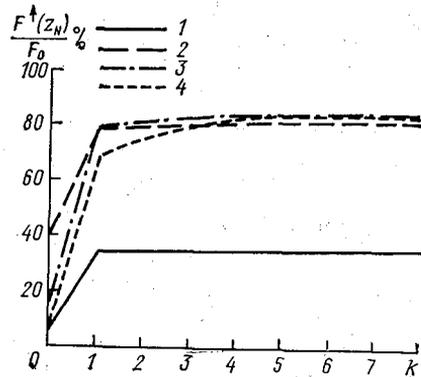


Рис. 5. То же, что на рис. 4 для восходящего потока на верхней границе атмосферы.

Как и было отмечено в [9], неучет многократных отражений приводит к сильной недооценке $F^{\downarrow}(z_0)$, особенно для варианта 4, в котором учет отражений увеличивает $F^{\downarrow}(z_0)$ почти в 4 раза. Для $F^{\uparrow}(z_N)$ (см. рис. 5) во всех вариантах необходимо учитывать как минимум одно отражение и отличие $F^{\uparrow}(z_N)$ для вариантов 2, 3, 4 от его окончательного значения мало. Этот эффект вызван тем, что при высоком A_g в этих вариантах величина $F^{\uparrow}(z_N)/F_0$ может меняться в достаточно малом интервале, от $F^{\uparrow}(z_N)/F_0=A_g$ при отсутствии отражающих слоев до $F^{\uparrow}(z_N)/F_0=1$ при наличии полностью отражающего облачного слоя.

Предлагаемый метод может быть использован и в неселективно поглощающей атмосфере. Для этого можно задать пропускания T_g всех модельных слоев и использовать рассмотренный выше алгоритм без изменений. Для селективно поглощающей атмосферы использовать приведенную методику расчета нельзя, так как формулы типа (5) в этом случае неприменимы из-за эффекта

Таблица 3

Пропускание слоев атмосферы (T_g) при отсутствии рассеяния

Слой	Случай			Слой	Случай		
	1	2	3		1	2	3
1	0,74	0,91	0,95	5	0,91	0,96	0,97
2	0,85	0,95	0,97	6	0,95	0,97	0,99
3	0,85	0,95	0,97	7	0,93	0,99	0,99
4	0,94	0,97	0,98				

Форбса [5]. Устранить эту трудность можно было бы, используя сделанное в работе [5] предположение о возможности учета поглощения только при $k=0$ (см. рис. 3). Для проверки этого предположения были произведены расчеты для 7-слойной неселективно поглощающей атмосферы с тремя отражающими слоями.

В табл. 3 даны значения пропускания слоев при отсутствии рассеяния, полученные из анализа расчета потоков солнечного излучения, приведенных в [4]. Случай 1 соответствует сильно поглощающей атмосфере, а случаи 2, 3 — распределению интегрального пропускания для влажной и сухой атмосферы.

Результаты расчетов для 1-го и 3-го наборов пропусканий из табл. 3 и $R_0=0,5$ и $1,5$ приведены на рис. 6, 7. Эти рисунки показывают, что такое приближение можно использовать только при небольших значениях R_0 . Использование его при высоких R_0 , как следует из рис. 7, приводит к значительным ошибкам в опре-

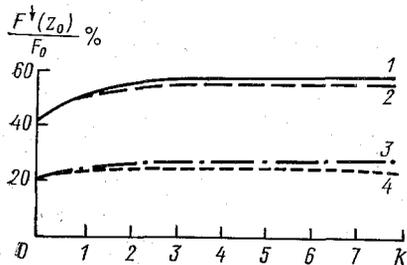


Рис. 6. Поток нисходящего излучения в процентах к падающему для разных k при $A_g=0,6$ и $R_0=0,5$.

1, 3 — с учетом поглощения при $k=0$; 2, 4 — для 1-го и 3-го наборов T_g из табл. 3 с учетом поглощения при всех k .

делении $F^\downarrow(z_0)$. Точность рассматриваемого приближения для высоких R_0 можно улучшить, если при $k=0$ использовать при расчете поглощения эффективную массу поглотителя $m_{\text{эф}} = mk'$, где k' — количество отражений, необходимых для достижения определенного уровня точности. В этом случае, как показано на рис. 8, даже для $R_0=1,5$ точность приближения составляет 3—5 %.

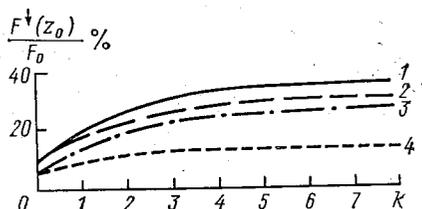


Рис. 7. То же, что рис. 6, для $R_0=1,5$.

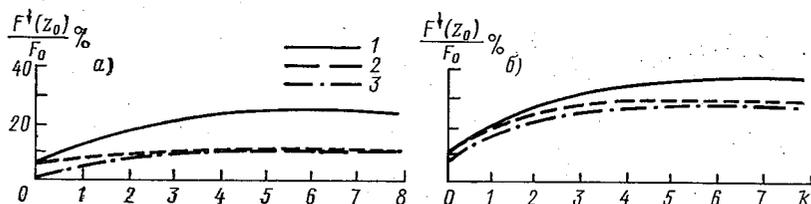


Рис. 8. Нисходящий поток излучения в процентах к падающему для разных k при $A_g=0,6$ и $R_0=1,5$ для вариантов 3 (а) и 1 (б) из табл. 3. 1 — с учетом поглощения при $k=0$; 2 — с учетом поглощения при всех k ; 3 — с коррекцией поглощающей массы при $k=0$.

Таким образом, метод расчета потоков радиации в БИК диапазоне состоит в следующем:

1. Задаем вертикальное распределение H_2O , CO_2 , CH_4 и N_2O , пропускание Tr_j , отражение Re_j рассеивающих слоев.

2. По формулам п. 2 с коррекцией поглощающей массы рассчитываем распределение потоков в селективно поглощающей атмосфере без учета рассеяния (этап I, рис. 3).

3. Переходим к неселективно поглощающей и рассеивающей атмосфере и, применяя рассмотренный выше алгоритм учета многократных отражений, рассчитываем полный профиль потоков радиации. При этом вместо (5) используем выражения:

$$F^\downarrow(z_i) = S^\downarrow(z_i) \prod_{j=i+1}^N Tr_j,$$

$$F^\downarrow(z_i) = S^\downarrow(z_i) \prod_{j=1}^N Tr_j \prod_{k=1}^i Tr_k, \quad (6)$$

где $S^{\uparrow}(z)$ — потоки, пропущенные селективно поглощенной атмосферой.

Наиболее сложной задачей здесь является определение характеристик рассеивающих слоев Tr_j и Re_j и способ коррекции поглощающей массы, которые будут рассмотрены ниже.

4. Расчет коэффициентов Tr и Re

Определение коэффициентов пропускания Tr и отражения Re атмосферных слоев в рассеивающей и поглощающей атмосфере представляет немалую трудность для облачно-аэрозольных слоев. В данном параграфе предлагается приближенный метод определения Tr и Re , состоящий из двух этапов.

На первом этапе определяются значения $S^{\uparrow}(z)$ методом δ -Эддингтона [2, 3, 7].

На втором этапе в результате решения обратной задачи методом сложения слоев [2, 8] вычисляются коэффициенты Tr и Re .

Рассмотрим облачно-аэрозольную атмосферу без газового (селективного) поглощения, разбитую на N слоев. Используя метод δ -Эддингтона, вычислим нисходящие S_j^{\downarrow} и восходящие S_j^{\uparrow} потоки на границах слоев ($0 \leq j \leq N$, $j=0$ соответствует поверхности Земли). Вся исходная информация для вычисления S_j^{\uparrow} приведена в [3].

Зная Tr_{j-1} , Re_{j-1} и Tr_j , Re_j , методом сложения слоев можно определить коэффициенты диффузного пропускания D_{j-1} и отражения U_{j-1} на границе между слоями $j-1$ и j , а также альбедо системы A_j , включающей в себя подстилающую поверхность ($j=0$) и прилегающие к ней j слоев, если добавлять атмосферные слои снизу вверх (т. е. $j=1, \dots, N$).

В этом случае имеем:

$$D_{j-1} = Tr_j(1 - A_{j-1}Re_j^*)^{-1}, \quad (7)$$

$$U_{j-1} = A_{j-1}D_{j-1}, \quad (8)$$

$$A_j = Re_j + Tr_j^*U_{j-1}, \quad (9)$$

где Tr_j^* и Re_j^* — пропускание и отражение слоя j для потока, направленного снизу вверх.

Коэффициенты D_j , U_j и A_j связаны с потоками S_j^{\downarrow} и S_j^{\uparrow} следующим образом:

$$S_{j-1}^{\downarrow} = D_{j-1}S_j^{\downarrow}, \quad (10)$$

$$S_{j-1}^{\uparrow} = U_{j-1}S_j^{\downarrow} = A_{j-1}S_{j-1}^{\downarrow}, \quad (11)$$

$$S_j^{\uparrow} = A_jS_j^{\downarrow} = Re_jS_j^{\downarrow} + Tr_j^*S_{j-1}^{\uparrow}. \quad (12)$$

Из (11) или (12) следует, что

$$A_j = S_j^{\uparrow}/S_j^{\downarrow}, \quad j = 0, \dots, N. \quad (13)$$

Тогда Tr_j и Re_j могут быть найдены из (7) и (9), если сделать стандартное предположение [8], что

$$\text{Tr}_j^* = \text{Tr}_j, \quad \text{Re}_j^* = \text{Re}_j, \quad (14)$$

где $j = 1, \dots, N$.

Действительно, подставляя (14) в (7) и (9), имеем:

$$\text{Re}_j = (A_j - U_{j-1}D_{j-1}) / (1 - U_{j-1}D_{j-1}A_{j-1}), \quad (15)$$

$$\text{Tr}_j = D_{j-1}(1 - A_{j-1}\text{Re}_j), \quad (16)$$

где U_j и D_j определяются из (10) и (11).

Основные источники ошибки при определении Tr_j и Re_j заключаются в том, что, во-первых, в реальной атмосфере существует селективное поглощение атмосферными газами, которое нельзя учесть при вычислении потоков по методу δ -Эддингтона; во-вторых, метод δ -Эддингтона — приближенный метод и, следовательно, Tr и Re вычисляются с некоторой погрешностью. Второй ошибкой можно пренебречь, так как для задач моделирования климата точность приближения δ -Эддингтона достаточна [7]. Поскольку поглощение газами в слоях незначительно, то ошибкой, вносимой ими в вычисление Re_j , также можно пренебречь. Если в слое атмосферы поглощение облаками и аэрозолем много больше, чем поглощение газами, то ошибка в Tr_j , возникающая при неучете поглощения газами, мала. Однако если в слое происходит рассеяние, но нет поглощения облаками и аэрозолем, то ошибка в Tr_j при неучете поглощения газами значительна. В результате при вычислении методом многократных отражений притоки тепла оказываются заниженными. Для устранения этого вводится рассмотренная выше поправка, обусловленная рассеянием, которая приводит к увеличению в (2) поглощающей массы, в результате чего приток тепла от поглощения газами увеличивается.

Для введения поправочного коэффициента κ_j представим

$$\text{Tr}_j = \exp(-\kappa_j \varepsilon_j),$$

где ε_j — оптическая плотность слоя j , обусловленная рассеянием и неселективным поглощением. Тогда имеем

$$\kappa_j = -\ln \text{Tr}_j / \varepsilon_j. \quad (17)$$

Следовательно, при вычислении спектральной функции пропускания $P_i(z)$ по (2) параметры Куртиса — Годсона из (3) и (4) соответственно должны быть заменены:

для нисходящего потока

$$U(z) = \frac{1}{\mu} \int_z^{z_N} \rho(z) \kappa(z) dz, \quad \bar{P}(z) = \frac{1}{\mu U(z)} \int_z^{z_N} \rho(z) \kappa(z) p(z) dz, \quad (18)$$

для восходящего потока

$$U(z) = \left[\frac{1}{\mu} \int_{z_0}^z x(z) + \gamma \int_{z_0}^z \rho(z) dz, \bar{P}(z) = \frac{1}{U(z)} \left[\frac{1}{\mu} \int_{z_0}^z x(z) + \gamma \int_{z_0}^z \rho(z) dz \right] \times \right. \\ \left. \times \rho(z) p(z) dz. \right. \quad (19)$$

Полученные значения S^{\uparrow} (см. (1)) используются в (6), и окончательные значения потоков вычисляются методом многократных отражений.

Предложенная методика позволяет рассчитывать потоки инфракрасного солнечного излучения в поглощающей и рассеивающей атмосфере и может быть использована в моделях общей циркуляции и климата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.—М.: Сов. Радио, 1970.—496 с.
2. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере.—Л.: Гидрометеиздат, 1984.—376 с.
3. Радиационно-фотохимические модели атмосферы/Под ред. И. Л. Кароль.—Л.: Гидрометеиздат, 1985.—191 с.
4. Радиационные алгоритмы в моделях общей циркуляции атмосферы.—Обнинск, ВНИИГМИ—МЦД, 1983.—Вып. 1.—77 с.
5. Фейгельсон Е. М., Краснокутская Л. Д. Потоки солнечного излучения и облака.—Л.: Гидрометеиздат, 1978.—157 с.
6. Benson J. e. a. Model thermique unidimensionnel.—Rapport COVOS8, N 6 B.—1977.—154 p.
7. Joseph J. H., Wiscombe W. J., Weinman J. A. The Delta Eddington approximation for radiative flux transfer//J. Atm. Sci.—1976.—V. 33, N 12.—P. 2452—2459.
8. Lacis A. A., Hansen J. E. A parameterization for the absorption of solar radiation in the Earth's atmosphere//J. Atm. Sci.—1974.—V. 31.—P. 238—248.
9. Schneider S. H., Dickinson R. E. Parameterization of fractional cloud amounts in climate models: the importance of modeling multiple reflections//J. Appl. Met.—1976.—V. 15, N 10.—P. 1050—1056.
10. Stephens G. L. Radiation profiles in extended water clouds. II. Parameterization schemes.—J. Atm. Sci.—1978.—V. 35, N 11.—P. 2111—2132.

В. А. Фролькис

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНОСТИ НА ВЕЛИЧИНУ ПАРНИКОВОГО ЭФФЕКТА В ГЛОБАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

1. Введение

Моделирование климата и его изменений при естественных и антропогенных возмущениях основано на расчете радиационных

потоков и притоков тепла, который сильно осложняется недостаточной информацией и значительной изменчивостью облаков и аэрозолей атмосферы.

Среди климатических малопараметрических моделей наиболее широкое развитие получили энергобалансовые (ЭБМ) и радиационно-конвективные (РКМ) модели, а также модели, построенные на их сочетании [1]. В рамках РКМ можно использовать достаточно подробные схемы расчета радиационных потоков тепла с детальным учетом многих радиационно-активных факторов. Часто и в таких моделях бывает трудно выделить «чистый» радиационный эффект из всего многообразия рассматриваемых климатических обратных связей. ЭБМ и другие малопараметрические модели климата позволяют получать интересные результаты, не прибегая к сложным и громоздким вычислениям. Однако в таких моделях трудно учесть многие процессы, определяющие радиационные притоки тепла [1].

Все выше перечисленное обуславливает интерес к радиационным расчетам, в том числе в рамках РКМ, которые позволяют исследовать влияние различных радиационно-активных факторов и их изменений на радиационные потоки и притоки тепла.

В настоящей работе исследована чувствительность потоков радиации к вариациям высоты однослойной эффективной облачности H_c . Произведены расчеты потоков и притоков длинноволновой (ДВР) и коротковолновой (КВР) радиации при различных H_c для заданной горизонтально осредненной по земному шару среднегодовой атмосферы. Для различных H_c рассчитаны потоки и притоки радиации при варьировании солнечной постоянной S^* , содержания в атмосфере углекислого газа CO_2 и озона O_3 . Аналогичные численные эксперименты произведены в рамках РКМ и радиационно-равновесной модели (РРМ) с сохранением распределения относительной влажности атмосферы.

Радиационные расчеты производятся по алгоритму, детально изложенному в [1, 2]. Модельная одноярусная облачность целиком заполняет один расчетный слой с баллом $N_c=0,53$, альбедо $\alpha_c=0,5$, излучательной способностью $\varepsilon_c=0,95$, поглощением $a_c=0,02$. Под высотой облачного слоя H_c понимается уровень середины соответствующего расчетного слоя. Атмосфера по вертикальной координате — давлению — разделена на 15 слоев: 8 нижних имеют толщину по 100 гПа, а у последующих верхние границы расположены на уровнях 120, 60, 25, 10, 4, 1,6 и 0,65 гПа. Расчеты произведены для трех значений H_c : 956, 750 и 550 гПа.

В таблицах приведены значения уходящего потока ДВР F_H^\uparrow и КВР S_H^\uparrow на верхней границе атмосферы H ; потока теплового противозлучения атмосферы F_H^\uparrow и падающего потока КВР S_0^\downarrow на нижней границе атмосферы z_0 ; длинноволновые притоки тепла к тропосфере $q_{тр}$ и стратосфере $q_{ст}$; коротковолновые притоки тепла к тропосфере $\eta_{тр}$ и стратосфере $\eta_{ст}$, а также отклонения всех перечисленных величин при изменении различных параметров.

Единицы потоков и их отклонений — Вт/м², притоков и их отклонений — К/сут.

2. Чувствительность радиационного режима к вариациям H_c при заданной температуре атмосферы

Чувствительность радиационных потоков и притоков тепла к изменениям высоты облачного слоя H_c определяется их сравнением с потоками и притоками для безоблачной атмосферы. Варьирование H_c осуществляется при сохранении неизменными температуры атмосферы, ее физических характеристик и параметров радиационной схемы.

Таблица 1

Параметр	Высота облачного слоя H_i гПа				Параметр	Высота облачного слоя H_i гПа			
	нет	956	750	550		нет	956	750	550
F_H^\uparrow	268,7				S_H^\uparrow	68,6			
ΔF_H^\uparrow		-2,3	-10,9	-22,8	ΔS_H^\uparrow		43,3	47,2	51,5
F_0^\downarrow	260,1				S_0^\downarrow	258,0			
ΔF_0^\downarrow		54,9	45,5	35,5	ΔS_0^\downarrow		-7,1	-6,8	-6,7
$q_{тр}$	-1,2				$\eta_{тр}$	0,43			
$\Delta q_{тр}$		-0,50	-0,32	-0,11	$\Delta \eta_{тр}$		0,033	-0,006	-0,047
$q_{ст}$	-0,82				$\eta_{ст}$	0,68			
$\Delta q_{ст}$		-0,011	-0,047	-0,093	$\Delta \eta_{ст}$		0,031	0,031	-0,032

В табл. 1 приведены значения F_H^\uparrow , S_H^\uparrow , F_0^\downarrow , S_0^\downarrow в Вт/м², $q_{тр}$, $q_{ст}$, $\eta_{тр}$ и $\eta_{ст}$ в К/сут для случая безоблачной атмосферы, а также их отклонения при разных высотах облачного слоя H_c от безоблачного случая. «Включение» облачности в радиационную схему приводит к уменьшению F_H^\uparrow тем большему, чем выше слой облачности, и к увеличению F_0^\downarrow тем большему, чем ниже облачность. Этот эффект, вероятно, объясняется тем, что в радиационной схеме облачный слой рассматривается как черное тело, имеющее температуру атмосферы на данной высоте. Облачность увеличивает альbedo системы Земля — атмосфера (СЗА) приблизительно в 2 раза, что приводит к увеличению S_H^\uparrow на 60—70%. Чем облачность выше, тем ΔS_H^\uparrow больше, так как КВР, отраженная от вышерасположенного слоя облаков, меньше поглощается атмосферой в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне.

В ДВР диапазоне облачный слой усиливает выхолаживание тропосферы, стратосферы и всего столба атмосферы в целом тем больше, чем ниже он расположен (-0,44 К/сут при $H_c=956$ гПа и -0,11 К/сут при $H_c=550$ гПа). В КВР диапазоне низкая об-

лачность увеличивает нагревание тропосферы, а более высокая облачность приводит к ее охлаждению. Поэтому по мере роста H_c нагревание атмосферы в целом уменьшается (0,033 К/сут при $H_c=956$ гПа, $-0,037$ К/сут при $H_c=550$ гПа). Это, по-видимому, можно объяснить тем, что отраженная более высокой облачностью радиация Солнца меньше поглощается в тропосфере,

Таблица 2

Изменение	Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа			
		нет	556	750	550
2CO ₂	ΔF_H^\uparrow	-2,3	-2,3	-1,8	-1,9
	ΔF_0^\downarrow	1,6	0,8	1,0	1,0
	$\Delta q_{тр}$	0,028	0,036	0,023	0,029
	$\Delta q_{ст}$	-0,16	-0,16	-0,16	-0,16
0,5CO ₂	ΔF_H^\uparrow	2,8	2,8	2,6	2,3
	ΔF_0^\downarrow	-2,4	-1,2	-1,5	-1,6
	$\Delta q_{тр}$	-0,024	-0,034	-0,030	0,026
	$\Delta q_{ст}$	0,15	0,15	0,15	0,15
0,985*	ΔS_H^\uparrow	-1,4	-2,2	-2,3	-2,4
	ΔS_0^\downarrow	-5,1	-5,0	-5,0	-5,0
	$\Delta \eta_{тр}$	-0,009	-0,010	-0,009	-0,008
	$\Delta \eta_{ст}$	-0,013	-0,014	-0,015	-0,014

т. е. проявляется эффект поглощения в БИК области. Нагревание стратосферы при включении облачного слоя не зависит от его высоты H_c .

В ДВР диапазоне облачность приводит к нагреванию под-облачного слоя (0,43 К/сут при $H_c=750$ гПа и 0,55 К/сут при $H_c=500$ гПа), к сильному выхолаживанию облачного слоя ($-3,6$ К/сут при $H_c=750$ гПа и $-2,3$ К/сут при $H_c=550$ гПа) и к слабому выхолаживанию надоблачного слоя ($-0,02$ К/сут при $H_c=956$ гПа). В КВР диапазоне подоблачный и облачный слои охлаждаются (соответственно $-0,17$ и $-0,10$ К/сут) независимо от H_c .

Рассмотрим чувствительность радиационной схемы к вариациям содержания в атмосфере CO₂ и O₃, а также к вариациям солнечной постоянной S^* при различных H_c , сравнивая потоки и притоки ДВР и КВР для возмущенных и стандартных значений CO₂, O₃ и S^* . Изменения потоков и притоков ДВР и КВР приведены: в табл. 2 при удвоении CO₂ и уменьшении CO₂ в 2 раза, при уменьшении на 2 % солнечной постоянно S^* ; в табл. 3 при удвоении O₃ в тропосфере, стратосфере и во всей толще атмо-

Таблица 3

Изменение	Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа				Высота облачного слоя H_c гПа			
		нет	966	750	550	нет	965	750	550
$2O_3$ во всем столбе	ΔF_H^{\uparrow}	-2,7	-2,6	-2,3	-2,0	ΔS_H^{\uparrow}	-2,2	-3,0	-3,0
	ΔF_0^{\downarrow}	-1,5	0,8	0,8	0,9	ΔS_0^{\downarrow}	-4,4	-4,3	-4,3
	$\Delta q_{тр}$	0,013	0,021	0,018	0,014	$\Delta \eta_{тр}$	0,013	0,011	0,011
	$\Delta q_{ст}$	-0,027	-0,027	-0,026	-0,028	$\Delta \eta_{ст}$	0,30	0,33	0,33
$2O_3$ в тропосфере	ΔF_H^{\uparrow}	-0,9	-0,8	-0,7	-0,6	ΔS_H^{\uparrow}	-0,3	-0,4	-0,3
	ΔF_0^{\downarrow}	1,3	0,7	0,7	0,8	ΔS_0^{\downarrow}	-0,6	-0,6	-0,5
	$\Delta q_{тр}$	0,001	0,007	0,005	0,002	$\Delta \eta_{тр}$	0,008	0,008	0,007
	$\Delta q_{ст}$	-0,041	-0,039	-0,034	-0,029	$\Delta \eta_{ст}$	-0,003	-0,002	-0,003
$2O_3$ в стратосфере	ΔF_H^{\uparrow}	-0,5	-0,5	-0,4	-0,3	ΔS_H^{\uparrow}	-1,0	-1,4	-1,5
	ΔF_0^{\downarrow}	0,2	0,1	0,1	0,1	ΔS_0^{\downarrow}	-2,1	-2,1	-2,1
	$\Delta q_{тр}$	0,001	0,002	0,002	0,001	$\Delta \eta_{тр}$	0,002	0	0
	$\Delta q_{ст}$	0,018	0,016	0,011	0,005	$\Delta \eta_{ст}$	0,18	0,20	0,19
$0,5O_3$ во всем столбе	ΔF_H^{\uparrow}	2,6	2,5	2,2	1,9	ΔS_H^{\uparrow}	1,2	1,8	1,7
	ΔF_0^{\downarrow}	-1,1	-0,6	-0,6	-0,6	ΔS_0^{\downarrow}	2,6	2,6	2,6
	$\Delta q_{тр}$	-0,010	-0,013	-0,011	-0,010	$\Delta \eta_{тр}$	-0,007	-0,006	-0,006
	$\Delta q_{ст}$	-0,039	-0,034	-0,028	-0,021	$\Delta \eta_{ст}$	-0,18	-0,20	-0,20
$0,5O_3$ в стратосфере	ΔF_H^{\uparrow}	0,4	0,4	0,4	0,3	ΔS_H^{\uparrow}	0,5	0,8	0,8
	ΔF_0^{\downarrow}	-0,2	-0,1	-0,1	-0,1	ΔS_0^{\downarrow}	1,1	1,1	1,1
	$\Delta q_{тр}$	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001	$\Delta \eta_{тр}$	0,001	0,001	0,001
	$\Delta q_{ст}$	-0,017	-0,015	-0,011	-0,006	$\Delta \eta_{ст}$	-0,11	-0,11	-0,11

феры, а также при уменьшении в 2 раза O_3 в стратосфере и во всем столбе атмосферы.

В ДРВ диапазоне при $2CO_2$ величина F_H^\uparrow уменьшается, а при $0,5CO_2$ увеличивается и в обоих случаях в меньшей степени при росте H_c . При $2CO_2$ величина F_0^\downarrow увеличивается, а при $0,5CO_2$ уменьшается и в обоих случаях в большей степени при росте H_c . В безоблачном случае изменения F_H^\uparrow и F_0^\downarrow максимальны, так как пропускание облачной атмосферы меньше, чем безоблачной. Удвоение CO_2 приводит к длинноволновому нагреванию тропосферы и к охлаждению стратосферы, которое не зависит от облачности. В целом весь столб атмосферы нагревается.

При варьировании концентрации O_3 во всем столбе атмосферы получаем, что при $2O_3$ величина F_H^\uparrow уменьшается, а при $0,5O_3$ F_H^\uparrow увеличивается в пределах $\pm 1\%$ и в большей степени при низкой облачности и при ее отсутствии. При $2O_3$ величина F_H^\downarrow увеличивается, а при $0,5O_3$ уменьшается, причем максимальное изменение (не более $0,5\%$) достигается при отсутствии облачности и при больших значениях H_c . Качественное влияние облачности на изменение длинноволновых потоков при варьировании CO_2 и O_3 совпадает. Максимальное изменение S_H^\uparrow происходит в облачной атмосфере и практически не зависит от высоты облачности. В ДРВ диапазоне при $2O_3$ тропосфера и вся атмосфера в целом нагреваются. При $2O_3$ выхолаживание стратосферы увеличивается и не зависит от облачности. При $0,5O_3$ выхолаживание тропосферы, стратосферы и всего столба в целом также увеличивается, для всего столба атмосферы оно находится в пределах от $-0,011$ до $-0,016$ К/сут. В КВР диапазоне при $2O_3$ происходит нагревание тропосферы и стратосферы независимо от облачности. Нагрев всего столба равен $0,48$ К/сут. При $0,5O_3$ происходит охлаждение тропосферы, стратосферы и всего столба ($-0,029$ К/сут) также независимо от облачности.

При удвоении концентрации O_3 отдельно в тропосфере качественное изменение F_H^\uparrow и F_0^\downarrow такое же, как при варьировании O_3 во всем столбе. Основная доля изменения F_0^\downarrow связана с изменением в тропосфере, а в уходящем тепловом излучении F_H^\uparrow 30% его изменения обусловлено тропосферным озоном. В ДРВ диапазоне тропосфера нагревается и наиболее сильно при низкой облачности, а выхолаживание стратосферы увеличивается и наиболее сильно при низкой облачности и ее отсутствии. Удвоение тропосферного O_3 приводит к большему увеличению выхолаживания стратосферы, чем удвоение O_3 во всем столбе атмосферы. По сравнению с таким варьированием O_3 на долю изменения O_3 в тропосфере приходится примерно 10% изменения S_H^\uparrow и S_0^\downarrow , что можно объяснить сильным поглощением нисходящей КВР озоном стратосферы при его малом содержании в тропосфере. При этом в КВР диапазоне увеличивается нагревание тропосферы и всего столба атмосферы ($0,006$ К/сут), а нагревание стратосферы уменьшается.

При $2O_3$ и $0,5O_3$ отдельно в стратосфере получается, что F_H^\uparrow и F_0^\downarrow при разной облачности качественно изменяются так же, как при изменении O_3 во всем столбе. Выхолаживание тропосферы не изменяется, а выхолаживание стратосферы и всего столба увеличивается при $2O_3$ и уменьшается при $0,5O_3$. По сравнению с варьированием O_3 во всей толще атмосферы примерно 80 % изменения $q_{ст}$ происходит из-за изменения стратосферного O_3 . Коротковолновый нагрев стратосферы и всего столба атмосферы увеличивается при $2O_3$ и уменьшается при $0,5O_3$, составляя 90 % изменения от соответствующего нагрева при варьировании озона во всей толще атмосферы.

Численные эксперименты по 2 %-ному уменьшению S^* показали, что в безоблачном случае изменение S_H^\uparrow минимально, так как облачность увеличивает альbedo СЗА. Чем выше облачный слой, тем с более высокого уровня происходит отражение S^\downarrow , тем меньше S^\downarrow поглощается водяным паром, тем больше должно быть изменение S_H^\uparrow . Отметим, что потоки и притоки КВФ при сохранении всех параметров неизменными линейно зависят от S^* .

3. Чувствительность радиационной схемы к вариациям H_c в рамках РКМ

Радиационные потоки и притоки тепла при заданных H_c сравниваются с соответствующими величинами в безоблачном случае

В табл. 4 указаны F_H^\uparrow , F_0^\downarrow , S_0^\downarrow в Вт/м², $q_{тр}$, $q_{ст}$ и $\eta_{тр}$ в К/сут для случая безоблачной атмосферы, полученные в рамках РКМ с критическим градиентом $\Gamma_{ст} = -6,5$ К/км, с влажноадиабатическим градиентом $\Gamma_{ва}$, в рамках РРМ, а также отклонения перечисленных потоков и притоков при разных H_c от безоблачного случая. Соответствующие изменения температуры ΔT приведены в [1]. В РКМ и РРМ принято условие сохранения относительной влажности в атмосфере.

Из сравнения табл. 1 и 4 следует, что в РКМ изменения в вертикальном профиле температуры ΔT , сопровождающие «включение» облачности на разных высотах, приводят к значительному уменьшению F_H^\uparrow и к уменьшению или меньшему увеличению F_0^\downarrow . Это в свою очередь приводит к ослаблению роста выхолаживания тропосферы и всего столба при $H_c = 956$ гПа и $H_c = 750$ гПа и к уменьшению выхолаживания тропосферы и всего столба при $H_c = 550$ гПа. В РРМ F_H^\uparrow и F_0^\downarrow изменяются так же, как при фиксированной температуре атмосферы, однако максимальное увеличение F_0^\downarrow происходит при $H_c = 550$ гПа. В результате выхолаживания тропосферы и всего столба уменьшаются при $H_c = 956$ гПа и увеличиваются в остальных случаях. При включении облачности S_H^\uparrow увеличивается в большей степени, чем при фиксированной температуре, так как меняется содержание водяного пара.

В рамках РКМ выхолаживание подоблачного, облачного и надоблачного слоев зависит от H_c так же, как при фиксированной

температуре атмосферы. В случае РРМ зависимость выхолаживания подоблачного, облачного и надоблачного слоев от H_c значительно меньше.

В табл. 5 и 6 представлены результаты численных экспериментов по чувствительности F_H^\uparrow , F_0^\downarrow , S_0^\downarrow и S_H^\uparrow в Вт/м² к вариациям содержания в атмосфере CO₂, O₃ и солнечной постоянной S^* при различных H_c в рамках РКМ и РРМ. Таблица 7 содержит соответствующие отклонения температуры поверхности ΔT_s , средних температур тропосферы $\Delta T_{тр}$ и стратосферы $\Delta T_{ст}$ в кельвинах, а в табл. 8 указаны параметры чувствительности $\theta = \Delta F_H^\uparrow / \Delta T_s$ и $\beta = \Delta T_s S^* / \Delta S^*$ в Вт/(м²·К) для РКМ и РРМ при вариациях CO₂, O₃ и S^* для различных значений H_c .

Таблица 4

Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа				Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа			
	нет	956	750	550		нет	956	750	550
РКМ, $\Gamma_{ст}$									
F_H^\uparrow	269,4				$q_{тр}$	-1,04			
ΔF_H^\uparrow		-50,9	-52,8	-54,2	$\Delta q_{тр}$		-0,24	-0,076	0,094
F_0^\downarrow	239,5				$q_{ст}$	-0,70			
ΔF_0^\downarrow		-7,4	-5,4	2,5	$\Delta q_{ст}$		-0,037	-0,040	-0,036
S_0^\downarrow	270,8				$\eta_{тр}$	0,31			
ΔS_0^\downarrow		-2,2	-3,8	-6,1	$\Delta \eta_{тр}$		-0,074	-0,080	-0,076
РКМ, $\Gamma_{ва}$									
F_H^\uparrow	269,3				$q_{тр}$	-1,19			
ΔF_H^\uparrow		-50,7	-52,9	-54,4	$\Delta q_{тр}$		-0,18	-0,003	0,18
F_0^\downarrow	244,1				$q_{ст}$	-0,42			
ΔF_0^\downarrow		-4,7	-2,4	-7,2	$\Delta q_{ст}$		-0,031	-0,030	-0,030
S_0^\downarrow	269,4				$\eta_{тр}$	0,35			
ΔS_0^\downarrow		-1,4	-3,2	-6,1	$\Delta \eta_{тр}$		-0,090	-0,097	-0,088
РРМ									
F_H^\uparrow	266,1				$q_{тр}$	-0,17			
ΔF_H^\uparrow		-53,2	-52,5	-52,3	$\Delta q_{тр}$		0,046	-0,026	-0,053
F_0^\downarrow	169,9				$q_{ст}$	-0,68			
ΔF_0^\downarrow		5,4	53,7	70,0	$\Delta q_{ст}$		-0,031	-0,032	-0,032
S_0^\downarrow	285,6				$\eta_{тр}$	0,17			
ΔS_0^\downarrow		-8,9	-17,2	-20,4	$\Delta \eta_{тр}$		-0,046	0,026	0,053

Максимальное изменение температуры поверхности ΔT_s при варьировании S^* в случае облачности происходит в РРМ, минимальное — в РКМ с $\Gamma_{\text{ва}}$. В безоблачном случае максимальное ΔT_s в РКМ с $\Gamma_{\text{ва}}$, а минимальное ΔT_s — в РКМ с $\Gamma_{\text{ст}}$. Коротковолновая радиация наиболее сильно поглощается поверхностью. В РРМ механизм передачи тепла к выше расположенным слоям атмосферы осуществляется только радиационным переносом, что объясняет максимальные ΔT_s в РРМ. Облачность экранирует часть солнечного излучения, поэтому при вариациях S^* величина $|\Delta T_s|$ в облачной атмосфере меньше, чем $|\Delta T_s|$ в без-

Т а б л и ц а 5

Модель	Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа					
		нет			559		
		2CO ₂			0,5CO ₂		
РКМ, $\Gamma_{\text{ст}}$	ΔF_H^\uparrow	0,1	0,3	0,2	-0,2	-0,4	0,7
	ΔF_0^\downarrow	7,8	6,4	7,0	-9,2	-7,2	-6,4
	ΔS_0^\downarrow	-1,0	-0,7	-0,7	1,1	0,7	0,5
РКМ, $\Gamma_{\text{ва}}$	ΔF_H^\uparrow	0,3	0,4	0,2	-0,3	-0,5	-0,3
	ΔF_0^\downarrow	11,3	6,8	6,6	-8,8	-7,9	-7,4
	ΔS_0^\downarrow	-1,9	-0,8	-0,6	1,1	0,8	0,7
РРМ	ΔF_H^\uparrow	0,2	0,3	0,2	-0,3	-0,3	-0,3
	ΔF_0^\downarrow	9,6	6,5	9,9	-11,6	-7,7	-11,1
	ΔS_0^\downarrow	-1,2	-0,6	-1,0	1,4	0,7	1,1
		Увеличение S^* на 2%			Уменьшение S^* на 2%		
РКМ, $\Gamma_{\text{ст}}$	ΔF_H^\uparrow	5,5	4,8	4,6	-5,6	-4,8	-3,6
	ΔF_0^\downarrow	7,4	6,5	6,6	-7,2	-6,6	-5,3
	ΔS_H^\uparrow	1,2	2,0	2,2	-1,2	-2,1	-2,3
	ΔS_0^\downarrow	4,1	4,5	4,5	-4,2	-4,6	-4,7
РКМ, $\Gamma_{\text{ва}}$	ΔF_H^\uparrow	5,9	4,8	4,5	-5,7	-4,9	-4,6
	ΔF_0^\downarrow	10,2	6,7	5,7	-6,7	-6,7	-5,8
	ΔS_H^\uparrow	1,1	1,9	2,2	-1,1	-2,0	-2,3
	ΔS_0^\downarrow	3,3	4,5	4,6	-4,2	-4,5	-4,5
РРМ	ΔF_H^\uparrow	5,6	4,6	4,5	-5,6	-4,5	-4,5
	ΔF_0^\downarrow	8,0	6,1	8,6	-7,6	-5,8	-8,4
	ΔS_H^\uparrow	1,2	2,3	2,3	-1,3	-2,2	-2,3
	ΔS_0^\downarrow	4,3	4,9	4,2	-4,4	-4,9	-4,3

облачной. В РКМ с $\Gamma_{\text{ва}}$ при отсутствии облачности при $\Delta S^* = 2\%$ поднимается граница слоя конвективного приспособления, которая принимается за границу тропопаузы при определении $\Delta T_{\text{тр}}$ и $\Delta T_{\text{ст}}$, а из-за этого $\Delta T_{\text{тр}} < 0$. Так как температура тропосферы и стратосферы повышается (понижается) при варьировании S^* , то в результате усиливается (ослабляется) выхолаживание этих

Таблица 6

Модель	Параметр	Высота облачного слоя H_c гПа					
		нет	956	550	нет	956	550
		2O ₃ во всем столбе атмосферы			0,5O ₃ во всем слое атмосферы		
РКМ, Γ_c	ΔF_H^\uparrow	2,1	3,2	3,9	-1,6	-2,0	-1,8
	ΔF_0^\downarrow	5,2	4,2	5,3	-4,2	-3,1	-2,9
	ΔS_0^\downarrow	-5,0	-4,8	-4,8	3,1	2,9	2,8
КМ, $\Gamma_{\text{ват}}$	ΔF_H^\uparrow	2,1	3,2	3,1	-1,2	-2,0	-1,9
	ΔF_0^\downarrow	4,0	3,3	2,8	-0,13	-2,5	-2,1
	ΔS_0^\downarrow	-4,8	-4,7	-4,5	2,4	2,8	2,8
РРМ	ΔF_H^\uparrow	2,3	3,3	3,1	-1,4	-1,9	-1,8
	ΔF_0^\downarrow	7,7	3,7	2,1	-5,5	-2,5	-1,6
	ΔS_0^\downarrow	-5,5	-4,7	-4,1	3,5	2,9	2,7
		2O ₃ в тропосфере			0,5O ₃ в стратосфере		
РКМ, $\Gamma_{\text{ст}}$	ΔF_H^\uparrow	0,3	0,5	0,4	-0,8	-0,8	-0,7
	ΔF_0^\downarrow	3,4	2,5	2,4	0,1	0,4	0,4
	ΔS_0^\downarrow	-1,0	-0,9	-0,7	1,0	1,0	1,0
РКМ, $\Gamma_{\text{ва}}$	ΔF_H^\uparrow	0,4	0,5	0,5	-0,5	-0,8	-0,8
	ΔF_0^\downarrow	6,9	3,0	2,5	0,4	0,5	0,4
	ΔS_0^\downarrow	-1,7	-0,9	-0,7	1,0	1,1	1,1
РРМ	ΔF_H^\uparrow	0,5	0,6	0,4	-0,5	-0,7	-0,8
	ΔF_0^\downarrow	6,4	3,6	3,1	0,3	0,4	0,7
	ΔS_0^\downarrow	-1,6	-1,0	-0,8	1,0	1,1	1,0

слоев. Величины F_H^\uparrow и F_0^\downarrow в облачных условиях изменяются меньше, чем в безоблачных, а S_H^\uparrow и S_0^\downarrow , наоборот. Так как температура практически не влияет на потоки КВР, то изменения S_H^\uparrow и S_0^\downarrow при варьировании S^* в условиях постоянной температуры атмосферы (см. табл. 2) в целом совпадают с ΔS_H^\uparrow и ΔS_0^\downarrow при варьировании

S^* в РКМ и РРМ. Некоторые расхождения объясняются изменением абсолютной влажности, обусловленным принятым условием сохранения относительной влажности. Облачность почти всегда уменьшает β и θ (при вариациях S^*), т. е. делает модель менее чувствительной.

Увеличение CO_2 характеризуется повышением T_s , $T_{\text{тр}}$ и понижением $T_{\text{ст}}$. Максимальное ΔT_s получается в РКМ с $\Gamma_{\text{ва}}$ в случае безоблачной атмосферы. Связанная с изменением CO_2 модельная

Таблица 7

	Пара-метр	Высота облачного слоя H_c гПа								
		нет	956	550	нет	956	550	нет	956	550
2CO_2	ΔT_s	РКМ, $\Gamma_{\text{ст}}$			РКМ, $\Gamma_{\text{ва}}$			РРМ		
	$\Delta T_{\text{тр}}$	1,4	1,5	1,4	2,1	1,4	1,0	1,5	1,2	1,6
	$\Delta T_{\text{ст}}$	1,3	1,3	1,2	-2,7	1,8	1,5	0,7	0,5	1,3
$0,98S^*$	ΔT_s	-1,5	-1,6	-1,5	-1,1	-0,7	-0,5	-2,5	-2,4	-2,1
	$\Delta T_{\text{тр}}$	-1,8	-1,8	-1,4	-1,5	-1,6	-1,2	-2,1	-1,8	-2,0
	$\Delta T_{\text{ст}}$	-1,6	-1,6	-1,2	-2,4	-2,1	-1,7	-1,4	-1,1	-1,5
2O_3	ΔT_s	-1,3	-1,3	-1,1	-2,0	-1,6	-1,5	-1,3	-1,1	-1,2
	$\Delta T_{\text{тр}}$	0,9	1,0	1,1	0,5	0,7	0,4	0,6	0,9	-0,1
	$\Delta T_{\text{ст}}$	0,8	0,8	1,0	0,7	0,8	0,5	4,0	3,3	1,9
$0,5\text{O}_3$	ΔT_s	6,3	7,3	7,3	6,8	7,8	7,4	9,2	10,1	9,7
	$\Delta T_{\text{тр}}$	-0,8	-0,7	-0,6	0,2	-0,5	-0,3	-0,5	-0,1	0
	$\Delta T_{\text{ст}}$	-0,7	-0,6	-0,5	-5,8	-0,6	-0,4	-3,1	-2,4	-1,4
$0,5\text{O}_3$ в страто- сфере	ΔT_s	-6,0	-6,3	-6,0	-6,5	-7,0	-6,4	-9,5	-9,2	-8,8
	$\Delta T_{\text{тр}}$	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2
	$\Delta T_{\text{ст}}$	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0	0	0,1
2O_3 в тро- посфере	ΔT_s	-2,6	-2,6	-2,5	-1,6	-1,7	-1,6	-3,0	-2,9	-2,8
	$\Delta T_{\text{тр}}$	0,5	0,6	0,4	1,3	0,6	0,4	0,9	0,6	0,5
	$\Delta T_{\text{ст}}$	0,5	0,5	0,4	-4,2	0,8	0,6	2,2	1,7	0,9
		-0,8	-0,7	-0,5	-0,6	-0,9	-0,7	-1,6	-1,1	-1,0

перестройка вертикального распределения температуры приводит к тому, что в РКМ величина $|\Delta F_H^\dagger|$ получается в 5—7 раз меньшим, чем $|\Delta F_H^\dagger|$ при фиксированной температуре, а модельное $|\Delta F_0^\dagger|$, наоборот, получается большим (см. табл. 2 и 5). Объясняется это тем, что стратосфера, в которой формируется основная доля F_H^\dagger , охлаждается.

Основное изменение температуры при варьировании O_3 происходит в стратосфере, что объясняет большие значения θ в табл. 8. Стратосферные эффекты изменения O_3 мало зависят от способа

параметризации Γ в РКМ и от H_c . Наиболее сильные изменения температуры стратосферы происходят в РРМ. Из анализа табл. 7 следует, что при $2O_3$ в стратосфере подстилающая поверхность охлаждается, а при $0,5O_3$ нагревается из-за экранирования КВР озоном. При увеличении (уменьшении) O_3 в 2 раза во всем столбе атмосферы подстилающая поверхность нагревается (охлаждается). Следовательно, парниковый эффект от тропосферного озона

Таблица 8

Модель	Высота облачного слоя H_c гПа					
	нет	956	550	нет	956	550
θ Вт/(м ² ·К)						
$2CO_2$			$0,5CO_2$			
РКМ, $\Gamma_{ст}$	0,07	0,20	0,14	0,13	0,25	0,64
РКМ, $\Gamma_{ва}$	0,14	0,29	0,20	0,23	0,31	0,27
РРМ	0,13	0,25	0,13	0,16	0,21	0,17
$2O_3$ во всем столбе			$0,5O_3$ во всем столбе			
РКМ, $\Gamma_{ст}$	2,3	3,2	3,6	2,0	2,9	3,0
РКМ, $\Gamma_{ва}$	4,2	4,6	7,8	6,0	4,0	6,3
РРМ	3,8	3,7	-3,1	2,8		-
$2O_3$ в тропосфере			$0,5O_3$ в стратосфере			
РКМ, $\Gamma_{ст}$	0,60	0,83	1,0	-8,0	-4,0	-7,0
РКМ, $\Gamma_{ва}$	0,31	0,83	1,3	-5,0	-8,0	-8,0
РРМ	0,56	1,0	0,80	-2,5	-3,5	-4,0
Увеличение S^* на 2%			Уменьшение S^* на 2%			
РКМ, $\Gamma_{ст}$	3,1	2,8	2,7	3,1	2,7	2,6
РКМ, $\Gamma_{ва}$	2,7	3,1	4,1	3,8	3,1	3,8
РРМ	2,7	2,6	2,3	2,7	2,5	2,3
Увеличение β на 2%			Уменьшение β на 2%			
РКМ, $\Gamma_{ст}$	90	85	85	90	90	70
РКМ, $\Gamma_{ва}$	110	80	55	75	80	60
РРМ	105	90	100	105	90	100

преобладает над экранированием солнечного излучения стратосферным озоном. Удвоение озона в тропосфере приводит к охлаждению стратосферы, сравнимому с уменьшением $T_{ст}$ при уменьшении S^* на 2%. При увеличении O_3 тропосферный озон обуславливает приблизительно 50—65% изменения F_0^{\downarrow} . Максимальное изменение F_H^{\uparrow} при варьировании O_3 происходит при высокой облачности.

4. Заключение

«Включение» и «выключение» облачности, а также ее высота существенно влияют на распределение радиационных потоков и притоков тепла. Изменение потоков и притоков тепла при варьировании CO_2 и O_3 зависит от H_c . Однако влияние облачности на изменение радиационных характеристик при варьировании CO_2 и O_3 оказывается количественно примерно на один-два порядка величины меньшим по сравнению с ее прямым влиянием на распределение потоков и притоков радиации.

Полученные оценки чувствительности радиационной схемы позволяют оценить «чистый» вклад вариаций CO_2 , O_3 и S^* в изменение радиационных характеристик климатических моделей, т. е. отделить прямой эффект изменений содержания CO_2 , O_3 и S^* от изменений, связанных с сопутствующими вариациями температуры, альbedo и других параметров.

Изменения тропосферного озона оказывают существенное влияние на термический режим тропосферы и стратосферы.

Автор выражает благодарность И. Л. Каролу за общее руководство и полезное обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиационно-фотохимические модели атмосферы/Под ред. И. Л. Кароля.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.— 191 с.
2. Розанов Е. В., Тимофеев Ю. М., Фролькис В. А. Влияние некоторых малых газовых составляющих на радиационный режим атмосферы в инфракрасном диапазоне//Изв. АН СССР.— Физика атмосферы и океана.— 1981.— Т. 17, № 4.— С. 384—391.

Л. Р. Ракилова

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ СВЯЗИ В СИСТЕМЕ СОЛНЦЕ — АТМОСФЕРА

В рамках трех механизмов (названных нами «химический», «озонный» и «волновой») было исследовано влияние солнечной активности на средний зональный динамический и термический режим мезосферы и стратосферы, осуществляемое через атомарный кислород и озон, на неzonальную структуру полей метеоэлементов в стратосфере и тропосфере в масштабах планетарных волн, на среднюю глобальную температуру тропосферы. Кратко формулируем принципы действия этих механизмов, полученные нами результаты и их теоретическое и экспериментальное подтверждение, полученное позже другими авторами.

1. Приток тепла, названный нами химическим, связанный с рекомбинацией атомарного кислорода, поступающего зимой из ионосферы в мезосферу, может скомпенсировать радиационное выхолаживание мезосферы и внести существенный вклад в ее термический и динамический режим. Это открывает путь для исследования влияния солнечной активности на температуру и циркуляцию зимней мезосферы, так как образование атомарного кислорода в полярной ионосфере может быть связано с полярными сияниями, интенсивность которых зависит от солнечной активности.

Модельные расчеты [3] показали, что разность температур полюс — экватор для зимней мезосферы положительна и увеличивается с ростом солнечной активности. При этом увеличиваются скорости западного потока, меридиональной циркуляции (направленной от летнего полюса к зимнему) и нисходящих движений. Химический приток тепла не оказывает существенного влияния на температуру и циркуляцию летней мезосферы.

Полученные выводы о зависимости от солнечной активности циркуляции в зимней и летней мезосфере впоследствии были подтверждены экспериментальными данными.

Увеличение в зимней мезосфере скоростей зонального и меридионального ветра от минимума к максимуму 11-летнего цикла было получено в [11] по данным за 30-летний период и в [12] по данным за период 1974—1981 гг. (а также в других работах). В летней мезосфере этот эффект значительно слабее [11].

2. Одним из наиболее физически ясных механизмов воздействия солнечной активности на гидротермодинамический режим стратосферы и тропосфере следует считать озонный механизм, первое количественное обоснование которого было дано автором в 1972 г. [2]. В основе этого механизма лежит экспериментально подтвержденное представление о том, что солнечная активность посредством изменения ультрафиолетовой и корпускулярной радиации может влиять на концентрацию озона в атмосфере. Впоследствии это положение было подтверждено теоретически. Теоретические оценки [9, 14, 19 и др.] изменения содержания стратосферного озона в 11-летнем цикле заключены в пределах 5—20 %, экспериментальные — в пределах 8—18 % (данные Петцольда [13], Энджелла и Коршовера [6]). Изменения концентрации озона, вызываемые солнечной активностью, в свою очередь могут вызывать термические и гидродинамические эффекты в стратосфере и тропосфере.

Весьма существенной особенностью озонного механизма является то обстоятельство, что он должен действовать по принципу «спускового крючка», т. е. в нем очень малые в энергетическом отношении изменения потоков солнечной радиации, составляющие не более десятитысячных долей интегральной солнечной постоянной, могут приводить к заметным климатическим эффектам. Таким образом, удастся разрешить один из наиболее трудных вопросов проблемы «солнечная активность — климат и погода», состоя-

щий в энергетическом несоответствии между первоначальными солнечными импульсами и приписываемыми им климатическими эффектами.

Было показано [4], что от минимума к максимуму 11-летнего солнечного цикла в верхней половине летней стратосферы увеличиваются скорости восточного ветра (на несколько м/с), восходящих движений, меридионального переноса от летнего полюса к зимнему. Модельные расчеты в [19] также показали, что порядок изменения скорости зонального стратосферного ветра в 11-летнем цикле составляет несколько м/с. Полученные нами количественные характеристики изменений температуры стратосферы в 11-летнем цикле близки к результатам расчетов других авторов и к фактическим данным. Максимальные изменения температуры равны 5—10 К по нашим расчетам, 5 К — по [10], 6—8 К — по [14], 4—6 К — по экспериментальным данным Энджелла, Коршовера [7] и Квироза [15].

Теоретические оценки вариаций средней приземной температуры, соответствующих экспериментальным характеристикам вариаций в 11-летнем цикле содержания озона в стратосфере, дали следующие результаты: во время минимума активности 1951—1953 гг. температура могла превысить норму на 0,4 К, во время минимума 1962—1965 гг. — на 0,2 К, во время максимума 1957—1960 гг. могла быть ниже нормы на 0,25 К. Эти аномалии сравнимы с изменениями температуры, ожидаемыми к концу текущего столетия в связи с антропогенным увеличением содержания углекислого газа в атмосфере [17].

3. Волновой механизм основан на способности планетарных волн распространяться из тропосферы в верхние слои. Режим планетарных волн существенно зависит от интенсивности зональной циркуляции. Наши расчеты [5, 16] показывают, что изменение интенсивности тропосферной зональной циркуляции влияет на планетарные волны как в тропосфере, так и в стратосфере. Изменение стратосферной зональной циркуляции оказывает небольшое влияние на незональную тропосферную циркуляцию. Поток энергии планетарных волн из тропосферы в стратосферу уменьшается с уменьшением их длины и с увеличением интенсивности стратосферной зональной циркуляции.

По-видимому, интенсивность зимней стратосферной зональной циркуляции может изменяться в течение 11-летних солнечных циклов (одна из причин этого изменения может быть связана с озоновым механизмом) [5, 16].

Из теории планетарных волн следует, что эффекты солнечной активности в незональной циркуляции должны быть наиболее четко выражены в зимний сезон, когда условия прохождения планетарных волн из тропосферы в стратосферу наиболее благоприятны. Этот вывод находится в согласии с результатами многочисленных экспериментальных исследований.

Солнечно-обусловленные эффекты должны иметь сложную пространственно-временную структуру, зависящую от длины пла-

нетарных волн, разную для разных метеоэлементов [5, 16]. В связи с этим следует считать, что обнаруживаемые в экспериментальных исследованиях неоднозначность и неустойчивость проявлений солнечной активности в неzonальных термобарических и динамических полях заложены в природе солнечно-атмосферных связей и поэтому не могут рассматриваться как доказательство отсутствия таких связей.

Влияние солнечной активности на тропосферную неzonальную циркуляцию существенно меньше, чем на стратосферную, и характеризуется величинами, не превышающими межгодовую изменчивость метеоэлементов [16]. Этот же результат позже был получен в [10].

В рамках «волнового» механизма могут быть оценены эффекты долгопериодных изменений солнечной активности. Его действие не распространяется на краткосрочные эффекты (проявляющиеся в тропосфере в первые сутки после солнечных вспышек и геомагнитных бурь). Так, например, в [8] указывается, что механизм вертикального распространения планетарных волн не может объяснить (из-за недостаточности их вертикальной фазовой скорости) краткосрочные тропосферные динамические эффекты геомагнитных бурь. В статье Шурманса [18] отмечается, что краткосрочные эффекты солнечных вспышек должны быть обусловлены действием некоторого самостоятельного механизма, отличного от волнового, составной частью которого может быть конвергенция воздушных течений в стратосфере. Тропосферно-стратосферная циркуляционная система на рис. 8 этой статьи очень похожа на схему конвергентно-дивергентных течений в различных слоях атмосферы, предложенную нами еще в 1951 г. [1] для объяснения краткосрочных динамических эффектов, проявляющихся в тропосфере в первые сутки после вспышек солнечной активности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ракипова Л. Р. О механизме связи между тропосферой и верхними слоями атмосферы//Труды ГГО. — 1951. — Вып. 28(90).
2. Ракипова Л. Р. Влияние вариаций концентрации озона на термический режим атмосферы//Труды I Всесоюз. совещания «Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды». Москва, 1972. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — С. 359—361.
3. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.— 255 с.
4. Ракипова Л. Р. К вопросу о возможности 11-летней цикличности в вариациях стратосферной циркуляции и температуры//Труды ГГО. — 1978. — Вып. 407. — С. 3—9.
5. Ракипова Л. Р. Количественные характеристики возможного влияния внешних факторов на неzonальную структуру полей метеорологических элементов в тропосфере и стратосфере//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 2.— С. 30—39.
6. Angell J. K., Korshover I. Global analysis of recent total ozone fluctuations//Mon. Wea. Rev.—1978.— V. 106.— P. 725.

7. Angell J. K., Korshover J. Recent rocketsonde-derived temperature variations in the western hemisphere//J. Atm. Sci.—1978.—V. 25, N 9.—P. 1758—1764.
8. Bridger A., Stevens D. The dynamical response of the lower atmosphere to upper atmosphere forcing and the sun — weather problem//Archiv Meteorol. Geophys. Biocl.—1983.—SA, V. 32, N 4.—P. 339—352.
9. Callis L. B., Nealy G. E. Solar UV variability and its effect on stratospheric thermal structure and trace constituents//Geophys. Res. Lett.—1978.—V. 5, N 4.—P. 249—252.
10. Callis L. B. e. a. The 11-year cycle: an assessment of thermal wind and planetary wave changes in the middle and lower atmosphere due to UV-flux variations//Weather and Climate responses to solar variations. Boulder, 1983.—626 p.
11. Dartt D. e. a. Sesonal and solar cycle wind variations 80-100 km//J. Atm. terr. Phys.—1983.—V. 45, N 10.—P. 707—718.
12. Gregory J. e. a. Solar cycle variation of mesospheric winds at 52 N//Weather and climate responses to solar variations. Boulder, 1983.—626 p.
13. Paetzold H. K. Variation of the vertical ozone profile over middle Europe from 1951 to 1968//Ann. Geophys.—1969.—V. 25.—P. 347—349.
14. Penner J., Chang J. Possible variation in atmospheric ozone related to the eleven-year solar cycle//Geophys. Res. Lett.—1978.—V. 5, N 10.—P. 817—820.
15. Quiroz K. S. Stratospheric temperatures during solar cycle 20//J. Geophys. Res.—1979.—V. 84, N 65.—P. 2415—2420.
16. Rakiyova L. R. e. a. The influence of external factors on the vertical structure of the planetary wave//Preprint, MASS — JAMAP Assembly. Hamburg, 1981.
17. Rakiyova L. R. Ozone mechanism of the effect of antropogenic factors and solar activity on the thermal and circulation regime of the atmosphere//Proceed. of the Joint Symposium on atmospheric ozone. Berlin, 1977.—V. 2.—P. 319—327.
18. Shurman K. Solar flares effects in atmospheric circulation//Solar-terrestrial influences on weather and climate/Ed. McCormac and T. Seliga. 1979—346 p.
19. Vuppaturu R. Reexamination of 11-year solar cycle effects on stratospheric thermal and chemical structure in a 2-D model//Weather and climate responses to solar variations. Boulder, 1983.—626 p.

Л. Р. Ракипова

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В СТРУКТУРЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН

В [3—6] исследовалось влияние солнечной активности на неzonальную структуру полей метеозлементов. В данной работе оценено влияние озона на изменение вертикальной структуры планетарных волн давления в 11-летнем солнечном цикле и наметчен наиболее эффективный путь влияния солнечной активности на неzonальную циркуляцию атмосферы в рамках волнового механизма. Она является непосредственным продолжением [7]. Система линеаризованных относительно среднего зонального движения уравнений вихря скорости, притока тепла и статики, представленная в [4], при учете сжимаемости атмосферы позволяет получить следующее уравнение для неzonальных флуктуаций давления p , отнесенных к его средним зональным значениям \bar{p} на соответствующих уровнях:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 r}{\partial \sigma^2} + \left[-\frac{1}{4} + \frac{N^2 H^2}{l^2 L^2} \left(1 + i \frac{\alpha}{k(u-c)} \right) \right] r = \\ = \frac{e^{-\sigma/2}}{k(u-c)} \left(\frac{\partial Q}{\partial \sigma} - Q \right) \left(1 + \frac{i\alpha}{k(u-c)} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} r = \frac{p}{p} e^{-\sigma/2}, \quad \frac{1}{L^2} = -k^2 + \frac{\beta}{u-c}, \quad l = 2\omega \sin \varphi, \\ \beta = 2\omega \cos \varphi, \quad Q = \frac{q}{c_p T}, \quad N = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T}. \end{aligned}$$

Здесь $\sigma = z/H$ — относительная высота, отсчитываемая от уровня тропопauses, H — масштаб высоты, u — осредненная по высоте скорость среднего зонального ветра, c — фазовая скорость волны, k — зональное волновое число, α — коэффициент ньютоновского выхолаживания стратосферы, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — географическая широта, q — незональные флуктуации притока тепла к единице массы, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Решение однородного уравнения (1) для стратосферы имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{p_{2,m}(\sigma)}{p(\sigma)} = \frac{p_{0,m}}{p(-\sigma_0)} e^{\frac{1}{2}(\sigma_0 + \sigma)} \times \\ \times e^{\chi \sigma} \frac{\left(\cos n_1 \sigma_0 \cos n_2 \sigma - D \frac{n_2}{n_1} \sin n_1 \sigma_0 \sin n_2 \sigma \right)}{\left[\cos^2 n_1 \sigma_0 + \left(D \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \sin^2 n_1 \sigma_0 \right]}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$D = \frac{H_2[-k^2(u_2 - c) + \beta] (n_1^2 + 1/4)}{H_1[-k^2 u_1 - c) + \beta] [n_2^2 + (\chi - 1/2)^2]},$$

$n = \sqrt{R - \frac{1}{4}}$ — коэффициент преломления планетарных волн, $\chi = -R\alpha/2nk(u-c)$ — коэффициент их поглощения, $R = N^2 H^2 / l^2 L^2$, m — номер сферической гармоники, соответствующий $k = \frac{m(m+1)}{a^2}$ (a — радиус Земли), $p_{0,m}$ — незональная флуктуация давления у земной поверхности ($\sigma = -\sigma_0$), индексы «1» и «2» относятся к тропосфере и стратосфере соответственно.

Частное решение уравнения (1), позволяющее оценить эффекты незональных флуктуаций притоков тепла q в вертикальной структуре планетарных волн, имеет вид

$$\left(\frac{p}{p} \right)_{\text{частн}} = \frac{e^{\sigma/2}}{n} \int_0^{\sigma} f(\xi) \sin n(\sigma - \xi) d\xi, \quad (3)$$

где

$$f(\xi) = \frac{e^{-\xi/2}}{k(u-c)} \left(\frac{\partial Q}{\partial \xi} - Q \right).$$

Полная амплитуда относительного давления может быть представлена в виде суммы трех слагаемых:

$$\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_A + \left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_B + \left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_C,$$

где $\left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_A$ — амплитуда, определяемая безрадиационными условиями (рассчитывается по (2) при $\kappa=0$); $\left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_B$ — амплитуда, определяемая притоками и стоками тепла (рассчитывается по (3)); $\left(\frac{P_{2,m}}{\bar{P}} \right)_C$ — изменение амплитуды, определяемое обратной связью между радиационными притоками (стоками) тепла и температурой (рассчитывается по (2) при $\kappa \neq 0$ и $\kappa=0$).

В [8] эта обратная связь называется внутренним притоком тепла. Притоки (стоки) тепла, определяемые концентрацией радиационно-активных газов и солнечной радиацией, называются внешними.

Ранее нами было показано, что зимой средняя зональная циркуляция в стратосфере в годы максимума 11-летнего солнечного цикла существенно слабее, чем в годы его минимума [4—6]. Для того чтобы убедиться в том, что этот результат неслучаен, были

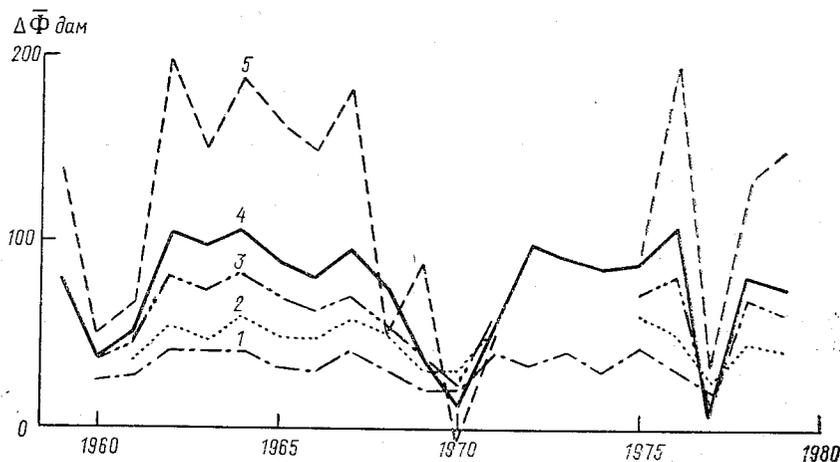


Рис. 1. Межгодовая изменчивость разностей средних зональных значений геопотенциала $\Delta\Phi$ между 45° и 75° с. ш. на разных изобарических поверхностях. Январь.

1 — 500 гПа, 2 — 300 гПа, 3 — 100 гПа, 4 — 50 гПа, 5 — 10 гПа.

рассчитаны разности средних зональных значений геопотенциала $\Delta\Phi$ для января на изобарических поверхностях от 500 до 10 гПа между 45 и 75° с. ш. для всего периода 1959—1979 гг. по тем же данным, что и в работах [4—6]. Такие же расчеты были выполнены для июля. По виду полученных кривых на рис. 1 и 2 можно

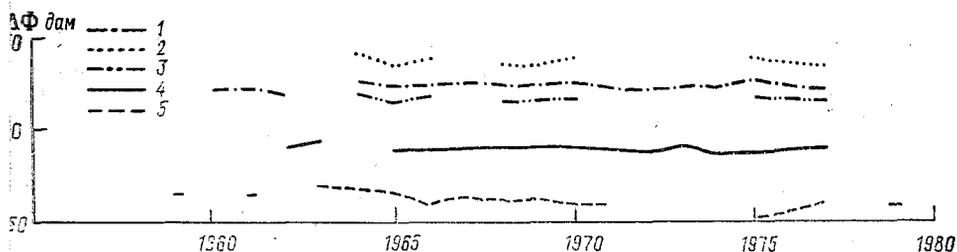


Рис. 2. Межгодовая изменчивость $\overline{\Delta\Phi}$. Июль.

Усл. обозначения см. рис. 1.

сделать вывод о том, что зимой в межгодовом ходе значений $\overline{\Delta\Phi}$ прослеживается 11-летняя периодичность, а летом она отсутствует.

Произведем анализ изменений вертикальной структуры планетарных волн, вызываемых изменением режима зональной циркуляции в 11-летнем солнечном цикле и вклада в эти изменения незональных флуктуаций притоков тепла, связанных с озоном и углекислым газом.

Выбранные нами относительные изменения средней зональной скорости ветра в стратосфере равны 40%. Как показано в [4—6],

Таблица 1

Характеристики изменения вертикальной структуры
1-й планетарной волны относительного давления
при переходе от усиленной к ослабленной зональной циркуляции

(z + 10) км	$\delta(A)$	$\delta(B)$	$\delta(C)$	$\delta(\Delta_{1-0})$	$\delta(\Delta_{2-1})$
10	$0,08 \cdot 10^{-2}$	0	$0,03 \cdot 10^{-2}$	$0,09 \cdot 10^{-2}$	$0,03 \cdot 10^{-2}$
15	-1,03	$0,02 \cdot 10^{-2}$	0,01	0,01	0,04
20	-2,32	0,05	0,06	0,10	0,12
25	-2,61	0,04	0,32	0,84	0,22
30	2,00	-0,07	0,77	0,50	0,30
35	14,30	-0,41	-2,05	-2,00	0,30
40	36,65	-0,91	-2,26	-6,70	-3,70
45	65,60	-1,20	-6,40	-17,00	-4,90
50	88,84	-1,78	-9,75	-29,10	-9,70

такие вариации среднего зонального ветра могут быть заключены в пределах их возможных изменений в 11-летнем цикле. Параметры невозмущенной атмосферы соответствуют условиям зимнего солнцестояния [9]. Расчеты выполнены для $m=1$.

В табл. 1 приведены характеристики изменения 1-й планетарной волны давления при переходе от усиленной к ослабленной зональной циркуляции при безрадиационных условиях $\delta(A)$ и вклады в эти изменения озонных притоков тепла внешних $\delta(B)$ и внутренних $\delta(C)$, а также внутренних притоков тепла, вызываемых современным и удвоенным содержанием углекислого газа в атмосфере $\delta(\Delta_{1-0})$ и $\delta(\Delta_{2-1})$. Подавляющие эффекты углекислого газа в структуре планетарных волн представляются разностями:

$$\Delta_{1-0} = \frac{1}{p} (p_{2,1}|_{[CO_2] \times 1} - p_{2,1}|_{[CO_2] \times 0}),$$

$$\Delta_{2-1} = \frac{1}{p} (p_{2,1}|_{[CO_2] \times 2} - p_{2,1}|_{[CO_2] \times 1})$$

при $[O_3] \times 0$.

При расчетах использованы значения коэффициентов радиационного выхолаживания для углекислого газа α' и фотохимического подавления для озона α'' из [3]; $\delta(B)$ рассчитаны при $q = \text{const}$. Наибольшим изменениям при переходе от минимума к максимуму 11-летнего цикла подвергается безрадиационная структура, а вклады неzonальных флуктуаций притоков и стоков тепла уменьшают эти изменения. При этом выше 35 км по степени уменьшения своего значения эти вклады располагаются в следующем порядке: вклады внутренних углекислых и озонных стоков и притоков тепла, вклад внешних озонных притоков тепла.

Кроме рассмотренных выше возможностей влияния солнечной активности на планетарные волны может быть еще одна, связанная с воздействием непосредственно на озонные внешние притоки тепла изменения озонообразующей ультрафиолетовой солнечной радиации в 11-летнем цикле.

Для расчета этих изменений δq была использована методика, изложенная в [2]. Для зимних условий, для периодов максимума (1957—1960 гг.) и минимума (1962—1965 гг.) солнечной активности получены следующие значения поправочных коэффициентов $N_{\text{макс}}$ и $N_{\text{мин}}$, на которые следует умножить невозмущенные значения q , чтобы получить их возмущенные значения $q_{\text{макс}}$ и $q_{\text{мин}}$:

$(z + 10)$ км	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$N_{\text{макс}}$	1	1	1	1,17	1,10	1,10	1,05	1	1
$N_{\text{мин}}$	1	1	1	0,90	0,94	0,96	0,99	1	1

В табл. 2 приведены результаты расчетов вклада в амплитуду 1-й планетарной волны относительного давления возмущенных озонных притоков тепла и его изменения δO_3 от минимума к мак-

симуму 11-летнего солнечного цикла. Расчеты произведены по (3) при $u = \text{const}$.

Из табл. 2 видно, что изменяющееся в 11-летнем цикле воздействие солнечной ультрафиолетовой радиации на озонные притоки тепла также приводит к уменьшению изменений безрадиационных амплитуд в цикле, но этот эффект существенно меньше наименьшего из радиационных эффектов, вызываемых изменением средней зональной циркуляции (см. табл. 1, $\delta(B)$). Очевидно, возможная неточность параметров α' и α'' не может повлиять на этот результат.

В табл. 3 приведены оценки изменения полной амплитуды планетарных волн в 11-летнем солнечном цикле.

Таблица 2

Вклад возмущенных незоональных притоков тепла в амплитуды 1-й планетарной волны относительного давления

$(z + 10)$ км	Вклад		δO_3
	макс.	мин.	
10	0	0	0
15	$0,02 \cdot 10^{-2}$	$0,02 \cdot 10^{-2}$	0
20	0,07	0,07	0
25	0,11	0,09	$0,02 \cdot 10^{-2}$
30	0,05	-0,01	0,06
35	-0,26	-0,31	0,05
40	-1,10	-0,95	-0,15
45	-2,33	-1,86	-0,47
50	-3,81	-3,01	-0,80

ционных амплитуд в цикле, но этот эффект существенно меньше наименьшего из радиационных эффектов, вызываемых изменением средней зональной циркуляции (см. табл. 1, $\delta(B)$). Очевидно, возможная неточность параметров α' и α'' не может повлиять на этот результат.

Таблица 3

Изменение δ вертикальной структуры амплитуды 1-й планетарной волны p/\bar{p} от минимума к максимуму солнечной активности

$(z + 10)$ км	10	15	20	25	30	35	40	45	50
10%	0,15	-0,86	-2,03	-1,46	2,93	12,83	27,29	44,3	49,22

Таким образом, наиболее эффективно влияние 11-летнего солнечного цикла на незоональную циркуляцию стратосферы может осуществляться через изменение в цикле зональной циркуляции. При теоретических исследованиях этого влияния нельзя ограничиваться рассмотрением только безрадиационных условий, так как радиационные притоки и стоки тепла, внешние и внутренние, оказывают существенное влияние на изменение амплитуд планетарных волн. Без их учета оценки эффектов солнечной активности будут завышены. Возможные изменения незоональных флук-

туаций концентрации озона в солнечном цикле оказывают значительно меньшее влияние на незональную циркуляцию.

Поэтому для построения полной теории влияния солнечной активности на незональную циркуляцию нужно провести теоретическое исследование зависимости от нее зональной циркуляции и в первую очередь меридионального профиля зональных температур, от которого зависит интенсивность зональной циркуляции. Этот профиль определяется наряду с другими факторами зональными распределениями радиационных притоков тепла. Такое исследование позволило бы объединить озонный и волновой механизмы влияния солнечной активности на среднюю атмосферу, принципы действия которых изложены в [1, 4—6], а также дать теоретическую интерпретацию эмпирических результатов, представленных на рис. 1, 2 и в [4, 6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Э. Л. и др. Атмосферный озон и изменения глобального климата. — Л.: Гидрометеониздат, 1982.
2. Ракипова Л. Р. К вопросу о возможности 11-летней цикличности в вариациях стратосферной циркуляции и температуры//Труды ГГО. — 1978. — Вып. 407. — С. 3—9.
3. Ракипова Л. Р. и др. Влияние радиационных источников и стоков тепла на динамическое взаимодействие тропосферы и стратосферы//Труды ГГО. — 1981. — Вып. 458. — С. 3—9.
4. Ракипова Л. Р., Яковлева Н. И. Влияние внешних факторов на вертикальную структуру планетарных волн в тропосфере и стратосфере//Труды ГГО. — 1984. — Вып. 471. — С. 3—8.
5. Ракипова Л. Р. Оценка возможных эффектов солнечной активности в незональной структуре метеоэлементов//Труды ГГО. — 1985. — Вып. 486. — С. 3—7.
6. Ракипова Л. Р. Количественные характеристики возможного влияния внешних факторов на незональную структуру полей метеорологических элементов в тропосфере и стратосфере//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 2. — С. 30—39.
7. Ракипова Л. Р. Оценка радиационных эффектов в структуре планетарных волн//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1987. — Т. 23, № 9. — С. 915—921.
8. Leovy C. Simple models of thermal driven mesospheric circulation//J. Atm. Sci.—1964.—V. 21, N 4.—P. 327—341.
9. Murgatroyd R. The structure and dynamics of the stratosphere//The global circulation of the atmosphere/G. A. Corby, ed. 1963.

В. Г. Кидиярова, И. А. Щерба

О РЕАКЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ПРОЦЕССОВ ТРОПОСФЕРЫ НА ИЗМЕНЕНИЕ ОЗОНА И УРОВНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Согласно [1, 2, 6], солнечная активность влияет на общее содержание озона и его вертикальное распределение, изменяя тем самым температуру, геопотенциал и циркуляцию атмосферы, что

в свою очередь может приводить к изменениям погоды и климата.

В [3] подчеркивается особая роль стратосферы в климатической системе в связи с естественными и антропогенными изменениями ее газового и аэрозольного состава, что приводит к изменению поступления лучистой энергии в тропосферу.

Одним из основных направлений изучения климата является углубление понимания естественных процессов, обуславливающих колебания климата [4, 7]. К числу таких процессов относятся процессы, связанные с генерацией в тропосфере возмущений планетарного масштаба (планетарных волн), формирующих фон, на котором протекают процессы синоптического масштаба [8]. Согласно существующим представлениям [8], под колебаниями климата в глобальном масштабе понимают пространственно-временное изменение амплитуд и фаз планетарных волн, которые определяют совокупность длительных региональных особенностей погоды [5]. Так, например, суровые зимы и засушливые летние сезоны объяснены в [5] развитием блокирующих антициклонов, вызванных аномальным ростом планетарных волн. Исследования планетарных волн, проведенные на большом эмпирическом материале, показали, что межгодовая изменчивость их амплитуд и фаз велика, что обусловлено как процессами генерации, так и условиями их распространения в вышележащие слои атмосферы [7]. Распространение волн (выделенных гармоник возмущения) параметризуется значением и знаком коэффициента прозрачности, зависящего от фоновых, зональных характеристик атмосферы, а так как последние зависят от уровня солнечной активности, то и волновое взаимодействие зависит от уровня солнечной активности.

В настоящей работе исследуется возможность изменения крупномасштабных возмущений барического поля тропосферы при изменении как термоциркуляционного режима стратосферы, так и общего содержания озона. Следуя параметризации неадиабатических факторов, развитой в [9], рассматривается модель воздействия солнечной активности на волновое взаимодействие при учете влияния циркуляции на перераспределение озона. Применяя обычные упрощения теории длинных волн (квазистатику и квазигеострофичность) к уравнениям гидротермодинамики и добавляя уравнение переноса озона, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \nabla^2 \psi' + \beta_1 \frac{\partial \psi'}{\partial x} &= \frac{l}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} w, \\ \frac{dT}{dt} + (\gamma_a - \gamma) w &= \eta \Phi - \alpha T, \\ l \frac{\partial \psi}{\partial z} &= \frac{g}{T} T, \\ \frac{d\varphi}{dt} + \frac{d\bar{\varphi}}{dz} w &= -CT - B\varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где кроме стандартных обозначений введены следующие: ψ — функция тока; $\Phi = n_3/n_m$, n_3 — числовая плотность озона, n_m — молекулярная числовая плотность воздуха; α — коэффициент ньютоновского выхолаживания за счет CO_2 , меняющийся с высотой от $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ ниже 40 км и до $7 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ выше 40 км;

$$B = 4g_3 E e^{-\frac{D}{T}} \frac{\bar{\varphi}}{\bar{n}_2}, \quad C = \frac{1}{2} B \frac{\bar{\varphi}}{T} \left(1 + \frac{D}{T}\right),$$

$$E = 3,55 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3}, \quad D = 3,3 \cdot 10^{30} \text{ К},$$

g_3 , η взяты из [9]; $\bar{\varphi}$, \bar{n}_2 , \bar{T} — значения соответствующих параметров для условий радиационно-фотохимического равновесия;

$$\beta_1 = \frac{dl}{dy} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\rho}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (2)$$

Поскольку рассматриваются только три первые волны, то ограничимся тремя гармониками Фурье, которые подставляем в линейризованную систему уравнений:

$$\begin{pmatrix} \psi' \\ T \\ \omega \\ \varphi \end{pmatrix} = \sum_k \begin{pmatrix} \psi_k \\ T_k \\ \omega_k \\ \varphi_k \end{pmatrix} e^{k_x(x-ct) + ik_y y}. \quad (3)$$

Исключая все амплитуды, кроме амплитуды функции тока ψ_k , получим уравнение ее вертикальной структуры:

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} + \mu_*^2(z) \psi = 0. \quad (4)$$

$\mu_*^2(z)$ — коэффициент преломления атмосферы.

В (4) функция ψ связана с амплитудой геострофической функции тока соотношением ψ_k

$$\psi_k = \frac{1}{F} e^{z/2H} \psi,$$

Вводя обозначение $z = z^* \bar{H}$, где z^* — безразмерная высота, выражение для коэффициента преломления запишем в виде

$$\mu^2 = \mu_*^2 \bar{H} = \frac{R}{(1 - \beta)^2 + \delta^2} \times$$

$$\times \{ [(1 - \beta) + \alpha \delta] + i[\delta - \alpha(1 - \beta)] \} - \frac{1}{4}, \quad (5)$$

где

$$R = L^2 \left(\frac{\beta_1}{u - c} - k^2 \right), \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= B_1 + \frac{\eta_1}{N^2} \frac{g}{T} \frac{d\bar{\varphi}}{dz}, \quad \beta = \eta_1 C_1 + a_1 B_1, \\ \delta &= d_1 + B_1, \quad L = \frac{N}{T} \bar{H}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$F = \frac{-k_x^2(\bar{u}-c)^2 + \eta C + aB + ik_x(\bar{u}-c)a + B}{BN^2 + \eta \frac{Q}{T} \cdot \frac{dF}{dz} + ik_x(\bar{u}-c)N^2}.$$

Параметр L — радиус деформации Россби и определяет характерный масштаб бароклиных волн. Параметры α , β , δ введены за счет учета радиационно-активных составляющих и, как и R , являются также безразмерными:

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{B}{k_x(\bar{u}-c)}, \quad \eta_1 = \frac{\eta}{k_x(\bar{u}-c)}, \\ C_1 &= \frac{c}{k_x(\bar{u}-c)}, \quad a_1 = \frac{a}{k_x(\bar{u}-c)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку в тропосфере поглощение за счет O_3 отсутствует и

$$\eta_1 = C_1 = B_1 = 0 \quad \text{и} \quad \alpha = 0, \quad \beta = 0, \quad \delta = a_1, \quad (9)$$

то

$$\mu_m^2 = \frac{R}{1+i\delta} (1+i\delta) - \frac{1}{4} = \frac{R}{1+a_1^2} (1+ia_1) - \frac{1}{4}. \quad (10)$$

В стратосфере $\mu^2 = \mu_c^2$.

В тропосфере решение записывается в виде суммы падающей и отраженной от тропопаузы волн:

$$\psi_T = A_a e^{-i\mu_T z} + B_a e^{i\mu_T z}. \quad (11)$$

В стратосфере решение записывается в виде уходящей волны:

$$\psi_c = C_a e^{i\mu_c z}. \quad (12)$$

Амплитуды прошедшей и отраженной волн (величины с индексом a) могут быть определены из условий склейки решений на границе раздела.

Коэффициент отражения

$$r = \frac{B_a}{A_a} = \frac{\mu_T - \mu_c}{\mu_T + \mu_c}. \quad (13)$$

Коэффициент прохождения

$$d = \frac{C_a}{A_a} = \frac{2\mu_T}{\mu_T + \mu_c}. \quad (14)$$

$$B_a = r A_a. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (11), получим для функции в тропосфере:

$$\psi_T = A_a(e^{-i\mu_T z} + r e^{i\mu_T z}). \quad (16)$$

Задавая амплитуду падающей волны A_a , получаем из (15), что вертикальная структура волны в тропосфере определяется множителем

$$z = e^{-i\mu_T z} + r e^{i\mu_T z}, \quad (17)$$

так что для определения изменения с высотой относительного возмущения давления в тропосфере следует знать коэффициент отражения r , в котором, согласно (1), содержится информация о свойствах стратосферы и их зависимости от солнечной активности через озон.

Поскольку μ — комплексная величина, то

$$\begin{aligned} \mu_T &= |\mu_T| e^{i\varphi_1}, \quad \mu_c = |\mu_c| e^{i\varphi_2}, \\ r &= |r| e^{i\theta}, \end{aligned} \quad (18)$$

а это означает, в отличие от случая без учета радиационно-активных составляющих, что при отражении и преломлении имеет место изменение не только амплитуды, но и фазы и приводит к изменению вертикальной структуры тропосферной волны.

На подстилающей поверхности возмущение давления задаем в виде волны

$$p'(z)|_{z=-z_T} = p_{0k} \cos [k_x(x - ct) + k_y y],$$

а на высоте z возмущение давления имеет вид

$$p'(z) = \frac{\bar{p}(z)}{\bar{p}(-z_T)} e^{\frac{z+z_T}{2}} p_{0k} \Pi(x, y, z, t),$$

где $\Pi(x, y, z, t)$ зависит от отражающих свойств атмосферы.

Для расчетов были выбраны следующие исходные данные:

$$\varphi_2 = 3,31 \cdot 10^{-6}, \quad d\varphi_1/dz = 0, \quad d\varphi_2/dz = 0,307 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1}.$$

Значения температуры, плотности, зонального ветра на высоте были взяты согласно стандартной атмосферы: $|\Delta p|_0 = 30$ гПа, т. е. 3% от приземного давления.

Рассчитывались относительные отклонения давления $(\Delta p/\Delta p_0)$ на высотах 1—6 км для трех вариантов расчетов. Результаты суммированы в таблице.

1. Вычислялись значения $\Delta p/\Delta p_0$ при различной плотности озона. Из таблицы следует, что увеличение озона вызывает уменьшение отклонения давления в тропосфере, причем эта разность растет с высотой и на высоте 1 км составляет 2% от среднего значения, а на 5 км — 8%, или 0,5 гПа.

Рассчитывались величины $\Delta p/\Delta p_0$ при различных значениях $d\Phi/dz$. Анализ данных показал, что влияние изменения $d\Phi/dz$ на $\Delta p/\Delta p_0$ в тропосфере незначительно.

2. Исследовалось влияние линейных размеров возмущения на отклонение давления в тропосфере — большим длинам волн со-

Относительные отклонения давления ($\Delta p/\Delta p_0$) в процентах по высоте в тропосфере для трех вариантов расчетов

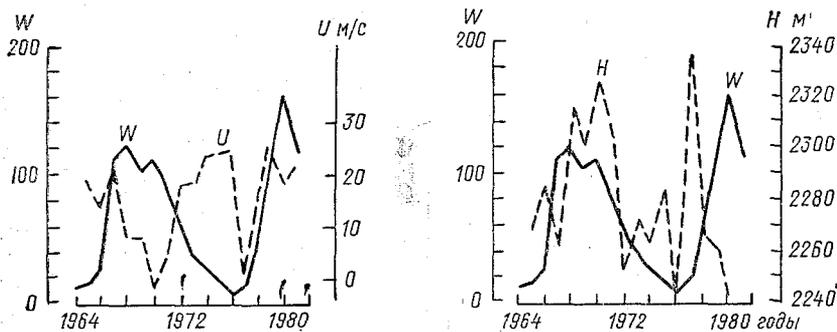
Вариант расчета	Исходные данные	Высота от земной поверхности, км						
		0	1	2	3	4	5	6
При изменении плотности озона	1. $\varphi_2 = 3,31 \cdot 10^{-6}$	100	49,47	30,71	20,64	14,22	9,73	3,92
	2. $\varphi_2 = 5,21 \cdot 10^{-6}$	100	48,95	30,04	19,91	13,48	9,02	3,29
	3. $\varphi_2 = 1,65 \cdot 10^{-6}$	100	49,95	31,34	21,32	14,91	10,41	4,52
При изменении длины волны возмущения	1. $k_2 = 0,146 \cdot 10^{-12}$ $\varphi_2 = 3,31 \cdot 10^{-6}$	100	49,47	30,71	20,64	14,22	9,73	6,43
	2. $k_2 = 0,049 \cdot 10^{-12}$ $\varphi_2 = 3,31 \cdot 10^{-6}$	100	48,95	30,11	20,10	13,22	9,13	5,83
При изменении солнечной активности	1. $u_2 = 15$ $\varphi_2 = 1,65$	100	45,9	26,5	16,7	11,9	9,2	4,75
	2. $u_2 = 7$ $\varphi_2 = 5,21$	100	42,8	23,1	13,4	10,05	7,12	3,15
	3. $u_2 = 7$ $\varphi_2 = 1,65$	100	43,8	24,2	14,6	9,08	6,62	3,46
	4. $u_2 = 11$ $\varphi_2 = 5,21$	100	44,7	25,0	15,2	10,18	7,20	3,91

ответствуют меньшие отклонения давления (см. таблицу), что указывает на лучшее пропускание в стратосферу тропосферных волн.

3. Проводилось исследование влияния солнечной активности на отклонение давления в тропосфере. На рисунке представлены среднеянварские числа Вольфа (W), геопотенциал (H) и зональная циркуляция (u) за период с 1965 по 1981 г. в 20-м и 21-м солнечных циклах, которые соответственно делятся с 1965 по 1975 г. и с 1976 по 1987 г. В 20-м солнечном цикле в высоких широтах ход среднеянварских значений зонального ветра находится в противофазе, а ход геопотенциала повторяет ход среднеянварских чисел Вольфа. Ход среднеянварских значений метеорологических параметров в 21-м солнечном цикле находится в противофазе относительно хода этих величин в 20-м солнечном цикле.

Проводились модельные расчеты по параметрам, взятым для минимума и максимума 20-го и 21-го солнечных циклов. Расчеты

показали, что максимальные отклонения давления наблюдались, когда зональный перенос и озон препятствовали прохождению волн. Это соответствует минимуму 20-го цикла. В максимуме 20-го цикла, когда стратосферный ветер и озон способствуют прохождению волн, получены минимальные отклонения давления.



Междугодовой ход среднеянварских величин в 20-м и 21-м солнечных циклах.

Выводы:

1) изменение общего содержания озона на 50 % приводит к изменению относительного давления с противоположным знаком на 8 % на высоте 5 км;

2) при увеличении линейного размера возмущения в атмосфере величина $\Delta p/\Delta p_0$ уменьшается. Так, величина $\Delta p/\Delta p_0$ для возмущения с волновым числом $n=3$ больше примерно на 35 % на высоте 2 км и на 13 % — на 5 км по сравнению с возмущением для $n=2$;

3) увеличение ветра на 8 м/с и уменьшение общего содержания озона на 50 % относительно среднего значения приводят к увеличению $\Delta p/\Delta p_0$ на высоте 2 км примерно на 14 %, а на высоте 5 км — на 30 %.

Таким образом, на изменение амплитуд планетарных волн тропосферы оказывают влияние как термоциркуляционный режим стратосферы, так и озон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ракипова Л. Р. К вопросу о возможности 11-летней цикличности в вариациях стратосферной циркуляции и температуры//Труды ГГО. — 1978. — Вып. 407. — С. 3—9.
2. Герман Дж. Р., Гольдберг Р. А. Солнце, погода и климат.— Гидрометеониздат, 1981.— 320 с.
3. Кондратьев К. Я. Стратосфера и климат//Итоги науки.— 1981, вып. 6, с. 120.

4. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Козодеров В. В., Хворостьянов В. И. Облака и климат. — Л.: Гидрометеоздат, 1986. — 508 с.
5. Галин М. Б. Устойчивость зональной циркуляции атмосферы в модели с орографией и проблема блокирования//Изв. АН СССР. — Физика атмосферы и океана. — Т. 21, № 6. — 1985. — С. 563—571.
6. Paetzold N. K. Variation of the vertical ozone profile over middle Europe from 1951 to 1968//Ann. Geophys.—1969.— V. 25.— P. 347—349.
7. Scientific Plan for the World climate Reseach: Programme WCRP Publ. Ser. WMO. Geneva, 1984.— N 6.—95 p.
8. Reiter J., Westhorf D. A planetary wave climatology//J. Atm. Sci.— 1981.— V. 38.— P. 732—751.
9. Lindsen R., Goody K. Radiative and Photochemical Processes in Mesospheres: Part I, Models for Radiative and Photochemical Processes//J. Atm. Sci.— 1965.— V. 22, N 4.— P. 341—348.

В. Г. Горшков

ИЗМЕНЕНИЕ ГЛОБАЛЬНОГО КРУГОВОРОТА УГЛЕРОДА

1. Введение

Антропогенная деятельность приводит к перераспределению углерода между четырьмя активными резервуарами: атмосферой (a), наземной частью биосферы (l), ископаемым топливом (f) и океаном (s). Изменение содержания углерода в атмосфере и ископаемом топливе известно с высокой степенью точности [1]. Данные по изменению содержания углерода в наземной части биосферы и океане различаются на порядок величины по различным источникам [2]. В традиционном рассмотрении чистое поглощение углерода океаном в неорганической (s^-) форме вычисляется по различным моделям [1]. Поглощение углерода океаном в органической (s^+) форме до сих пор считалось малым по следующей причине: клеточная продукция океана лимитируется содержанием азота и фосфора и не может увеличиваться с ростом концентрации неорганического углерода в океане. Однако при постоянных концентрациях азота и фосфора возможен рост внеклеточных органических экскреций, не содержащих азота и фосфора [3, 8]. Продуктивность внеклеточных экскреций может достигать максимально наблюдаемой продуктивности океана и существенно превосходить поглощение углерода в неорганической форме. Прямые измерения изменения как неорганического, так и органического углерода в океане в глобальных масштабах пока невыполнимы [7].

Основой рассмотрения, как и всех предшествующих моделей, является наличие стационарного состояния в прединдустриальную эпоху: в отсутствие антропогенного возмущения все чистые потоки углерода (разности экспорта и импорта) между резервуарами обращались в ноль. Океан поглощает углерод через поверхность раздела океан—атмосфера. Чистый поток поглощения, с одной стороны, определяется характеристиками поверхности раздела

и пропорционален разности относительного изменения концентрации CO_2 в атмосфере и поверхностном слое океана. Эмпирически известный коэффициент поглощения (k_{as}) поверхностью раздела не зависит от внутренней структуры океана. Однако глобальное среднее относительного изменения концентрации растворенного CO_2 в океане не известно. С другой стороны, поглощение углерода внутренней частью океана как целого зависит только от относительного изменения концентрации неорганического углерода в поверхностном слое и при малых относительных изменениях пропорционально этому изменению. При этом общий поток внутреннего поглощения разбивается на два параллельных потока: физико-химический и биологический. Физико-химическое поглощение пропорционально относительному изменению концентрации полного растворенного неорганического углерода (включая ионы карбонатов и бикарбонатов), которое для основного изотопа углерода намного меньше по сравнению с изменением концентрации растворенного CO_2 вследствие усиления буферного эффекта. Биологическое поглощение вследствие усиления синтеза внеклеточных экскреций пропорционально относительному изменению концентрации растворенной двуокиси углерода, которая изменяется пропорционально приросту CO_2 в атмосфере. В результате поглощение океана как целого выражается через относительный прирост концентрации растворенного CO_2 в поверхностном слое океана, буферный фактор и две неизвестные константы пропорциональности, которым можно придать смысл коэффициентов неорганического (k^-) и органического (k^+) поглощения (более подробно см. ниже формулу (2)).

Приравнивая друг другу два описанных выше различных выражения для поглощения океаном, можно исключить из рассмотрения неизвестный относительный прирост концентрации растворенного CO_2 в поверхностном слое. При этом полное чистое поглощение углерода океаном оказывается пропорциональным известному относительному приросту концентрации CO_2 в атмосфере. Коэффициент пропорциональности выражается через коэффициенты k_{as} , k^+ и k^- . Такой результат очевиден заранее из общих соображений: чистое поглощение углерода океаном может зависеть только от относительного прироста CO_2 в атмосфере, ибо океан не взаимодействует непосредственно с другими резервуарами. В силу существования стационарного состояния чистое поглощение океаном должно обращаться в ноль при нулевом стратосферном приросте CO_2 и, следовательно, должно быть пропорционально атмосферному приросту при малом его относительном значении [3]. Это свойство должно выполняться в любых моделях. Нетрудно убедиться, что оно действительно выполняется во всех существующих моделях. В различных моделях различаются лишь коэффициенты пропорциональности.

Известные модификации буферного эффекта при поглощении редких изотопов [10] и различие относительного содержания изотопов в разных резервуарах (изотопное фракционирование) при-

водят к тому, что коэффициенты k^- и k^+ при поглощении изотопов ^{12}C , ^{13}C и ^{14}C входят в разных комбинациях. Это позволяет разделить две независимые комбинации коэффициентов k^- и k^+ и общее поглощение океана из уравнения баланса по изменению содержания изотопов ^{13}C и ^{14}C в древесных кольцах и атмосфере и известной скорости прироста концентрации CO_2 в атмосфере. При этом с уровнем достоверности, превышающим 70 %, органическое поглощение оказывается существенно превосходящим неорганическое и определяющим общее поглощение океана.

При таком подходе к решению задачи не требуется использование никаких моделей внутренней структуры океана (деления океана на слои с различной внутренней перемешиваемостью последних, определения первичной продуктивности и деструктивности океана и пр.).

Все предшествующие рассмотрения основывались на моделировании, учете и вычислении только коэффициента k^- и игнорировали возможное существование конечного коэффициента k^+ . При отбрасывании в полученном здесь результате члена, содержащего коэффициент k^+ (т. е. при условии $k^+ \ll k^-$), получается результат предшествующих моделей [1, 9] с малым значением поглощения океана, уровень достоверности которого, однако, оказывается ниже 30 % при существующих погрешностях измерений изменения содержания ^{13}C и ^{14}C и коэффициента поглощения k_{as} поверхностью раздела океан — атмосфера.

Обозначим через m_i изменение массы изотопа v в резервуаре i по сравнению с равновесным прединдустриальным значением. Прединдустриальная масса углерода в атмосфере $M_{a0} = (570 \pm \pm 20)$ Гт С [3]. Введем также относительные величины $x_i = m_i/M_{a0}$ и их производные по времени $\dot{x}_i = (dm_i/dt)/M_{a0}$. Возмущение океана происходит только через поверхность раздела океан — атмосфера за счет прироста CO_2 в атмосфере. Относительный поток углерода в океан x пропорционален разности относительных приростов концентрации CO_2 в атмосфере $x_a = \Delta[\text{CO}_2]_a/[\text{CO}_2]_{a0}$ и океане $x = \Delta[\text{CO}_2]/[\text{CO}_2]_0$ ($[\text{CO}_2]_0$ и $\Delta[\text{CO}_2]$ — равновесная концентрация и ее прирост в океане, $[\text{CO}_2]_{a0} = [\text{CO}_2]_0/\beta$, $\Delta[\text{CO}_2]_a$ — то же в атмосфере, β — растворимость CO_2 в океане) [1]:

$$\dot{x}_s = k_{as}(x_a - x), \quad (1)$$

где коэффициент k_{as} известен из прямых измерений: $k_{as} = (0,13 \pm \pm 0,02)$ год $^{-1}$ [1]. Концентрация CO_2 в атмосфере измеряется с 1958 г. [8]. Благодаря высокой степени перемешиваемости атмосферы среднеглобальное значение x_a известно с относительной точностью порядка нескольких процентов. Несмотря на высокую степень точности локальных измерений x , его глобальное значение неизвестно (оно варьирует в пространстве и во времени с изменением знака, превосходя по абсолютному значению x_a [7]).

Океан может поглощать углерод: 1) в неорганическом виде за счет физико-химических процессов, причем поток неорганиче-

ского поглощения (индекс «-») может зависеть только от относительного изменения суммарной концентрации неорганического углерода в поверхностном слое: $x_{\Sigma} = \Delta[\sum \text{CO}_2]/[\sum \text{CO}_2]_0$ [6], где $[\sum \text{CO}_2] = [\text{CO}_2] + [\text{HCO}_3^-] + [\text{CO}_3^{2-}]$; 2) в органическом виде за счет биологических процессов, поток органического поглощения (индекс «+») может зависеть только от x [8]. При малых x и x_{Σ} имеем (см. [6])

$$\dot{x}_s = k^- x_{\Sigma} + k^+ x, \quad (2)$$

где k^- и k^+ — положительные константы с размерностью обратного времени. Константа k^- может быть вычислена в различных моделях [6, 9], константа k^+ ранее не вводилась. Для редких изотопов углерода ${}^{\nu}\text{C}$ (индекс ν всюду используется только для изотопов ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{C}$ и опускается для изотопа ${}^{12}\text{C}$) имеем:

$$\dot{{}^{\nu}x}_s = k_{as}({}^{\nu}x_a - {}^{\nu}x), \quad (1')$$

$${}^{\nu}\dot{x}_s = {}^{\nu}k^- {}^{\nu}x_{\Sigma} + {}^{\nu}k^+ x, \quad {}^{\nu}k^{\pm} = k^{\pm}(1 - {}^{\nu}\sigma^{\pm}), \quad (2')$$

где ${}^{\nu}\sigma^{\pm}$ — поправки на изотопное фракционирование. Поправка для k_{as} мала в сравнении с поправками ${}^{\nu}\sigma^+$ и ${}^{\nu}\sigma^-$ [4], поэтому она опущена. Биологическое поглощение изотопов пропорционально x (а не ${}^{\nu}x$), ибо биота не может реагировать на изменение концентрации редких изотопов [6]. Величина $k^- \equiv k_{\Sigma} [\text{CO}_2]/[\sum \text{CO}_2]$, где k_{Σ} определяется процессами турбулентной диффузии и одинаково для всех изотопов. Поэтому ${}^{\nu}\sigma^-$ определяется относительной разностью ${}^{\nu}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ в $[\text{CO}_2]$ и $[\sum \text{CO}_2]$. Согласно измерениям [4], имеем ${}^{13}\sigma^- = -9\%$. Величина ${}^{\nu}\sigma^+$ определяется относительной разностью ${}^{\nu}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ в биоте и окружающей среде. Согласно данным [7, 9], ${}^{\nu}\sigma^+$ в океане близко ${}^{\nu}\sigma_l$ для биоты суши: ${}^{13}\sigma^+ = 0,9{}^{13}\sigma_l$, ${}^{13}\sigma_l = (18 \pm 1)\%$.

В силу буферного характера изменения CO_2 в океане имеем [10]:

$$x_{\Sigma} = x/\zeta, \quad {}^{\nu}x_{\Sigma} = {}^{\nu}x - x + x_{\Sigma}, \quad (3)$$

где $\zeta = (10 \pm 1)$ — экспериментально полученный буферный фактор. Второе соотношение (3) носит название уравнения Болина — Эриксона [10]. Оно есть следствие одинаковой зависимости отношения $[\text{CO}_2]/[\sum \text{CO}_2]$ от x для редких и основного изотопов углерода [11]. В силу (3) для редких изотопов удобно перейти к переменным ${}^{\nu}Z_i = {}^{\nu}x_i - x_i$. Для ископаемого топлива ($i=f$) и биосферы ($i=l$) ${}^{\nu}Z_i = {}^{\nu}\sigma_i x_i$, где ${}^{\nu}\sigma_i$ — относительная разность ${}^{\nu}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ в резервуаре i и атмосфере (a). Для биосферы последнее равенство выполняется после того, как изотопный состав наиболее активной, но малой по массе быстрооборотной части биоты

приходит в приближенное равновесие по изотопному составу с окружающей средой. Согласно измерениям (вследствие биогенного происхождения ископаемого топлива), имеем $^{13}\sigma_f \approx ^{13}\sigma_i$ [7]. Для атмосферы ${}^{\nu}Z_a = \Delta\delta^{\nu}C_a$, где $\delta^{\nu}C_a$ — относительная разность отношений ${}^{\nu}C/^{12}C$ в атмосфере и международном стандарте [1, 9].

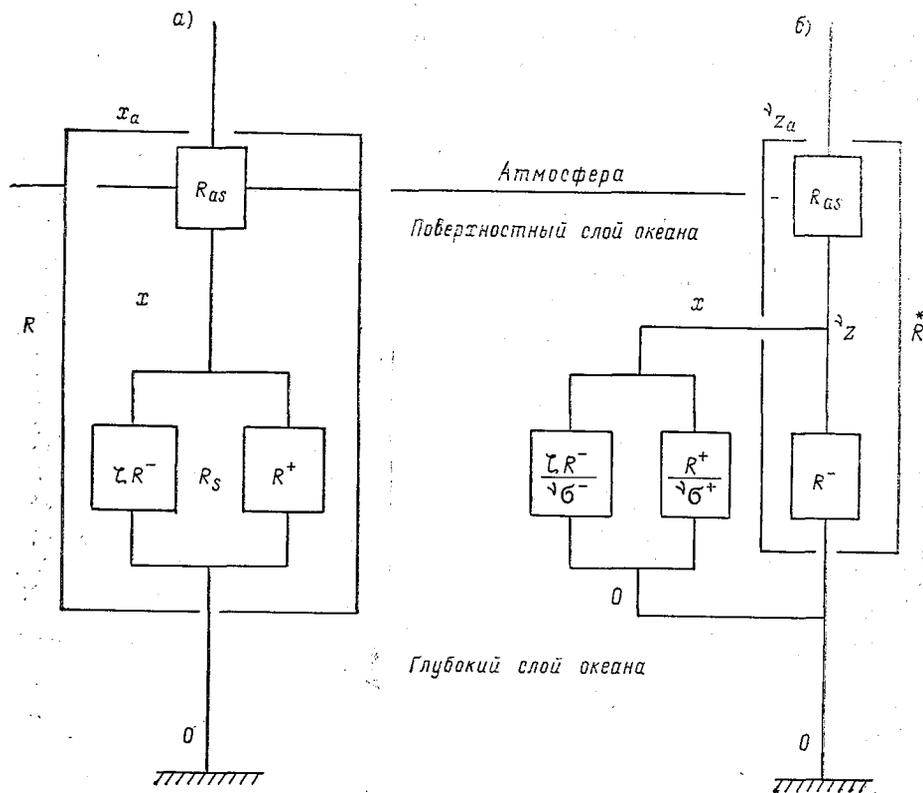


Рис. 1. Схема поглощения углерода океаном.

a — поток поглощения основного изотопа, b — поток поглощения редких изотопов.
 $R_i = (hk_i)^{-1}$ — сопротивления, $h = 12$ км — толщина атмосферы при ее концентрации только над океаном, x и x_a — относительный прирост концентраций $^{12}CO_2$ в океане и атмосфере, ${}^{\nu}z = {}^{\nu}x - x$, ${}^{\nu}z_a = {}^{\nu}x_a - x_a$, где ${}^{\nu}x$ и ${}^{\nu}x_a$ — то же для редких изотопов ${}^{\nu}C$; ${}^{\nu}\sigma^{\pm}$ — поправки на изотопное фракционирование при переходе CO_2 в ΣCO_2 (${}^{\nu}\sigma^-$) и при связывании CO_2 в органическом веществе биоты (${}^{\nu}\sigma^+$).

Изменение $\Delta\delta^{\nu}C_a$ может быть заменено изменением $\Delta\delta^{\nu}C$ (без индекса «а») в древесных кольцах [9]. Уравнения (1), (2), (1'), (2') и (3) аналогичны уравнениям для линейных электрических цепей (рис. 1), где роль потенциалов играют x и ${}^{\nu}Z$, а роль нагрузок — k_{as}^{-1} , $(k^{\pm})^{-1}$.

В силу закона сохранения вещества в сумме всех резервуаров имеем:

$$\dot{x}_a + \dot{x}_l + \dot{x}_f + \dot{x}_s = 0, \quad \nu \dot{Z}_a + \nu \dot{Z}_l + \nu \dot{Z}_f + \nu \dot{Z}_s = 0. \quad (4)$$

Исключая x и x_s из уравнений (1), (2) и (1'), (2') с помощью отпощений (3), можно выразить \dot{x}_s и $\nu \dot{Z}_s$ через x_a и $\nu \dot{Z}_a$ соответственно. Представляя полученные таким образом выражения для \dot{x}_s и $\nu \dot{Z}_s$ в (4), окончательно имеем:

$$\dot{x}_a = -\dot{x}_f - \dot{x}_l - k x_a, \quad (5)$$

$$\nu \dot{Z}_a = \nu \sigma_f \dot{x}_f + \nu \sigma_l \dot{x}_l - \overset{*}{k} \nu \dot{Z}_a + \nu \sigma k x_a, \quad (6)$$

где введены обозначения:

$$\left. \begin{aligned} k &\equiv (k_{as}^{-1} + k_s^{-1})^{-1}, \quad k_s = k^- / \zeta + k^+, \\ \overset{*}{k} &\equiv (k_{as}^{-1} + (k^-)^{-1})^{-1}, \quad k^\pm > 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\nu \sigma \equiv \left(\overset{*}{k} / k^- k_s \right) (\nu \sigma^- k^- / \zeta + \nu \sigma^+ k^+). \quad (8)$$

Константы k^- и k^+ в (8) могут быть выражены через константы k и $\overset{*}{k}$ (7). Константы $\overset{*}{k}$ и k в (6) могут быть найдены из эмпирических данных для двух редких изотопов ($\nu=13$ и 14). Ископаемое топливо не содержит ^{14}C , поэтому для $\nu=14$ имеем $^{14}\sigma_f=1$, в то время как $^{14}\sigma_l \sim ^{14}\sigma \ll 2 \cdot 10^{-2}$. Отбрасывая в (6) члены, пропорциональные $^{14}\sigma_l$ и $^{14}\sigma$, имеем

$$\Delta \delta^{14}\text{C} = \dot{x}_f - \overset{*}{k} \Delta \delta^{14}\text{C}. \quad (9)$$

Уравнение (9) позволяет определить $\overset{*}{k}$ из данных об изменении $\Delta \delta^{14}\text{C}$ в древесных кольцах. Это сделано в [3]. Согласно [3], имеем $\overset{*}{k} = (0,10 \pm 0,02)$ год $^{-1}$. Для изотопа $\nu=13$ все члены в уравнении (6) одного порядка величины. Константа k может быть выражена с помощью (6) через измеримые величины в следующем виде:

$$Z \equiv \frac{k}{k_{as}} = \frac{1 - aY}{1 - bY}, \quad (10)$$

$$Y \equiv \frac{\zeta}{c^+ - c^-}, \quad b \equiv 1 + X(1 - c^+), \quad X \equiv \frac{k_{as}}{\overset{*}{k}} - 1,$$

$$c^\pm \equiv \frac{^{13}\sigma^\pm}{^{13}\sigma_l}, \quad a \equiv \frac{-\delta^{13}\text{C} - \overset{*}{k} \Delta \delta^{13}\text{C} - ^{13}\sigma_l \dot{x}_a}{^{13}\sigma_l \overset{*}{k} x_a}. \quad (11)$$

Согласно приведенным в тексте значениям, имеем: $X=0,1\pm 0,3$; $c^+=0,9\pm 0,2$, $c^-=-0,5\pm 0,1$. Величина $\delta^{13}\text{C}=\delta^{13}\text{C}_a$ измерялась непосредственно в атмосфере [9, 11]. Для величины $\Delta\delta^{13}\text{C}$ в древесных кольцах имеем две статистики: для отдельно стоящих деревьев (ОСД) и всех деревьев (ВД) [9]. Для ОСД $\bar{a}=0,33\pm 0,04$,

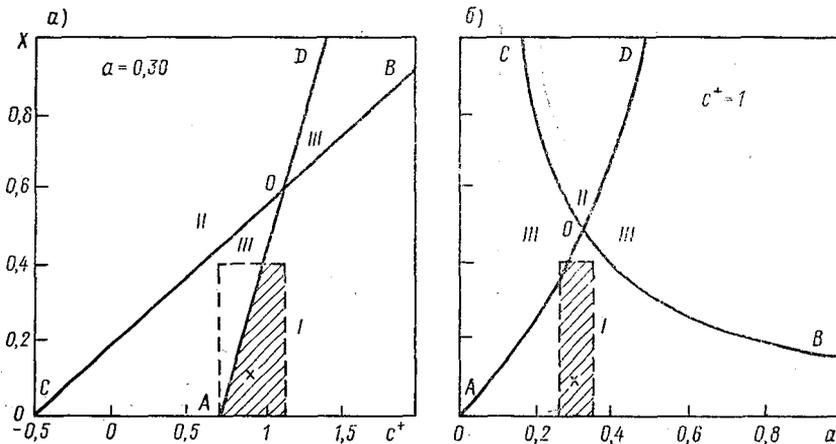


Рис. 2. Области допустимых значений Z.

a — переменные (X, c^+) , b — переменные (X, a) . Линии $CB z=0$ ($aY=1$) и $AD z=1$ ($a=0$), см. (10). Области I и II — области допустимых значений $0 \leq z < 1$; III — область недопустимых значений $z < 0$, $z > 1$. Кресты — средние значения для отдельно стоящих деревьев. Заштрихованы области стандартных отклонений переменных, заштрихованные области лежат вне области II и линии CB , где возможны значения z , близкие к нулю; $\zeta=9$.

для ОСД $a_{\max} \approx 1$ [9]. В силу положительности констант k^- и k^+ из (7) имеем $0 \leq Z \leq 1$, т. е. $a > 0,2$.

Области допустимых значений $0 \leq Z \leq 1$, удовлетворяющих условию (7) проанализированы на рис. 2 и 3. Эмпирические погрешности величин c^+ и a имеют порядок 10% и много меньше погрешности X , имеющего порядок 300%. Средние значения переменных (X, c^+) и (X, a) обозначены на рис. 2 крестами. Заштрихованный четырехугольник, включающий отклонения от средних значений на одно стандартное отклонение по переменной X и на два стандартных отклонения по переменным c^+ и a , расположен целиком в области I, примыкающей к линии AO . Величины отклонений от средних значений для Z и k в заштрихованном четырехугольнике лежат в следующих пределах:

$$Z \leq 0,92 \pm 0,08, \quad k \leq (0,10 \pm 0,03) \text{ год}^{-1}. \quad (12)$$

При нормальном распределении величин X , c^+ и a в заштрихованный четырехугольник попадает более 70% всех возможных

значений переменных, т. е. уровень достоверности результата более 70 %.

Для статистики ОСД в область II, примыкающую к линии CO , попадает менее 30 % возможных значений переменных. (Число значений переменных, примыкающих к линиям OD в II и OB в I,

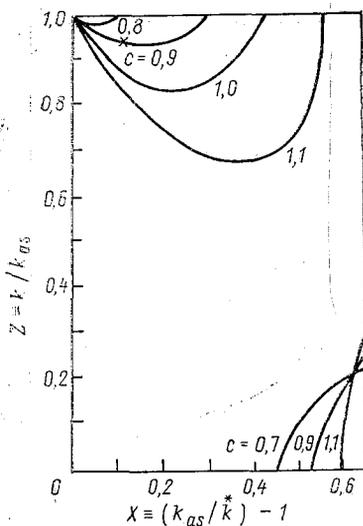


Рис. 3. Зависимость $Z = k/k_{as}$ от $X = k_{as}/k$ для отдельно стоящих деревьев. Верхний пучок линий — z в области I (см. рис. 2), нижний пучок линий z в области II. Средние значения z (отмечены крестом) при $X=c$ и $c^{\pm} = c^{\pm}$.

мало и им можно пренебречь.) Поэтому с уровнем достоверности менее 30 % имеем запрещенные значения

$$0 < Z \leq 0,14, 0 < k \leq 0,015 \text{ год}^{-1}. \quad (13)$$

Для статистики ВД с уровнем достоверности, большим 90 %, имеем:

$$Z < 0, k < 0. \quad (14)$$

Следовательно, во всех случаях с уровнем достоверности, большим 70 %, коэффициенты k и k^{\pm} совпадают (см. [3]). Используя (12) и (14) в уравнении (5), а также данные для \dot{x}_j , x_a и \dot{x}_a [1, 3], получаем для выбросов из биоты m_i в 1980 г. значение $12 \text{ Гт С/год} \geq \dot{m}_i \geq 4 \text{ Гт С/год}$.

Таким образом, анализ данных по распределению изотопов ^{13}C и ^{14}C приводит к выводу о быстром изменении масс наземной

и океанической частей биосферы при приближенном сохранении стационарности органического углерода в биосфере в целом (рис. 4).

Автор благодарен Б. Р. Болину, К. Я. Кондратьеву и С. Г. Шерману за критику и обсуждения.

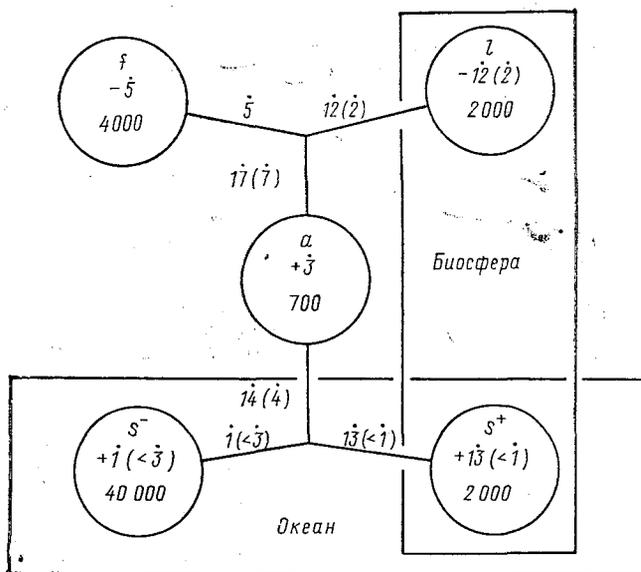


Рис. 4. Изменение содержания углерода в различных резервуарах (обозначения резервуаров в тексте).

Цифры внутри блоков — запас углерода в Гт С [1]. Цифры с точками внутри блоков и на линиях — чистые потоки углерода в Гт С/год [3]. В скобках приведены данные результатов работ [1, 9], см. (13).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горшков В. Г. Изменение массы органических резервуаров биосферы по данным об изотопном составе древесных колец//ДАН СССР.— Т. 284, № 6.— 1985. — С. 1485—1488.
2. Горшков В. Г. Возможная роль биоты океана в глобальном углеродном балансе//Океанология.— 1984.— Т. 24.— С. 453—459.
3. Килинг Ч. Д. Цикл двуокси углерода//Химия нижней атмосферы/Ред. С. Расул. М.: Мир, 1976.
4. A box diffusion model to study the carbon dioxide exchange in nature./ Н. Oeschger, U. Siegenthaler, U. Schotterer, A. Guglman//Tellus.— 1975.— V. 27.— P. 168—192.
5. A deconvolution of the tree ring based ^{13}C record/T.-H. Peng, W. S. Broecker, H. D. Freyer, S. Trumbore//J. Geophys. Res.—1983.— V. 88, N 6.— P: 3609—3620.
6. Changes in the carbon content of terrestrial biota and soils between 1860 and 1980: a net release of CO_2 to the atmosphere/R. W. Houghton, J. E. Hobbie, J. M. Melillo e. a.//Ecological Monogr. V. 53. 1983.—P. 235—262.

7. Degens E. T., Kempe S., Spitzg A. Carbon dioxide: a biological portrait//The handbook of environmental chemistry. V. 1, part C/O. Hutziger, Ed.—Berlin: Springer Verlag, 1984.—P. 127—215.
8. Fate of fossil fuel, carbon dioxide and the global carbon budget/W. S. Broecker, T. Takahashi, H. L. Simpson, T.-H. Peng//Science.—1979.—V. 126.—P. 409—418.
9. Keeling C. D., Bacastow R. B., Tans P. P. Predicted anofting the $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ Ratio of atmospheric carbon dioxide//J. Geophys. Res. Lett.—1980.—V. 7.—P. 505—508.
10. Siegenthaler U., Munnich K. O. $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ fraction during CO_2 transfer from air to sea/B. Bolin, Ed.//Carbon cycle modelling, SCOPE 16, Chicheater: Wiley, 1981.
11. Williams P. M., Gordon L. T. Carbon-13: carbon-12 ratios in dissolved and particulate organic matter in the sea//Deep Sea Res.—1970.—V. 17, N 1.—P. 19—27.

Е. И. Хлебникова, И. А. Салль, Е. Е. Сибир

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫБРОСОВ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ АНАЛИЗА ИЗМЕНЕНИЙ КЛИМАТА

1. В настоящее время можно указать сотни работ (см., например, [3]), посвященных исследованию изменений климата по фактическим данным. Большинство таких работ базируется на данных о температуре воздуха, поскольку именно по этому элементу существуют наиболее длительные ряды наблюдений. При этом, как правило, анализируются лишь средние значения метеорологического элемента для достаточно больших регионов (например, для северного полушария в целом). Вместе с тем в последние годы наметилась тенденция к расширению круга статистических параметров климатической системы, используемых для диагноза текущего климата [5, 6]. В частности, в Гидрометцентре СССР выполнено эмпирическое исследование связанных областей превышения метеорологическим полем заданного уровня (очагов тепла и холода), т. е. пространственных характеристик выбросов [7] метеорологических полей, на основании которого делаются серьезные выводы об особенностях современного климата.

Следует, однако, заметить, что даже при рассмотрении изменений средних значений температуры воздуха возникает множество методических вопросов, приводящих к различной интерпретации имеющихся исходных данных [4, 14]. Поэтому нетривиальным является вопрос о возможности применения пространственных характеристик выбросов метеорологических полей для диагноза текущего климата, в частности при изучении термического режима больших регионов.

Для получения значимых выводов о нестационарности или неоднородности метеорологических полей на основе эмпирического анализа данных о выбросах необходимо прежде всего обладать априорной информацией об общих свойствах этих статистических

характеристик и влиянии специфики метеорологических данных на определяемые характеристики выбросов.

В данной работе проанализированы общие закономерности пространственных характеристик выбросов гауссовских полей и проиллюстрирована возможность применения полученных результатов для климатологических целей.

2. С точки зрения теории случайных функций задача оценки статистических характеристик выбросов двумерных полей относится к весьма сложным проблемам [15], до сих пор не нашедшим своего решения. Насколько нам известно, в литературе не содержится сведений, которые позволяли бы выполнить теоретическую оценку даже самых простых статистических характеристик выбросов для произвольного уровня. Поэтому для изучения основных закономерностей пространственных характеристик выбросов естественно было использовать метод статистического моделирования. В данной работе приведены результаты, полученные на основе моделирования однородных гауссовских полей с корреляционными функциями, имеющими различную степень гладкости в нуле (рассматривались корреляционные функции, имеющие две-три производные, а также бесконечно дифференцируемая в нуле функция). Для моделирования таких полей применялась как точная процедура рекурсивного типа [13, 16, 17], так и приближенный способ скользящего суммирования бесвязного поля, коэффициенты которого находились с использованием преобразования Фурье заданной корреляционной функции.

На основе моделированных данных выполнялся расчет характеристик выбросов с последующей статистической обработкой. При этом под выбросом поля f , заданного в некоторой области $D \in R^2$, вверх через уровень C понималась любая связная область Ω , такая что $f(x, y) \geq C \forall (x, y) \in \Omega$. Из характеристик выбросов выделим на данном этапе следующие: $S_1(j) = \int_j dx dy$ — площадь j -го выброса, N — число выбросов на данной реализации, $S = \sum_{j=1}^N S_1(j)$ — суммарная площадь выбросов на реализации.

Не останавливаясь на методических вопросах, связанных с выбором целесообразной дискретности данных и размера области, приведем некоторые результаты, отражающие самые общие закономерности пространственных характеристик выбросов, не зависящие от корреляционной функции конкретного поля.

На рис. 1а дана зависимость от относительного (измеренного от нормы m в долях стандарта σ) уровня C , среднего на единицу площади числа выбросов. В качестве единицы площади использовалась величина $Q = (\| -r_{ij}''(\vec{0}) \|)^{-1/2}$, где r — корреляционная функция поля. Такой выбор единицы площади обеспечивает сравнимость и возможность обобщения результатов для разных корреляционных функций. На этом же рисунке дана зависимость среднего числа выбросов одномерного процесса на промежутке дли-

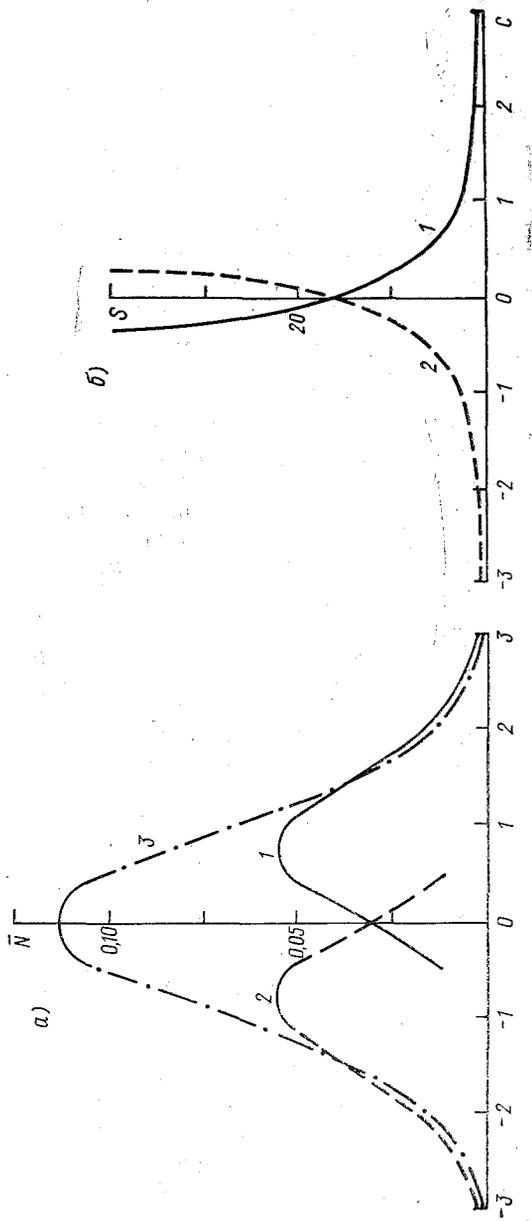


Рис. 1. Зависимость характеристик выбросов от уровня C .

a — среднее число выбросов (\bar{N}), b — средняя площадь выбросов (S); 1 — двумерный случай, выбросы вверх; 2 — двумерный случай, выбросы вниз; 3 — одномерный случай.

ной \sqrt{Q} . Особенности представленных кривых являются характерными и знание их имеет существенное значение для понимания закономерностей характеристик выбросов реальных метеорологических полей.

В одномерном случае для любого уровня C значения числа выбросов вверх и вниз совпадают, поэтому на рисунке для этого случая дана одна кривая 3. Зависимость 3 симметрична относительно нуля и имеет максимум при $C=0$.

В двумерном случае число выбросов вверх через уровень C также равно числу выбросов вниз через $-C$. Однако при этом зависимость числа выбросов от уровня C имеет следующие особенности. Для любого C (кроме $C=0$) число выбросов вверх через уровень (кривая 1) отлично от числа выбросов вниз через тот же уровень (кривая 2). Зависимости 1 и 2 практически симметричны по отношению к максимуму, который смещен относительно нуля и находится в области положительных значений C для выбросов вверх и отрицательных значений C для выбросов вниз; при этом $|C|=0,7\dots 0,8$. Наличие экстремумов приводит к сложному характеру систематических погрешностей определения числа выбросов, вызванной ошибкой в задании нормы. При значениях C , таких что $|C|>1$, кривые 1 и 2 близки к соответствующим участкам кривой 3. Следовательно, ориентировочное представление о числе выбросов случайного поля через достаточно высокие уровни могут дать известные теоретические оценки числа выбросов [9] для одномерного случая.

На рис. 1б дана зависимость средней площади выбросов от уровня C . Эта зависимость также имеет две ветви. При рассмотрении выбросов вверх лишь через положительные уровни, а выбросов вниз через отрицательные уровни наибольшее значение площади выбросов достигается при $C=0$. Особенностью представленных кривых, однако, является их резкое возрастание при переходе через норму (в отрицательную область C для выбросов вверх и в положительную область для выбросов вниз). Это свойство приводит к высокой чувствительности площади выбросов через $C=0$ даже к небольшим сдвигам нормы.

Анализ устойчивости оценок числа выбросов показал, что, несмотря на монотонное убывание стандарта σ_N числа выбросов с увеличением уровня, отношение σ_N/\bar{N} убывает лишь до некоторого значения C , близкого к $C=1$, после чего начинается монотонное возрастание σ_N/\bar{N} . Минимум в ходе σ_N/\bar{N} достигается недалеко от значения C , при котором наблюдается максимум в зависимости $\bar{N}(C)$. С увеличением уровня дисперсия числа выбросов σ_N^2 приближается к \bar{N} , что дает основание предполагать пуассоновский характер распределения числа выбросов для высоких уровней.

При проведении численных экспериментов изучались распределения числа и индивидуальной площади выбросов для различных уровней, максимальных значений в области выброса, а так-

же некоторые другие статистические характеристики выбросов. При этом обращалось внимание на возможность применения асимптотических оценок [12] для высоких уровней (2σ и выше).

Полученные результаты могут быть использованы как при априорной оценке характеристик выбросов однородных гауссовских метеорологических полей, так и при интерпретации эмпирических данных о пространственных характеристиках выбросов с целью установления климатических закономерностей и выявления значимых изменений климата.

3. Остановимся прежде всего на оценке средних значений характеристик выбросов полей температуры воздуха для описания особенностей многолетнего климатического режима. Поскольку метеорологические поля являются пространственно-неоднородными как по отношению к норме, так и по отношению к дисперсии, при использовании характеристик выбросов для более полного освещения климатического режима естественно рассматривать их через относительные уровни, определяемые в долях среднего квадратического отклонения исходного поля от нормы. При этом и нормы, и средние квадратические отклонения должны рассчитываться путем осреднения соответствующих величин по тому же периоду, по которому оцениваются средние значения характеристик выбросов. В противном случае мы рискуем получить большие систематические погрешности, которые различаются по знаку и размеру в зависимости от уровня и типа характеристики, что может привести к обнаружению ложных климатических закономерностей.

В таблице даны относительные систематические погрешности определения двух характеристик выбросов: среднего числа \bar{N} и средней индивидуальной площади \bar{S} . Погрешности $\Delta\bar{N} = \tilde{\bar{N}} - \bar{N}$ и $\Delta\bar{S} = \tilde{\bar{S}} - \bar{S}$ обусловлены использованием при расчетах нормы \tilde{m} , отличающейся от истинного среднего значения m на величину $+0,15\sigma$ (здесь σ — стандарт исходного ряда).

Из этой таблицы видно, что при таком задании нормы средние

Систематические погрешности (%) определения характеристик выбросов при использовании нормы $\tilde{m} = m + 0,15\sigma$

Выбросы вниз			Выбросы вверх		
c	$\frac{\tilde{\bar{N}} - \bar{N}}{\bar{N}}$	$\frac{\tilde{\bar{S}} - \bar{S}}{\bar{S}}$	c	$\frac{\tilde{\bar{N}} - \bar{N}}{\bar{N}}$	$\frac{\tilde{\bar{S}} - \bar{S}}{\bar{S}}$
0	-23 (3,3)	+54 (17,5)	0	+23 (4,8)	-29 (9,8)
-0,5	-13	+35	0,5	+8	-23
-1,0	+4 (6,0)	+20 (3,4)	1,0	-10 (5,7)	-18 (2,3)
-1,5	+15	+15	1,5	-15	-13
-2,0	+35 (3,8)	+4 (1,0)	2,0	-20 (2,4)	-13 (0,7)

значения индивидуальной площади выбросов вниз через отрицательные уровни всегда завышены по сравнению с истинными значениями этой величины и превышают рассчитываемые средние значения индивидуальной площади через положительные уровни, которые, в свою очередь, всегда определяются с отрицательной ошибкой. Однако значения погрешностей (и разности в оценках для выбросов вниз и вверх) различны для разных уровней и уменьшаются с увеличением уровня. Особенно же велика разность в оценках площади выбросов вверх и вниз для уровня, равного норме, причем при завышении нормы с наибольшей систематической погрешностью определяется средняя площадь выброса вниз через норму, т. е. средняя площадь отрицательных аномалий. Это связано с тем, что число выбросов в сторону нормы убывает с увеличением уровня гораздо быстрее, чем число выбросов в сторону от нормы, и приводит к резкому возрастанию площадей выбросов вниз через положительные уровни.

Погрешности в определении числа выбросов в какую-либо сторону через разные уровни различаются не только по величине, но и по знаку. Как видно из таблицы, при таком оценивании среднее число областей с положительными аномалиями (число выбросов вверх через уровень $C=0$) оказывается всегда больше, чем число областей с отрицательными аномалиями. Для высоких уровней ($C\pm 2$) соотношение противоположное: число областей с интенсивными отрицательными аномалиями много больше, чем с положительными. И, наконец, для уровней $C=\pm 1$ обе оценки оказываются достаточно близкими к истинному значению и разность в оценках невелика. С наибольшей относительной погрешностью определяется число областей с интенсивными отрицательными аномалиями.

Заметим, что именно такая картина дана в [7] при описании особенностей многолетнего режима применительно к очагам положительных и отрицательных аномалий температуры воздуха в зоне умеренных широт северного полушария. Для сравнения в табл. I в скобках приведены значения величин \bar{N} и \bar{S} для средней месячной январской температуры воздуха, заимствованные из [7]. Анализ этих данных говорит о том, что обнаруженные количественные различия в характеристиках выбросов вверх и вниз вполне могут быть объяснены систематическими погрешностями, обусловленными отклонением выбранной нормы от среднего значения выборки.

4. Поскольку характеристики выбросов метеорологических полей зависят как от среднего и дисперсии изучаемого поля, так и от его более сложных статистических параметров (для гауссовских полей — от особенностей корреляционной функции), возможно, вообще говоря, двойное использование характеристик выбросов при анализе нестационарных процессов: во-первых, характеристики выбросов можно рассматривать как дополнительную информацию при изучении закономерностей временного хода среднего и дисперсии; во-вторых, исходя из установленных зако-

номерностей в ходе среднего и дисперсии, можно анализировать особенности изменения характеристик выбросов, отражающие временные изменения в тонкой структуре поля.

Остановимся, прежде всего, на первом этапе. На рис. 2 наглядно изображены тренды характеристик выбросов (среднего числа N_t , суммарной площади Ω_t и средней индивидуальной площади S_t), обусловленные изменением во времени среднего значения m_t и среднего квадратического отклонения σ_t . Рисунок 2 а относится к случаю, когда скорость изменения среднего значения

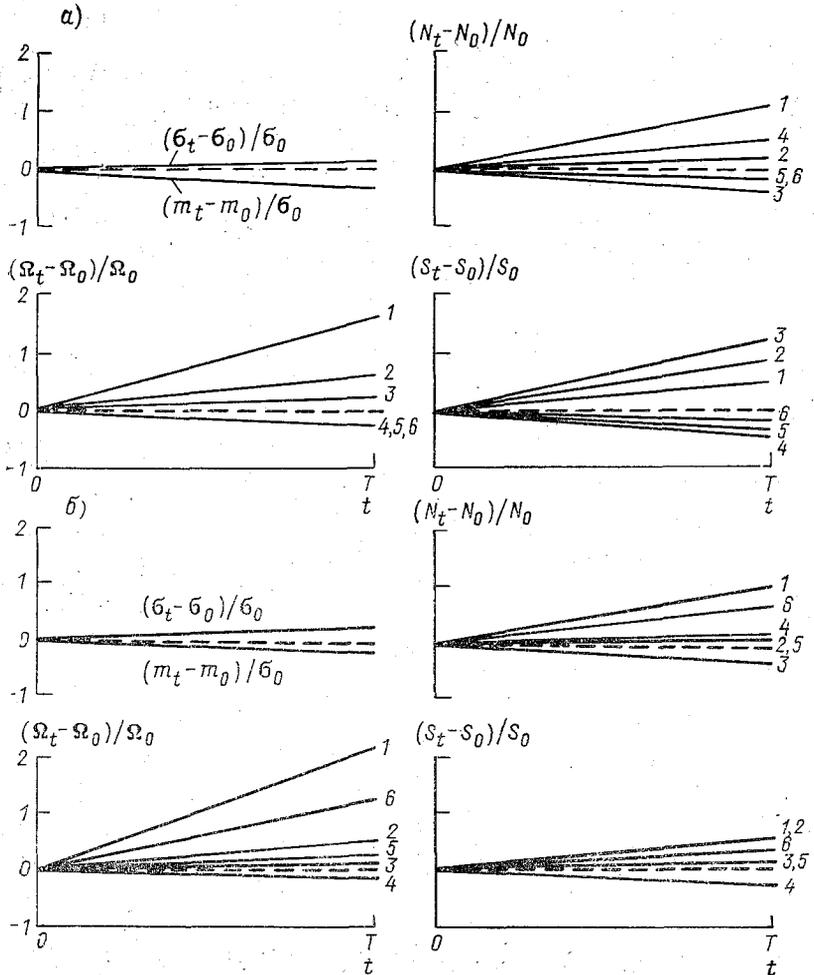


Рис. 2. Тренды характеристик выбросов, обусловленные изменением нормы m_t и стандарта σ_t .

а) $|\Delta m| > |\Delta \sigma|$; б) $|\Delta m| < |\Delta \sigma|$
 1) $C = -2$; 2) $C = -1$; 3) $C = -0$; 4) $C = +0$; 5) $C = +1$; 6) $C = +2$.

больше скорости изменения стандарта, а рис. 2 б — к случаю, когда $|\Delta m| < |\Delta \sigma|$.

Из этих рисунков хорошо видно, что знаки трендов различных характеристик зависят как от вида характеристики, так и от уровня. Сопоставление рис. 2 а и 2 б показывает также, что на знак тренда влияет и соотношение между скоростью изменения среднего и дисперсии. Действительно, увеличение дисперсии всегда приводит к росту и числа, и площади интенсивных аномалий обоих знаков (при этом с точки зрения теории выбросов, интенсивными аномалиями естественно называть такие, которые по абсолютному значению превышают уровни, соответствующие наибольшему числу выбросов (см. рис. 1 а). Между тем изменение среднего по-разному сказывается на характеристиках положительных и отрицательных аномалий, усиливая или уменьшая эффект влияния дисперсии. Из рассмотренных на рис. 2 трендов не зависят (по знаку) от соотношения между m_t и σ_t и всегда сопутствуют отрицательному тренду m_t лишь отрицательный тренд N_t вниз через норму, Ω_t и S_t — вверх через норму, и положительный тренд N_t вверх через норму, а Ω_t и S_t — вниз через норму. Положительному тренду m_t соответствуют аналогичные утверждения для характеристик выбросов в противоположную сторону. Рост характеристик интенсивных аномалий какого-либо одного знака — признак преимущественного влияния изменения среднего; если такой рост имеет место для обоих знаков, то это дает основания для проверки гипотезы о сильном влиянии тренда дисперсии.

Вместе с тем для установления реальной чувствительности характеристик выбросов к трендам нормы и дисперсии полезно проведение дополнительных статистических экспериментов (с использованием метода статистического моделирования) по выявлению трендов характеристик выбросов с оценкой их значимости для различных объемов выборки. При этом необходимо иметь в виду, что такое обнаружение трендов существенно осложняется неравноточностью данных, так как наличие тренда средних значений неизбежно приводит к тренду вторых моментов.

Анализ приведенных в [7] данных об изменении во времени характеристик выбросов температуры воздуха над северным полушарием в течение последних 30 лет безусловно свидетельствует о наличии сдвига нормы и дисперсии относительно исходных значений, причем, если судить по данным об интегральной площади выбросов, $|\Delta m| > |\Delta \sigma|$ и $\Delta m < 0$. Вместе с тем изменение во времени числа выбросов говорит о преимущественном влиянии вторых моментов. Такое противоречие может создать впечатление о перестройке во времени тонкой структуры процесса. Заметим, однако, что наблюдаемый по данным об интегральной площади выбросов сдвиг стандарта составляет в среднем около 5% и вполне объясняется спецификой используемого банка данных в узлах регулярной сетки [10]. Поэтому наиболее правдоподобной представляется гипотеза о совокупном влиянии изменения вторых моментов, проявляющемся не только в росте стандарта (за счет

уменьшения влияния интерполяции), но и в ослаблении корреляции (также вследствие уменьшения влияния интерполяции — см. [10, 11]). Для проверки этой гипотезы необходимо получение детальных количественных оценок влияния на характеристики выбросов искажения корреляции поля за счет интерполяции.

5. В заключение остановимся еще на одном вопросе, касающемся проблемы интерпретации данных об изменении термического режима и имеющем непосредственное отношение к характеристикам выбросов температурных полей, а именно на вопросе определения вероятностей сильных аномалий поля в больших регионах.

В ежемесячно публикуемых данных по мониторингу климата [8] приводятся карты вероятности непревышения аномалии средней месячной температуры воздуха для северного полушария, на которых выделены выбросы через уровни, «теоретическая» оценка вероятности непревышения которых составляет 95 и 99 %. Поскольку на каждой карте реально обнаруживаются такие «маловероятные» выбросы, эти данные интерпретируются как показатель специфичности, сильной аномальности температурного поля, не укладывающегося в рамки нормального распределения. Между тем для этого нет никаких оснований, так как оценки вероятностей непревышения, равные 95 и 99 %, полученные как процентиля гауссовского распределения, могут быть отнесены лишь к наблюдениям в фиксированной точке.

При оценке вероятности непревышения заданного уровня не в точке, а в какой-либо области (или на каком-либо промежутке времени) целесообразно исходить из асимптотики числа выбросов через высокие уровни [1]. Для однородных гауссовских полей, удовлетворяющих некоторым условиям гладкости, при определении значения уровня S_α вероятность непревышения которого в заданной области больше или равна $1-\alpha$, может быть использовано уравнение

$$VD_m C^{m-1} \exp(-C^2/2) = \alpha,$$

где V — объем рассматриваемой области в R^m ,

$$D_m = \left[\left\| -r_{ij}''(\vec{0}) \right\| / (2\pi)^{m+1} \right]^{1/2}.$$

Выполним приближенную оценку уровня S_α для средней месячной температуры воздуха в январе в зоне 35—80° с. ш. Такая оценка может быть осуществлена на основе эмпирических данных о характеристиках выбросов, содержащихся в [7].

Действительно, как следует из работ [2, 12], асимптотическая формула для числа выбросов, позволяющая оценить величину S_α , обеспечивает хорошую аппроксимацию точных значений уже при $C=2,0...2,5$. Анализ результатов многолетнего обобщения [7] интегральной площади выбросов средней месячной январ-

ской температуры воздуха показывает, что использованное при обработке значение нормы отличается от среднего значения за рассмотренный период на величину $0,15\sigma$. Следовательно, для приближенной оценки D_2 в (1) может быть использовано приведенное в [7] значение числа выбросов для уровня $C=2$, отнесенное к уровню $C=2,15$. Расчеты дают $D_2 \approx 1/10^7$ км².

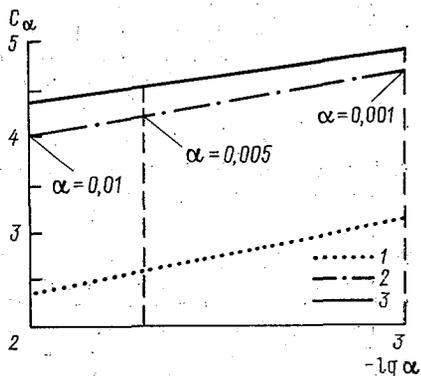


Рис. 3. Высота уровня C_α , вероятность непревышения которого в заданной области, равна $1-\alpha$ (январь, средняя месячная температура воздуха).

1 — фиксированная точка, 2 — зона 35—80° с. ш. 3 — северное полушарие.

Заметим, что возможность применения результатов [1], относящихся к однородным гауссовским полям, к полю средней месячной температуры воздуха подтверждается хорошим согласованием теоретически предсказываемого и фактического соотношения между числом очагов сильных аномалий тепла и холода. Действительно, как следует из асимптотических оценок, для достаточно высоких уровней C_1 и C_2 отношение числа выбросов $\bar{N}(C_1)$ к числу выбросов $\bar{N}(C_2)$ не зависит от корреляционной функции поля и равно $\exp((C_2^2 - C_1^2)/2)$. Следовательно, отношение числа очагов интенсивных ($|C| > 2$) аномалий тепла к числу очагов холода для средней месячной январской температуры воздуха (см. таблицу) с учетом поправок на искажение за счет сдвига нормы ($|\Delta m| = 0,15\sigma$) должно быть равно $\exp((1,85^2 - 2,15^2)/2) \approx 0,6$, что идеально согласуется с полученным эмпирическим значением.

Рисунок 3, на котором дана зависимость от α высоты уровня C_α , вероятность непревышения которого в заданной области равна $1-\alpha$, наглядно демонстрирует различие в оценках вероятностей появления крупных аномалий в фиксированной точке и в больших регионах. В частности, при $\alpha=0,01$ значение уровня C_α , вероятность непревышения которого в зоне 35—80° с. ш. не меньше 0,99, оказывается равным примерно 4,0, что намного больше соответствующего значения, полученного из гауссовского распределения, равного 2,35.

Приведенные оценки полезно учитывать при установлении степени аномальности конкретных реализаций температурных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев Ю. К. Распределение максимума случайного поля и его приложение к задачам надежности//Изв. АН СССР. — Техн. кибернетика. — 1970. — № 2. — С. 77—84.
2. Беляев Ю. К., Носко В. П., Окулова С. С. О границах применимости некоторых асимптотических формул для характеристик однородных гауссовских случайных полей//Выбросы случайных полей. — М.: МГУ. — 1972. — Вып. 29. — С. 41—49.
3. Винников К. Я. Чувствительность климата. — М.: Гидрометеиздат, 1986. — 224 с.
4. Винников К. Я. К вопросу о методике получения и интерпретации данных об изменении приземной температуры воздуха северного полушария за период 1881—1975 гг.//Метеорология и гидрология. — 1977. — № 9. — С. 110—114.
5. Груза Г. В., Ранькова Э. Я. Данные о структуре и изменчивости климата. — Обнинск, ВНИИГМИ—МЦД, 1979. — 203 с.
6. Груза Г. В., Ранькова Э. Я. Структура и изменчивость наблюдаемого климата. Температура воздуха северного полушария. — Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 72 с.
7. Груза Г. В., Ранькова Э. Я., Семенюк Е. Н. Климатическая изменчивость крупномасштабных аномалий температуры воздуха в северном полушарии//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 5. — С. 67—79.
8. Данные мониторинга климата. Северное полушарие: Бюллетень. М., 1985. — 13 с.
9. Каган Р. Л., Федорченко Е. И. К расчету вероятности выброса нормальной последовательности//Труды ГГО. — 1975. — Вып. 348. — С. 69—77.
10. Каган Р. Л., Хлебникова Е. И. О влиянии густоты сети станций на характеристики изменчивости интерполированных значений//Метеорология и гидрология. — 1981. — № 5. — С. 39—47.
11. Каган Р. Л., Хлебникова Е. И. О нарушении однородности метеорологических полей при их интерполяции//Труды ГГО. — 1983. — Вып. 466. — С. 3—18.
12. Носко В. П. Исследование выбросов случайных процессов и полей: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1970. — 13 с.
13. Огородников В. А. Моделивание стационарных гауссовских векторных рядов с заданной корреляционной структурой//Методы и алгоритмы статистического моделирования. Новосибирск, ВЦ СОАН, 1983. — С. 17—26.
14. Рубинштейн Е. С. Некоторые замечания к статье И. И. Борзенковой, К. Я. Винникова, Л. П. Спириной, Д. И. Стехновского «Изменение температуры воздуха северного полушария за период 1881—1975 гг.»//Метеорология и гидрология. — 1977. — № 9. — С. 106—109.
15. Случайные процессы. Выборочные функции и пересечения. Сер. Математика. Новое в зарубежной науке. — М.: Мир, 1978. — 280 с.
16. Талахадзе М. В. Оценки коэффициентов линейной регрессии с конечным числом параметров//Математические методы в экономических исследованиях. — Тбилиси: Мецниераба, 1979. — С. 117—129.
17. Dugbin J. The fitting of time-series models//Rev. Inst. Int. Stat.—1960.— V. 28, N 3. — P. 233—244.

РАЗЛОЖЕНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПОЛЕЙ НА КОСОУГОЛЬНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В МЕТЕОРОЛОГИИ

Разложение процессов и полей на составляющие является одним из основных элементов анализа эмпирических данных. Наибольшее распространение сейчас получил метод разложения по эмпирическим ортогональным функциям (э. о. ф.), который находит широкое применение не только в метеорологии, но также в геофизике, космофизике, биологии и т. д. По мнению Н. А. Багрова, использование этих функций позволяет ослабить влияние искусственности, возникающей в той или иной мере при любом разложении [1].

Исследования, выполненные М. И. Фортус [8, 9], показывают, однако, что анализ э. о. ф. аналогичен спектральному анализу. Следовательно, полностью избежать влияния искусственности в данном методе не удается.

Одной из причин этого является условие ортогональности составляющих, не имеющее ясного физического смысла. В данной работе предлагается метод разложения случайных процессов на компоненты, метрика которых определяется матрицей ковариаций случайного процесса. Это позволяет более качественно решать задачи факторного анализа и классификации данных.

Основная идея факторного анализа состоит в предположении, что корреляция между значениями случайного процесса объясняется наличием небольшого числа простых линейно независимых переменных (простых факторов) [2], т. е. выборка случайного процесса имеет вид

$$\bar{x} = \sum a_j \bar{x}_{0j} + \bar{x}_\Phi, \quad (1)$$

где \bar{x}_{0j} — j -й фактор, \bar{x}_Φ — случайный фон.

Условие некоррелированности факторов записывается следующим образом:

$$\overline{a_j a_k} = \sigma_j^2 \delta_{jk}, \quad (2)$$

где δ_{jk} — символ Кронекера, σ_j^2 — факторная дисперсия.

Факторы \bar{x}_{0j} можно искать, используя вместо значений случайного процесса коэффициенты ковариации между ними. В матричной форме связь между коэффициентами ковариации и факторами имеет вид

$$B = X_0 P X_0' + P_\Phi, \quad (3)$$

где B — ковариационная матрица случайного процесса, X_0 — матрица, в строках которой размещены простые факторы, P — диагональная матрица ковариаций амплитуд факторов, P_Φ — ковариационная матрица фона.

Предположим, что $P_{\Phi} = 0$. Для нахождения матрицы X_0 из уравнения (3) необходимо дополнительное условие (в методе э. о. ф. таковым является условие ортогональности X_0). Предположим, что аналогично (3) можно записать еще одно уравнение, но с другой матрицей ковариаций амплитуд факторов. Тогда мы будем иметь систему матричных уравнений

$$\left. \begin{aligned} B &= X_0 P X_0' \\ B_1 &= X_0 P_1 X_0' \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

которая может быть решена относительно матрицы факторов X_0 .

Элементарные матричные преобразования приводят систему (4) к уравнению на собственные векторы отношения матриц B и B_1 :

$$X_0^{-1} (B B_1^{-1}) X_0 = P P_1^{-1}. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) не представляет технических трудностей. Получаемые векторы являются ортогональными в метрике, определяемой матрицей B_1 [5].

Физически условие (4) означает существование двух режимов воздействия факторов с различной степенью устойчивости. При этом в одном режиме от выборки к выборке амплитуда факторов меняется более сильно, чем в другом. Это условие не кажется очень жестким. Действительно, влияние одних и тех же факторов может меняться, например, в зависимости от сезона, типа циркуляции и т. п. Имея данные, полученные при различных условиях, можно оценить эти факторы.

Наличие фона в реальных задачах приводит к несовпадению собственных векторов отношения ковариационных матриц и простых факторов процесса, но зато снимает вырождение матриц ковариации в тех случаях, когда число факторов меньше размерности процесса.

Для оценки характера возникающих искажений в модельном приближении было рассмотрено влияние «белого шума» с различными дисперсиями на векторы, удовлетворяющие уравнению (5). Простые факторы задавались произвольно и имели вид, изображенный на рис. 1а. Ковариационные матрицы B и B_1 строились по формуле (3). При этом диагональные элементы матриц B и B_1 были приняты соответственно следующими: 500, 450, 400, 350, 300; 50, 100, 150, 200, 250. Дисперсии белого шума изменялись от 1 до 700. На рис. 1б изображены собственные векторы отношения матриц B и B_1 для дисперсий шума 1, 10, 100, 300, 700. Видно, что с усилением шума увеличиваются отличия собственных векторов от факторов процесса, наиболее сильные искажения соответствуют минимальным значениям отношений дисперсий амплитуд факторов. В то же время факторы, наиболее изменчивые по дисперсии амплитуды, определяются достаточно точно даже при относительно большом шуме.

Определенные преимущества данный метод разложения имеет и для классификации эмпирических данных. Задачей классификации является, как известно, выделение однородных совокупностей объектов одинаковой природы. Классификация включает две основные процедуры [5, 7]: 1) выделение характерных признаков

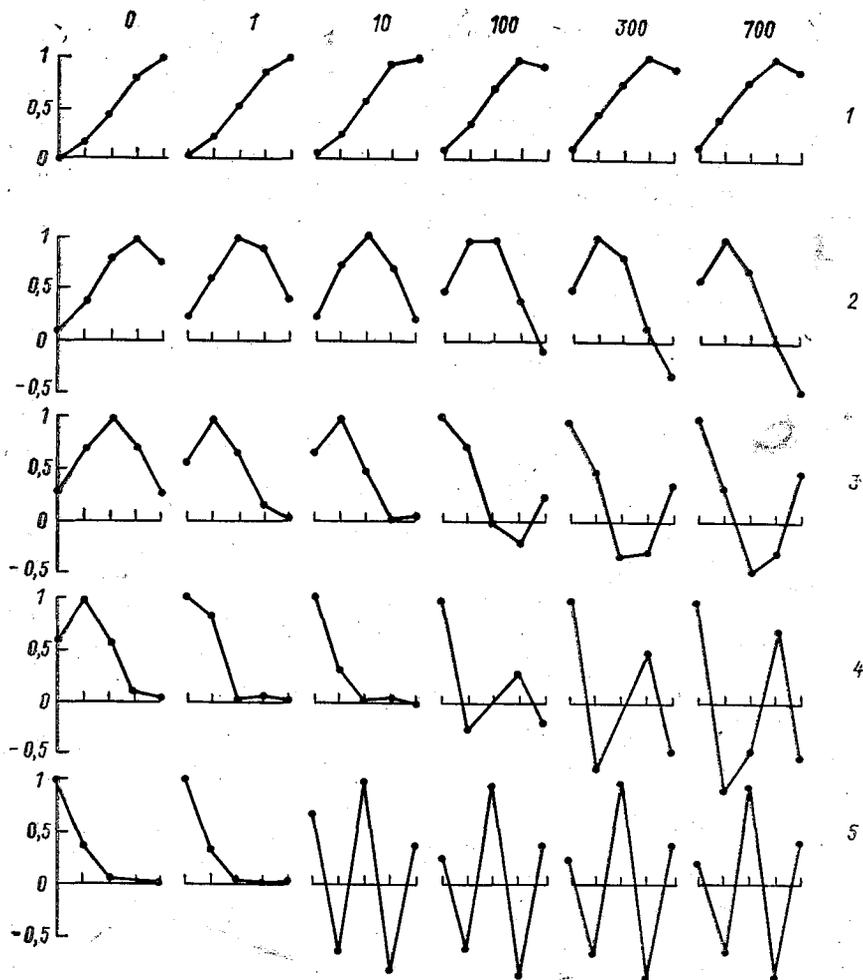


Рис. 1.

отличия объектов или групп объектов из исходных данных (мерномония), 2) отыскание оптимальных решающих правил для разбиения множества объектов на группы (таксономия).

Рассмотрим критерий для нахождения системы координат, выделяющей в «сжатой» форме наиболее существенные признаки отличия между двумя группами выборок. Этот критерий можно записать в виде

$$\frac{\sum_i (\bar{x}_{1i}, \bar{x}_0)^2}{\sum_i (\bar{x}_{2i}, \bar{x}_0)^2} = \max, \quad (6)$$

где $\bar{x}_{1i}, \bar{x}_{2i}$ — выборки, принадлежащие соответственно первой и второй группам, \bar{x}_0 — нормированные векторы искомой системы координат. Согласно критерию (6), в n -мерном евклидовом пространстве отыскиваются направления $\{\bar{x}_0\}$, проекции на которые векторов, соответствующих выборкам одной группы, наиболее сильно отличаются от проекций векторов другой группы.

Нетрудно показать, что отношение (6) сводится к отношению Рэлея

$$\frac{(\bar{x}_0, B\bar{x}_0)}{(\bar{x}_0, B_1\bar{x}_0)} = \max, \quad (7)$$

экстремум которого достигается на векторах, удовлетворяющих уравнению (5) [4, 6].

Разбивая различным образом массив выборок на две группы и определяя для них отношение Рэлея, можно найти наилучшее разделение, т. е. выделить оптимальным образом классы выборок и признаки их отличия.

Все приведенные выше результаты относятся только к одномерным случайным процессам. При анализе случайных полей приходится использовать дополнительные предположения.

Обозначим через $\{x_{1i}\}$ и $\{x_{2i}\}$ две последовательности метеорологических полей, которые могут быть заданы, например, наборами синоптических карт. Если значения полей заданы в узлах сетки, элементы последовательностей представляют собой матрицы.

Аналогично предыдущему будем искать такое матричное разложение полей, которое выделяло бы признаки отличия между этими двумя последовательностями. Для этого воспользуемся критерием, обобщающим критерий (6):

$$\frac{\sum_i (X_{1i} \times X_0)^2}{\sum_i (X_{2i} \times X_0)^2} = \max, \quad (8)$$

где символами $(X_{1i} \times X_0)$ и $(X_{2i} \times X_0)$ обозначены свертки $\sum_{k,j} x_{1ikj} x_{0kj}$, $\sum_{k,j} x_{2ikj} x_{0kj}$. Матрицы X_0 , удовлетворяющие условию (8), образуют «координатный базис», выделяющий признаки отличия двух последовательностей метеополей.

В общем виде уравнение (8) сложно для решения. Рассмотрим частный случай матриц разложения, элементы которых можно представить в виде произведения

$$x_{0ij} = x_{0i}y_{0j}, \quad (9)$$

и предположим, что случайные вариации поля по каждой из координат происходят независимо. Тогда матрицы ковариаций поля распадаются на произведения матриц по каждой из координат. В этом случае отношение (8) сводится к произведению отношений Рэлея

$$\frac{(\bar{x}_0, B_x \bar{x}_0)}{(\bar{x}_0, B_1 \bar{x}_0)} \frac{(\bar{y}_0, B_y \bar{y}_0)}{(\bar{y}_0, B_1 \bar{y}_0)} = \max. \quad (10)$$

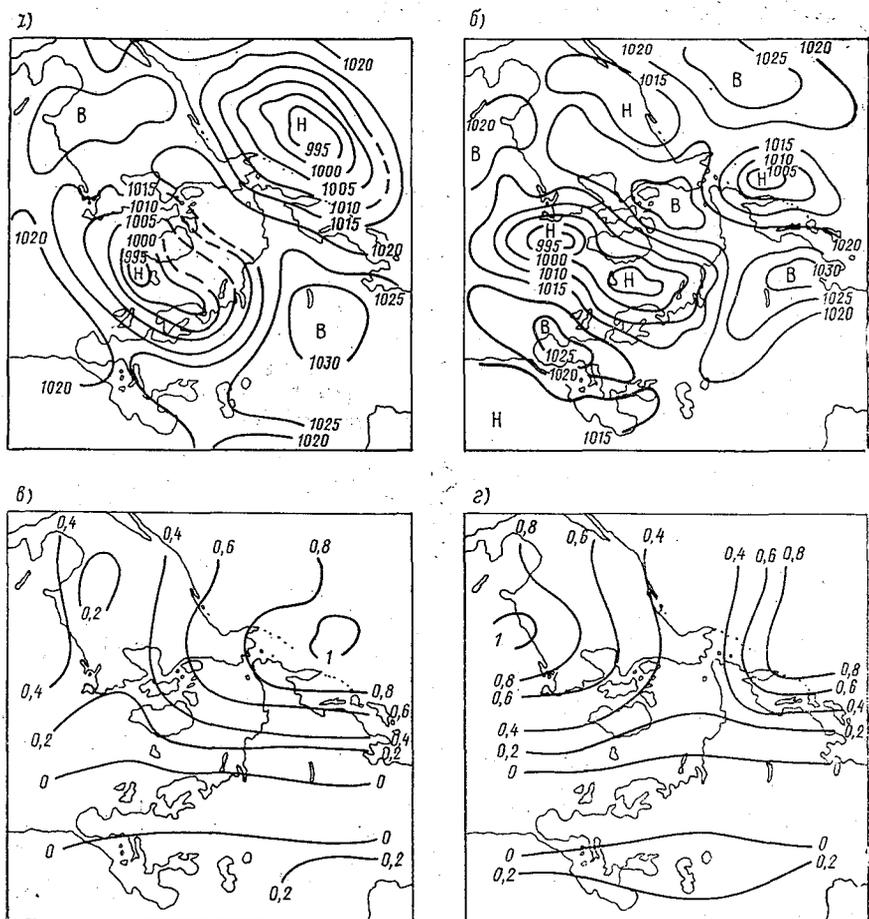


Рис. 2.

Решением уравнения (10) являются произведения векторов, обеспечивающих максимум частных отношений Рэлея, т. е. собственных векторов отношений ковариационных матриц по каждой из координат.

В качестве примера мы рассмотрели еще более простой случай, предположив, что дисперсии вариаций метеополей одинаковы во всех узлах сетки. В этом случае корреляционные свойства вариаций в принципе могут быть определены всего по двум картам полей.

На рис. 2 а, б, приведены карты среднего давления при W и C типах циркуляции, взятые из учебника [3]. Эти карты были использованы нами для выделения признаков, отличающих выбранные типы циркуляции в распределении среднего давления. Для этого карты были оцифрованы на равномерной сетке точек. Полученные матрицы ковариаций подставлялись затем в уравнение (10).

Две наиболее значимые компоненты разложения полей, полученные данным способом, изображены на рис. 2 в, г. Области наибольших значений компонент определяют районы, в которых происходят наиболее существенные изменения в распределении давления при переходе от одного типа циркуляции к другому. Согласно нашим результатам, такими районами являются северо-западная часть Тихого океана (первая компонента) и восточное побережье Северной Америки (вторая компонента). Возможно, именно эти районы в первую очередь определяют тип атмосферной циркуляции над северным полушарием.

Следует отметить, что полученные результаты носят предварительный, иллюстративный характер, так как при анализе был использован ряд существенных допущений, отмеченных выше, а обрабатываемые средние карты давали слишком низкое пространственное разрешение. Результаты могут быть уточнены при использовании набора более детальных карт распределения давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багров Н. А. Аналитическое представление последовательности метеорологических полей посредством естественных ортогональных составляющих// Труды ЦИП. — 1959. — Вып. 74. — С. 3—24.
2. Ватанабе С. Разложение Карунева—Лоэва и факторный анализ. Теория и приложения//Автоматический анализ сложных изображений/Под ред. Э. М. Бравермана. — М.: Мир, 1969. — С. 254—275.
3. Гирс А. А. Основы долгосрочных прогнозов погоды. — Л.: Гидрометеиздат, 1960. — 560 с.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1974. — 831 с.
5. Куклин Г. В. О методологии и математическом аппарате статистических исследований в астрофизике и планетарной геофизике// Phys. Solariter. — 1981. — № 16. — С. 18—32.
6. Парлетт Б. Симметричная проблема собственных значений. Численные методы. — М.: Мир, 1983. — 382 с.

7. Ту Дж., Гонсалес Р. Принципы распознавания образов. — М.: Мир, 1978. — 411 с.
8. Фортус М. И. Статистически ортогональные функции для конечных отрезков случайного процесса//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1973. — Т. 9, № 1. — С. 34—46.
9. Фортус М. И. Метод эмпирических ортогональных функций и его применение в метеорологии//Метеорология и гидрология. — 1980. — № 4. — С. 113—119.

А. Ф. Четвериков

ЧАСТОТНАЯ СТРУКТУРА РЕЖИМА ТЕПЛА И ВЛАГИ НЕКОТОРЫХ РАЙОНОВ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ ПО ДЕНДРОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Знание частотной структуры процесса, закономерностей ее формирования позволяет решать многие климатологические и прогностические задачи. В данной работе решались следующие задачи: 1) определение устойчивых компонент частотной структуры тепло- и влагообеспеченности Канады, Соединенных Штатов Америки, Карелии, п-ова Таймыр, Полярного Урала, юга Западной Сибири, Северного и Восточного Казахстана, Монголии; 2) выделение синхронных и асинхронных связей между частотными компонентами; 3) исследование реальных проявлений цикличности в изменчивости природных условий.

Материалами для исследования послужили временные ряды годовых приростов хвойных пород деревьев (сосна, лиственница) из местообитаний, где их прирост в основном определяется колебаниями режима тепла и влаги; инструментальные, гидрометеорологические данные по температуре воздуха, осадкам и данные лимнологических и гляциологических исследований. Часть дендроклиматологических материалов получена автором в полевых экспедициях (п-ов Таймыр, Казахстан и Монголия), другая часть взята из опубликованных работ (по Канаде и США из Бюллетеня лаборатории изучения годовых колец Аризонского университета, по югу Западной Сибири из [6], по Полярному Уралу из [10], по Карелии из [2]).

Методами спектрального анализа (преобразование Фурье) и максимальной энтропии определялась частотная структура рядов. Структура процесса тепло- и влагообеспеченности изучаемых районов представлена широким диапазоном ритмических составляющих (часть результатов представлена в табл. 1) длительностью от 3 до 250—300 лет. Однако не все эти колебания являются преобладающими в изменчивости режима тепла и влаги. Так, на юге Западной Сибири, севере Монголии, Полярном Урале и севере Западной Сибири к преобладающим относятся 60-, 20—24- и 10—13-летние колебания. В большинстве других районов колебания векового характера (60—90-летние) также преоблада-

ют над другими. В частности, они обнаружены в дендроклиматологических рядах в Карелии, горах Тянь-Шань, Канаде, Северной Америке, на территории Северного и Восточного Казахстана, на п-ове Таймыр в колебаниях химического состава годовых колец даурской лиственницы [4]. Интересно отметить, что 60-летнее ко-

Таблица 1

Характеристики циклических составляющих тепло- и влагообеспеченности

Цикл, лет	Амплитуда	Вклад в дисперсию, %	Цикл, лет	Амплитуда	Вклад в дисперсию, %
Юг Западной Сибири			Север Западной Сибири		
200	17,5	18,1	333	9,0	20,1
58,8	2,8	0,5	62,5	5,4	7,2
26,3	4,2	1,1	40,0	2,2	1,2
20,0	9,6	5,4	30,3	2,1	1,1
15,2	7,1	3,0	22,2	2,5	1,5
11,0	5,0	1,5	16,1	6,4	10,1
Полярный Урал			13,2	2,9	2,1
333	414	41	11,9	3,6	3,1
76,9	116	3,2	10,6	2,1	1,1
37	80	1,5	Север Монголии		
27,8	108	2,6	250	42	51,4
22,2	82	1,6	62,5	21,5	13,4
11,2	53	0,7	21,3	6,3	1,2
			10,1	6,6	1,3

лебание наблюдается и в изменениях уровня озер Венерн (Швеция), Сайма (Финляндия), Балатон (Венгрия), Виктория (Кения), Алаколь (Тянь-Шань) [4].

Результаты спектрального анализа дендроклиматологических рядов дают основание особо выделить частотную компоненту векового характера (60—90-летние колебания) как колебание, определяющее природные условия многих регионов. Так, с 1600-х по 1980-е годы в Сибири, Казахстане, Монголии с его ходом были связаны крупные перестройки режима тепла и влаги. Например, потепление северного полушария (и особенно Арктики) XX века определялось именно колебаниями вековой длительности. Причем таким образом, что с фазой усиления вклада этой частотной компоненты в общую изменчивость процесса в северных районах улучшается теплообеспеченность («потепление Арктики» конца XIX — середины XX вв.), а в южных районах увеличивается влагообес-

печейность (юг Западной Сибири, север Монголии). В этот период в южных районах Советского Союза поднялся на 3,5 м уровень Аральского моря [9] и на 4 м уровень оз. Ала-Куль на юге Западной Сибири [8]. И, наоборот, с фазой уменьшения вклада вековых гармоник, наблюдаемого, в разных районах с 1930—1950 гг. по настоящее время, происходит похолодание северных районов и усиление засушливости южных.

Так, за период 1951—1976 гг. (далее данных нет) было 11 засушливых вегетационных периодов на Европейской территории СССР, когда гидротермический коэффициент Селянинова и коэффициент увлажнения Иванова были меньше 0,9, в то время как за период 1901—1950 гг. он был равен 1, 2 [3]. На территории Казахстана число экстремальных месяцев за год (считая засухи и суровые зимы) с начала 30-х годов до начала 70-х годов текущего столетия увеличилось почти в 3 раза. В 2 раза увеличилось число таких месяцев в нечерноземной зоне РСФСР, а также на Украине [1]. С начала 1940-х годов ухудшились условия тепло- и влагообеспеченности и в Западной Европе, нашедшие свое отражение в отрицательных отклонениях среднего баланса массы (в метрах водного эквивалента) ледников во Французских Альпах и Скандинавских горах [7].

В середине 80-х годов текущего столетия в ходе частотной компоненты вековой длительности наметилась тенденция к ее усилению с соответствующими улучшениями режима тепла (север) и увлажненности в южных районах.

Анализ материалов показывает, что в периоды преобладания 60—90-летних колебаний роль внутривековых (10—13-, 20—24- и 27—40-летних) элементов частотной структуры уменьшается, а в периоды незначительного вклада вековых колебаний в общую изменчивость природных условий соответственно возрастает роль внутривековых частотных компонент. В южных районах их рост сопровождается усилением засушливости.

Для оценки синхронности колебаний был проведен анализ взаимокорреляционных функций, в результате чего не было выявлено значимых особенностей. Коэффициент корреляции (максимальное его значение равно 0,35) позволяет говорить только о знаке связи. Низкие коэффициенты взаимной корреляции позволяют предположить существование, по классификации О. А. Дроздова [5], связи сопряженности между колебаниями режимов тепла и влаги исследуемых районов в каких-то определенных частотных полосах.

Для их выявления проведен взаимно-спектральный анализ. Его результаты (табл. 2) показывают хорошую связь с коэффициентами когерентности от 0,5 до 0,96 колебаний режимов тепла и влаги исследуемых районов Евразии и Северной Америки в диапазоне частот от сверхвековых до внутривековых колебаний.

Анализ фазовых сдвигов показывает, что с увеличением длительности циклических составляющих процесса разность фаз колебаний уменьшается и достигает 0, т. е. колебания происходят

синфазно. Синфазны, например, колебания длительностью 160 лет на территории США, в районе шт. Калифорния, и на юге Средней Азии, 120-летнее в Карелии и США (Калифорния), в Карелии и на Полярном Урале, юге Западной Сибири. Причем эти колебания в последних трех районах очень тесно связаны с когерентностью от 0,89 до 0,96. Также синфазны 60-летние колебания

Таблица 2

Фазовый сдвиг колебаний между одноименными частотными компонентами дендроклиматологических рядов

Районы	Колебание, годы	Когерентность	Фазовый сдвиг, . . .	Фазовый сдвиг, годы
Карелия — юг Средней Азии	15	0,58	90±29	3,4±1,2
Карелия — север Западной Сибири . . .	24	0,37	210±45	14±3
Карелия — Полярный Урал	120	0,96	2±2	—
	63	0,78	12±21	—
	39	0,53	13±35	—
	24	0,41	300±49	—
	20	0,50	28±4	—
Карелия — юг Западной Сибири	120	0,89	360±12	—
	63	0,66	350±28	—
	40	0,50	9±39	—
	12	0,51	50±37	1,7±1,2
Карелия США (Калифорния)	120	0,34	22±45	—
	17	0,68	290±20	13,7±0,9
Север Западной Сибири — юг Средней Азии	24	0,37	210±45	14±3
Юг Средней Азии — США (Калифорния)	160	0,43	10±39	—
	23	0,49	250±32	16±2
	13	0,50	160±31	—
Север США — США (Калифорния) . .	21	0,37	140±43	8,2±2,5
Карелия — Север США	60	0,43	23±42	—
	40	0,55	9±31	—

в Карелии и на севере США, в Карелии и на Полярном Урале, в Карелии и на юге Западной Сибири. Однако для частотной компоненты 60—90-летней длительности обнаруживаются и районы, где они проявляются несинфазно. В частности, для севера Западной Сибири, севера Монголии, Северного и Восточного Казахстана они запаздывают по отношению к северной части Западной Сибири на 5—15 лет (рис. 1, 2).

Таким образом, анализ частотной структуры режима тепла и влаги некоторых районов северного полушария позволяет выделить в механизме ее формирования несколько ведущих компонент, определяющих природные условия. Из них наиболее мощное и стабильно действующее последние несколько сот лет 60—90-летнее колебание.

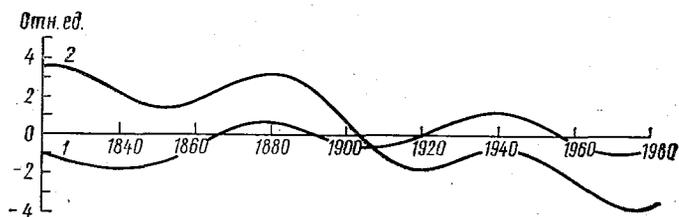
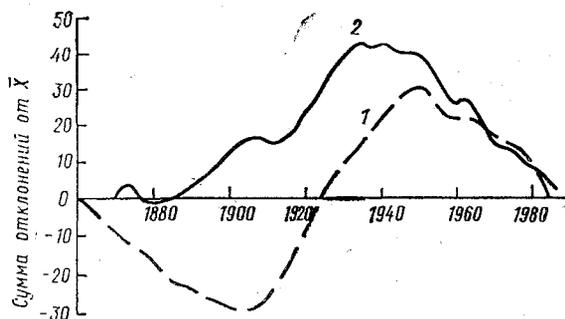


Рис. 1. Ход векового колебания тепло- и влагообеспеченности на севере Западной Сибири (1) и севере Монголии (2).

Рис. 2. Интегрально-разностные кривые годовых приростов деревьев в Северном (1) и Восточном (2) Казахстане.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байдал М. Х., Неушкин А. И. Глобальные атмосферно-циркуляционные факторы климата и их тенденции на ближайшие десятилетия//Физ. основы изменения современного климата: Докл. Всесоюз. симп.—М., 1980.— С. 46—49.
2. Битвинская Г. Г. Дендроклиматические исследования.—Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— 172 с.
3. Витвитский Г. Н. Современные колебания климата вегетационного периода на Европейской территории СССР//Физ. основы изменения современного климата: Докл. Всесоюз. симп.—М., 1980.— С. 66—99.
4. Догановский А. М. Циклические колебания озерных уровней в последнем столетии//География и природные ресурсы.—1982.— № 3.— С. 152—156.
5. Дроздов О. А. Корреляционные связи в климатологии//Труды Всесоюз. метеорол. совещания.—Л.: Гидрометеоиздат, 1962.— С. 18—27.

6. Глебов Ф. З., Погодина А. И. Рост древостоев некоторых типов болотных лесов Томского стационара в связи с гидротермическими условиями//Дендроклиматохронология и радиоуглерод. Каунас, 1973. — С. 120—126.
7. Котляков В. М. Валанс массы, колебания ледников и ледниковый сток.— Центральные проблемы гляциологии//Вестн. АН СССР, 1986. — № 8. — С. 87—96.
8. Курдюков К. В. О колебаниях уровнях озера Ала-Куль//Вопр. геогр.— 1951. — Вып. 24.
9. Успенский А. П. К гидрохимии Аральского моря//Изв. ВГО. — 1950. — Вып. 1.
10. Швец П. И. Прирост по диаметру ствола у лиственницы сибирской в горно-лесном поясе левобережья реки Обь на Полярном Урале//Дендроклиматохронология и радиоуглерод. Каунас, 1972. — С. 115—120.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. П. Борисенков. О временном осреднении климатических величин и климатических нормах	3
Е. П. Борисенков, Л. К. Ефимова, Б. Е. Шнееров. Численное моделирование влияния уменьшения инсоляции на температуру и динамику атмосферы для условий января и июля	17
И. В. Алтунин, В. Н. Приемов. Моделирование термического режима атмосферы в рамках зональной теплобалансовой модели	25
И. В. Алтунин. Оценки содержания в атмосфере окислов азота и сернистого газа на основе численного моделирования в рамках блочных моделей	31
И. В. Алтунин. Влияние возможных изменений температуры на расчеты концентрации CO ₂ в атмосфере	36
Е. В. Розанов. Чувствительность одномерной радиационно-конвективной модели к вариациям физических характеристик облачных слоев	42
Н. А. Ожигина, Е. В. Розанов. О сопоставимости измеренных и рассчитанных потоков длинноволновой радиации в атмосфере	51
Е. В. Розанов, В. А. Фролькис. Метод расчета радиационных потоков в ближнем инфракрасном диапазоне	61
В. А. Фролькис. Моделирование влияния облачности на величину парникового эффекта в глобальной атмосфере	72
Л. Р. Ракипова. Результаты моделирования некоторых возможных механизмов связи в системе Солнце — атмосфера	84
Л. Р. Ракипова. Количественные оценки радиационных эффектов в структуре планетарных волн	88
В. Г. Кидиярова, И. А. Щерба. О реакции крупномасштабных процессов тропосферы на изменение озона и уровней солнечной активности	94
В. Г. Горшков. Изменение глобального круговорота углерода	101
Е. И. Хлебникова, И. А. Салль, Е. Е. Сибир. Об использовании пространственных характеристик выбросов метеорологических полей для целей анализа изменений климата	110
В. И. Мордвинов, Р. П. Репинская. Разложение случайных процессов и полей на косоугольные составляющие и возможности его применения в метеорологии	121
А. Ф. Четвериков. Частотная структура режима тепла и влаги некоторых районов северного полушария по дендрологическим данным	127

Сборник научных трудов

Труды ГГО, выпуск 516

Моделирование климата и его изменения

Редактор В. И. Кузьменко. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор Т. В. Алексева.

Н/К. Сдано в набор 30.06.87. Подписано в печать 27.04.88. М-27103. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 2. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 9,0. Кр.-отт. 9,25. Уч.-изд. л. 9,62. Тираж 500 экз. Индекс МОЛ-198; Заказ № 800. Цена 55 коп. Заказное.

Гидрометеоздат. 199226.

Ленинград, ул. Беринга, д. 38. Сортавальская книжная типография Государственного комитета Карельской АССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 186750. Сортавала, ул. Карельская, 42.