

**А. В. КИСЛОВ**

# **КЛИМАТ**

**В ПРОШЛОМ, НАСТОЯЩЕМ И БУДУЩЕМ**

## **ПРЕДИСЛОВИЕ**

Главная задача книги – дать объяснение тем многосторонним проявлениям колебаний климата, которые наблюдаются в настоящее время и существовали в прошлом. Эта своеобразная теория климата должна явиться основой для прогноза его будущего состояния.

Современная наука о климате развивается быстрыми темпами. В этих условиях представляется более уместным обсуждать методологические принципы, а не конкретные концепции, многие из которых под давлением новых эмпирических фактов или теоретических результатов не выдерживают проверку временем, быстро сменяясь новыми положениями. В этом смысле данную книгу можно рассматривать как некий срез, характеризующий современное состояние теории климата.

В то же время уже достигнуты и некоторые важные результаты, которые должны быть освещены. Они получены благодаря синтезу моделирования климата и развития эмпирических представлений о современном состоянии климата и климатах прошлого. Это дало возможность для количественного прогноза будущих климатических изменений и их учета в определении предполагаемых ущербов и выигрышей в промышленности и сельском хозяйстве, а также в выработке рекомендаций по учету позитивных и негативных эффектов.

В последние 20–30 лет в мировой научной литературе появились превосходные книги, посвященные различным проблемам климатологии. Тем не менее, найдется немного работ, в которых проблема формирования климата и генезиса его изменений во всех ее аспектах рассматривалась бы широко и с единой точки зрения. Кроме того, работы, опубликованные даже



10–15 лет назад, не отражают в должной степени глубины современных представлений. Главным итогом стали, по-видимому, не сокращение гипотез и концепций, а существенно более глубокая аргументация и обоснованность научных идей. В предлагаемой книге делается попытка синтеза современных представлений.

Книга условно может быть разделена на четыре части. В первой (главы 1–4) обсуждается структура климатической системы. Анализируются черты сходства и различий климатов и их эволюций на Земле и других планетах. Рассмотрены климатические модели, идеология моделирования, надежность модельных данных. Вторая часть (главы 5, 6) посвящена климатам прошлого. Основной акцент сделан на сравнительно недавние события палеовремени, поскольку только они документированы достаточно полно для того, чтобы можно было уверенно обсуждать их генезис. В третьей части (глава 7) рассматриваются современное состояние климата, его изменчивость и ее причины. В четвертой части (глава 8) описана методология климатического прогноза и представлены сведения об изменениях климата в ближайшие 100 лет.

Написанию данной книги способствовало плодотворное сотрудничество с Ю.К. Васильчуком, Е.К. Семеновым, Г.В. Сурковой, А.Г. Георгиади, С. Джосум, К. Тейлором, которым автор выражает глубокую благодарность. Особенно признателен автор М.А. Петросянцу, ознакомившемуся с рукописью и сделавшему важные замечания.

## ВВЕДЕНИЕ

Термин "климат" используется для характеристики двух несколько различных, не сводимых друг к другу понятий. Во-первых, понятие "климат" используется для описания гидрометеорологического режима определенной территории в ряду других ее физико-географических характеристик. Действительно, наряду с описанием рельефа, растительности, почвенного покрова определенного региона можно говорить о типичных гидрометеорологических условиях, т.е. о климате данной территории.

Во-вторых, понятием "климат" определяют состояние гидрометеорологического режима планетарного масштаба. В этом случае говорят о "глобальном климате", который характеризует температурный режим атмосферы, океана и материков, общую циркуляцию океана и атмосферы, закономерности влагооборота, состояние криосферы и, в какой-то степени, газообмен, определяющий содержание парниковых газов в атмосфере. Появление и использование этого понятия вызвано к жизни накопившимися представлениями о процессах планетарного масштаба (ледниковые периоды, современное глобальное потепление и др.), проявляющихся, так или иначе, в каждой точке земного шара и имеющих единую природу.

Состояние современного климата оценивается по данным наблюдений, выполняемых глобальной гидрометеорологической сетью (к ним в последнее десятилетие добавляются материалы спутникового мониторинга). Информацию о климатах прошлого обеспечивают так называемые реконструкции климата. Для их успешного выполнения необходимо совместное решение двух задач. Первая – проблема климатической интерпретации палеоиндикаторов различного происхождения. Вторая – абсолютное датирование информации. Естественно, что по мере удаления в

прошлое временная разрешающая способность палеореконструкций уменьшается. Эти данные не содержат короткопериодных флуктуаций, зато при этом более выукло проявляются крупные климатические изменения. И наоборот, ряды наблюдений, охватывающие порядка 100 последних лет, несут информацию только о короткопериодной изменчивости. Это обстоятельство определяет методологический принцип анализа изменчивости климатического режима – короткопериодные флуктуации изучаются по современным данным, ритмы столетнего масштаба – по восстановленным данным за последние 1000–1500 лет, колебания больших масштабов – по палеособытиям еще более далекого прошлого. Считается, что, несмотря на различную временную привязку, синтез этой информации дает общее представление о климатической изменчивости. Обоснованность этой концепции может быть оспорена – существуют примеры, показывающие, что некоторые процессы в нелинейных системах протекают по-разному в зависимости от состояния фона, т.е. "принцип актуализма" выполняется далеко не всегда. Поэтому объединение информации, относящейся к различным этапам эволюции климатической системы, может дать искаженную картину. Однако не существует, по-видимому, иного способа получить одновременную информацию о свойствах климатической изменчивости во всем ее частотном диапазоне.

Характерной особенностью гидрометеорологического состояния является его временная изменчивость. Ее спектр простирается от долей секунды (микромасштабная турбулентность) до миллиардов лет (возраст планеты). Принято считать, что из этого диапазона к климатическим относятся флуктуации от межгодовых до самых низкочастотных. В (Goodess et al., 1992) предложено считать, что изменения гидрометеорологического режима, происходящие с характерным временем менее 100 лет, относятся к так называемой изменчивости климата. Изменения от 100 до 20 000 лет классифицируются как короткопериодные изменения климата. Вариации, происходящие на масштабах времени, превышающих 20 000 лет, относят к долговременным изменениям климата. Заметная межгодовая изменчивость климата является причиной того, что для его описания используют осредненные по времени значения, получаемые по периодам продолжительностью не менее 30–40 лет (Монин, Шишков, 2000).

Отметим, что выбор этих временных границ и само отнесение какой-то группы процессов к "климатическим" осуществляются произвольно в том смысле, что не базируются ни на какой физической идее. В самом деле, диапазон изменчивости, отвечающий определенным физическим процессам в атмосфере и

океане, выбирается из особенностей эмпирического спектра пространственно-временной изменчивости полей температуры, давления, модуля скорости ветра и др. А именно, признаком, отделяющим одни явления от других, может быть глубокий минимум функции спектральной плотности – по такому принципу выделяется область мелкомасштабной турбулентности (с типичной периодичностью в несколько секунд) и область синоптического масштаба (~3–5 суток) в атмосфере. На более низких частотах спектр представляет собой плавно меняющуюся функцию, осложненную всплесками годового хода и его гармоник, а также слабо проявляющимися на фоне "шума" квазиритмическими флуктуациями типа квазидвухнедельных, 40–60-суточных колебаний, межгодовых вариаций, таких как Северо-Атлантическое колебание и Эль-Ниньо – Южное колебание, и некоторых других. Ясно, что при таком характере спектра выбор масштаба осреднения всегда будет произволен и средние значения будут функциями более "медленного" времени. Осреднение в 30–40 лет полезно потому, что в этот интервал укладывается несколько межгодовых вариаций. Кроме того, и характерная продолжительность гидрометеорологических наблюдений мировой сети того же порядка. И, наконец, этот интервал соизмерим с продолжительностью жизни человека – последнее отражает тот факт, что к климатическим изменениям традиционно относились те, которые происходили на временах, превышающих память одного поколения.

Предпринимались попытки более строгого определения того, какая часть изменчивости гидрометеорологического режима относится к климатической, а какая – к изменениям погоды. Для этой цели, например, было использовано понятие предела детерминированной предсказуемости крупномасштабных метеорологических полей, составляющего, как известно, 2–3 недели. Было предложено относить к климату все флуктуации, превышающие это значение, однако эта концепция не была поддержана большинством климатологов.

Оперируя понятиями системного подхода, удобно выделить внутреннюю систему (так называемую климатическую систему), состоящую из элементов, взаимодействие которых определяет главные особенности климатического режима. При этом функции, конкретно исполняемые отдельными элементами, могут быть различны: одни могут быть ответственны за усвоение энергии, идущей извне, другие – за ее внутреннее перераспределение, и т.д. Внутренняя система находится под контролем внешних факторов. Считать какой-то фактор внешним можно, исходя из предположения отсутствия на него обратного влияния со сто-



роны системы – т.е. он оказывает влияние на состояние системы, но сам от него не зависит.

Важнейшее обстоятельство, которое должно приниматься во внимание при конструировании климатической системы, состоит в учете характерного времени протекающих процессов. В самом деле, спектр климатических колебаний очень широк и климатообразующие процессы проявляются с разной значимостью на различных временных масштабах. Поэтому генезис изменений климата будет различен при рассмотрении процессов с различным характерным временем. Следовательно, набор внутренних элементов не может быть инвариантен – во внимание принимаются только те, влияние которых на данном временном масштабе наиболее климатически значимо. При этом важные, но гораздо более быстро протекающие процессы не включаются в систему индивидуально, а учитываются параметрически. Более медленные процессы выступают в качестве граничных условий или констант физического состояния среды, теплообмена и др., т.е. создают то внешнее воздействие, на фоне которого осуществляются изменения данного масштаба. При переходе к другому временному масштабу состав внутренних элементов может изменяться – при этом тот или иной внешний фактор приобретает характер внутреннего элемента или наоборот.

Так, при изучении колебаний климата на масштабах порядка нескольких десятков лет климатическая система может быть составлена из атмосферы, деятельного слоя океана, части криосферы (сезонного снежного покрова и морского льда). Внешние воздействия создаются притоком солнечной энергии, газовым составом (в том числе – парниковыми газами), распределением океанов и материков, фоновым состоянием "глубокого" океана (ниже деятельного слоя), состоянием таких элементов криосферы, как ледниковые щиты и многолетнемерзлые породы. При рассмотрении процессов продолжительностью порядка сотен лет в систему уже надо включать весь Мировой океан. Также очевидно, что требуется описание короткопериодной части глобальной карбонатной системы (поток углерода между атмосферой и океаном, атмосферой и биотой, определяющие содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере).

На еще больших масштабах времени (тысячи и десятки тысяч лет) активными внутренними элементами становятся ледниковые щиты – их состояние успевает отреагировать на вариации тепловлажностного режима и создать климатически значимый сигнал обратной связи. В то же время нет оснований стремиться к детальному описанию быстро осциллирующих особенностей циркуляции атмосферы. Можно сосредоточиться лишь на учете

ее главной функции – обеспечении парникового эффекта и переноса тепла и влаги из низких широт в высокие и с океанов на континенты, используя модель той минимальной сложности, которая способна обеспечить реализацию этих процессов. Более того, можно объединить атмосферу и деятельный слой океана, поскольку на масштабах времени в тысячи и более лет фазовая рассогласованность их термического состояния (составляющая порядка месяца и являющаяся важным фактором долговременных погодных аномалий и структуры сезонного хода) может не приниматься во внимание.

Важнейшие элементы климатической системы – атмосфера и Мировой океан. Теоретической основой описания их динамики являются уравнения Навье–Стокса (Ладыженская, 1961; Темам, 1981). В том случае, если изначально принимается предположение о том, что рассматривается динамика термодинамически равновесной сплошной среды, они представляют собой точное выражение законов сохранения массы, импульса и энергии, дополненное задаваемой связью тензора напряжений с тензором скоростей деформации (закон вязкости Навье–Стокса) и соотношением вектора потока тепла с градиентом температуры. Однако при общем подходе, основанном на соображениях молекулярно-кинетической теории, движение газа описывается так называемым обобщенным уравнением Больцмана–Максвелла (Коган, 1967; Чепмен, Каулинг, 1960). Его простейшим следствием, соответствующим ситуации, когда характерное время течения на несколько порядков превосходит время между столкновениями молекул, оказывается математическое выражение, совпадающее с уравнениями Навье–Стокса.

Их применимость к описанию циркуляции атмосферы и океана можно обосновать следующим образом. Рассмотрим внутренний масштаб турбулентности ( $l$ ), представляющий собой масштаб наименьших вихрей, ответственных за вязкую диссипацию. Принимая во внимание величину скорости диссипации ( $\epsilon$ ) кинетической энергии в тепло за счет молекулярной вязкости ( $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости), можно построить их комбинацию, имеющую размерность длины  $l = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ , которая и даст оценку масштаба турбулентности. Для атмосферы и океана типичные значения этой величины оказываются порядка миллиметра (Гилл, 1986).

Сопоставим  $l$  с длиной среднего пробега молекул, которая определяется как  $\sim 1/n\sigma$ , где  $n$  – число молекул в единице объема,  $\sigma$  – эффективное сечение столкновений молекул (Ландау и др., 1969). Так, для воздуха у поверхности Земли длина среднего пробега получается порядка  $10^{-4}$  мм, так что  $l$  оказывается на че-

**Мощность различных источников (и стоков) энергии  
(поток на горизонтальную площадку в среднем за год, глобально  
осредненный)**

Источники/стоки энергии	Вт/м <sup>2</sup>
Бюджет солнечной энергии на внешней границе атмосферы	240
Вариации (измеренные с помощью спутникового мониторинга) бюджета солнечной энергии на внешней границе атмосферы при 11-летних колебаниях солнечной активности	0,2
Различия (гипотетические) в величинах бюджета солнечной энергии на внешней границе атмосферы в современных условиях и эпоху "минимума Маундера"	1
Поток солнечной радиации, отраженный от полной Луны	0,01
Геотермальный поток тепла на поверхности Земли	0,06
Океанские приливы	0,01
Мировое производство энергии	0,02
Поток энергии за счет действия космических лучей	10 <sup>-5</sup>
Затраты энергии на фотосинтез	0,1
Превращение потенциальной энергии в кинетическую	2

тыре порядка больше, чем эта величина. Это позволяет считать, что атмосфера и океан "достаточно макроскопичны" (Обухов, 1988) и уравнения Навье–Стокса обоснованно могут применяться для описания мгновенного состояния турбулентных движений. Причем эти условия выполняются не только в нижней части атмосферы, но и в средней и верхней атмосфере (Метеорология ... , 1981).

При решении уравнений Навье–Стокса всегда приходится иметь дело с их конечномерной аппроксимацией, в результате использования которой определяется пространственная разрешающая способность модели ( $L$ ). В лучших моделях краткосрочного прогноза погоды  $\sigma(L) = 30$  км; в моделях, используемых для климатических экспериментов,  $\sigma(L) = 250\text{--}500$  км. Таким образом, всегда  $L \gg l$ . Следовательно, приходится применять уравнения, осредненные по масштабу  $L$  (уравнения Рейнольдса). В них появляются слагаемые, относящиеся к процессам меньшего, чем  $L$ , масштаба (так называемые "подсеточные" процессы), для описания которых необходимо привлечение каких-то дополнительных соотношений (проблема параметризации процессов подсеточного масштаба).

Функционирование климатической системы зависит от того, сколько энергии поступает в систему. Ее потоки от различных источников сопоставлены в таблице.



Видно, что определяющее значение имеет приток к Земле солнечной энергии. По сравнению с его величиной затраты энергии на фотосинтез очень малы, так что можно считать, что вся энергия идет на формирование общих закономерностей климатического режима, причем очень малая часть затрачивается на формирование общей циркуляции атмосферы. Другие источники энергии, если и могут играть какую-то роль, то только как факторы, ответственные за некоторую изменчивость базового состояния. Вопрос о том, какие значения потоков энергии могут быть климатически значимы, представляется очень важным. Ответ на него дает изучение чувствительности климатической системы. При рассмотрении данной проблемы следует иметь в виду, что в сложной системе, каковой является климат, действие внешних факторов может усиливаться или ослабляться обратными связями.

Сформулируем понятие чувствительности. Для этого рассмотрим в качестве характеристики состояния климатической системы значение глобально (по всему земному шару) осредненной температуры воздуха у поверхности ( $T_s$ ). Предположим, что эта величина зависит от каких-то параметров  $x_1, x_2, \dots$ , и от времени ( $t$ ), т.е.  $T_s = F(x_1, x_2, \dots; t)$ . Представим функцию  $F(x_1, x_2, \dots; t)$  в виде ряда:

$$F(x_1, x_2, \dots; t) = F_0 + \frac{\partial F}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial F}{\partial x_2} \Delta x_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial x_1^2} \Delta x_1^2 + \\ + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial x_2^2} \Delta x_2^2 + \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_2} \Delta x_1 \Delta x_2 + \dots$$

Из этого выражения видно, как осуществляется влияние того или иного фактора на формирование климатического режима. В самом деле, воздействие, например, изменений величины  $x_1$ , дается следующим выражением

$$\Delta x_1 \left( \frac{\partial F}{\partial x_1} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial x_1^2} \Delta x_1 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{\partial F}{\partial x_2} \right) \Delta x_2 + \dots \right).$$

Эта запись позволяет выделить вклад линейного (первое слагаемое) и нелинейного воздействий (второе и другие такого же типа слагаемые, содержащие производные более высоких порядков). Третье слагаемое указывает на то, что воздействие того или иного фактора протекает не независимо от других факторов — в самом деле, получается, что изменение  $F$  за счет изменений  $x_1$  зависит от того, какие воздействия



оказывает фактор  $x_2$ , т.е. имеет место определенный синергизм – действуя вместе, факторы могут усиливать или ослаблять друг друга.

Отметим следующее важное обстоятельство, касающееся моделирования климата. Как отмечалось, основу описания динамики атмосферы и океана составляют уравнения термогидродинамики. Естественно считать, что все, касающееся климатообразующих факторов (их воздействий – первого и более высоких порядков, взаимодействия факторов и т.д.), полностью содержится в них и реализуется автоматически при решении. Поэтому, чем более полна и совершенна модель – с точки зрения представления процессов, протекающих в климатической системе, и физической глубины их описания, тем в большей степени можно надеяться на достоверность климатического моделирования. В то же время современные модели (даже модели, основанные на полных уравнениях гидродинамики) представляют собой синтез строгих с физической точки зрения конструкций (описание крупномасштабной эволюции поля давления и циркуляции) и блоков так называемых "физических параметризаций" (в основном касающихся учета влияния процессов небольшого, по сравнению с минимально "разрешимым" моделью, масштаба – конвективные процессы, динамика пограничного слоя и др.). В этом случае нет уверенности в том, что весь набор обратных связей будет правильно реализован, и некоторые из них добавляются в модель "руками", что порождает известную априорность результатов моделирования. Стремлением к сокращению этого произвола оправдана стратегия создания моделей, в которых удельный вес параметризаций уменьшается за счет использования фундаментальных представлений.

Определим теперь линейный параметр чувствительности климатической системы. В этом случае в правой части оставляются только линейные слагаемые – воздействиями более высоких порядков, в том числе и синергетическими эффектами, будем пренебрегать. Рассмотрим малые отклонения термического режима от некоторого равновесного состояния, характеризуемого величиной  $T_s$ . Тогда получим, например для фактора  $x_1$ , следующее выражение:

$$\frac{\partial F}{\partial x_1} \Delta x_1 = \frac{\partial F}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial T_s} \Delta T_s \equiv f_1 \Delta T_s.$$

Некоторые факторы могут не зависеть от состояния климата (обозначим их влияние как  $\Delta\Phi$ ). Тогда изменения термического режима, вызванные вариациями климатообразующих факторов,

можно описать следующим выражением:

$$c \frac{\Delta T_s}{\Delta t} = f_1 \Delta T_s + f_2 \Delta T_s + \dots + \Delta \Phi.$$

В этом выражении  $c$  – эффективная теплоемкость климатической системы, характеризующая ее термическую инерционность. Слагаемые вида  $f_k \Delta T_s$  в правой части уравнения есть выражения факторов обратной связи. В зависимости от знака  $f_k$  обратная связь может усиливать (положительная обратная связь) или ослаблять (отрицательная обратная связь) первоначальное воздействие. Выражение  $\Delta \Phi$  представляет собой внешний фактор (с "нулевой" обратной связью).

Рассмотрим примеры некоторых обратных связей.

Первый пример – это комплекс процессов, базирующийся на известной закономерности (законе Клаузиуса–Клайперона), что рост температуры сопровождается повышением влагосодержания атмосферы. Это, в свою очередь, имеет два следствия: во-первых, уменьшается критический градиент температуры, с которого начинается функционирование конвекции; во-вторых, усиливается парниковый эффект. Первый процесс облегчает перемешивание различных слоев атмосферы, второй – способствует накоплению тепла в нижних слоях и охлаждению верхних слоев. Оба эффекта действуют в противоположных направлениях, но поскольку "парниковая" часть, как оказывается, преобладает, связь температура–влажность–температура имеет характер положительной обратной связи. Эта обратная связь реализуется с точки зрения глобальных климатических процессов практически мгновенно.

На масштабе времени в тысячи лет важную роль играет геобиохимический планетарный механизм, синхронизирующий флуктуации температуры и содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере. Эмпирическое подтверждение этого явления дает сопоставление моментов наступления экстремумов на соответствующих кривых, восстановленных по ледовому ядру "Восток" (с временным разрешением в 3 тыс. лет), – оказалось, что экстремумы идут почти в фазе, причем аномалии температуры иногда даже опережали ход аномалий  $\text{CO}_2$  (Котляков, Лориус, 1992). Колебания содержания атмосферного  $\text{CO}_2$  связаны с биологической активностью, химическим выветриванием и другими процессами (Vaugher, 1988), большинство из которых определяется, в свою очередь, состоянием климата.

Рассмотренные обратные связи имеют универсальный характер в том смысле, что их влияние может проявляться и ощущаться глобально, в любом месте земного шара. Кроме этого,

существуют важные механизмы региональной обратной связи. Первый пример, который может быть рассмотрен, – альбедная обратная связь. Суть ее в том, что снег (или лед), покрывающий поверхность при снижении температуры, способствует, из-за своих высоких отражательных свойств, уменьшению радиационного баланса поверхности, что ведет к снижению температуры и прогрессивному развитию снежного покрова (Будыко, 1980). Другой пример представляет обратная связь следующего вида: изменения глобального климата влекут за собой изменения растительного покрова определенного региона; те, в свою очередь, меняют условия тепловлагообмена поверхности с атмосферой, при этом происходит изменение климатических условий данного региона, что вновь сказывается на состоянии растительности, и т.д. Эта связь при глобальном потеплении обеспечивает прогрессирующую гумидизацию засушливых зон тропиков и субтропиков и продвижение к северу границы леса в высоких широтах (Texier et al., 1997).

Определим линейный параметр чувствительности климатической системы ( $\lambda$ ) так, чтобы  $\Delta T_s = \lambda \Delta \Phi$ , т.е.

$$\lambda = \frac{1}{c/\Delta t - \sum_k f_k}.$$

Здесь  $\sum_k f_k$  характеризует кумулятивный эффект всех действующих в системе обратных связей. Величина  $c/\Delta t$  дает поправку на нестационарность (ясно, что непродолжительные события (малое  $\Delta t$ ) соответствуют ситуации  $\lambda \rightarrow 0$ , т.е. они не ощущаются климатической системой). Если в системе отсутствуют обратные связи, то изменение температуры определяется исключительно влиянием внешних источников. В случае, когда  $c/\Delta t \ll \ll \min(f_1, f_2, \dots, f_k)$ , имеет место стационарная реакция (с учетом обратных связей) климатической системы на внешнее воздействие.

Основной вклад в инерционность климатической системы вносит Мировой океан. В работе (Антропогенные ... , 1987) показано, что на временах порядка 30–80 лет нестационарный сигнал составляет около 70% от стационарной реакции; для достижения состояния, близкого к стационарному, требуется время отклика на внешнее воздействие, превышающее 100 лет.

Получить представление об абсолютной величине и знаке обратных связей можно следующим образом. Во-первых, может быть выполнен анализ изменений, происходивших в прошлом.



Сопоставление резких изменений между холодными и теплыми эпохами позднего плейстоцена и голоцена показывает, что

$$\lambda = \frac{\Delta T_s}{\Delta \Phi} \approx \frac{5 \text{ К}}{7,1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}} = 0,7 \text{ К/Вт} \cdot \text{м}^{-2}. \quad \text{Оценки порядка } 0,7-$$

1,5 К/Вт · м<sup>-2</sup> получаются при сопоставлении соответствующих изменений, происходивших в термическом режиме и состоянии солнечной постоянной между современной эпохой и периодом минимума Маундера.

Во-вторых, оценить  $\lambda$  можно на основе анализа численных экспериментов с климатическими моделями. Получающиеся величины находятся в диапазоне 0,3–1,4 К/Вт · м<sup>-2</sup> (IPCC, 1996). Столь большой диапазон объясняется различиями в параметризациях, присущих различным моделям.

Знание параметра чувствительности позволяет сразу оценить, насколько важен тот или иной фактор. Так, многочисленные расчеты показывают, что удвоение концентрации углекислого газа в атмосфере изменит уходящее излучение на внешней границе атмосферы (ВГА) примерно на 4 Вт/м<sup>2</sup> (Антропогенные ... , 1987; Дикинсон, 1989) (современные изменения уже достигли 2,45 Вт/м<sup>2</sup>). Стационарный отклик температурного режима у поверхности получается около 3 °С (если рассматривать среднее  $\lambda$  из диапазона имеющихся значений). Стационарный отклик температуры, к которому приводит возмущение радиационного бюджета на ВГА на 1 Вт/м<sup>2</sup> (при вариациях солнечной постоянной, см. таблицу), составляет примерно 0,7 °С.

Выше речь шла о чувствительности климатической системы к изменениям температуры и об обратных связях термических условий с действенностью тех или иных факторов. Фактически же следует рассматривать и чувствительность режима увлажнения к тем или иным изменениям внешних факторов и, соответственно, необходимо рассматривать обратные связи с режимом увлажнения. Однако их оценка затрудняется как отсутствием глобальных реконструкций режима увлажнения прошлых эпох, так и недостаточной надежностью его модельного воспроизведения.

Источники энергии, приведенные в таблице, характеризуют прямые эффекты. Большое внимание уделяется и поиску различного рода косвенных, непрямых влияний. В их рассмотрении основную роль играет общая идея возможности триггерных механизмов (или механизмов "спускового крючка"), при реализации которых слабые внешние эффекты могут усиливаться внутри климатической системы. Наиболее типичен поиск связей интенсивности космических лучей с концентрацией ионов в

атмосфере и, далее, с изменчивостью планетарного поля облачности и, следовательно, с вариациями планетарного бюджета тепла и климата. В некоторых случаях сообщается об обнаружении достаточно тесных связей, однако сопоставляемые ряды, как правило, слишком коротки для того, чтобы уверенно диагностировать подобные эффекты, так что, возможно, происходит совпадение хода некоторых в реальности независимых процессов. Отметим, что пока что нет обоснованных фактов, подтверждающих важность косвенных эффектов. В то же время нет оснований априорно отбрасывать эту возможность.

Как было отмечено выше, спектр изменчивости климата очень широк, причем создается впечатление, что функция спектральной плотности непрерывна (проверить это обстоятельство по эмпирическим данным, имеющим конечную длину и дискретность, очень сложно). Если данный факт действительно имеет место, то это означает существование "истинной стохастичности", причем квазиритмический характер пульсаций позволяет предполагать, что климатическая система способна генерировать стохастические автоколебания. Их образом в фазовом пространстве системы является так называемый странный аттрактор (Арнольд, 1984; Рабинович, Трубецков, 1984). Предполагая, что климатическая система обладает аттрактором, можно более четко сформулировать некоторые понятия (Дымяков, 1998). Так, крупные изменения климата могут пониматься как изменения характеристик аттрактора при изменении параметров системы. Изменчивость есть проявление временного хаоса, отвечающего движению системы по определенной фазовой траектории, принадлежащей аттрактору. Помимо этого, определенный вклад в изменчивость может вноситься внешними воздействиями.

Факт наличия хаоса, порожденного внутренней динамикой системы, определяет неединственность состояния климата, отвечающее определенному набору внешних факторов. В этом случае его надежная оценка могла бы быть сделана путем осреднения отдельных траекторий, проходимых климатической системой, при некотором неизменном наборе внешних факторов. Однако это условие реализовано быть не может – история климата представляет собой всего лишь одну из возможного набора таких траекторий, и определение средних характеристик требует выполнения гипотезы об эргодичности поведения системы на аттракторе.

Следовательно, формирование климата Земли осуществляется в климатической системе благодаря синтезу различных физических, химических и биологических процессов, отражаю-

щих различные аспекты тепловлагообмена и биогеохимических явлений. Введенное таким образом понятие климатической системы выступает частью понятий более широкого ранга, таких, как биосфера (Вернадский, 1994) и географическая оболочка (Марков и др., 1978).

Развитые методологические представления об условиях формирования климата могут быть с достаточной полнотой применены не только к земной климатической системе, но и для описания состояния и эволюции климатических режимов других планет.

## КЛИМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПЛАНЕТЫ ЗЕМЛЯ

### 1.1. АТМОСФЕРА–ОКЕАН–СУША–КРИОСФЕРА

Климатическая система планеты Земля выделяется как внутренняя система, состоящая из элементов, взаимодействие которых определяет главные особенности климатического режима. Это – атмосфера, океан, суша, криосфера, а также биота. Внутренняя система находится под контролем внешних факторов. Считать какой-то фактор внешним естественно, исходя из предположения отсутствия на него обратного влияния со стороны системы.

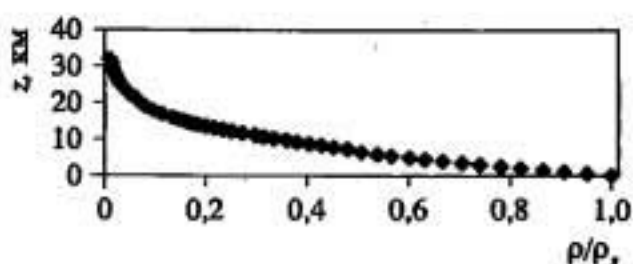
Рассмотрим свойства элементов климатической системы, для того чтобы яснее представлять те функции, которые данный элемент выполняет в формировании климата.

**Атмосфера** – газовая (воздушная) оболочка, окружающая планету. Основная масса атмосферы занимает примерно 10-километровый слой, примыкающий к поверхности Земли. Радиус планеты ( $r$ ) равен 6371 км, так что атмосфера представляет собой очень тонкую газовую пленку. Принципиально важным моментом является то, что атмосфера получает тепло снизу, от подстилающей поверхности. Дело в том, что солнечная радиация нагревает преимущественно не атмосферу, а поверхность Земли, от которой нагревается сама атмосфера. При этом перенос тепла осуществляется радиационным путем (его эффективность определяется интенсивностью парникового эффекта) и за счет потоков явного и скрытого тепла. Поэтому температура в атмосфере убывает с высотой вплоть до стратосферы, где нагрев воздуха осуществляется прямым поглощением озоном солнечной радиации (вместе с поглощением идущего снизу инфракрасного излучения).

Плотность воздуха убывает с высотой (рис. 1.1; Международные ... , 1975), однако из-за сжимаемости воздуха этого еще



Рис. 1.1. Распределение с высотой ( $z$ ) плотности воздуха (нормированной на  $\rho_s = 1,225 \text{ кг/м}^3$ ) в модели стандартной атмосферы



недостаточно для обеспечения гравитационной (конвективной) устойчивости атмосферы. Для устойчивости необходимо, чтобы

$$N^2 \equiv g/\rho \partial\rho/\partial z = -g/T(\partial T/\partial z + \gamma_a) > 0$$

( $N^2$  — так называемая частота Брента–Вяйсала). Для воздуха это условие может быть переписано более просто:  $\partial T/\partial z < \gamma_a$  (так называемый адиабатический градиент температуры). Отметим, что в условиях атмосферы величина этого критического градиента определяется исключительно параметрами планеты, поскольку  $\gamma_a = g/c_p = 0,98 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ м}$ , т.е. ее гравитационным полем ( $g$  — ускорение свободного падения) и газовым составом атмосферы ( $c_p$  — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении). В случае насыщенной атмосферы величина критического градиента становится функцией температуры и составляет в среднем ( $\sim 0,65 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ м}$ ). При осреднении по времени и по большим территориям атмосфера гравитационно устойчива,  $\sigma(N) = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Рассмотрим картину общей циркуляции атмосферы. На рис. 1.2 представлена осредненная за декабрь–февраль и июнь–август зонально-осредненная картина зональной компоненты скорости ветра в координатах широта–высота. В тропосфере преобладающей особенностью циркуляции является западный перенос в средних и высоких широтах, т.е. атмосфера вращается быстрее (на 2–3%), чем сама планета ("явление суперротации"). В низких широтах преобладают ветры восточного направления — здесь атмосфера вращается медленнее, чем планета ("явление субротации"). Маленькие скорости среднего ветра в тропиках есть следствие формальной операции осреднения пассатной (восточной) и муссонной (западной) систем циркуляции, создающих в разных регионах тропической зоны движения воздуха, направленные в противоположные друг другу стороны. Движения воздуха во внетропической стратосфере отличаются строгим сезонным ходом: летом они восточные, а зимой западные, причем стратосферные западные потоки сливаются зимой с тропосферным западным переносом. В тропической стратосфере циркуляция атмосферы испытывает весьма регулярные колебания с периодом немногим более двух лет (квазидвухлетняя



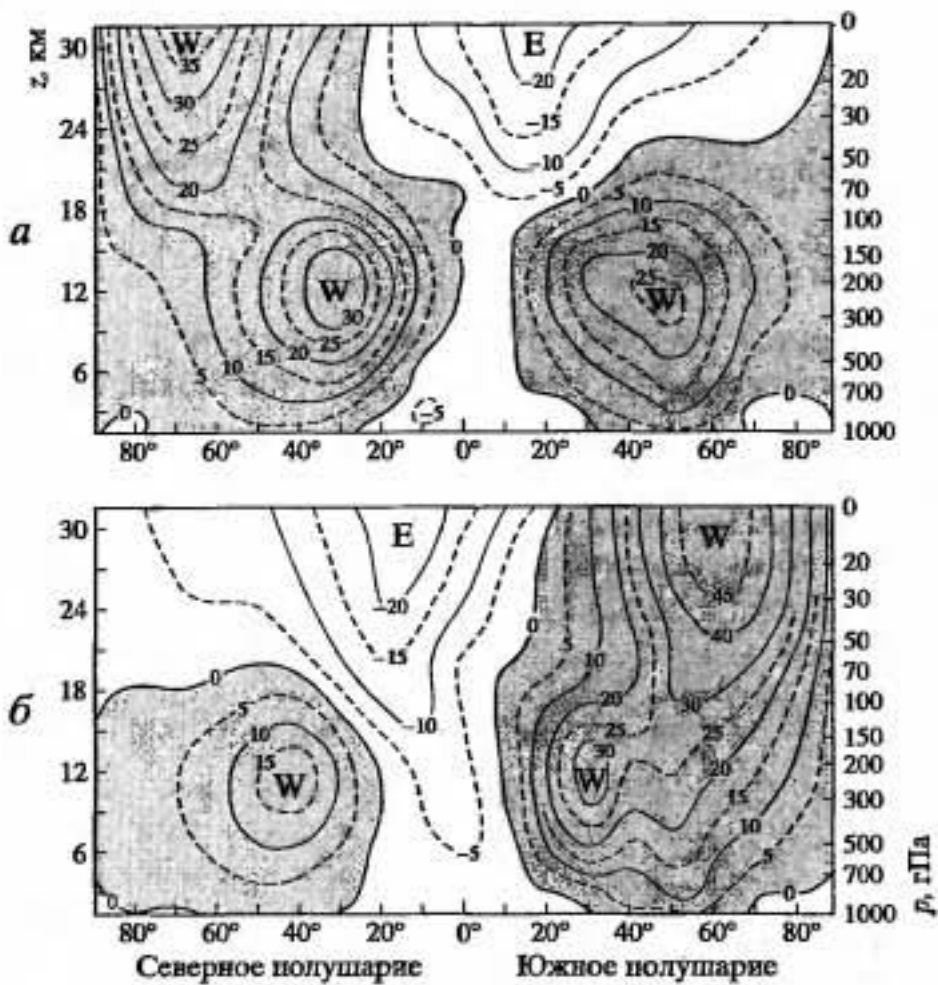


Рис. 1.2. Осредненная зонально и по времени зональная составляющая скорости ветра [ $u$ ] за декабрь–февраль (а) и июнь–август (б) (Wells, 1997)  
 W, E – области максимальных скоростей западных и восточных ветров

цикличность), выраженные отчетливее всего на экваторе – во время каждой фазы наблюдается западное или восточное направление движения воздуха. В связи с этим средние значения скорости ветра в стратосфере низких широт не являются репрезентативными величинами. Средний ветровой режим здесь следует рассматривать отдельно для каждой стадии квазидвухлетней циркуляции.

Зонально-ориентированный характер движений связан с тем, что на вращающихся планетах крупномасштабная циркуляция атмосферы принимает квазигеострофический характер (Гилл, 1986; Педлоски, 1984; Данилов, Гурарий, 2000), когда в свободной атмосфере (вне пограничного слоя) сила барического градиента и сила Кориолиса практически компенсируют друг друга. Определяющей характеристикой такого состояния циркуляции служит величина числа Кибеля–Россби  $Ro = U/fL$ , ( $f = 2\omega \sin \varphi$  – параметр Кориолиса), представляющего собой отношение времени вращения ( $f^{-1}$ ) к адвективному времени  $L/U$ , т.е. времени, требующемуся для перемещения жидкой частицы, движущейся

со скоростью  $U$  на расстояние  $L$ . В случае, когда  $Ro < 1$ , жидкость при движении испытывает влияние вращения Земли (практически достаточная степень малости составляет  $Ro \approx 0,1$ ). Использование геострофического приближения для качественного анализа динамики атмосферы оправдано и в тропиках, поскольку зональная циркуляция сохраняет геострофические черты даже в самых низких широтах (Гилл, 1986; Добрышман, 1980; Тропические муссоны, 1988).

Распределение скорости ветра с высотой в квазигеострофической атмосфере связано со структурой поля температуры соотношением термического ветра. Для представленной на рис. 1.2 осредненной вдоль круга широты зональной компоненты скорости ветра в изобарической системе координат ( $p$ ) имеем:

$$\frac{\partial[u]}{\partial p} = \frac{R}{pf} \frac{\partial[T]}{\partial \varphi},$$

символ [...] означает зонально-осредненную величину,  $R$  – газовая постоянная.

Поскольку во внетропических широтах температура убывает с ростом широты, то скорость ветра с высотой должна возрастать, причем этот рост максимален там, где существует наибольший градиент температуры. Рост  $[u]$  с высотой (см. рис. 1.2) максимален именно в зонах атмосферного полярного фронта каждого полушария, которые разграничивают теплый воздух, формирующийся в тропиках, и холодный воздух высоких широт.

Рассмотрим меридиональные движения. Они характеризуются картиной функции тока ( $\psi$ ), определяемой как

$$\psi = \frac{2\pi a \cos \varphi}{g} \int_0^p [v] dp = -\frac{2\pi a^2 \cos \varphi}{g} \int_{-\pi/2}^{\varphi} [\tau] d\varphi.$$

Расположение линий функции  $\psi$  показывает (рис. 1.3), что средняя циркуляция в меридионально-вертикальной плоскости принимает форму ячеек циркуляции. Наиболее отчетливая ячейка низких широт – ячейка Хедли, в которой восходящий поток воздуха локализован недалеко от экватора, а район нисходящих движений располагается в тропиках и субтропиках. Осредненный меридиональный поток максимален в тропиках – в нижней и верхней тропосфере. Эти ветры являются отражением пассатных и антипассатных течений. Более слабые ячейки (ячейки Ферреля) видны в средних широтах – здесь воздух опускается со стороны низких широт и поднимается в высоких широтах. Однако анализ данных наблюдений показывает (см. рис. 1.3), что

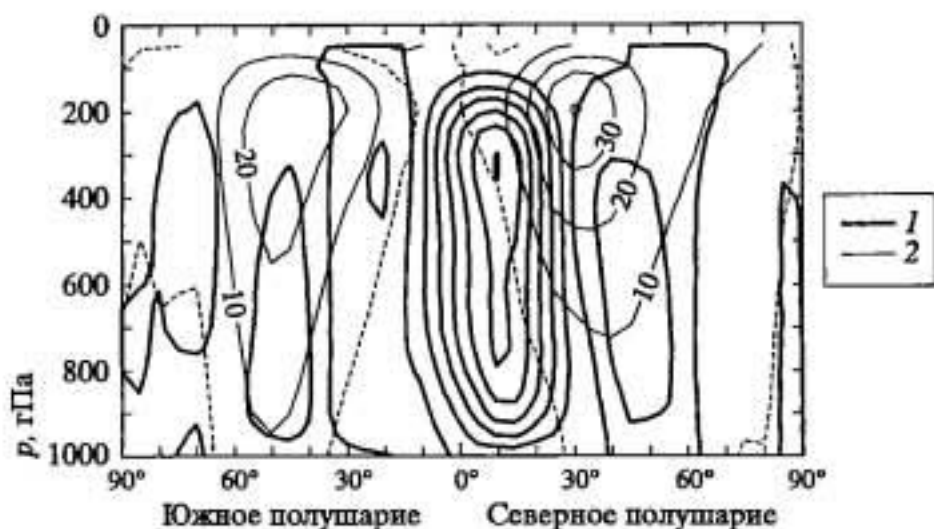


Рис. 1.3. Распределение с высотой (вертикальная координата – давление) функции тока (1) и зональной составляющей скорости ветра (м/с) (2) (декабрь–февраль)

Пунктирная линия – нулевая изобара

ячейка Ферреля – это формальный результат статистического осреднения циркуляционной картины в средних и высоких широтах. Здесь движение воздушных масс организовано в вихри синоптического масштаба, т.е. создается не за счет "среднего" движения, а благодаря "флуктуациям".

В реальности глобальная циркуляция не является осесимметричной; в различных долготных секторах Земли меридиональная циркуляция оказывается различной (Кислов, Семенов, 1989). В "чисто океанических" условиях Тихого океана нижняя тропосфера занята восточными ветрами пассатов. С высотой она резко сужается, и уже в средней тропосфере восточные потоки над большей частью тропической зоны замещаются антипассатными ветрами, которые представляют собой экваториальную периферию западного переноса обоих полушарий. Линии тока конвергируют вблизи  $10^{\circ}$  с.ш. Это область классической ("пассатной" (Петросянц, 1987)) Внутритропической зоны конвергенции (ВЗК), разграничивающей макромасштабные системы пассатной циркуляции обоих полушарий. Здесь интенсивные восходящие движения (выраженные в виде конвективных движений) охватывают всю тропосферу и нижнюю стратосферу. В областях субтропиков во всей толще тропосферы наблюдаются нисходящие движения, генетически связанные с субтропическими антициклонами (Гавайским и Южно-Тихоокеанским). В главных чертах характер циркуляции над Тихим океаном напоминает зонально-осредненную картину (см. рис. 1.3).

Атмосферная циркуляция над континентальным районом, например Африкой, имеет другое строение. Основное отличие от океанических акваторий – это расчленение пояса пассатов



экваториальной зоной западных ветров, отражающих проявление муссонной циркуляции над Гвинейским заливом и Экваториальной Африкой. Восточный перенос над Африкой с высотой не ослабевает ни по меридиональной протяженности, ни по интенсивности. В субтропических широтах над Африкой как в Северном, так и в Южном полушариях, наблюдаются две зоны внетропического западного переноса, которые, в отличие от Тихого океана, почти не проникают в тропики.

Характерной особенностью представленных распределений является отсутствие соблюдения баланса массы поднимающегося и опускающегося воздуха в меридиональной плоскости. Фактически наблюдается трехмерная картина циркуляции – кроме меридиональной существует зонально-ориентированная циркуляция с подъемом воздуха в районе Зондских островов и опусканием в западной части Индийского океана и восточной части Тихого океана. Эта ячейка циркуляции часто обозначается как ячейка Уокера.

Зональный западный перенос внетропических широт всегда осложнен волнами планетарного масштаба. Механизмом, обеспечивающим их развитие, является гидродинамическая неустойчивость этого потока (Гилл, 1986; Педлоски, 1984; Дикий, 1976). Свойства потока (структура его пространственной неоднородности) определяют существование так называемой баротропной и бароклинной неустойчивости. Основную роль играет именно второй механизм, когда неустойчивость оказывается типичной для течений с четко выраженным межширотным градиентом температуры (что в силу модели термического ветра эквивалентно существованию вертикального сдвига скорости ветра). Характерный горизонтальный масштаб возникающих волн ( $L$ ) определяется так называемым радиусом деформации Россби:  $\sigma(L) = L_R = NH/f$ , где  $H$  – толщина слоя, где развиваются волны. Принимая типичные значения  $H \approx 10$  км,  $f \approx 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>,  $N = 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>, получаем  $\sigma(L) = 1000$  км. Линейная скорость роста волны на начальной стадии ее развития пропорциональна  $\frac{f}{N} \frac{\partial U}{\partial z} = 1$  сут<sup>-1</sup>.

Когда амплитуда увеличивается существенно, скорость роста уменьшается, затем и вовсе прекращается. После этого наступает стадия диссипации. Планетарным волнам соответствуют циклоны и антициклоны, развивающиеся в нижней и средней тропосфере.

Неоднородности земной поверхности (распределение суши/моря и, в меньшей степени, крупные горные системы, например Тибетское нагорье и Скалистые горы) создают в системе

циркуляции своеобразные меридионально протяженные зоны, вдоль которых активно перемещаются серии циклонических вихрей. Наиболее выраженными являются в этом отношении области восточного побережья Азии и Северной Америки, особенно в зимнее время, когда вдоль побережий пролегают пути циклонических серий. Эти возмущения стационарируют в высокоширотных регионах, образуя квазипостоянные центры действия, представляющие собой продукт совместного проявления нестационарных волн и стационарных возмущений. Орографические волны, возникающие при обтекании макроформ рельефа и за счет его воздействия на термический режим атмосферы, обладают большой скоростью затухания, поэтому они практически не выходят за пределы региона и не создают эффектов дальних связей (Хелд, 1988). Неоднородное распределение по планете моря и суши создает муссонные эффекты.

Рассмотрим климатические функции **Мирового океана**. Он покрывает около 65% земной поверхности, его средняя глубина около 4 км. Океан, как и атмосфера, представляет собой очень тонкую пленку воды у поверхности планеты. Океаны достаточно однородны по своему химическому составу: концентрация солей (соленость) редко выходит за пределы значений 34–36 г/кг, причем диапазон вариаций отношения содержания большинства элементов к натрию еще меньше. Концентрации неорганического углерода и так называемых биогенных элементов (азота, фосфора, кремния) более изменчивы из-за их биологической активности. Планетарное распределение суши и моря на Земле может считаться неизменным (в главных деталях) в течение по крайней мере последних 15 млн лет.

На рис. 1.4 показано распределение температуры, солености и плотности с глубиной. У самой поверхности находится квазиоднородный слой (так называемый верхний квазиоднородный слой – ВКС). Его толщина в тропиках составляет несколько десятков метров, в высоких широтах он простирается на несколько сотен метров зимой и составляет 10–20 м летом. Такая картина характерна для большей части акватории Мирового океана, исключением являются области строжней океанских течений и прибрежные области.

Вне полярных регионов структура поля плотности практически определяется температурой. В высоких широтах в распределении плотности существенную роль играет соленость. Так проявляется нелинейность уравнения состояния морской воды – в разных температурных диапазонах роль солености оказывается неодинаковой. Ниже ВКС температура убывает (а плотность возрастает с глубиной) – это слой сезонного и глав-

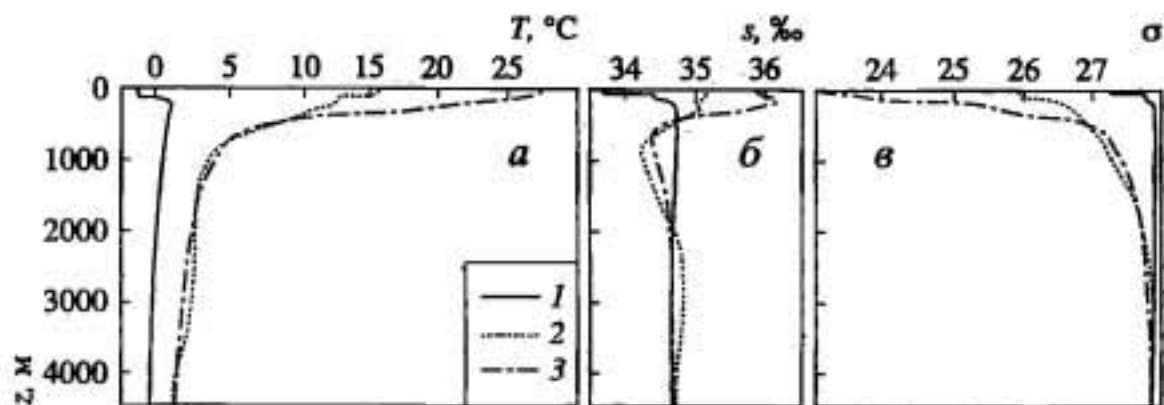


Рис. 1.4. Температура (а), соленость (б) и условная плотность воды  $\left(\sigma = 1000 \left[ \frac{\rho_w(T, S)}{\rho_w(4^\circ\text{C}, 0)} - 1 \right]\right)$  (в) как функция глубины в полярной (1), умеренной (2) и тропической (3) зонах Мирового океана (Tolstoy, Clay, 1966)

ного термоклина с нижней границей на глубине порядка 1500 м. Ниже располагается так называемый глубинный слой с очень медленно меняющейся с глубиной температурой.

Наблюдаемое распределение температуры с глубиной связано с тем, что океан, в отличие от атмосферы, нагревается с поверхности. Поэтому вода у его поверхности теплее и "легче", чем в нижележащих слоях. Примыкающий к поверхности однородный слой создается за счет перемешивания, которое осуществляется действием ветра; конвекция может развиваться только в высоких широтах, где стратификация вод становится неустойчивой. Частота Брента-Вяйсала, средняя для ВКС, составляет  $3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Те слои океана, в которых существенно взаимодействие с атмосферой и отчетливо выражен сезонный ход, представляют собой так называемый деятельный слой; основная же толща вод – глубокий океан – из-за своей инерционности и отсутствия эффективных механизмов вертикального взаимодействия начинает ощущать воздействие атмосферы только на масштабах времени в десятки и сотни лет.

Главной особенностью циркуляции поверхностных вод (до ~1500 м), является их антициклональный круговорот в субтропиках. Западная ветвь этой циркуляции представляет собой узкое, прижатое к береговой зоне пограничное течение, отличающееся большой мощностью. К течениям такого типа относятся Гольфстрим, Куроисио, Бразильское течение и др. На восточных ветвях интенсификации не происходит. Циркуляция имеет дрейфовый характер, т.е. водные массы вовлекаются в движение ветром. "Западная интенсификация" океанской циркуляции принципиально связана с зависимостью динамического эффекта вращения Земли от широты.



Напряжения ветра создают в океанском, пограничном с атмосферой (экмановском) слое области конвергенции и дивергенции. Трехмерность поля скорости нарушает баротропный характер циркуляции, делая невозможным проникновение в глубь океана (до дна) круговоротов дрейфовой циркуляции.

В поверхностном слое значения температуры и солёности океана определяются, главным образом, тепловлагообменом с атмосферой. Там, где осадки превышают испарение, поверхностные воды распреснены. Эта ситуация типична для района ВЗК и областей внетропического циклогенеза. В пассатных районах, напротив, осадки редки, а испарение велико. За счет этого солёность в этих районах возрастает. Вблизи  $30^\circ$  с.ш. и  $30^\circ$  ю.ш. благодаря развитой экмановской конвергенции течений, теплая и солёная вода из приповерхностного слоя проникает в глубь океана. Вблизи экватора солёность воды снижена, а в некоторых регионах (восточная часть Тихого и Атлантического океанов) несколько ниже и температура воды. Создает этот эффект апвеллинг, связанный с дивергенцией течений в приповерхностных слоях.

В высоких широтах Северного полушария верхние слои распреснены, ниже солёность растет с глубиной, образуя так называемый галоклин. Распреснение вод здесь есть следствие особенностей пресноводного баланса данного океана. Действительно, Северный Ледовитый океан, составляющий только 5% площади Мирового океана и 1,5% его объема, принимает примерно 10% континентального речного стока. Согласно имеющимся оценкам (Aagaard, Carmack, 1989), главными составляющими бюджета являются речной сток ( $3300 \text{ км}^3/\text{год}$ ) и вынос пресных вод и льдов (главным образом, в виде льдов) в Атлантику через пролив Фрама ( $3610 \text{ км}^3/\text{год}$ ). Избыток пресной воды распресняет верхние слои (пресная, менее плотная вода "растекается" по поверхности). Более теплые, но и более солёные воды, проникающие в высокоширотные моря из Атлантики в виде Северо-Атлантического течения, оказываются несколько более плотными – они располагаются в подповерхностном слое, формируя характерную структуру галоклина.

В процессе межширотного водообмена теплые воды, поступающие в высокие широты, постепенно теряют тепло за счет выхолаживания с поверхности. При снижении температуры возрастает плотность (при низких температурах важную роль играет состояние солёности) и начинается процесс конвекции, когда более плотные воды опускаются вниз, "тонут" в менее плотных. Эти водные массы (в силу закона сохранения масс)

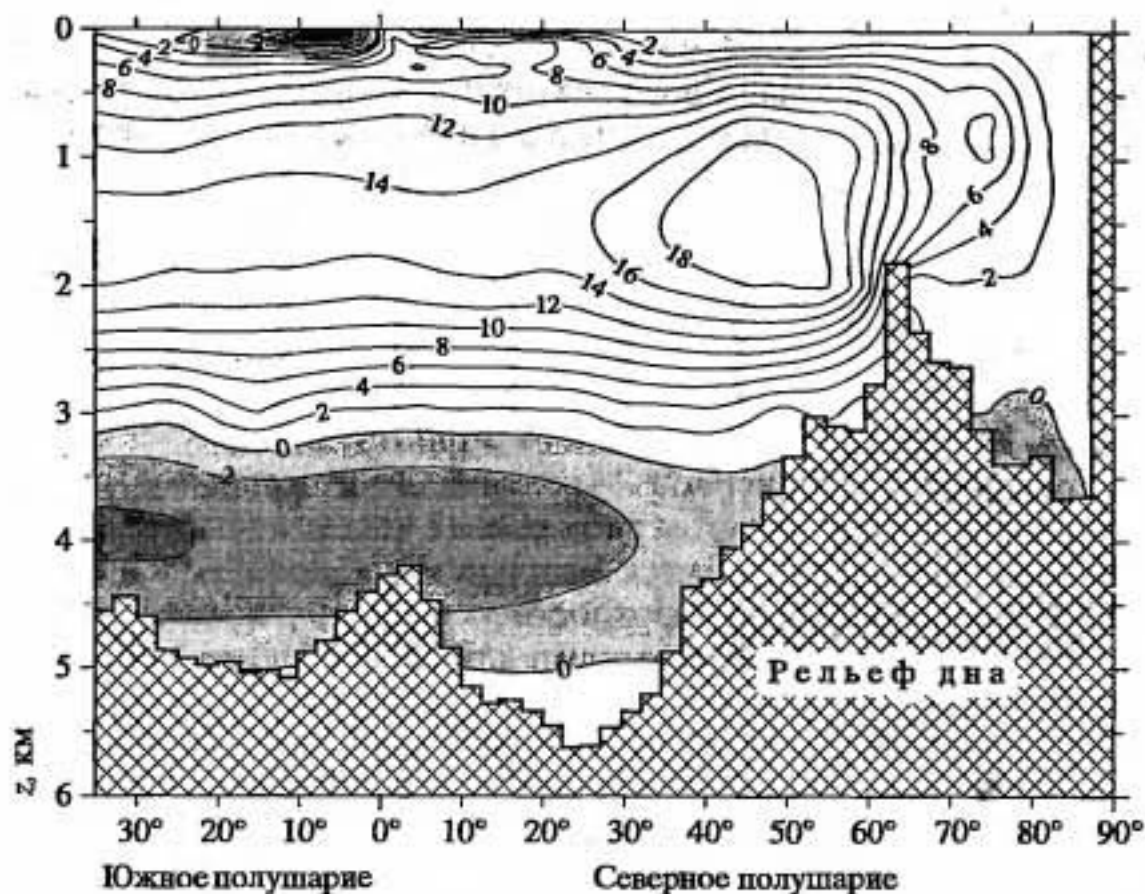


Рис. 1.5. Линии тока меридиональной циркуляции вод ( $S_v$ ) Атлантического океана в современных условиях (по результатам моделирования на МОЦО LSG)

вынуждены перемещаться в глубоких слоях океана в низкие широты, где возникает медленный подъем вод.

Такая симметричная картина, возможно, реализовывалась бы в каждом океане, если бы они существовали изолированно друг от друга, морфология дна была бы одинаковой и метеорологический режим над их акваторией был бы одним и тем же. Однако изолированности не существует – океаны связаны между собой благодаря свободному водообмену вокруг Антарктиды. Поэтому в реальности "круговорот" реализуется только в Атлантическом океане (рис. 1.5), где образование глубинных вод происходит как в Северной Атлантике (промежуточная Лабрадорская и глубинная Северо-Атлантическая водные массы), так и около Антарктиды (антарктическая глубинная вода). В неглубоком Тихом океане процессы такого типа не имеют места.

Наконец, и метеорологические условия над океанами сильно различаются. Так, в Северной Атлантике испарение ( $E$ ) превышает осадки ( $P$ ) – здесь между 30 и 50° с.ш. ( $E - P$ ) составляет примерно 600 мм/год, в то время как в Тихом океане эта разность близка к нулю. Средняя температура поверхностных вод Северной Атлантики оказывается на 6 °C ниже температуры



верхнего слоя северной части Тихого океана, однако средняя температура всей толщи вод Атлантики выше на  $1,3^{\circ}\text{C}$ , а средняя соленость выше на  $0,5\text{‰}$ , чем в Тихом океане. За счет этих различий в температуре и солености уровень северной части Тихого океана почти на 1 м выше уровня Северной Атлантики. Это создает динамические предпосылки возникновения меж-океанского водообмена – приток теплых вод из Тихого и Индийского океанов компенсирует затраты тепла на испарение в Северной Атлантике. Эти воды в поверхностных слоях проникают в Южную Атлантику, огибая Африку, и движутся в субполярные районы Северной Атлантики. Таким образом, в Южной Атлантике наблюдается аномальный перенос тепла. Глубинные холодные воды движутся в направлении, противоположном направлению движения поверхностных вод, завершая гигантский круговорот, один оборот которого длится несколько сотен лет. Он получил название "глобальный конвейер" (Гулев, Лаппо, 1986; Добролюбов, Лаппо, 1997). Таким образом, Северная Атлантика является ключевым районом в формировании колебаний циркуляции Мирового океана определенного масштаба.

Крупномасштабные океанские течения меандрируют, образуя сложную систему волн, многие из которых превращаются в вихри. Как и в атмосфере, одним из основных механизмов их формирования является бароклинная неустойчивость. Характерный масштаб возмущений в океане, определяемый величиной радиуса деформации Россби, составляет менее 100 км, т.е. размер океанских вихрей на порядок меньше, чем атмосферных. Скорость роста возмущений в океане медленнее, чем в атмосфере – от недели до месяца. Так, след холодных "рингов" Гольфстрима, движущихся на юг и на восток от течения в Саргассово море, может обнаруживаться в течение многих месяцев. Теплые ринги возникают с северо-западной стороны основного потока – время их жизни существенно короче, так как они или диссипируют из-за трения, выходя в мелкие прибрежные воды, или вновь поглощаются самим течением.

**Суша.** Деятельный слой суши, по сравнению с другими компонентами климатической системы, играет подчиненную роль, откликаясь на вариации, происходящие в других средах, и приспособляясь к ним. Это связано с тем, что его теплоемкость мала и фактически все изменения его температуры и температуры атмосферы происходят синхронно. Влагосодержание активного почвенного слоя меняется медленнее, чем термическое состояние, однако запасы влаги потенциально не велики, поэтому нет основания ожидать каких-то особо важных климатических эффектов.

С точки зрения участия в формировании глобального климатического состояния более важно то, что на поверхности континентов располагаются важные климатические объекты. Это высшие растения и почвенный покров, вулканы и элементы криосферы.

Прихотливое пространственное распределение видового состава растительного покрова, мозаичность почв, вариации высоты и ориентации по странам света форм рельефа создают своеобразную, в сильной степени неоднородную в пространстве картину теплообмена поверхности суши с атмосферой. Причем эта сложность, по-видимому, не уменьшается при убывании пространственного масштаба, т.е. поверхность суши, с точки зрения параметров, определяющих взаимодействие с атмосферой, обладает свойством фрактальности. Поэтому кажущиеся естественными попытки описать взаимодействие поверхности с атмосферой, разбивая поверхность на элементарные районы, чтобы потом суммировать результаты, могут не привести к успеху именно из-за фактического отсутствия этих элементарных единиц. В классической географии это стремление к выделению "атомов" географической оболочки выразилось в создании концепции ландшафта, однако и он в свою очередь делится на более мелкие структурные элементы.

Другая принципиальная особенность энерго- и газообмена атмосферы с поверхностью материков состоит в том, что этот процесс не только физический, но зависит и от физиологических особенностей растений. В самом деле, поток водяного пара, поднимающийся от поверхности в атмосферу, создается не только физическим испарением влаги с почвы, листьев и др., но и транспирацией. Последний процесс представляет собой часть общего процесса фотосинтеза, когда под действием фотосинтетически активной радиации (ФАР) растения транспирируют влагу, поглощают из атмосферы углекислый газ и выделяют кислород.

Роль вулканов, с точки зрения климатообразующих процессов глобального масштаба, заключается, прежде всего, в том, что при извержениях взрывного типа в тропосферу и стратосферу выбрасываются продукты извержения (главным образом, сернистый газ). Климатологически важны продукты извержения, попавшие именно в стратосферу, так как здесь отсутствуют эффективные процессы удаления загрязнений из атмосферы (вымывание осадками и удаление при вертикальном перемешивании). Поэтому стратосферные загрязнения способны существовать достаточно долго (3-4 года), чтобы распределиться по всему земному шару, создавая климатически значимое умень-

**Сезонный ход площади ( $10^6$  км<sup>2</sup>) морских льдов Северного и Южного полушарий и их среднегодовое значение**

Полушарие	Месяцы года												Среднее за год
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	
Северное	15	16	16	16	14	12	11	9	8	10	12	13	12,6
Южное	8	5	6	8	12	14	17	19	20	19	18	13	13,3

шение прихода солнечной радиации к поверхности и, следовательно, предпосылки к снижению температуры.

**Криосфера** (снежный покров и морской лед, горные ледники, "вечная мерзлота" и ледниковые щиты Гренландии и Антарктиды) представляет собой и фактор, и продукт климатообразования. Так, само ее возникновение стало возможным, когда в результате общепланетарного похолодания в кайнозой глобальная температура опустилась ниже "гляциологического предела". С другой стороны, элементы криосферы сами воздействуют на климат – прежде всего, за счет способности эффективно, по сравнению с другими природными объектами, отражать солнечную радиацию. Кроме этого, криосфера представляет собой потенциальный сток тепла, которое могло бы быть затрачено на таяние. Следует иметь в виду, что лед вечной мерзлоты или ледниковых щитов находится при отрицательных температурах в своеобразном законсервированном состоянии.

Снежно-ледниковый покров представляет собой сезонное, наименее инерционное звено криосферы. Так, время "гляциологической инерционности", т.е. время запаздывания фаз годовой ритмичности снега по отношению к фазам хода температуры, не превышает 0,5 месяца (Мохов, 1993). Несколько более инерционен морской лед – помимо льдов однолетнего возраста встречаются двухлетние и многолетние льды. В ледяном покрове Северного Ледовитого океана, например, многолетние и двухлетние льды занимают площадь  $6,8 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. С внешней стороны их обрамляют однолетние льды (табл. 1.1; Взаимодействие..., 1987). Средняя толщина льдов составляет 2,3 м. Антарктические льды преимущественно однолетние, площадь двухлетних льдов составляет  $2,4 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. Средняя толщина льдов составляет 0,9 м. Амплитуда сезонных изменений в южной полярной области примерно в два раза больше, чем в северной. Сплоченность льдов больше в Арктике.



**Некоторые характеристики горных ледников и ледниковых щитов Антарктиды и Гренландии (IPCC, 1996)**

Параметры	Антарктида (материковая часть)	Гренландия	Горное оледенение
Площадь, $10^6 \text{ км}^2$	11,97	1,68	0,55
Объем, $10^6 \text{ км}^3$	29,33	2,95	0,11
Эквивалентное приращение уровня моря, м	65,0	7,0	0,35
Средняя толщина, км	2,5	1,6	0,2
Средняя высота, км	2,0	2,1	–
Скорость аккумуляции, $10^{12} \text{ кг/год}$	2200	535	–
Скорость абляции, $10^{12} \text{ кг/год}$	< 10	280	–
Скорость айсбергового стока, $10^{12} \text{ кг/год}$	2200	255	–
Средняя высота линии равновесия прихода–расхода массы, км		0,95	0–6,3
Характерное время, необходимое для существенных изменений ледника, годы	–15 000	–5000	50–1000

Вода – аномальная жидкость, расширяющаяся при замерзании. Поэтому лед легче воды и покрывает океан. Даже тонкий ледовый покров обладает хорошими изоляционными свойствами – подо льдом выхолаживание воды прекращается.

Образование морских льдов и формирование снежного покрова на материках определяется, в первую очередь, температурными условиями. Однако как на суше, так и на море оказывается сложным увязать границу снежного покрова с конкретной изотермой (Кислов, 1994).

Переходим к рассмотрению горных ледников и ледниковых щитов. В табл. 1.2 представлены их некоторые общие показатели.

Как следует из данных табл. 1.2, расположенные в горах ледники не покрывают столь большую площадь, чтобы при ее изменении происходили существенные изменения альbedo территории. Например, в северо-западной части Тибетского нагорья, на юго-западной и южной окраинах Каракорума, северо-восточных и восточных склонах Наньшаня ледники покрывают 2–6% площади; в центральных частях центрально-азиатского горного массива это десятые и сотые доли процента. Поэтому ледники оказывают лишь локальное влияние на местные кли-

матические условия, практически целиком находясь под влиянием вариаций климата. Отсутствие обратных связей и сравнительно небольшая инерционность делают горные ледники ценным индикатором климатических изменений (Oerlemans, 1996; Oerlemans et al., 1998).

В настоящее время ледники Гренландии и Антарктиды являются единственными представителями покровных оледенений, однако на протяжении плейстоцена щиты такого же класса неоднократно (~17 раз (Зубаков, 1986)) появлялись и исчезали в Северной Америке (Лаврентийский и Кордильерский щиты) и в Северной Европе (Скандинавский щит).

Огромные размеры ледниковых щитов делают их поведение очень инерционным. Они интегрируют флуктуации климатического режима с ритмичностью в сотни и тысячи лет, формируя медленный отклик. Однако помимо медленных изменений, в определенных условиях могут происходить и быстрые изменения состояния периферийных частей ледникового щита. Так, в Антарктиде в 1947–1960, 1965–1975, 1980–1986 гг. происходило общее для периферии ее ледникового покрова проявление подвижек в сторону моря надломленных частей шельфовых и выводных ледников (так называемый "сердж"), вызывавших транзит льда в краевые части и повышенный айсберговый сток (Захаров, 1994).

Косвенным подтверждением существования подобных событий в прошлом являются так называемые "события Энрика" (Heinrich, 1988; Bond et al., 1993; Bond, Lotti, 1995). Это диагностированная по результатам глубоководного бурения в Северной Атлантике перемежаемость морских отложений грубообломочным материалом, имеющим континентальное происхождение.

Важным компонентом криосферы является вечная мерзлота. Она занимает огромную часть суши во внетропических широтах; так, ею покрыто более 60% территории России. Область распространения многолетнемерзлых пород имеет сложную структуру, в формировании которой принимают участие климатические, литологические, геоморфологические и гидрологические факторы.

В геокриологии выделяют различные типы многолетнемерзлых грунтов в зависимости от сомкнутости мерзлоты. Мерзлота является островной, если она занимает до 40% площади (ее доля не превосходит долю незамерзшего грунта), прерывистой, если она покрывает 40–80% территории, и сплошной, если ее доля превышает 80%.

Зона сплошного распространения многолетнемерзлых пород приурочена к самым северным, а в Азии – к северо-восточным

районам суши. Южнее увеличивается мозаичность вечной мерзлоты. Несмотря на многофакторность генезиса, важнейшее значение имеют связи с термическим режимом. Эмпирически установлено, что изолинии почвенно-мерзлотного индекса

$\left( \sqrt{\sum T^-} / \left( \sqrt{\sum T^-} + \sqrt{\sum T^+} \right) \right)$  0,5; 0,6 и 0,67 соответствуют

границам островной, прерывистой и сплошной криолитозоны.

Простой эмпирической характеристикой состояния вечной мерзлоты может выступать среднегодовая температура воздуха. Показано, что при ее снижении с 0 до  $-1^\circ\text{C}$  распространенность вечной мерзлоты увеличивается с 0 до 60%. Дальнейшее снижение температуры (до  $-2^\circ\text{C}$ ) вызывает увеличение занимаемой мерзлотой площади до 80%. При среднегодовой температуре ниже  $-5^\circ\text{C}$  100% земной поверхности занимают мерзлые породы. Со снижением температуры резко возрастает мощность многолетнемерзлых пород, которая увеличивается примерно на 50 м при уменьшении температуры на  $1^\circ\text{C}$ . Сказанное не следует, конечно, понимать так, будто мерзлота мгновенно реагирует на межгодовые вариации температурного режима. Имеется в виду, что состояние мерзлоты закономерно следует за особенностями пространственного распределения среднеклиматических температурных условий.

Поскольку вечная мерзлота перекрыта сверху слоем почвогрунтов и растительностью, она не создает того "альбедного" механизма, который типичен для других элементов криосферы. Ее воздействие другое – в теплый период года она влияет на температуру и мощность слоя оттаивания. Другой, более экзотический механизм влияния связан с тем, что разрушение вечной мерзлоты сопровождается восстановлением болотных ассоциаций и в атмосферу попадает большое количество метана. Оценить глобальное значение этого фактора сложно, однако имеются спекулятивные гипотезы, что его будет достаточно для того, чтобы значимо усилить глобальное потепление.

Подводя итог, подчеркнем специфические функции, выполняемые отдельными элементами климатической системы. Воздушная оболочка Земли создает парниковый эффект – важнейший механизм, во многом определяющий температурный режим поверхности планеты. Через влияние на атмосферу осуществляется антропогенное воздействие на климат. Циркуляция перераспределяет между низкими и высокими широтами энергию и угловой момент, обеспечивает перенос водяного пара в высокие широты и в глубь материков. Верхние слои атмосферы принимают на себя воздействие солнечной активности. Воз-



можно, что это влияние каким-то образом (в настоящее время это неизвестно) передается в нижнюю часть атмосферы и к другим элементам климатической системы.

Планетарное распределение суши и моря определяет муссонные особенности циркуляции атмосферы и некоторые формы циркуляции вод в океане. Мировой океан, нагреваясь летом и отдавая тепло зимой, сглаживает сезонные колебания климата. Циркуляция океана (как и циркуляция атмосферы) вносит существенный вклад в межширотный энергообмен. Мировой океан – источник водяного пара, играющего важную роль в атмосферных процессах и ключевую роль в функционировании биоты суши.

Углеродная система океана тесно связана с атмосферой (см. раздел 1.2), контролируя содержание  $\text{CO}_2$  в воздухе и, следовательно, интенсивность парникового эффекта. Газообмен между атмосферой и океаном есть важная часть общепланетного геохимического цикла. Взаимодействие океана с атмосферой порождает флуктуации климата (носящие характер стохастических автоколебаний).

Криосфера играет сильную роль в качестве фактора положительной обратной связи с температурным режимом и представляет собой потенциальный сток тепла.

## **1.2. УГЛЕКИСЛЫЙ ГАЗ В АТМОСФЕРЕ И ГЛОБАЛЬНЫЙ ЦИКЛ УГЛЕРОДА. БИОЛОГИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ СОДЕРЖАНИЯ $\text{CO}_2$**

Важнейшую роль в создании парникового эффекта играет, кроме водяного пара, углекислый газ (см. раздел 1.1). В атмосфере он представляет собой практически инертный газ и изменения его содержания в воздухе происходят за счет газообмена с другими природными средами. Активную роль в динамике углерода (по массе углерод практически полностью представлен стабильным изотопом  $^{12}\text{C}$ ) на Земле играет жизнь. Все процессы, объединяющие потоки и превращения неорганического и органического углерода, вместе образуют так называемый глобальный биогеохимический цикл углерода (Vaugher, 1988; Будыко и др., 1985). В этом смысле можно считать, что эволюция живых организмов и развитие климатической системы происходили не просто одновременно на одном материальном носителе – планете Земля, а взаимовлияли друг на друга. Планетарный углеродный цикл представляет собой сложную систему, его функционирование на различных характерных временах определяется различными процессами, которым соответствуют различные скорости круговорота  $\text{CO}_2$ .

Углекислый газ, как и азот, и водяной пар, поступали и поступают в атмосферу из глубоких слоев планеты в ходе дегазации верхней мантии и земной коры. Эти составляющие атмосферного воздуха входят в число газов, выбрасываемых в атмосферу при извержениях вулканов, выделяются из глубоких трещин в земной коре и из горячих источников. Углекислый газ расходуется на образование различных карбонатных отложений. В этом процессе активную роль играет наличие (или отсутствие) воды – растворяясь в поверхностных водах суши,  $\text{CO}_2$  становится химически активным агентом, ускоряющим процесс химического выветривания силикатных минералов. В ходе этой реакции образуются соединения кальция и магния, входящие в карбонатные отложения водоемов. Другой расходной статьей  $\text{CO}_2$  является формирование отложений органического углерода благодаря процессу фотосинтеза.

Доказательством того, что динамика углерода на Земле, в том числе и в атмосфере, тесно связана с особенностями дегазации мантии и земной коры служит диагностированное чередование эпох обогащения и обеднения осадочных толщ остаточным органическим углеродом, происходившее параллельно с изменениями массы вулканических пород и суммарной массы  $\text{CO}_2$  карбонатных пород и карбонатных примесей к другим породам (Будыко и др., 1985). Это означает, что накопление органического углерода и углерода карбонатного происходило за счет действия единого процесса. Подсчеты показывают, что при ограниченном резерве углерода в близкой к равновесной системе атмосфера–океан–биота карбонатонакопление и отложение органического углерода должны были геологически мгновенно исчерпать ресурсы углекислого газа. Тот факт, что этого не происходило, подтверждает действенность механизма его выноса из глубоких слоев.

Интенсивность этого механизма была неравномерной во времени. Эпохам повышенного вулканизма и выноса больших масс глубинного углекислого газа (ордовик, девон–карбон, пермь, мел), которые приурочены к срединным стадиям тектонических циклов (каледонского, герцинского, альпийского), отвечает мощное карбонатонакопление и максимальная фиксация остаточного органического вещества в осадочных толщах. Эпохам резкого ослабления вулканической деятельности и уменьшения выноса  $\text{CO}_2$  на поверхность, которые тяготеют к начальным и заключительным стадиям тектонических циклов, соответствует заметное уменьшение массы отлагавшихся карбонатных осадков и погребенного органического вещества. Данные о количестве карбонатных пород, образовавшихся в



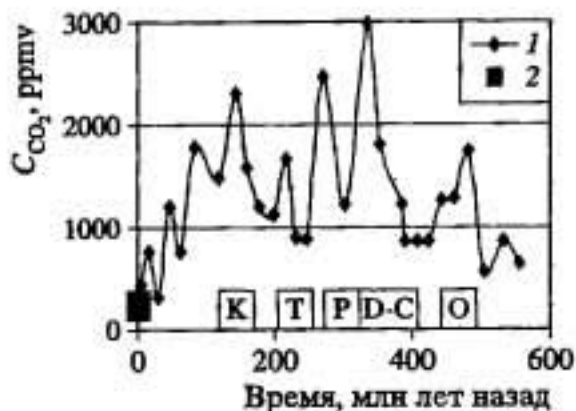


Рис. 1.6. Изменения концентрации углекислого газа в фанерозое (1) и ее значение в современную эпоху (2) (поздний плейстоцен–голоцен) (см. рис. 1.8, 1.9)

O, D-C, P, T, K — те стратиграфические интервалы (ордовик, девон-карбон, пермь, триас, мел соответственно), в которых скорости формирования вулканических пород были выше среднего уровня

единицу времени в различные эпохи, дают оценку скорости расхода/поступления углекислого газа в атмосферу. Используя этот подход, в работе (Будыко и др., 1985) было рассчитано изменение концентрации CO<sub>2</sub> в атмосфере за период фанерозоя (рис. 1.6). На основе сходного, в целом, подхода в (François, Walker, 1992) получен иной ход концентрации CO<sub>2</sub> в фанерозое — с одним хорошо выраженным максимумом, относящимся к эпохе девон-карбон.

Средняя концентрация CO<sub>2</sub> за период фанерозоя оказалась равна 1300 ppmv, следовательно, примерно в четыре раза больше по сравнению с современной эпохой. Основные пики концентрации наблюдались в те эпохи, когда вулканическая активность превышала средний уровень.

При рассмотрении процессов продолжительностью от года до тысяч лет заметно стремление углерода к равновесному распределению за счет обмена между атмосферой и биотой суши и атмосферой и океаном (рис. 1.7).

Рассмотрим биоту (флору и фауну). Основной биогеохимической функцией живого вещества является образование биомассы (т.е. соединений необычного для неорганического мира химического состава и структуры) и формирование свободного кислорода в атмосфере. Эти функции осуществляются благодаря процессу фотосинтеза. Основная часть углекислого газа, запасенного в биоте, возвращается в атмосферу и гидросферу в ходе процессов деструкции органического вещества.

"Живая материя" не может рассматриваться в отрыве от среды обитания (окружающей среды), т.е. сообщество организмов и неживая среда их обитания функционируют совместно, развиваются как единое целое, образуя экологическую систему (экосистему) (Одум, 1986). Под совместным функционированием понимается то, что биота не только приспосабливается к окружающей среде, но и своей биохимической деятельностью в экосистемах приспособливает среду к своим потребностям.

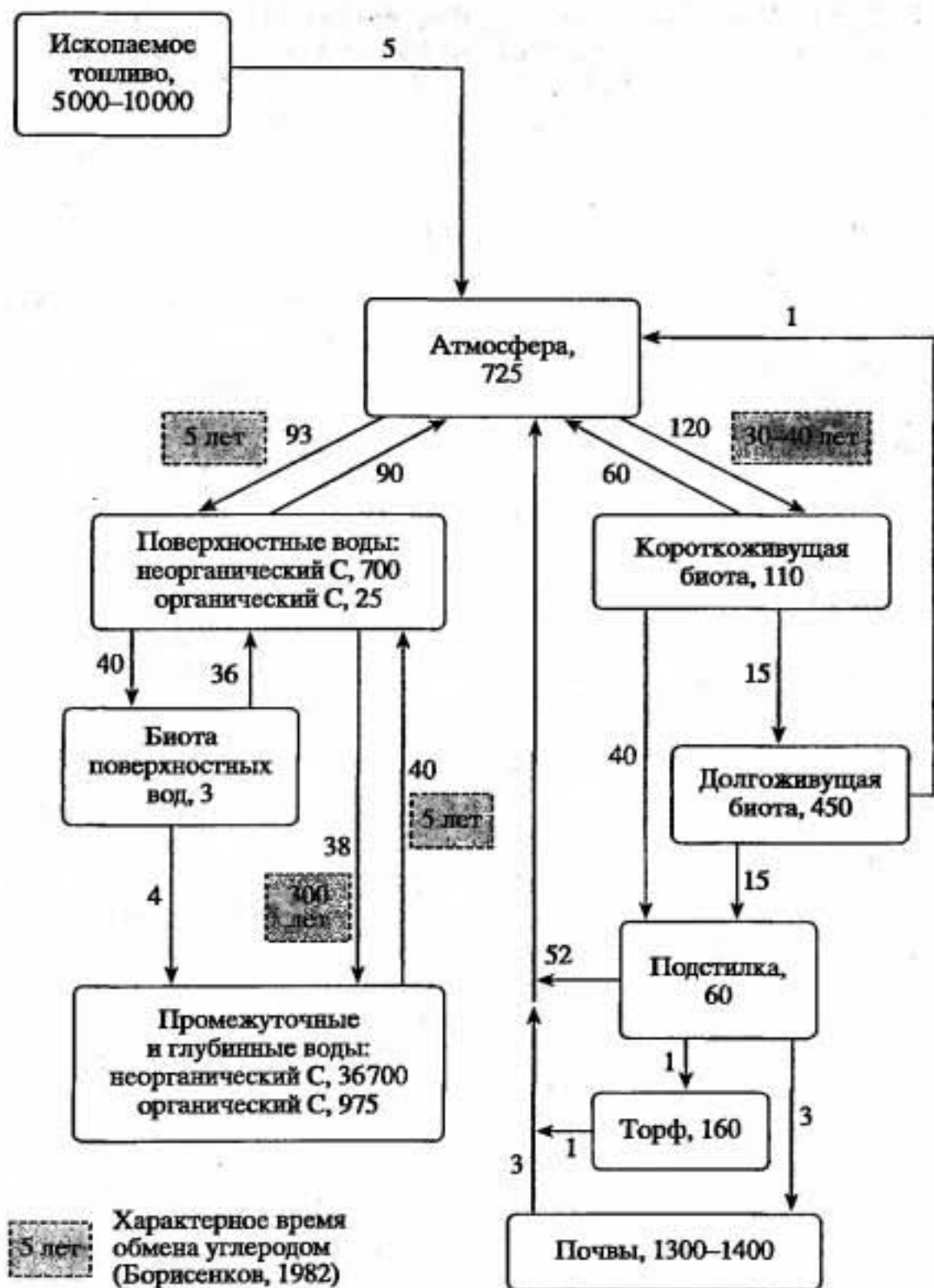


Рис. 1.7. Блок-схема глобального углеродного цикла (Болин, 1989). Содержание углерода дано в  $10^{12}$  кг, потоки между резервуарами – в  $10^{12}$  кг/год. Содержание углерода и потоки оценены независимо, поэтому в целом баланс не выполняется

Фактически, по-видимому, экосистемы могут появляться лишь там, где свойства неорганической среды таковы, что возможна их перестройка в более приемлемую для жизни форму. Понятие экосистемы может быть применено к любому пространственному масштабу; при рассмотрении процессов планетарного масштаба используется термин "глобальная экологическая система" или "биосфера" (Вернадский, 1994). Отметим, что биосфера, понимаемая таким образом, является более общим понятием, чем климатическая система и представляет собой фактически синоним понятия "географическая оболочка" (Марков и др., 1978).

Возраст биосферы, если отсчитывать его от самых древних диагностированных следов организмов, составляет 3,5–3,8 млрд лет (Schopf, 1993; Mojzsis et al., 1995). С этой точки зрения жизнь на Земле может считаться извечной в пределах геологического времени. Однако активно воздействовать на окружающую среду жизнь начала гораздо позже, когда биогенный кислород постепенно стал (вместе с азотом) основным по составу элементом атмосферного воздуха на Земле. Окислительная атмосфера сменила восстановительную около 1 млрд лет назад – в докембрийское время. Тогда появились, по-видимому, первые фотосинтезирующие автотрофы (синезеленые водоросли). Их популяционный взрыв привел к тому, что биота смогла начать перестраивать свойства атмосферы. Затем активную роль стали играть зеленые водоросли, и, наконец, около 150 млн лет назад лидерство в обеспечении планетной атмосферы кислородом перешло к высшим растениям суши. Важно подчеркнуть, что исполнение биосферой своей биогеохимической функции не прерывалось, но группы фотосинтезирующих организмов, ответственные за формирование резервуара свободного кислорода, менялись.

Существуют разные точки зрения на динамику этого процесса. В работе (Будыко и др., 1985) показано, что рост концентрации кислорода был осложнен несколькими крупными подъемами и падениями, причем количество  $O_2$  при его максимумах превосходило его количество в эпохи минимумов в несколько раз. Причины изменений определялись изменениями продуктивности фотосинтеза, вариациями количества  $CO_2$  и климатических условий; вторая причина – изменения условий захоронения органического углерода. В работе (Одум, 1986) говорится об относительно стабильном росте кислорода – в ордовике и силуре (500–400 млн лет назад) его концентрация составляла около 20% от современного значения, а в последние 300–400 млн лет она оставалась стабильной.



Таким образом, основную климатообразующую роль биоты выполняют в настоящее время высшие растения суши. Распределение растительного покрова по земному шару определяется во многом климатическими условиями. Это связано с тем, что основные процессы, характерные для растительного покрова, например рост растений, темп и характер разложения растительных остатков и т.д., связаны с климатическими факторами – поступлением солнечной радиации, температурой и влажностью. Кроме того, зональное распределение свойств типично и для почв – другому важному фактору, определяющему жизнедеятельность растений.

Эти закономерности формализованы в тех классификациях климата, где свойства растительного покрова увязаны с климатическими показателями. Так, в классификации Будыко–Григорьева тип растительного сообщества однозначно связан с годовым значением радиационного баланса и величиной радиационного индекса сухости (Дроздов и др., 1989). В классификации "жизненных зон" Холдриджа (Holdridge, 1947) типам растительности поставлены в соответствие три параметра: годовая сумма осадков, потенциальная эвапотранспирация и превышение годовой температуры над 0 °С. В различных версиях модели ВЮМ (Prentice et al., 1992) типы растительности (16 типов) увязаны с показателями температурного режима и условиями увлажнения почв.

Все эти модели обладают принципиальными недостатками. Один из них – ориентация исключительно на климатические условия, т.е. влияние других факторов учитывается опосредованно или игнорируется. Другой недостаток в том, что они рассматривают климатический режим и состояние растительного покрова как установившиеся (климакс) и не дают информации о переходных режимах (сукцессиях).

Атмосферный углерод представлен практически тем, который входит в состав  $\text{CO}_2$ . Его изменения во времени характеризуются хорошо выраженным годовым ходом, который определяется, главным образом, сезонными изменениями цикла фотосинтеза Северного полушария (поскольку основную роль в фотосинтезе играют высшие растения суши), в меньшей степени на него влияет ход температуры поверхностных вод океана, от которой зависит растворимость  $\text{CO}_2$  в морской воде. Кроме закономерного годового хода, существуют межгодовые вариации. Изменения, выполненные на фоновых станциях, показали, что тропосфера в целом довольно однородна по содержанию  $\text{CO}_2$ , несмотря на то, что его основные антропогенные источники сосредоточены в Северном полушарии. Так, среднегодовые

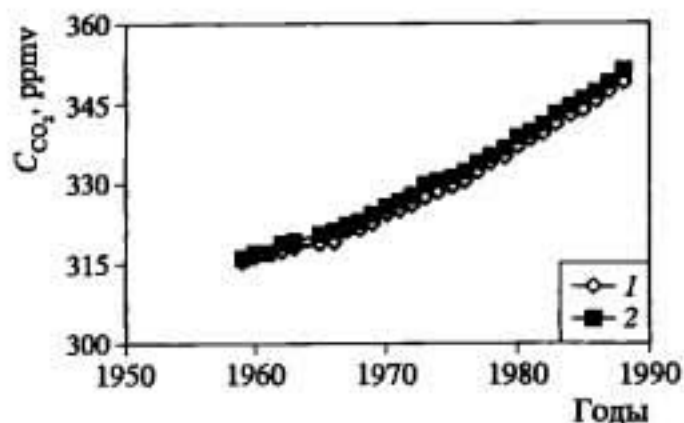


Рис. 1.8. Изменение во времени среднегодовых значений концентрации  $\text{CO}_2$ , измеренных на Южном полюсе (1) и на станции Мауна-Лоа, Гавайские о-ва (2) (Keeling et al., 1989)

концентрации на  $60-50^\circ$  с.ш. на 1–2 ppmv больше, а на  $50-80^\circ$  ю.ш. на 1–2 ppmv меньше, чем на станции Мауна-Лоа (Гавайские о-ва). Также можно отметить, что концентрация углекислого газа в тропиках немного больше, чем в высоких широтах (рис. 1.8). Это связано с тем, что в низких широтах существует поток  $\text{CO}_2$  из океана в атмосферу, а в высоких широтах – в противоположном направлении.

Анализ рядов наблюдений (см. рис. 1.8) показывает регулярный рост концентрации  $\text{CO}_2$  год от года. Важнейшим является ответ на вопрос, обусловлено ли это приращение концентрации антропогенными выбросами или изменениями в скорости газообмена между резервуарами. В самом деле, значения потоков углерода между резервуарами несравнимо больше потока, возникающего за счет сжигания ископаемого топлива (см. рис. 1.7). В этом случае последний может быть, в принципе, следствием изменений газообмена атмосферы с океаном или атмосферы с биотой, или даже принят за ошибки измерений этих больших потоков. Доказательством факта антропогенно обусловленного прироста  $\text{CO}_2$  служит, во-первых, так называемый эффект Зюсса. Он заключается в следующем: оказалось, что за последние 100 лет атмосферный углерод во все большей степени обеднялся радиоактивным изотопом углерода  $^{14}\text{C}$ . Предполагая, что его "производство" неизменно во времени ( $^{14}\text{C}$  образуется в верхней атмосфере в результате взаимодействия нейтронов космического происхождения с азотом и испытывает некоторое воздействие солнечной активности; см. раздел 2.1), такое поведение может быть связано с тем, что в атмосферу в большем, чем в прошлом, количестве стал попадать углерод  $^{12}\text{C}$ . Это происходит при сжигании ископаемого топлива и выбрасывании в атмосферу продуктов сжигания. Уголь, нефть, газ, формировавшиеся миллионы лет, не содержат  $^{14}\text{C}$ , период полураспада которого составляет 5730 лет. К сожалению, использование данного показателя было возможно только до конца 1950-х годов, позднее атмосфера резко обогатилась

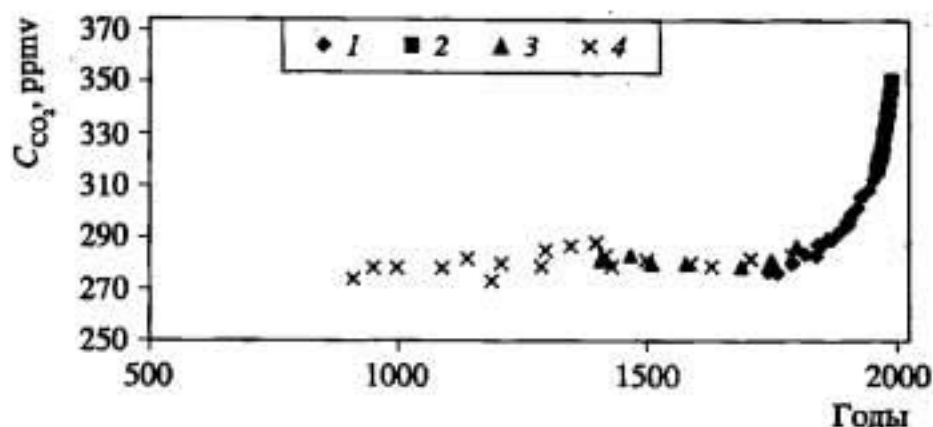


Рис. 1.9. Изменение среднегодовых значений концентрации CO<sub>2</sub> во времени  
 1 — данные измерений на станции Мауна-Лоа, Гавайские о-ва (Keeling et al., 1989); 2 — по реконструкции содержания CO<sub>2</sub> в воздушных включениях в льдах Западной Антарктиды (станция Сейлл) (Freidli et al., 1986); 3, 4 — по реконструкции содержания CO<sub>2</sub> в воздушных включениях в льдах Гренландии (3 — D57; 4 — D47)

радиоактивными изотопами при атомных испытаниях и авариях. Другим доказательством факта антропогенно обусловленного прироста CO<sub>2</sub> служит поведение во времени концентрации изотопа <sup>13</sup>C. Наблюдения показывают, что относительное содержание этого изотопа закономерно убывает. Это также может быть интерпретировано как факт увеличения поступления в атмосферу CO<sub>2</sub> при росте сжигания древесины и ископаемого топлива.

Дополнительным доводом является анализ поведения концентрации CO<sub>2</sub>, реконструированной на основе анализа воздушных включений в ледниках (рис. 1.9). Видно, что на протяжении нескольких сотен лет она испытывала небольшие колебания около некоторого среднего значения (275 ± 10 ppmv), которое естественно считать "доиндустриальным уровнем".

На больших интервалах времени уровень содержания CO<sub>2</sub> в атмосфере, даже свободной от антропогенных воздействий, испытывал крупные вариации, обусловленные естественными причинами. Из данных рис. 1.10 видно, что значение порядка 275 ppmv типично, на самом деле, лишь для теплых эпох ("межледниковий"), а в холодные эпохи оно понижалось до 200–180 ppmv.

Распределение углерода в океане неоднородно — его концентрация в глубинных слоях выше, чем в поверхностных (это нашло свое отражение на резервуарной диаграмме (см. рис. 1.7)). Если бы океан был равномерно перемешан, содержание углерода в поверхностных слоях возросло бы, а вместе с этим увеличилось и содержание CO<sub>2</sub> в атмосфере (примерно в два раза больше современного).

Углекислый газ может растворяться, образуя угольную кис-



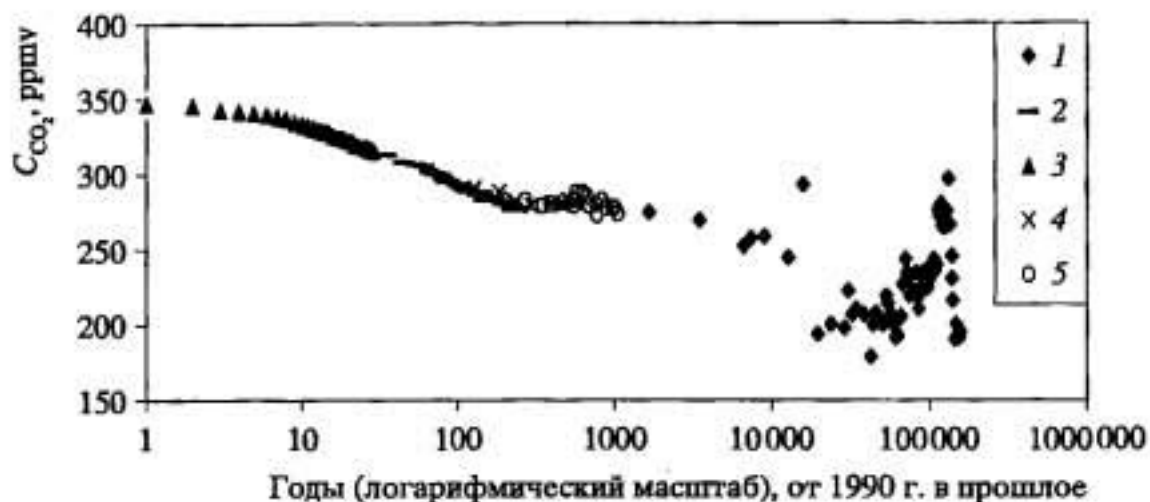


Рис. 1.10. Изменение среднегодовых значений концентрации  $\text{CO}_2$  на протяжении последних 160 тыс. лет

1 – по реконструкция содержания  $\text{CO}_2$  в воздушных включениях в льдах Восточной Антарктиды (станция "Восток") (Loius et al., 1985); 2 – по реконструкция содержания  $\text{CO}_2$  в воздушных включениях в льдах Западной Антарктиды (станция Сейпл) (Freidli et al., 1986); 3 – по данным измерений на Южном полюсе (Keeling et al., 1989); 4, 5 – по реконструкции содержания  $\text{CO}_2$  в воздушных включениях в льдах Гренландии (4 – D57, 5 – D47) [IPCC, 1996]

лоту. Основным соединением углерода в океане (~95%) является бикарбонат-ион  $\text{HCO}_3^-$ , возникающий при диссоциации угольной кислоты. Конечным продуктом реакции растворенного углекислого газа (угольной кислоты) с основаниями является карбонат-ион  $\text{CO}_3^{2-}$ . Реакции, приводящие к образованию этих ионов быстрые и обратимые, поэтому поверхностные воды Мирового океана близки к условиям равновесия с атмосферным  $\text{CO}_2$ . Процесс фотосинтеза, который происходит только в самых верхних, освещенных солнечным светом слоях океана, является основным источником почти всего органического углерода в океанах.

Ежегодно некоторая часть углерода откладывается на дне океана, часть его представляет собой органический углерод, другая –  $\text{CaCO}_3$ . Органический углерод является основным источником энергии для организмов, обитающих на дне моря, и только малая его часть захороняется в осадках.

Важной особенностью морской карбонатной системы является то, что растворимость  $\text{CO}_2$  в морской воде увеличивается при понижении температуры. Поскольку распределение атмосферного  $\text{CO}_2$  в планетарном масштабе практически однородно, а температура существенно убывает в направлении высоких широт, то это свойство создает важную особенность географического распределения газообмена океана с атмосферой –  $\text{CO}_2$  переносится из атмосферы в океан в высоких широтах и в противоположном направлении в низких широтах.

Эта картина несколько нарушается зонами апвеллинга, создающего пятнистую структуру поля температуры.

Совместное развитие биоты и неорганической материи, древность и непрерывность жизни на Земле может быть интерпретирована как наличие активного биологического регулирования состояния окружающей среды, обеспечивающего целостную эволюцию биоты и окружающей среды. Или, учитывая неразрывность биоты и среды обитания, можно говорить о саморегуляции биосферы. Это, фактически, принцип Ле Шателье, распространенный на биохимические процессы. Согласно этому принципу, внешнее воздействие, выводящее систему из равновесия, вызывает в ней процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия. Биосфера, конечно, не способна влиять на внешние климатообразующие факторы (светимость Солнца, скорость вращения Земли, вулканическую активность и глобальную тектонику). Но она, по-видимому, может компенсировать в некотором диапазоне их неблагоприятные проявления.

Это может быть достигнуто изменением концентрации биогенов (веществ, потребляемых и синтезируемых биотой) в окружающей среде. В результате изменяется содержание углекислого газа в атмосфере и температурного режима. Один из конкретных механизмов выглядит следующим образом. Считается, что повышение температуры может повлечь за собой такое изменение биопродуктивности тропического океана, что увеличивается поток в атмосферу серы (в виде диметилсульфида). За счет этого вырастет концентрация ядер конденсации и увеличившаяся облачность приведет к снижению приходящей солнечной радиации, демпфируя первоначальный рост температуры. Рассмотренный механизм на практике не реализуется, непосредственная проверка не показала выполнения ряда звеньев этого процесса. Однако он полезен в методологическом смысле, поскольку демонстрирует возможность действия биоты как фактора отрицательной обратной связи в регуляции климатических изменений.

Степень компенсации, которую может сгенерировать биосфера в ответ на отрицательное воздействие, неясна. Во многом это проблема отсутствия критерия, который позволил бы однозначно определить, что считать сильным, а что слабым изменением биосферы. С одной стороны, биосфера устояла и при глобальных похолоданиях и гляциациях, и при катастрофических метеоритных событиях. Однако, с другой стороны, при похолоданиях, например, когда большие территории были захвачены ледниками, вечной мерзлотой, перигляциальными ландшафтами, произошло огромное снижение продукционных

процессов и абиотизация суши, которые можно трактовать как дестабилизацию биосферы. В принципе можно принять и такую точку зрения, что раз подобные события случались, то это значит, что в некоторых случаях силы неорганической природы оказывались сильнее биосферных эффектов обратной связи (Горшков, 1998).

Ортодоксальным воплощением принципа Ле Шателье применительно к биосфере явилась концепция Гея, в которой механизм биологического контроля реализуется на планетарном масштабе (Lovelock, 1982, 1995). Здесь биота представляется своего рода чувствительным элементом кибернетической системы, реагирующим на происходящие физические или химические изменения (такие, как изменения температуры или концентрации кислорода, уровня загрязнения). Если существует отклонение от равновесия, то биота реагирует активизацией обратных связей, направленных на то, чтобы поддерживать гомеостаз, т.е. устойчивое состояние биоты в целом.

Для иллюстрации развиваемых представлений был сконструирован специальный "мир маргариток" (Lovelock, 1995). В первоначальной своей версии это одномерный мир, в котором температура поверхности предполагалась зависящей от поглощенной солнечной радиации – парниковый эффект не рассматривался. Отражательные свойства поверхности определяются растительностью, которая представлена маргаритками двух видов: белыми (с высокими отражательными свойствами) и черными (с небольшими значениями альбедо). Для каждого из видов предполагается существование своего определенного диапазона температур, в котором они размножаются оптимальным образом. Таким образом, в этом искусственном мире температура является единственной характеристикой окружающей среды, влияющей на жизнедеятельность биоты.

С ростом солнечной постоянной в системе происходит увеличение температуры. При достижении значений, соответствующих оптимуму развития белых маргариток, последние начинают активно размножаться и, как предполагается, замещают собой черные. За счет этого возрастает альбедо поверхности, радиационный баланс уменьшается, препятствуя росту температуры. Причем параметры данной модели подобраны таким образом, чтобы температура сохранялась стабильной. Таким способом увеличение солнечной постоянной компенсируется ростом альбедо за счет увеличения доли территории, занятой белыми маргаритками, и компенсация возможна до тех пор, пока вся территория не покроется ими. После этого рост притока солнечной энергии уже скомпенсировать невозможно и температура



будет расти. При уменьшении солнечной постоянной процесс идет в обратном направлении – когда температура (при похолодании) оказывается в диапазоне, где активизируются черные маргаритки, ее дальнейшее снижение компенсируется за счет роста притока солнечного тепла в систему, возникающего при уменьшении альбедо из-за увеличения доли территории, занятой черными маргаритками.

В настоящее время появились гораздо более сложные версии "мира маргариток" (Lenton, Betts, 1998). В этот "мир" введено большее разнообразие видов маргариток со своими отражательными свойствами, учтены возможные мутации; включены кролики, питающиеся маргаритками, и лисицы, питающиеся кроликами; модель развернута в двух измерениях и т.д., вплоть до включения в нее даже некоторого антропоморфизма. По-видимому, однако, такое развитие первоначальной модели большого смысла не имеет, так как несмотря на наращиваемые усложнения модель остается очень простой и фактически все результаты являются априорно заказанными заданным набором параметров и связей. "Мир маргариток" ценен в том отношении, что он наглядно демонстрирует принципиальную возможность глобального биологического контроля состояния окружающей среды.

Рассмотренные механизмы биологического контроля состояния климата и природной среды при всей их привлекательности вряд ли имели большое значение в истории атмосферы и климата (по крайней мере, в планетарном масштабе). Выше уже было отмечено, что конкретные доказательства реализации этих процессов отсутствуют, появление всей концепции Гея основано на кажущейся невозможности другим путем объяснить длительное непрерывное существование биосферы. Между тем, не биота, а глобальная тектоника является тем фактором, который на масштабах в десятки–сотни миллионов лет контролировал содержание углекислого газа, а вместе с этим и климат (через парниковый эффект), и состояние живых организмов (через фотосинтез и пищевые цепи). Биота активно включалась в "переработку" поступившей углекислоты, однако этот процесс, так же как и процесс химического выветривания, шел параллельно первому, "задающему" процессу. Верность такого подхода подтверждает применимость общих выводов данной концепции к анализу закономерностей эволюции климата не только на Земле, но и на других внутренних планетах Солнечной системы.

В масштабах времени в десятки–сотни лет между биотой и климатическим режимом могут, по-видимому, существовать сильные связи регионального масштаба. Суть в том, что под воздействием изменений климата возникают "климатогенные

сукцессии" (Миркин, Наумова, 1984; Мордкович, 1988; Логофет, Денисенко, 1999), стремящиеся перевести растительное сообщество в состояние, соответствующее изменившемуся набору климатических показателей. Если процесс такого рода захватывает обширные пространства, он может выглядеть как сдвиг биоклиматических зон (Кондрашева, Кобак, 1996; Emanuel et al., 1993; Prentice, 1992).

Обратное воздействие на климат (если оно существует в реальности) происходит достаточно быстро и реализуется не за счет изменения парниковых свойств атмосферы, как это предполагалось на планетарном уровне. Здесь имеется в виду то, что свойства растительности, трансформировавшись, в свою очередь сильно меняют условия теплообмена поверхности суши с атмосферой, что вызывает изменения метеорологических процессов и проявляется как региональный климатический эффект. При этом первоначальное воздействие может как ослабляться, так и усиливаться, т.е. в этих масштабах принцип Ле Шателье не обязательно выполняется.

Реакция растительного покрова на изменения климата очень селективна в том отношении, что далеко не все типы растительности одинаково чувствительны к вариациям климата. В настоящее время имеются представления о том, что региональные обратные связи растительности и климата значимо реализуются в двух природных зонах.

Во-первых, это семиаридные районы субтропиков и тропиков. Здесь при достаточной теплообеспеченности в качестве начального импульса, "запускающего" обратную связь, выступают положительные аномалии осадков. Растительность быстро откликается на эти изменения и через некоторое время покрывает значительные площади, меняя состояние микроклимата. Так развивается положительная обратная связь, усиливающая первичное влияние и ускоряющая трансформацию климата.

Вторая природная зона, в которой проявляется рассматриваемый эффект, – это лесотундра. Здесь условия увлажнения обычно достаточны или избыточны, так что именно количество тепла является тем фактором, который или лимитирует распространение древесной растительности в высокие широты, или, наоборот, его стимулирует. Изменение свойств растительности влечет за собой изменения отражательной способности территории. Здесь также преимущественно реализуется положительная обратная связь.

## ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КЛИМАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА НА ПЛАНЕТАХ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

### 2.1. РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Приток тепла к планете от Солнца определяется тремя параметрами: светимостью Солнца, расстоянием до Солнца и отражательными свойствами планеты. Светимость (интегральный во всем диапазоне электромагнитных волн солнечного спектра поток энергии) определяет так называемую солнечную постоянную определенной планеты ( $I_0$ ). Это – количество солнечной энергии, приходящей в единицу времени на перпендикулярную к солнечным лучам площадку единичной площади, расположенную на внешней границе атмосферы, при среднем расстоянии планеты до Солнца. Для Земли  $I_0 = 1367$  Вт/м<sup>2</sup>. При каком-то ином расстоянии ее величина изменяется пропорционально квадрату расстояния до Солнца. Так, если  $a$  – среднее расстояние, равное, как известно, большой полуоси эллипса орбиты (Бакулин и др., 1983), то на расстоянии  $l$  имеем  $I = I_0(a/l)^2$ . Величина  $(a/l)^2$  показывает, как с увеличением расстояния "разжижается" поток излучения, идущий от точечного источника. Данная формула применима для расчета солнечной постоянной любого космического тела, если известно расстояние до него от Солнца. Энергия, поступающая ко всей планете в целом за единицу времени, равна  $I_0(a/l)^2\pi r^2$ , здесь  $r$  – радиус планеты. За год поступает

$$\sum_Y = I_0\pi r^2 \int_0^T (a/l)^2 dt,$$

где  $T$  – продолжительность года. В соответствии со вторым законом Кеплера:

$$\frac{1}{2}l^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}{T}.$$



Здесь  $\vartheta$  – так называемая истинная аномалия,  $e$  – эксцентриситет. Имея в виду, что в соответствии с третьим законом Кеплера  $a^3/T^2 = \text{const}$  и, следовательно,  $T = \text{const}$ , а также принимая, что эксцентриситет постоянен в течение года, имеем

$$\sum_{\gamma} I = \frac{I_0 \pi r^2 T}{\sqrt{1-e^2}}$$

Количество энергии, приходящей в среднем за год на единичную горизонтальную площадку планеты, будет в  $4\pi r^2 T$  раз меньше, т.е. составит  $0,25 I_0 (1 - e^2)^{-1/2}$ . Принимая во внимание, что  $e \ll 1$ , можно, раскладывая в ряд, переписать последнее выражение так:  $0,25 I_0 (1 + e^2)$ , или даже  $0,25 I_0$ .

Принципиально важным является вопрос о стабильности солнечной постоянной, или, вернее, оценка того, могут ли ее флуктуации влиять на состояние климата. Ответ на этот вопрос дает изучение чувствительности климатической системы к вариациям внешних факторов и, в частности, к притоку солнечного тепла. Как было показано во введении, чувствительность климатической системы достаточно высока для того, чтобы "ощущать" колебания солнечной постоянной порядка  $1-2 \text{ Вт/м}^2$ .

Исходя из общих соображений об эволюции таких звезд, как Солнце, а также о прозрачности межзвездной среды, появились представления о характере изменений солнечной постоянной на протяжении нескольких последних миллиардов лет и о роли этих изменений в эволюции климата планет Солнечной системы (см. раздел 5.1). Помимо этих очень медленных изменений существуют флуктуации светимости Солнца различных временных масштабов, проявляющиеся в коротковолновой части солнечного спектра электромагнитных волн. Они получили общее название – солнечная активность.

Изменения в потоке солнечной энергии непосредственно связаны с влиянием двух противоположно действующих объектов: факелов и солнечных пятен. Первые излучают больше энергии (так как они более яркие), а вторые – меньше, чем окружающая их территория (рис. 2.1). Эмпирическое выражение, описывающее изменение солнечной постоянной  $\Delta I_0$  может быть записано следующим образом (Vorisenkov et al, 1985):

$$\Delta I_0 = c \sum_j f_j - a \sum_i s_i F(\vartheta).$$

Здесь  $f$  – относительная площадь проекции отдельных факелов,  $c$  – их контрастность;  $s$  – проекция на диск Солнца индивидуальных пятен,  $a$  – их контрастность. Функция  $F(\vartheta)$  характеризует уменьшение яркости солнечного диска к его краю. Кроме

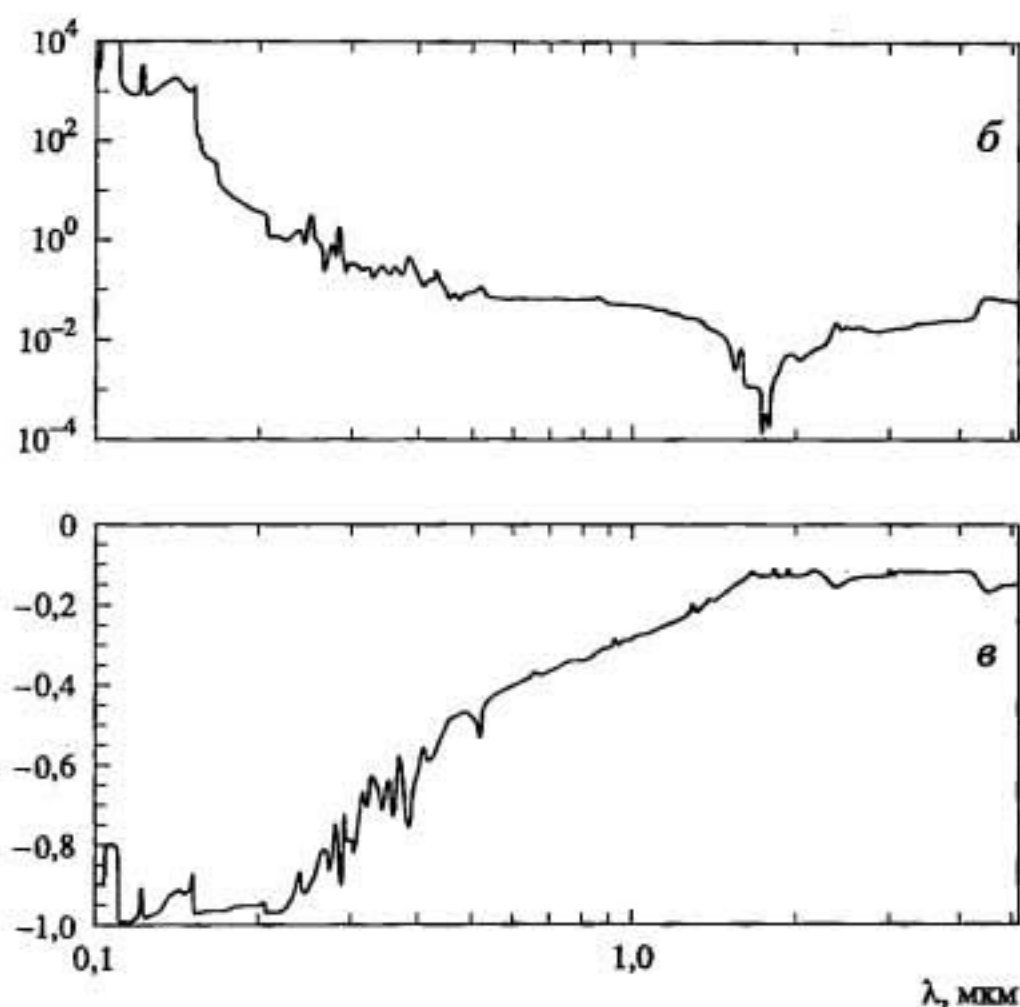


Рис. 2.1. Распределение энергии в спектре солнечной радиации (а), относительная (по отношению к фоновому значению) яркость солнечных факелов  $\frac{I_f - I_{ph}}{I_{ph}}$  (б) и относительная яркость солнечных пятен  $\frac{I_s - I_{ph}}{I_{ph}}$  (в) (Lean, 2000)

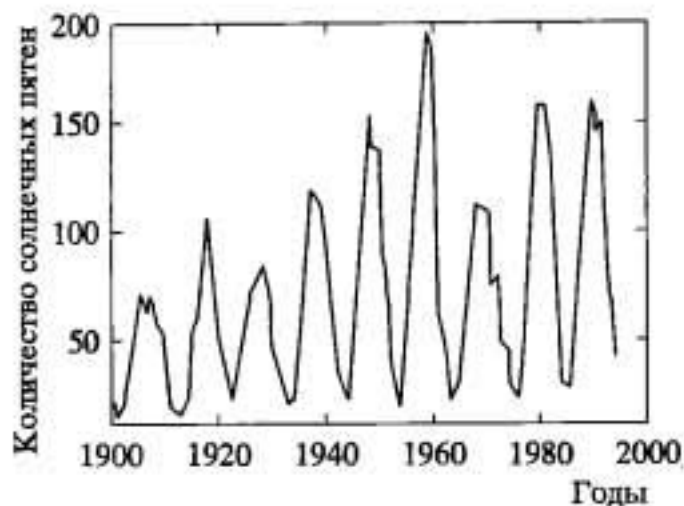


Рис. 2.2. Изменение количества солнечных пятен (средние за год) на протяжении XX в.

этой существуют и другие параметризации влияния солнечной активности (Lean et al., 1992); в некоторых из них дополнительно учитывают эффекты вращения Солнца вокруг собственной оси и др.

Наиболее ощутимо влияние солнечной активности в коротковолновой области солнечного спектра. Так, если сравнить относительные изменения потоков солнечной радиации в интервалах 200–295, 295–310 и более чем 310 нм, то за период солнечного цикла имеем, соответственно, вариации на 1, 0,3 и 0,07%. Последняя величина фактически характеризует вариации интегральной солнечной постоянной и составляет  $-1 \text{ Вт/м}^2$ . При резких всплесках солнечной активности кратковременные вариации интегрального потока могут составлять около  $4 \text{ Вт/м}^2$ .

Исторически сложившейся характеристикой изменения солнечной активности во времени служит динамика количества солнечных пятен. Изменение их пространственно-временного распределения на Солнце представляет собой закономерно повторяющееся циклическое явление (с наиболее четко выраженной 11-летней циклическостью) – так называемый цикл солнечной активности (рис. 2.2, 2.3). В начале цикла пятна располагаются в высоких широтах, а в его конце наблюдаются преимущественно вблизи экватора. Количественный анализ показывает, что южное полушарие Солнца обычно более активно в начале солнечного цикла, в то время как северное полушарие более активно в последние годы цикла. В настоящее время наблюдается 23-й с начала регистрации солнечный цикл.

Изучение гравитационного взаимодействия Земли с Луной, Солнцем и планетами Солнечной системы показало, что существуют обусловленные этим эффектом колебания солярного климата с периодами от одного года до десятков лет (Bogisenkov et al., 1985). Их влияние проявляется по-разному на разных широтах. Так, в высоких широтах доминирует колебание с периодичностью 18,6 лет, вызванное лунной нутацией. В низких широтах проявляется несколько слабых гармоник с периодами 5,3, 4 и 2 года, обусловленных воздействием Юпитера, Марса и



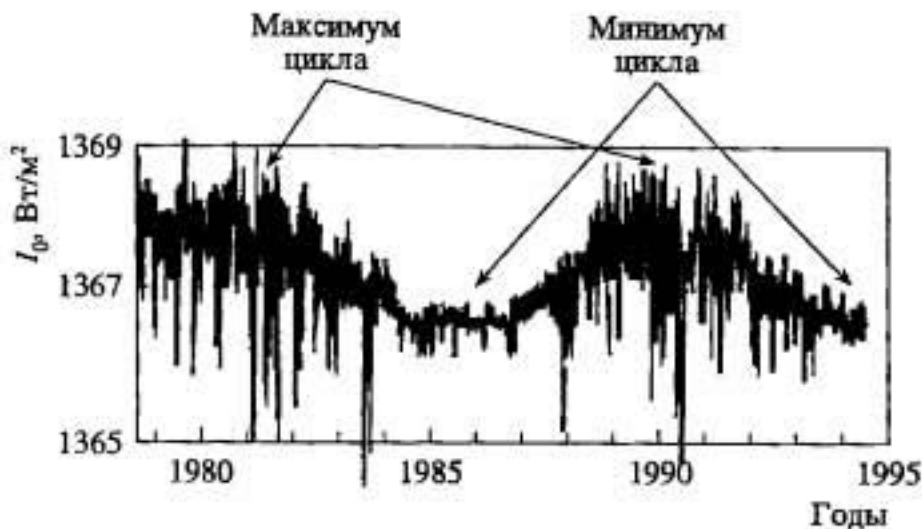


Рис. 2.3. Наблюдаемые изменения потока интегральной солнечной радиации на внешней границе атмосферы, демонстрирующие 11-летний цикл солнечной активности с амплитудой около 0,1% солнечной постоянной (Lean, Rind, 1996)

Венеры. Амплитуда возмущений солярного климата, создаваемая этими эффектами, не превышает 0,1%. Эти вариации никак не связаны с эффектом солнечной активности, однако, поскольку они проявляются в тех же временных масштабах и примерно на одном и том же уровне значимости, имеет смысл иметь их в виду и рассматривать комбинированное проявление.

Данные прямых наблюдений за солнечной активностью и поведением интегрального потока солнечной энергии дополнены отрывочными данными наблюдений XVII–XIX вв. (рис. 2.4). На этой кривой прослеживается изменчивость разного временного масштаба как у амплитуды, так и у продолжительности флуктуаций солнечного цикла (в частности, заметна 65–80-летняя изменчивость амплитуды и др.). Однако главная особенность – практически полное отсутствие проявлений солнечной активности в XVII в. (так называемый "минимум Маундера"). К этому факту можно относиться с разной степенью доверия, поскольку, с одной стороны, астрономические наблюдения в то время были весьма разрознены, однако, с другой стороны, они были уже весьма надежны, так как, например, Большое красное пятно на Юпитере было открыто именно в это время. Надежной концепции, объясняющей подобное поведение солнечной активности во времени, в настоящее время нет (Tayler, 1997).

Учитывая, что часть солнечной радиации отражается от планеты, количество солнечной энергии, усваиваемое ею, запишется как  $0,25 I_0(1 - \alpha)$ ,  $\alpha$  – интегральное сферическое альbedo планеты (для Земли оно составляет около 30%). Как было показано во введении, можно считать, что все это тепло идет на нагревание суши, океана и атмосферы (за вычетом



Рис. 2.4. Реконструированные вариации потока солнечной радиации, основанные на постулируемой связи количества пятен с излучаемой Солнцем энергией (Lean, Rind, 1996)

небольшой доли, расходуемой на формирование циркуляции атмосферы и океана).

Считать, что солнечная энергия распределяется по всей планете, непосредственно определяя ее температурный режим, а не нагревает только солярную (подсолнечную) точку, можно в том случае, если планета вращается вокруг своей оси достаточно быстро по отношению к скорости изменений теплоемкости атмосферы и деятельного слоя (они рассматриваются вместе, поскольку образуют единую термодинамическую систему). Теплоемкость деятельного слоя почвы и воды ( $chT$ ,  $c$  — теплоемкость на единицу объема,  $h$  — толщина слоя) составляет, по порядку величины,  $2,8 \cdot 10^9$  и  $8,6 \cdot 10^{10}$  Дж/м<sup>2</sup>. Содержание тепла в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения составляет

$$c_p \int_0^{\infty} T \rho dz = c_p \langle T \rangle p_s / g = 2,9 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^2,$$

где  $\langle T \rangle$  — средняя по высоте температура воздуха,  $p_s$  — давление воздуха у поверхности.

Разделив величину запасов тепла на скорость притока солнечного тепла к единице поверхности  $0,25 I_0(1 - \alpha)$ , получим оценку характерного времени ( $\tau_r$ ). Получается, что даже если рассматривать одну только атмосферу,  $\tau_r = 100$  сут. Таким образом,  $\tau_r \gg \tau_{\omega} = 1$  сут. Это означает, что даже небольшие изменения температуры происходят за время, превышающее продолжительность суток ( $\tau_{\omega}$ ), т.е. действительно имеет смысл рассматривать значения солнечной энергии, осредненные в масштабах всей планеты или отдельной широтной зоны. Аналогичная картина получается для других планет. Так, для Марса

$\omega(\tau_s) = 3$  сут (земных). Имея в виду, что  $\tau_{\omega}$  почти совпадает с значением для Земли, получаем, что и здесь уместно рассматривать количество энергии, приходящее ко всей планете. Планета Венера, как известно, вращается вокруг своей оси очень медленно, однако  $\tau_s$  оказывается существенно больше, чем  $\tau_{\omega}$ , и этого достаточно, чтобы равномерно нагревать все широтные зоны, а не только подсолнечную область планеты.

Потери тепла планетой за счет собственного излучения, отнесенные к единичной площади, составят  $\delta\sigma T_e^4$ . Здесь  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $\delta \leq 1$  – множитель, характеризующий отклонение излучения Земли от излучения абсолютно черного тела при той же температуре;  $T_e$  – эффективная температура планеты, характеризующая уходящее собственное излучение.

Полагая, что за достаточно длительное время приток и потери тепла в масштабе планеты полностью компенсируют друг друга, имеем выражение баланса:

$$\delta\sigma T_e^4 = 0,25I_0(1 - \alpha)(1 + e^2).$$

Расчет дает для Земли  $T_e^4 = 255$  К ( $-18$  °С). Эта величина существенно отличается от средней температуры воздуха у земной поверхности ( $T_s = 15$  °С). Это означает, что потери тепла планетой за счет испускания в космос инфракрасной радиации происходят не от поверхности, а из некоторого слоя атмосферы. В соответствии с распределением температуры в стандартной атмосфере, значение  $-18$  °С примерно соответствует высоте в 5 км. Разность ( $T_s - T_e$ ) характеризует интенсивность так называемого парникового эффекта (ПЭ). ПЭ обусловлен, во-первых, тем, что атмосфера планеты в значительной степени прозрачна для солнечной радиации. Это создает нагрев подстилающей поверхности и поток собственного излучения от поверхности в атмосферу. Во-вторых, нижние слои атмосферы существенно непрозрачны для собственного излучения планеты. Это препятствует слишком большим потерям тепла, которые могли бы происходить при отсутствии ПЭ.

Рассмотрим более подробно радиационный бюджет планеты на внешней границе атмосферы ( $R^*$ ). Как было показано выше, он складывается из поступающей сверху на горизонтальную (параллельную поверхности) площадку прямой солнечной радиации (поток так называемой инсоляции –  $I_0'$ ), поступающей снизу диффузной солнечной радиации, отраженной от поверхности и атмосферы, а также из уходящего через верхнюю границу



потока длинноволновой планетной радиации ( $I^\uparrow$ ). Итак,

$$R^* = I_0'(1 - \alpha)I^\uparrow. \quad (2.1.1)$$

Особенности пространственно-временного распределения солнечной радиации за пределами атмосферы (так называемого "солярного климата") описываются следующей известной формулой

$$I_0' = I_0(a/l)^2(\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos(2\pi t / \tau)), \quad (2.1.2)$$

где  $\varphi$  – географическая широта,  $\delta$  – склонение Солнца (угол между направлением на Солнце и плоскостью экватора),  $t$  – часовой угол,  $\tau$  – длина солнечных суток. Проинтегрировав данное выражение по времени от момента восхода ( $-t_0$ ) до захода Солнца ( $+t_0$ ), и считая, что в пределах суток изменения  $l$  и  $\delta$  незначительны, можно получить выражение для суточных сумм инсоляции.

Закон изменения во времени функции  $(a/l)^2$  был рассмотрен выше. Величина  $\delta$  рассчитывается в соответствии с выражением  $\sin \delta = \sin \varepsilon \cdot \sin \Lambda$ , в котором  $\varepsilon$  – так называемый угол наклона (или просто наклонение) – угол наклона плоскости экватора к плоскости орбиты планеты (плоскость, в которой лежит орбита Земли, называется плоскостью эклиптики; плоскости орбит других планет (кроме Плутона) практически совпадают с плоскостью эклиптики);  $\Lambda$  – долгота Солнца, отсчитываемая на плоскости орбиты от точки весеннего равноденствия ( $\Lambda = 0-360^\circ$ ). На рис. 2.5 показано пространственно-временное изменение потока инсоляции.

Из соотношения (2.1.2) и рис. 2.5 следуют две важнейшие особенности энергетического режима климатической системы – зональность поля инсоляции, т.е. отсутствие зависимости от долготы, и сезонность изменений инсоляции во времени. Сезонность создается регулярными изменениями фактора расстояния  $(a/l)^2$  и склонения Солнца. Значения  $\varepsilon$ ,  $e$  и конфигурацию орбиты (время прохождения планетой точек афелия и перигелия орбиты, характеризующиеся так называемой долготой перигелия) можно считать константами. В условиях почти круговой орбиты Земли главным фактором сезонности радиационного режима являются изменения во времени величины  $\delta$ , определяемые отклонением от нуля наклона  $\varepsilon$ . Если  $\varepsilon = 0$ , то это значит, что планета всегда так освещена солнечными лучами, что максимальное количество энергии попадает в приэкваториальные широты, а на полюсах приток радиации равен нулю. В этом случае смена сезонов зависит лишь от вытянутости орбиты, но

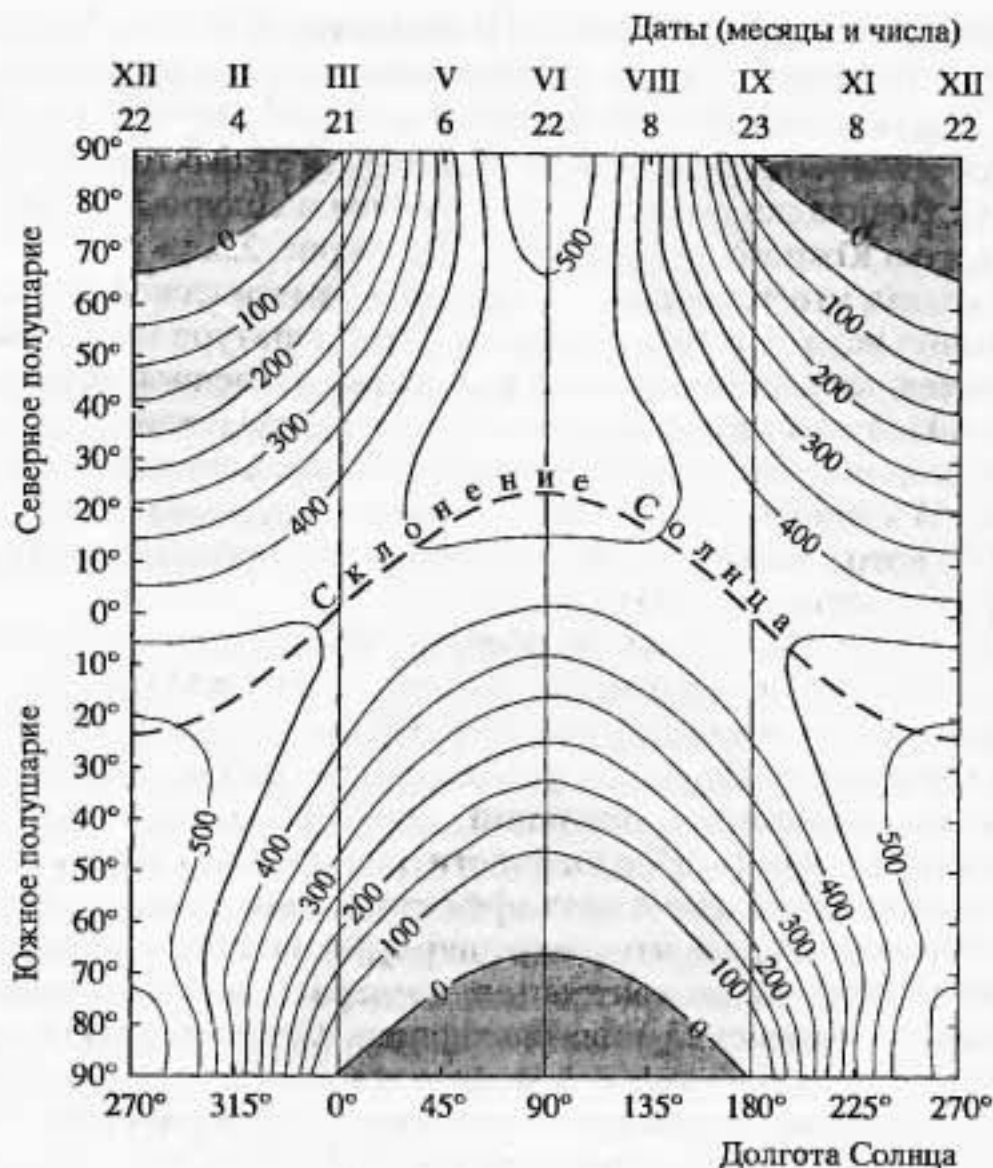


Рис. 2.5. Распределение потока прямой солнечной радиации на верхней границе атмосферы, приходящей на горизонтальную площадку ( $Вт/м^2$ ), как функция географической широты и времени года

если и  $e = 0$ , то сезонов на планете нет. Близкая к данной ситуация наблюдается у Венеры и Юпитера. Отличие угла наклона от нуля означает то, что периодически возникает ситуация, когда преимущественно оказывается освещена полярная область одного полушария, а полярная область другого полушария в это время совсем не получает солнечного тепла. И только в сумме за год приэкваториальные широты получают гораздо больше солнечного тепла, чем высокоширотные области.

За счет изменения  $(a/l)^2$  Земля получает больше тепла в момент перигелия, чем в афелии. Так, в перигелии, приходящемся на январь, приход солнечной энергии больше на 7%, чем в афелии (июле). Таким образом, сезонные изменения фактора расстояния в Северном полушарии действуют так, чтобы сглажи-

вать сезонный ход, создаваемый поведением  $\delta = \delta(t)$ . Действительно, положение летнего солнцестояния достигается вблизи точки афелия, а перигелий близок к моменту зимнего солнцестояния. Для Южного полушария действие этих факторов согласованно. Возникающие при этом различия в солярном климате Северного и Южного полушарий видны на рис. 2.5.

Отметим, что теплоемкость земной климатической системы достаточно велика в том смысле, что температура не успевает строго следовать за сезонным ходом потока солнечной энергии к планете. Поэтому как зимой, так и летом тропики теплее полярных регионов, хотя зимой температурные контрасты гораздо больше. В климатической системе Марса это, по-видимому, не так. Там летом Северного полушария межширотный градиент температуры практически отсутствует.

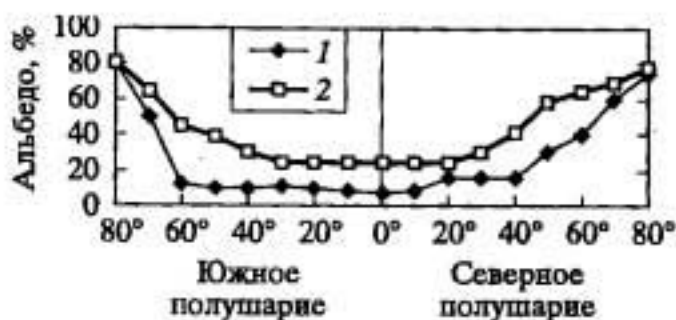
Таким образом, зональное распределение потока инсоляции определяет одну из ключевых климатических особенностей – зональность поля температуры. А это, в свою очередь, требует (из-за квазигеострофических особенностей баланса давления и ветра) формирования зональной циркуляции, т.е. этим же определяются главные особенности планетарной циркуляции атмосферы и связанные с нею эффекты (лагооборот и проч.). Более того, и сезонные изменения циркуляции, определяемые во многом межширотным контрастом температуры, также зависят от сезонных изменений поля инсоляции. Следовательно, климатическая зональность предопределена радиационным режимом. С ней связана зональность в распределении растительного покрова, почв, гидрологического режима суши и др. Вообще можно сказать, что географическая зональность как одно из важнейших свойств географической оболочки предопределена расположением планеты на орбите.

Планетарное альbedo, входящее в (2.1.1), создается отражательными свойствами подстилающей поверхности и атмосферы. На поверхности наиболее контрастными отражательными условиями обладают: поверхность океана и снежно-ледовый покров. Промежуточными значениями характеризуются различные ландшафты суши. Отражательные свойства атмосферы в сильнейшей степени зависят от облачности. Причем в последнем случае существенную роль играет то, под каким углом происходит падение солнечных лучей на облако (Радиация ... , 1981), так как от этого зависит его оптическая толщина.

Из рис. 2.6, на котором представлено межширотное распределение планетарного альbedo, видно, что в главных чертах оно следует за альbedo подстилающей поверхности. Самые маленькие значения характерны для малооблачных зон океанов в



Рис. 2.6. Зонально-осредненные средние за год значения альbedo подстилающей поверхности (1) и планетарного альbedo (2) как функция широты



низких широтах. Некоторая асимметрия значений в тропиках Северного и Южного полушарий объясняется различием распределения суши и моря. С ростом широты альbedo поверхности резко увеличивается в тех широтах, где поверхность может покрываться снегом или льдом. Рост планетарного альbedo более гладкий — он определяется также и ростом с увеличением широты угла падения солнечных лучей на горизонтальную поверхность, создающую эффект возрастания альbedo облачности.

Географическое распределение потока уходящей длинноволновой радиации, входящего в (2.1.1), определяется, в главных чертах, характером распределения температуры на земном шаре. Так, среднегодовые значения  $I^{\uparrow}$  в полярных широтах Южного полушария составляют 150–190 Вт/м<sup>2</sup>, в северной полярной области — примерно 190 Вт/м<sup>2</sup>; с убыванием широты значения  $I^{\uparrow}$  закономерно увеличиваются (причем в средних широтах расположение изолиний данной величины близко к широтным кругам), достигая в отдельных областях тропиков значений 270–290 Вт/м<sup>2</sup>. В низких широтах зонально-симметричный характер поля нарушается. Здесь, на примерно однородном фоне температур, пространственно-временные закономерности распределения  $I^{\uparrow}$  определяются облачностью. Максимальные значения отмечаются в малооблачных районах с высокими значениями температуры поверхности. Это тропические пустыни на суше и пассатные области океанов. Резко уменьшается  $I^{\uparrow}$  там, где в условиях мощной облачности эффективный уровень формирования уходящего излучения расположен в верхней тропосфере. Так, в регионах тропических муссонов  $I^{\uparrow}$  опускается до 220–230 Вт/м<sup>2</sup>. Зонально-осредненные значения потока  $I^{\uparrow}$  представлены на рис. 2.7.

Для характеристики радиационного бюджета на ВГА на рис. 2.7 сравниваются его коротковолновая (солнечная) и длинноволновая зонально-осредненные составляющие. Видно, что в низких широтах поглощенное системой солнечное тепло превосходит потери за счет излучения. В высоких широтах имеет место обратная картина — здесь потери тепла превосходят количество поглощенной солнечной радиации. В подобной ситуации,

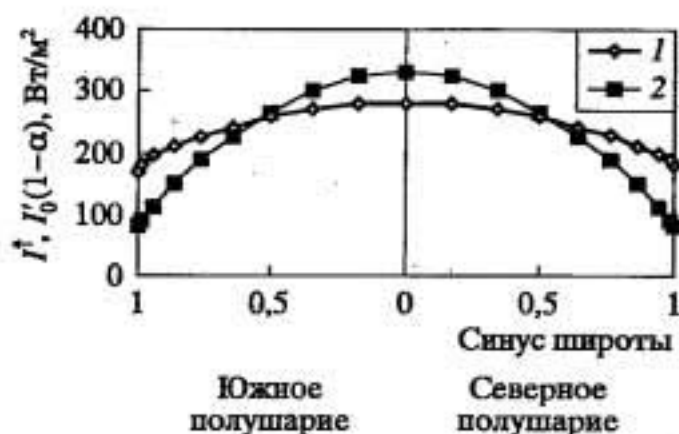


Рис. 2.7. Составляющие радиационного бюджета на внешней границе атмосферы

1 — поток уходящей длинноволновой радиации ( $I^{\uparrow}$ ),  
2 — баланс коротковолновой радиации ( $I_0'(1-\alpha)$ )

когда источники и оттоки энергии разнесены в пространстве, существующая стабильность климатического распределения температуры на Земле может поддерживаться только за счет межширотного переноса энергии. Априорно можно утверждать, что эту климатическую функцию должны выполнять системы циркуляции атмосферы и Мирового океана.

Рассмотрим более подробно условия ПЭ на Земле. Солнечная радиация сильно рассеивается при распространении в атмосфере, однако истинное поглощение невелико, т.е. прямой нагрев воздуха малосуществен. Поэтому радиация нагревает поверхность, от которой формируется поток собственного теплового излучения с диапазоном электромагнитных волн от 4 до 50 мкм (Haggies, 1996; Лиоу, 1984). В нижней части атмосферы он в значительной степени поглощается, причем главным веществом, обеспечивающим непрозрачность атмосферы, является водяной пар. Он поглощает в полосе 6,3 мкм, а также во вращательной полосе с длинами волн более 20 мкм. В интервале от 8 до 12 мкм небольшое поглощение создают димеры молекулы водяного пара ( $\text{H}_2\text{O}$ )<sub>2</sub>. Этот узкий спектральный диапазон, называемый окном прозрачности (окном прозрачности водяного пара), играет очень большую роль в радиационной энергетике атмосферы потому, что он расположен вблизи максимума функции Планка.

С точки зрения влияния на ПЭ, роль других составляющих атмосферы заключается в том, насколько интенсивно они способны поглощать излучение внутри окна прозрачности водяного пара. Причем интерес представляют те субстанции, которые не только обладают этим свойством, но количество которых и время пребывания в воздухе достаточно велики для обеспечения значимого климатического эффекта. Эти два требования позволяют выделить из мириадом газовых субстанций несколько "оптически активных", так называемых "парниковых газов". К ним относится углекислый газ, интенсивно поглощаю-

щий в полосе поглощения 15 мкм. У него имеются и другие полосы (например, полоса вблизи 4,3 мкм), однако их климатическая роль невелика. К другим "парниковым газам" относятся: озон (полоса поглощения которого лежит около 9,6 мкм), метан (7,66 мкм), закись азота (7,78 мкм), фторхлоркарбонаты (фреоны) CFC-11 ( $\text{CCl}_3\text{F}$ , 8,22 и 11,82 мкм) и CFC-12 ( $\text{CCl}_2\text{F}_2$ , 8,68, 9,13 и 10,93 мкм). Роль этих веществ усиливает еще и то обстоятельство, что каждая компонента способна перекрывать свою спектральную область "окна", т.е. они не замещают друг друга, а их влияние складывается.

Роль в радиационных процессах нижней атмосферы основных (по объему) компонент атмосферы –  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$  – заключается в ударном уширении спектральных линий газов, активных в поглощении. При этом полосы теряют тонкую вращательную структуру, линии перекрываются, что приводит к значительному усилению поглощения по сравнению с условиями поглощения тем же газом в разреженной среде. Учет индуцированного при столкновениях молекул поглощения необходим уже в атмосфере Земли (как поправка к поглощению в колебательно-вращательных полосах) и очень существен в плотных атмосферах планет-гигантов, а также Венеры.

Кроме газов важнейшую роль при формировании радиационного режима планет играют аэрозоли, которые в земной атмосфере подразделяются на собственно аэрозоли и облачность. Заметим, что в отличие от газовой субстанции аэрозоли поглощают электромагнитное излучение в широком диапазоне спектра. Влияние дисперсной фазы на радиационный режим планеты двояко: во-первых, она, поглощая и рассеивая солнечное излучение, вносит вклад в планетарное альбедо; во-вторых, поглощая и излучая инфракрасную радиацию, влияет на ПЭ (рассеивание инфракрасного излучения аэрозолями и облачными элементами мало, за исключением ледяных кристаллов, слагающих перистые облака). Количественная оценка каждого из этих эффектов меняется при рассмотрении частиц разного происхождения.

Так, в (Мохов, 1982) сопоставлены рассчитанные по данным наблюдений и осредненные по полушарию и за год изменения планетарного радиационного бюджета, вызванные облачностью. Оказалось, что имеет место практическая компенсация, т.е. при таком масштабе усреднения влияние облаков на радиационный режим мало. Более детальное рассмотрение этой проблемы показывает, что при увеличении облачности верхнего яруса температура воздуха у поверхности растет, т.е. их вклад в ПЭ превышает воздействие, связанное с ростом планетарного альбедо. В самом деле, тонкие, разреженные ледяные облака весьма



прозрачны для солнечной радиации, но на ПЭ их влияние существенно, поскольку их температура гораздо ниже температуры подстилающей атмосферы поверхности. У более теплых облаков среднего и особенно нижнего яруса преобладающим является альбедный эффект. При росте количества низко расположенных облаков, температура которых не сильно отличается от температуры поверхности, их влияние на вертикальный поток тепловой радиации оказывается не столь существенным, как вызванный ими рост отражательных свойств системы поверхность—атмосфера.

Значительная часть фракции тонкодисперсных аэрозолей антропогенного происхождения представлена частицами сажи (частицы, состоящие из углерода). Они вносят преимущественный вклад в ПЭ. Стратосферные серосодержащие аэрозоли, образующиеся в воздухе *in situ* в результате химических превращений продуктов вулканических извержений, вносят основной вклад в альбедный эффект, их роль в ПЭ менее заметна.

Рассмотрим условия формирования термического режима планеты Венера. Ее атмосфера на 96% состоит из  $\text{CO}_2$ , азот занимает около 3%, доли процента приходятся на остальные соединения ( $\text{SO}_2$ ,  $\text{O}_2$  и др.). Температура поверхности около 730 К, давление  $\sim 92$  атм. Солнечная постоянная для Венеры составляет  $2620 \text{ Вт/м}^2$  ( $T_e = 230 \text{ К}$ ). Для Венеры характерно, что ее ось вращения практически перпендикулярна к плоскости орбиты (угол наклона ( $\epsilon$ ) плоскости экватора к плоскости орбиты составляет  $177^\circ$ ). При малой величине эксцентриситета орбиты ( $e = 0,0068$ ) это определяет практическое отсутствие сезонов года.

Для солнечного спектра углекислотная атмосфера довольно прозрачна. В области собственного излучения большое влияние на процесс поглощения радиации оказывают полосы, индуцированные соударениями, и так называемые "горячие полосы" (из-за высоких температур и большого атмосферного давления). Они перекрываются с полосами поглощения различных изотопов углерода и кислорода, слагающих молекулу  $\text{CO}_2$ , образуя практически непрерывный спектр поглощения. Несмотря на то что содержание водяного пара составляет доли процента, он играет большую роль за счет того, что некоторые его полосы поглощения заполняют те области спектра, где мало поглощение радиации углекислым газом. Оптически активен и  $\text{SO}_2$ , хотя полосы поглощения сернистого газа не столь широки, как у  $\text{H}_2\text{O}$ , и более локализованы (Кондратьев, Москаленко, 1983).

Анализ спектров поглощения  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2$  показывает, что для теплового излучения наиболее прозрачна область спектра в окрестности 2,3 мкм. В этом окне важно учитывать вклад малых компонент:  $\text{CO}$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$ , углеводородов ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ),  $\text{NH}_3$  и др. Важный вклад в формирование радиационного режима вносит облачность Венеры.

Марсианская атмосфера состоит на 95% из  $\text{CO}_2$ , 3% приходится на  $\text{N}_2$ , 1,6% –  $\text{Ar}$ , 0,03% –  $\text{H}_2\text{O}$ . Атмосфера содержит и аэрозоли, некоторые имеют конденсационную природу ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ), другие представляют собой частицы пыли. Температура поверхности меняется от 160 до 300 К, давление у поверхности испытывает сезонные флуктуации, меняясь от 5 до 10 гПа. Солнечная постоянная для Марса составляет  $590 \text{ Вт/м}^2$  ( $T_e = 214 \text{ К}$ ). Наклонение  $\epsilon = 25,2^\circ$  и это, вместе с достаточно большим эксцентриситетом ( $e = 0,0934$ ), является важным фактором сезонных особенностей термического режима. ПЭ Марса обеспечивается  $\text{CO}_2$ , причем главную роль оказывает процесс переноса излучения в его полосе 15 мкм. Окна прозрачности в спектре поглощения  $\text{CO}_2$  широкие. Здесь вклад в ПЭ вносит водяной пар.

В период близкого расположения Марса к Солнцу в его атмосфере часто наблюдаются глобальные пыльные бури (Мороз, 1978). При этом все радиационные параметры меняются. Атмосфера разогревается не от поверхности, а за счет поглощения солнечной радиации.

Рассмотрим Юпитер. Непосредственная информация имеется только об атмосфере, расположенной выше слоя облаков, и о свойствах верхней части облачного слоя. В атмосфере преобладают водород (87%) и гелий (13%). В существенно меньших количествах имеются  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ . ПЭ на Юпитере создается молекулами  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{NH}_3$ , а также облачностью (представляющей собой капли и кристаллы аммиака, кристаллы гидросульфида аммония и водяного льда).

Рассмотрим баланс энергии на ВГА Юпитера. Используя измеренные значения альбедо (0,32), эксцентриситета (0,048) и величину солнечной постоянной ( $51 \text{ Вт/м}^2$ ), рассчитаем количество усваиваемой солнечной радиации – ее величина оказывается равна  $8,7 \text{ Вт/м}^2$ . Теперь, используя определенную по измерениям радиационную температуру (134 К), рассчитаем, какому потоку уходящего излучения она соответствует, и получим  $18,3 \text{ Вт/м}^2$ . Эти различия, существенно превышающие неопределенность из-за неточности измерений различных характеристик, указывают на то, что на Юпитере существует внутренний источник тепла, эффективность которого сопоставима с

действием солнечного притока энергии. Согласно наиболее распространенным представлениям, из недр Юпитера излучается энергия, запасенная при гравитационном сжатии планеты. Существование внутреннего источника тепла свойственно всем планетам-гигантам.

## **2.2. ФОРМИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕР И ЦИРКУЛЯЦИИ, ОСНОВНЫЕ КЛИМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПЛАНЕТ**

Рассмотрим общие закономерности циркуляции атмосфер на различных планетах. Начнем с вертикального строения планетарных атмосфер.

Как было показано в разделе 2.1, важную роль в формировании вертикального профиля температуры играют ПЭ и радиационный теплообмен. Естественно считать, что в среде с малым содержанием оптически активных газов радиационный приток тепла относительно невелик. Однако с нарастанием оптической толщины (при движении от внешней границы атмосферы к ее нижней границе) он становится существенным, и температура за счет действия этого фактора быстро возрастает.

Реализуемое при этом резкое падение температуры с высотой нарушает состояние гидростатического равновесия. Перегретый воздух поднимается вверх, возникающая конвекция перераспределяет тепло по вертикали, создавая безразличные условия стратификации. Критический градиент температуры, при котором происходит конвекция, есть сухоадиабатический или влажноадиабатический градиент (см. раздел 1.1) в зависимости от состояния насыщения водяного пара. Таким образом, распределение температуры с высотой определяется в нижней тропосфере лучисто-конвективным теплообменом (рис. 2.8). В нижней части профиля это просто адиабатическая кривая (соответствующая критическому градиенту), на более высоких уровнях она переходит в кривую, соответствующую лучистому равновесию. Следует обратить внимание на одновременно действующие противоположно направленные процессы. Однако действия альбедного и парникового эффектов, создаваемых облачностью, примерно компенсируют друг друга. Поэтому главной является обратная связь рост температуры  $\rightarrow$  рост влагосодержания  $\rightarrow$  рост температуры. Происходящее за счет этого нарастание температуры нижних слоев атмосферы ограничивается конвективным перемешиванием, уносящим тепло от поверхности вверх.

Теперь с позиций теории радиационно-конвективного теплообмена рассмотрим вертикальную структуру атмосфер различ-





Рис. 2.8. Принципиальная схема радиационно-конвективного теплообмена

ных планет. Из общих соображений можно ожидать проявления сходных черт в их вертикальной расчлененности. Так, поскольку все атмосферы прозрачны для солнечной радиации и плохо прозрачны для собственного планетарного излучения, в них с разной степенью эффективности функционирует парниковый эффект. Можно ожидать, что возникающее у поверхности нарушение гидростатического равновесия будет нейтрализоваться действием конвекции, образуя слой атмосферы с постоянно действующим перемешиванием (тропосферу), температура которого распределена с высотой в соответствии с адиабатическим градиентом. Выше действуют механизмы радиационного теплообмена, градиенты температуры становятся все меньше и меньше. Этот слой называется средней атмосферой или мезосферой.

Рассмотрим, как проявляются отмеченные закономерности в атмосфере Земли (рис. 2.9, а). От поверхности температура убывает в соответствии с градиентом  $6,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$  до высоты примерно 9 км. Это тропосфера. Однако далее падение температуры сменяется изотермией и затем температура растет с высотой (стратосфера). Это – индивидуальная особенность планеты Зем-



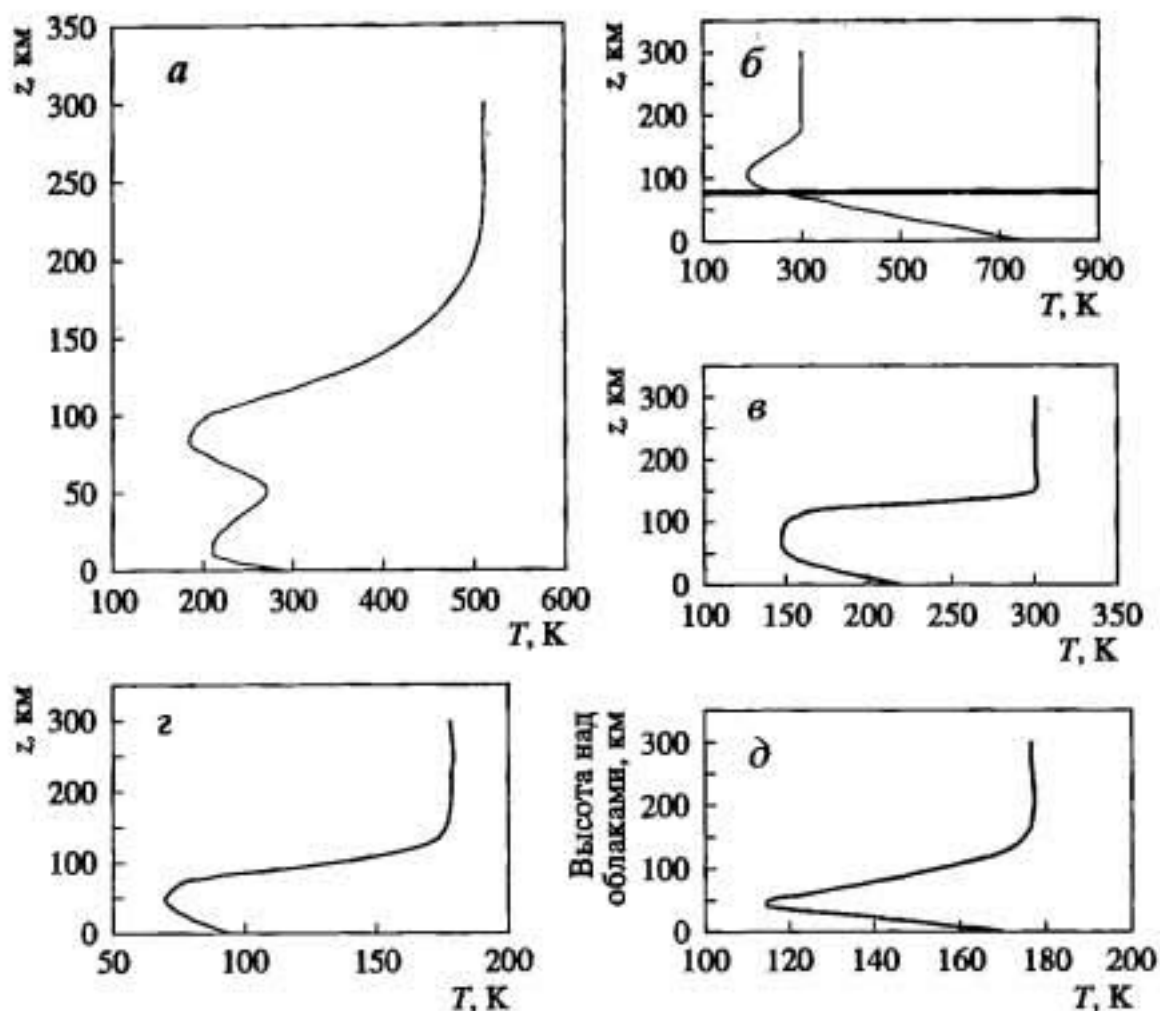


Рис. 2.9. Распределение температуры с высотой в атмосферах Земли (а), Венеры (жирной линией показана верхняя граница облачного слоя) (б), Марса (в), Титана (z), Юпитера (выше слоя облачности) (д)

ля. Ее существование связано с радиационными эффектами озона, активно поглощающего солнечную радиацию (ультрафиолетовую и, в меньшей степени, видимую) и восходящее длинноволновое излучение в окне прозрачности водяного пара. Оба механизма способствуют нагреванию слоя атмосферы, содержащего озон.

Выше концентрация озона убывает, и распределение температуры с высотой определяется переносом инфракрасного излучения, причем, поскольку водяного пара на этих высотах нет, основную роль играет полоса поглощения углекислого газа, расположенная вблизи 15 мкм. Температура монотонно понижается со средним градиентом около  $5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ . Эта область атмосферы Земли называется мезосферой.

В более высоких слоях температура снова растет с высотой. Здесь имеется новый источник энергии, связанный с поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации, инициирующей процессы диссоциации, ионизации и возбуждения атомов и мо-

лекул. Эти процессы в основном приводят к переходу энергии в тепло, приводя к формированию слоя с высокими температурами, называемого термосферой. Солнечный источник энергии является переменным во времени – везде, кроме высоких широт, он "выключается" на ночь, а когда "включается" днем, его интенсивность зависит от высоты Солнца над горизонтом и солнечной активности.

Отметим, что механизмы радиационного и конвективного теплообмена переносят тепло от поверхности вверх; при этом, естественно, температура на определенной высоте должна быть летом выше, чем зимой. Однако это условие нарушается на высоте около 60 км – в следующих нескольких десятках километров зимние температуры оказываются выше летних. Это указывает на то, что здесь реализуются какие-то дополнительные механизмы теплообмена. Имеется обоснованное предположение (Лысенко и др., 1999), что данный эффект создается деятельностью вертикально распространяющихся гравитационных волн, которые диссипируют на этих высотах. При этом их кинетическая энергия частично переходит в тепло. Известно, что процесс распространения волн происходит в основном именно в зимнее время, что и позволяет объяснить наблюдаемый эффект.

Рассмотрим условия Венеры. Большой приток солнечной энергии к этой планете приводит к тому, что даже в условиях очень плотной атмосферы, содержащей облака, его значительная часть проникает до поверхности и нагревает поверхность. Сильный парниковый эффект способствует разогреву атмосферы, которая в нижней своей части эффективно перемешивается конвективными движениями. Распределение температуры с высотой в тропосфере Венеры (рис. 2.9, б) следует ее сухадиабатическому градиенту, составляющему  $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ . Здесь  $g = 8,69\text{ м}/\text{с}^2$ , а  $c_p = 860\text{ м}^2\text{с}^{-2}\text{К}^{-1}$  (для  $\text{CO}_2$ ). Выше слоя активного перемешивания профиль температуры согласуется с результатами модели лучистого равновесия. Термосфера Венеры не является такой горячей, как Земли. Это связано, по-видимому, с тем, что в углекислотной атмосфере Венеры происходят эффективные потери тепла в космос за счет излучения в полосах поглощения  $\text{CO}_2$  (Бакулин и др., 1983). В земной термосфере столь эффективного механизма стока не существует.

Атмосфера планеты Марс тонкая, и в условиях небольшого аэрозольного замутнения марсианская поверхность свободно облучается солнечными лучами. Парниковый эффект, разогревающий нижние слои, контролируется конвекцией (здесь  $\gamma_a = 4,3\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ ; см. рис. 2.9, в), причем наиболее активно ее развитие над возвышенностями в околополуденные часы. Особен-

ностью марсианской атмосферы является ежегодное развитие глобальных пыльных бурь. Они возникают во время прохождения Марсом перигелия и зарождаются в субтропиках южного полушария, где в это время максимален приход инсоляции. Аэрозольные частицы способны поглощать солнечную радиацию и за счет этого воздух нагревается, градиент температуры становится равен  $2-3\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$  (Мороз, 1978; Чемберлен, 1981). В этом случае развитие конвекции невозможно. Температура воздуха в термосфере примерно та же, что и в термосфере Венеры – здесь активную роль играет сток энергии за счет излучения инфракрасной радиации молекулами  $\text{CO}_2$ .

Атмосфера Титана, спутника Сатурна, обладает сходными с другими планетными атмосферами особенностями. Здесь (рис. 2.9, з) в нижней части отчетливо прослеживается тропосфера ( $\gamma_0 = 1,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ ), переходящая в мезосферу и термосферу (Lunine, 1996).

Атмосфера Юпитера, состоящая главным образом из водорода и гелия, выше слоя облаков характеризуется рассмотренной выше типичной структурой (рис. 2.9, д). В нижней части профиля температура убывает в соответствии со значением адиабатического градиента, равным примерно  $2\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ .

Говоря о конвекции, как об универсальном механизме, участвующем в формировании вертикального профиля температуры планетных атмосфер, можно подчеркнуть еще одну универсальную для всех, по-видимому, планетных атмосфер особенность. Речь идет о роли конвекции в развитии облачности. Несмотря на то что на разных планетах состав облаков различен, их появление во многом связано с конденсацией тех или иных газов (скопления аэрозольных частиц, образующиеся при химических реакциях, являются уникальной особенностью каждой определенной планеты). Насыщающее значение является сильной функцией температуры – снижение температуры приближает газ к состоянию насыщения. В процессе конвекции воздух от поверхности поднимается в вышерасположенные слои, и в результате адиабатического охлаждения происходит образование жидкокапельной или кристаллической субстанции, т.е. формирование облачности.

Имея представление о химическом составе атмосферы, можно "подобрать" те соединения, которые способны конденсироваться или сублимироваться в условиях типичных температур и давления (Гуди, Уолкер, 1975). Так, режим температуры и атмосферного давления на Земле таков, что у ее поверхности вода может быть во всех фазах – "тройная точка" соответствует типичным значениям температуры и давления. В то же время

конденсация  $\text{CO}_2$  в этих условиях невозможна. В условиях марсианской атмосферы "тройная точка" для углекислого газа находится вне диапазона реально наблюдающихся температуры и давления, однако фазовые переходы между твердой и газообразной фазой  $\text{CO}_2$  возможны.

В атмосфере Юпитера облака с точки зрения термодинамических представлений состоят из аммиака. При наблюдаемых значениях температуры и давления он может быть как в твердой, так и в жидкой фазах. Непосредственные наблюдения подтвердили эти предположения и показали, что помимо аммиака в облаках присутствуют кристаллы водяного льда и кристаллы гидросульфида аммония.

Облака Венеры состоят в верхней части из капель 75%-го раствора серной кислоты, в средней и нижней части из серы и из  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Микроструктура облаков многомодовая, причем вклад крупнодисперсного аэрозоля увеличивается с уменьшением высоты. Капли серной кислоты формируются, возможно, в результате фотохимических реакций  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{SO}_2$ . Не исключено, что происхождение  $\text{SO}_2$  связано с вулканической деятельностью. Здесь имеется определенная аналогия с земной нижней стратосферой, в которой повышенные концентрации серосодержащих веществ (слой Юнге) связаны с взрывными извержениями вулканов, поставляющими на высоты до 30 км большое количество сернистого газа.

Перейдем к общей циркуляции атмосферы. Важные результаты могут быть получены, исходя из соображений теории подобия и размерностей. Рассмотрим систему уравнений термогидродинамики, включающую уравнения гидродинамики, уравнение неразрывности, уравнение состояния идеального газа и уравнение притока тепла

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}}{dt} &= -2[\bar{\omega} \times \bar{u}] - \frac{1}{\rho} \nabla p + \bar{g} + \bar{F}, \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \nabla \cdot \bar{u}, \\ p &= \rho T R_s / \mu, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\theta}{T} \frac{Q}{c_p}. \end{aligned} \tag{2.2.1}$$

Здесь прогностическими переменными являются скорость ветра ( $\bar{u}$ ), потенциальная температура  $\left( \theta = T \left( \frac{p_s}{p} \right)^{R/c_p} \right)$  и плотность



воздуха ( $\rho$ ).  $p$  и  $T$  – атмосферное давление и температура,  $Q$  – приток тепла,  $\mu$  – молекулярный вес воздуха,  $R_*/\mu = R$  – газовая постоянная для воздуха,  $\bar{F}$  – скорость изменения импульса за счет напряжений Рейнольдса.

Перейдем к безразмерным величинам, используя в качестве естественных масштабов следующие комбинации планетных характеристик: радиус планеты ( $r$ ), угловую скорость вращения ( $\omega$ ),  $g$ ,  $\mu$ , интегральное альbedo системы атмосфера–поверхность ( $\alpha$ ), массу атмосферы (или атмосферное давление у поверхности ( $p_s$ )).

Используя введенную в разделе 2.1 эффективную (равновесную) температуру планеты  $T_e$ , оценим высоту однородной атмосферы как  $H = R_* T_e / g \mu$ , введем эффективную скорость звука  $c = \sqrt{c_p g H / c_v}$ , которая будет использоваться в качестве масштаба скорости. В качестве масштаба длины используем радиус планеты, в качестве масштаба времени – величину  $r/c$ . Плотность и давление выразим в долях от их значений у поверхности планеты ( $\rho_s$  и  $p_s$ ), причем согласно уравнению состояния  $p_s / \rho_s = T_e R_* / \mu$ , где  $\nu = T_e / T_s$ . Первое уравнение в системе (2.2.1) примет вид:

$$\frac{d\bar{u}'}{dt'} = -2 \frac{\omega r}{c} [\bar{n} \times \bar{u}'] - \frac{c_v}{c_p \nu \rho'} \nabla' p' + \frac{c_v}{c_p} \frac{r}{H} \bar{k} + \bar{F}'. \quad (2.2.2)$$

В энергетике атмосферы основное значение имеет приток солнечного тепла, поэтому в уравнении энергии величину  $Q$  представим в следующем виде:  $Q = \frac{q f(\varphi, \lambda, z, t)}{p_s / g}$ , где

$q = 0,25 I_0 (1 - \alpha)$  – усваиваемый планетой средний на единицу ее площади поток солнечной радиации (см. раздел 2.1),  $p_s / g$  – масса столба атмосферы единичного сечения,  $f$  – описывает пространственно-временные неоднородности притока тепла, обусловленные влиянием неучтенных явным образом физических процессов. Переходя к безразмерным переменным, перепишем уравнение энергии в следующей форме:

$$\frac{d\theta'}{dt'} = \frac{\theta'}{T'} f \frac{r q}{c c_p T_e p_s / g}. \quad (2.2.3)$$

Появившиеся в уравнениях (2.2.2) и (2.2.3) безразмерные множители определяют относительную значимость того или иного слагаемого. При этом можно считать, что два циркуляционных режима будут одинаковы, если одинаковыми будут

данные безразмерные показатели (критерии подобия). Интерес представляют только три критерия, поскольку  $\frac{c_v}{c_p \nu} \approx 1$ .

Величина  $\omega r/c$  (которую обозначим  $\Pi_\omega$ ) определяет роль вращения планеты в формировании режима циркуляции и называется вращательным числом Маха. Отношение размера однородной атмосферы к радиусу планеты  $H/r$  обозначим как  $\Pi_g$ .

В  $\Pi_M \equiv \frac{rq}{cc_p T_e p_s / g}$  величина  $\frac{c_p T_e p_s / g}{q} \equiv \tau_r$  представляет оценку

времени установления радиационного равновесия (см. раздел 2.1). Выражение  $r/c \equiv \tau_d$  есть оценка характерного времени выравнивания возмущений в поле плотности. Таким образом,  $\Pi_M = \tau_d / \tau_r$ . Рассчитаем значения критериев подобия и сопоставим их между собой, сравнивая таким образом условия циркуляции в планетных атмосферах (Голицын, 1973, 1976).

Величины  $\Pi_M$  получились равными  $\sim 10^{-2}$  на Марсе,  $\sim 10^{-3}$  на Земле,  $\sim 10^{-4}$  на Юпитере,  $\sim 10^{-5}$  на Венере. Обратим внимание, что значения  $\Pi_M$  оказываются разными у разных планетных атмосфер, но все циркуляционные режимы объединяет условие  $\Pi_M \ll 1$ . По этому признаку динамика атмосфер имеет сходные черты. Малость  $\Pi_M$  означает, что циркуляционный режим оказывает большое влияние на термодинамические параметры.

Расчеты показывают, что в атмосферах всех планет  $\Pi_g \ll 1$ . Это означает, что эффективное ускорение силы тяжести может считаться постоянным во всем жидком слое. Из геометрических соображений понятно, что характерный наклон траекторий жидкой частицы должен лежать практически в горизонтальной плоскости, т.е. динамика атмосферы у каждой планеты является квазидвумерной. Некоторые сомнения вызывает данный подход при описании атмосферы Юпитера (Уильямс, 1988). Вопрос о том, можно ли рассматривать верхнюю, надоблачную часть его атмосферы с тех же позиций, что и атмосферы планет с твердой поверхностью, остается дискуссионным. Если же характерный масштаб  $o(\Pi_g) = 1$ , то атмосферу нельзя считать тонкой пленкой. В этом случае о гидродинамическом подобии атмосферы Юпитера другим планетным атмосферам не может идти речь, для него (и для других планет-гигантов) надо создавать свою метеорологическую модель.

$\Pi_\omega$  у разных планет меняется в широких пределах. В марсианской и земной атмосферах  $\Pi_\omega$  составляет 1,05 и 1,43 соответственно, что указывает на квазигеострофический режим

Основные характеристики некоторых планет и их атмосфер

Планеты	Радиус, км	$T_{\text{sun}}$ год	$T_{\omega}$ сут	$\alpha$	$I_0$ , Вт/м <sup>2</sup>	$T_s$ , К	$P_s$ , атм	$\gamma$ , °С/км	$\Pi_{\omega}$
Венера	6051	0,6	243	0,77	2620	730	92	10	0,008
Земля	6378	1	1	0,3	1367	288	1	6,5	1,43
Марс	3398	1,9	1,03	0,16	590	220	0,007	4,2	1,05
Титан	2575	29,5	16	0,25	15	94	1,5	1,5	0,1

*Примечание.*  $T_{\text{sun}}$  – период обращения вокруг Солнца,  $T_{\omega}$  – период обращения вокруг оси; для атмосферы Земли использовано значение влажно-адиабатического градиента.

циркуляции. На Венере  $\Pi_{\omega} \ll 1$ . У планет-гигантов  $\omega(\Pi_{\omega}) = 10$ . Это является важным признаком геострофического режима циркуляции, наличия в планетной атмосфере зональной структурности, возможности образования вихрей и волн, однако для детальных выводов информации недостаточно.

Сопоставим общие черты и особенности климатического режима и атмосферной циркуляции различных планет (табл. 2.1).

При этом речь пойдет, конечно, не о сходстве абсолютных значений (температур, газового состава, размера атмосферных вихрей – они очень сильно различаются), а о тех общих климатообразующих причинах, которые иногда удивительно сходно проявляются в различных атмосферах. При этом оказывается, что многие миры не такие уж чужие по сравнению с земной картиной с точки зрения родственности протекающих в них физических и химических процессов. Выше был рассмотрен важный пример такого подобия – было показано, что вертикальный теплообмен в атмосферах всех планет одинаков, что приводит к общим закономерностям распределения температуры с высотой.

Сравним Марс с Землей. В разделе 2.1 было показано, что на Земле принципиальные закономерности распределения солнечной радиации на ВГА – сезонный ход и строгая зональность притока энергии – определяются, прежде всего, величиной угла наклона (для Земли  $\epsilon = 23,5^\circ$ ). При движении планеты вокруг Солнца широтное распределение падающей радиации изменяется. Чем больше  $\epsilon$ , тем резче эти сезонные различия. Меньшее влияние оказывает отклонение орбиты от круговой, причем в современную эпоху два этих фактора (вытянутость орбиты и величина наклона) действуют синфазно (ослабляя или уве-



личивая поток радиации) в Южном полушарии и противофазно в Северном.

У Марса  $\epsilon = 25,2^\circ$ . Это близко к земному значению, поэтому в главных чертах особенности солярного климата должны быть сходны. Тот факт, что  $\epsilon$  на Марсе несколько больше, создает более резкий сезонный ход радиационного режима. То есть, как и на Земле, календарь сезонов на Марсе устанавливается именно влиянием этого фактора. Однако в отличие от Земли радиационный режим Марса в гораздо большей степени определяется изменением расстояния до Солнца в годовом ходе (вытянутость орбиты у Марса больше, чем у Земли). Планета максимально приближается к Солнцу поздней весной Южного полушария, которая на 52 дня короче астрономической весны Северного полушария, когда планета находится в афелии. В перигелии Марс получает на 20% больше солнечной энергии, чем при среднем расстоянии планеты до Солнца (для Земли аналогичная величина составляет 3,5%; см. раздел 2.1).

Ранее отмечалось, что Марс вращается достаточно быстро для того, чтобы сформировалось зональное распределение температуры. В условиях тонкой атмосферы и отсутствия такого инерционного звена, как Мировой океан в земной климатической системе, распределение температуры планеты, прежде всего, отражает закономерности солярного климата. Поэтому можно уверенно переносить особенности радиационного режима на пространственно-временную структуру поля температуры и утверждать, что по сравнению с аналогичными сезонами Северного полушария весна и лето Южного полушария короткие и жаркие, а осень и зима длинные и холодные (рис. 2.10).

На обеих планетах имеются полярные шапки льда (вода в твердой фазе на Земле, вода и углекислота в твердой фазе на Марсе). Как и на Земле, марсианские полярные шапки в зимнем полушарии разрастаются (достигая  $45^\circ$  ю.ш. и  $50^\circ$  с.ш. соответственно в Южном и Северном полушариях), а летом сокращаются в размерах. Активной компонентой в этих изменениях является углекислота. Когда весь диоксид углерода испаряется из ледяной шапки (ситуация, которая реализуется в Северном полушарии Марса), в контакт с атмосферой вступает водяной лед, и в это время количество водяного пара в атмосфере максимально. Летом Южного полушария такой пик концентрации водяного пара не возникает, по-видимому, в южной шапке водяной лед перекрыт перманентным слоем  $\text{CO}_2$  ("вечный  $\text{CO}_2$ "). В тонкой атмосфере процессы испарения (сублимации)  $\text{CO}_2$  сказываются на ее массе. Поскольку южная полярная шапка имеет

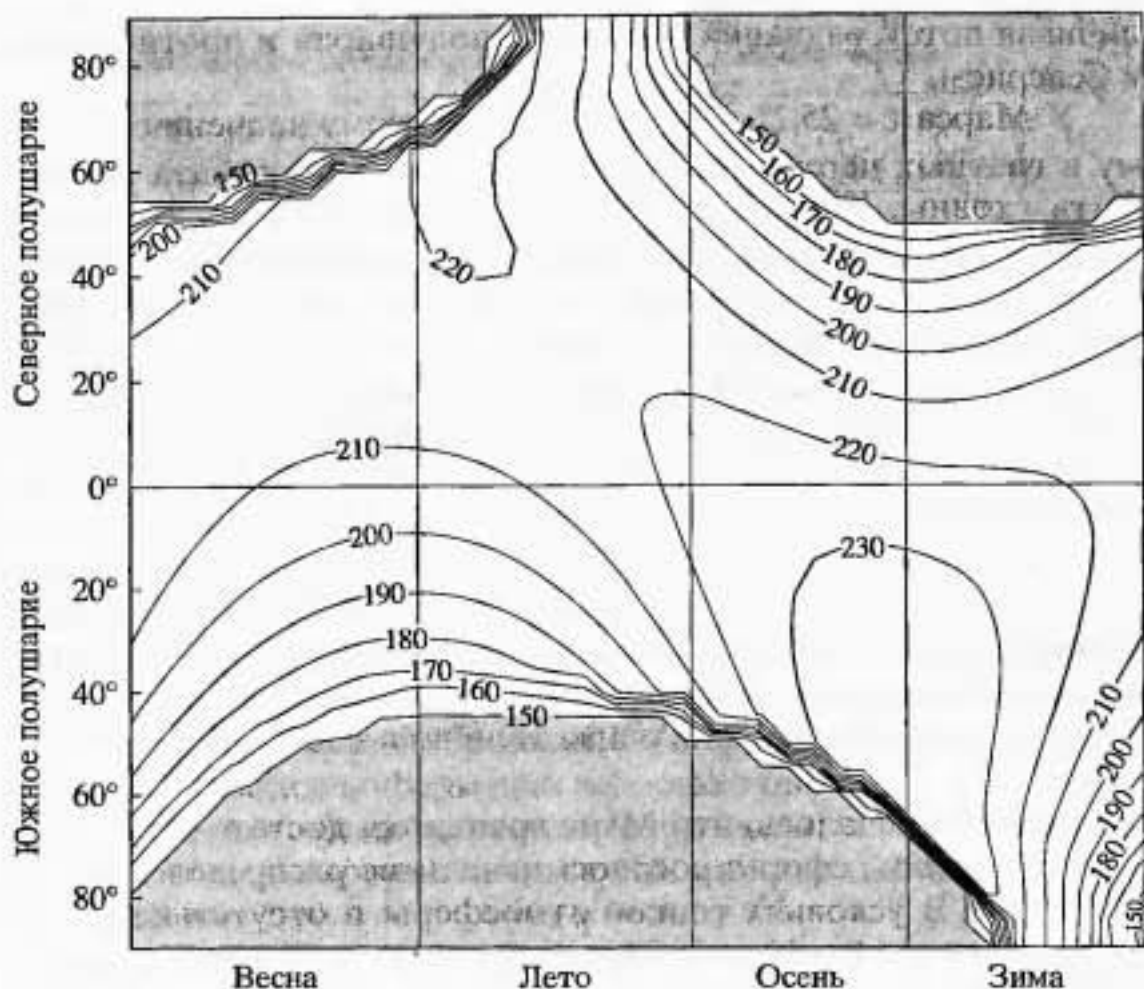


Рис. 2.10. Широтно-сезонные вариации зонально-средней температуры (К) поверхности Марса (по данным численных экспериментов с климатической моделью) (Хаберле, 1986)

большие размеры, именно ее флуктуации порождают типичный сезонный ход атмосферного давления – весной и летом Южного полушария давление (в среднем по планете) составляет примерно 9–10 гПа, а зимой оно  $\leq 7$  гПа.

Существенно отличается Марс от Земли своими пыльными бурями, которые имеют планетарный масштаб и оказывают глобальное влияние на термический режим и общую циркуляцию атмосферы.

Принципиально одинаковая картина радиационного режима (зональность и сезонный ход) и термодинамическое подобие динамики атмосфер Земли и Марса позволяет говорить о сходстве (в главных чертах) режимов циркуляции атмосферы. Как и на Земле, на Марсе возникает межширотная циркуляция типа Хэдли. Однако в отличие от земной это, по-видимому, единая кросс-экваториальная система циркуляции с подъемом воздуха в тропиках летнего полушария и опусканием в тропиках зимнего полушария. То есть, здесь нет сходимости ветров двух полушарий в нижней атмосфере. Моделирование показывает, что восходя-

иная ветвь практически безынерционно смещается по планете за зоной максимального нагрева поверхности (летом Южного полушария она может достигать  $25^{\circ}$  ю.ш.).

В средних и высоких широтах Марса картина циркуляции в главных чертах сходна с земной, особенно в холодное время года. Здесь существуют квазигеострофические западные потоки. Скорость ветра с высотой возрастает (в соответствии с закономерностями термического ветра), достигая максимума, выраженного в виде струйного течения, на высотах 30–40 км. Скорость струйного течения достигает максимума зимой и весной, в это время граница полярных льдов распространяется до средних широт и в тропосфере велики межширотные градиенты температуры.

Бароклинная гидродинамическая неустойчивость западного потока обеспечивает появление в атмосфере волн (с длиной 2–4 тыс. км и периодичностью 2–8 сут), на нижних уровнях происходит циклогенез и фронтогенез, вихри перемещаются с запада на восток. Их эволюция на Марсе и Земле протекает не полностью тождественно. Так, на Земле важнейшая роль принадлежит процессам выделения скрытого тепла конденсации водяного пара; на Марсе процесс такого типа отсутствует. Однако здесь реализуются явления, влияние которых на циклогенез в земной атмосфере мало. Таков, например, механизм радиационной диссипации. Суть его заключается в том, что температурные контрасты между воздушными массами, слагающими внетропические циклоны, выравниваются за счет того, что в теплом секторе циклона теплая воздушная масса теряет путем излучения больше тепла, чем холодная воздушная масса в его тыловой части.

Летом полярный ледник отступает, и поверхность Марса, обладающая примерно одинаковым альбедо и сравнительно небольшой теплоемкостью, почти на всем полушарии прогревается примерно одинаково. Термический контраст, а следовательно, и бароклинность, исчезают, вихри синоптического масштаба не образуются, западный перенос практически прекращается. Отметим, что на Земле летом межширотный температурный градиент также становится существенно меньше, чем зимой, однако продолжительности теплого сезона недостаточно для того, чтобы ликвидировать его полностью.

В отсутствие бароклинности, как механизма, создающего основные особенности планетарной циркуляции, существенное значение может приобретать приспособление циркуляции к орбита планет (Joshi et al., 1994; Hollingsworth et al., 1996). Это особенно должно быть заметно для Марса, поверхность кото-



рого характеризуется сложными орографическими структурами планетарного масштаба. Главной особенностью является соседство огромной впадины (с глубинами на примерно 12 км ниже среднего уровня) и плато высотой около 25 км, расположенных вблизи экватора. Еще одна глубокая депрессия (до -24 км) располагается в Южном полушарии на 40° ю.ш.

Связанные с особенностями орографии планетарного масштаба стационарные волны определяют в марсианской атмосфере (как и на Земле, см. раздел 3) расположение тех меридиональных зон, в которых происходит перенос тепла в высокие широты за счет движущихся (нестационарных) вихрей. Это обуславливает несимметричность картины общей циркуляции атмосферы западного и восточного полушарий. Циклогенез гораздо интенсивнее в средних широтах именно западного полушария, и здесь с гораздо большей интенсивностью происходит перенос тепла в направлении к полюсу.

Рассмотрим особенности циркуляции атмосферы Венеры. Ее циркуляционный режим принципиально отличается от марсианского и земного тем, что планета вращается очень медленно (см. табл. 2.1). Это обстоятельство отразилось в малости значения  $\Pi_{\omega}$  и говорит о том, что для атмосферы Венеры не свойственны зональные потоки. В то же время  $\tau_r$  превосходит продолжительность венерианских суток; это значит, что планета вращается достаточно быстро, чтобы обеспечить равномерный (по долготе) нагрев широтных зон, а между ними возникают термические контрасты. Следовательно, в подъем теплого воздуха в низких широтах вовлекается воздух всей широтной зоны. Опускается воздух, по-видимому, в полярных районах. Эта осесимметричная циркуляция напоминает циркуляцию Хэдли Марса и Земли, во всяком случае с точки зрения расположения восходящей ветви циркуляции в низких широтах. Активная роль динамических процессов подчеркивается тем, что  $\Pi_M \ll 1$  ( $\tau_d \ll \tau_r$ ), т.е. циркуляция играет важную роль при формировании поля температуры, однако реальная система общей циркуляции атмосферы Венеры практически неизвестна. Здесь сказывается дефицит данных наблюдений и отсутствие хорошо разработанных теоретических моделей негеострофической динамики.

Атмосферы Земли, Марса и Венеры располагаются над твердой поверхностью (или поверхностью океана). Из других объектов Солнечной системы к этому же типу относится, пожалуй, еще и спутник Сатурна Титан, обладающий твердой (или частично жидкой) поверхностью и достаточно мощной атмосферой (Lunine, 1993; 1998). Остальные объекты планетного типа имеют слишком разреженную атмосферу над твердой по-

верхностью или представляют собой огромные газовые шары. Так, атмосферное давление в азотных атмосферах Плутона и Тритона (спутник Нептуна) составляет  $3 \cdot 10^{-6}$  и  $14 \cdot 10^{-6}$  атм (Lunine, Nolan, 1992), а в разреженной атмосфере Меркурия – только  $-1 \cdot 10^{-10}$  атм (Маров, 1981).

Титан – это крупнейший спутник Сатурна и второй по величине спутник (после Ганимеда – спутника Юпитера). В табл. 2.1 были представлены некоторые его характеристики. По сравнению с Землей, Марсом и Венерой Титан представляет собой совершенно особый, холодный мир (температура у поверхности составляет примерно 94 К). Связано это с его удаленностью от Солнца – солнечная постоянная Титана почти в 100 раз меньше, чем у Земли. Атмосфера на 90–97% состоит из молекул азота, также имеется в очень малых количествах метан, аргон, водород и др. Давление у поверхности ~1,5 атм. Сочетание таких значений давления и температуры с определенным химическим составом создает своеобразный атмосферный и климатический режим.

Поверхность планеты может представлять собой горные породы и лед. На ней в понижениях могут находиться этан-метано-азотные моря. Попадая в атмосферу, метан под действием солнечных ультрафиолетовых лучей фотохимически превращается в этан, и вместе с ацетиленом они образуют аэрозольный слой. Молекулярный водород вместе с другими гидрокарбонами обеспечивает непрозрачность атмосферы в инфракрасном диапазоне, создавая парниковый эффект: температура у поверхности примерно на 10 К превышает эффективную температуру. В нижней части атмосферы профиль температуры формируется при участии конвективных процессов, причем, учитывая свойства составляющих атмосферу веществ, можно предположить, что конвекция сопровождается развитием облачности, состоящей из капель и кристаллов  $\text{CH}_4\text{N}_2$ , и выпадением осадков.

Для планет-гигантов характерно наличие визуально обнаруживаемых поясов разного цвета, располагающихся параллельно широтным кругам, главным образом в средних широтах. Это зоны облачности. Сам факт их наличия указывает на конвективное перемешивание, причем конвекцию усиливает наличие на планетах-гигантах внутреннего источника тепла. Характерная зональная структура облачного покрова служит признаком преобладания зонального типа циркуляции. На такую возможность указывает и большое значение критерия  $\Pi_{\omega}$ . Важной особенностью атмосферы Юпитера, а также атмосфер других планет-гигантов, является наличие так называемых "пятен" (Большое красное пятно было обнаружено более 200 лет назад

и существует до сих пор). По-видимому, они представляют собой атмосферные вихри, маркированные разным цветом облаков, расположенных на разных уровнях в атмосфере.

Общие закономерности формирования климата на рассмотренных планетах связаны с тем, что на всех планетах примерно одинакова энергетика климатических систем – все атмосферы нагреваются снизу (у планет-гигантов к этому добавляется поток тепла, вдуший из планетных недр). Однако существует пример совершенно иного устройства климатической системы. Таков спутник Юпитера – Европа. Источником разогрева его недр служат приливные силы. Поток тепла к поверхности настолько силен, что температура в приповерхностных слоях превышает  $0^{\circ}\text{C}$ , и существуют предположения, основанные на интерпретации данных радиолокационных спутниковых измерений, что твердая поверхность планеты покрыта слоем жидкой воды, толщина которого составляет примерно 100 км. Этот планетарный океан защищен от потерь тепла слоем льда, толщина которого несколько десятков км.



## БЮДЖЕТ ЭНЕРГИИ И УГЛОВОГО МОМЕНТА В КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ЗЕМЛИ

### 3.1. БЮДЖЕТ УГЛОВОГО МОМЕНТА

Сохраняемость основных черт (постоянство климатической картины) общей циркуляции атмосферы с преобладанием восточного переноса в тропиках и западного во внетропических широтах должна быть объяснена с двух позиций. Во-первых, это сохранение во времени некоторого типичного притока энергии. Во-вторых, это перераспределение импульса (или углового момента) между зонами различно направленных потоков. В самом деле, если факт торможения ветров западного направления при трении о поверхность есть уменьшение западного количества движения, то замедление восточных потоков из-за трения может быть интерпретировано как поток от поверхности в атмосферу западного импульса, который в дальнейшем может переноситься в средние широты. Циркуляционную взаимообусловленность систем циркуляции удобно выполнить, рассматривая бюджет углового момента атмосферы.

Угловой момент единичной массы атмосферы ( $M$ ), по определению, равен произведению тангенциальной составляющей скорости ( $v_t$ ) на расстояние от оси вращения (равной  $r \cos \varphi$  – на широте  $\varphi$ ). Таким образом,  $M = v_t r \cos \varphi = (\omega r \cos \varphi + u) r \cos \varphi$ . Здесь  $\omega r \cos \varphi$  – линейная скорость, обусловленная вращением атмосферы вместе с планетой;  $u$  – скорость движения воздуха в зональном направлении относительно поверхности Земли, т.е. зональная составляющая скорости ветра. Следовательно, угловой момент есть сумма "омега-момента" и относительного момента.

Рассмотрим уравнение гидродинамики (см. (2.2.1)) для зональной компоненты ( $u$ ). Подставляя вместо  $u$  выражение для  $M$ , получим:

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_{\lambda} r \cos \varphi. \quad (3.1.1)$$

Уравнение (3.1.1) представляет собой просто другую форму записи исходного уравнения. Получившиеся при преобразованиях выражения, стоящие в правой части, есть моменты сил барического градиента и трения. Действительно, эти выражения получаются из исходного уравнения при умножении соответствующей силы (рассчитываемой на единицу массы воздуха) на расстояние от оси вращения. Момент силы Кориолиса равен нулю.

Перейдем к зонально-осредненной форме уравнения (3.1.1). При его записи следует иметь в виду, что интеграл  $\int_0^{2\pi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} r \cos \varphi d\lambda$  может быть отличен от нуля. В самом деле, рассматривая его как интеграл Стильтьеса по мере  $(p)$ , получим:

$r \cos \varphi \int_{(p)} dp = r \cos \varphi \sum_j (p_E^j - p_W^j)$ . Здесь принято во внимание то,

что если в некоторых точках круга широты, вдоль которого выполняется осреднение, существуют узкие горные хребты, то давление на их восточном и западном склонах будет различным и внесет соответствующий вклад в составляющую момента сил барического градиента.

Таким образом получаем:

$$\begin{aligned} & 2\pi r \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [\rho M] + \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \rho M v \cos \varphi d\lambda + \\ & + \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \rho M w r \cos \varphi d\lambda = \\ & = -r \cos \varphi \sum_j (p_E^j - p_W^j) + 2\pi r^2 \cos^2 \varphi [\rho F_{\lambda}]. \end{aligned}$$

Меридиональный перенос углового момента  $[Mv]$  складывается под воздействием процессов разных масштабов. Вклад в перенос вносят и средние меридиональные движения, и различного рода флуктуации. Первые образуют так называемый "средний" перенос, вторые – "вихревой". Будем считать, что  $M = [M] + M^*$  и  $M = \bar{M} + M'$  (символ  $[M]$  определяет зонально-осредненные значения, а символ  $\bar{M}$  используется для величин,

осредненных по времени;  $M^*$  и  $M'$  обозначают отклонение от зонального среднего значения и от среднего по времени соответственно, причем  $[M^*] = 0$  и  $\overline{M'} = 0$ ).

В этих выражениях  $[M] = \omega r^2 \cos^2 \varphi + [u]r \cos \varphi$ ,  $M^* = u^* r \cos \varphi$ .

Используя уравнение неразрывности, получим уравнение бюджета углового момента в следующей форме:

$$\begin{aligned} & 2\pi r \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [\rho M] + \frac{\partial}{r \partial \varphi} 2\pi r^2 \cos^2 \varphi ([u][v] + [u^*v^*]) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} 2\pi r^2 \cos^2 \varphi ([u][w] + [u^*w^*]) = \\ & = -r \cos \varphi \sum_j (p_E^j - p_W^j) + 2\pi r^2 \cos^2 \varphi [\rho F_\lambda]. \end{aligned}$$

Выполним интегрирование по всей толще атмосферы. Имея в виду, что  $\int_0^\infty \rho dz = p_s/g$ , где  $p_s$  — атмосферное давление у поверхности,  $\rho F_\lambda = \partial \tau_\lambda / \partial z$ ,  $\tau_\lambda$  — зональная компонента напряжения ветра, и обозначая символом  $\langle \dots \rangle$  величины, осредненные по вертикали, получаем:

$$\begin{aligned} & 2\pi r^2 \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} \frac{p_s}{g} [\langle M \rangle] + \frac{\partial}{\partial \varphi} 2\pi \frac{p_s}{g} r^2 \cos^2 \varphi (\langle [u][v] \rangle + \langle [u^*v^*] \rangle) = \\ & = - \int_0^\infty r^2 \cos \varphi \sum_j (p_E^j - p_W^j) dz - 2\pi r^3 \cos^2 \varphi [\tau_{\lambda,s}]. \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

Здесь  $\tau_{\lambda,s}$  — зональная составляющая касательного напряжения ветра на подстилающей поверхности; величина, в которую вносит вклад как  $F_\lambda$ , так и поток  $([u^*w^*])|_s$ . Уравнение (3.1.2) описывает бюджет углового момента в зональном поясе единичной протяженности в меридиональном направлении. Перенос в числитель множителя  $r$  из второго слагаемого объясняется традиционной формой записи данного уравнения, в особенности последнего слагаемого.

Теперь обратимся к эмпирическим данным. На рис. 3.1 показано распределение суммарного момента сил давления и трения (они считаются положительными, если увеличивают относи-



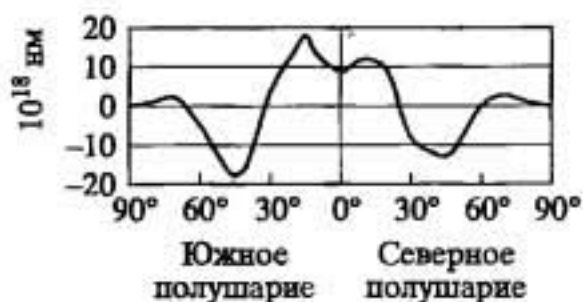


Рис. 3.1. Меридиональное распределение суммы моментов сил давления и трения в атмосфере ( $10^{18}$  нм) (Peixoto, Oort, 1984)

тельный западный угловой момент атмосферы). Как показывают оценки, главную роль играет трение, но эффект гор также заметен. Так, влияние гор Новой Зеландии обеспечивает для ее широтного круга вклад в суммарный момент сил, равный 10% от эффекта трения. В отдельных широтах круга Северного полушария вклад орографии достигает 40% (в зимнее время). Из рис. 3.1 видно, что в средних широтах, где устойчиво преобладают западные ветры, трение воздуха о поверхность обеспечивает сток углового момента. Источником углового момента для атмосферы служат тропические регионы. Здесь имеется в виду то, что процесс торможения восточных потоков воздуха (пассатов) можно выразить как поступление в атмосферу противоположно направленного импульса. В полярных регионах также существует приток импульса к атмосфере из-за некоторого преобладания ветров восточных направлений, но вклад этого процесса в планетарный баланс углового момента мал, так как мало расстояние до оси вращения ( $r \cos \varphi$ ).

Области источника и стока углового момента, расположенные в различных широтных зонах, должны быть связаны между собой. Анализ эмпирических данных показал, что угловой момент, поступивший в приповерхностный слой атмосферы тропической зоны, переносится вверх системой восходящих движений внутритропической зоны конвергенции. Основную роль играют кучево-дождевые облака, основания которых погружены в пограничный слой атмосферы, а вершины располагаются вблизи тропопаузы. Как будет показано в разделе 3.2, внутри таких облаков происходит также и вертикальный перенос энергии.

Оказавшись в верхней тропосфере тропиков, угловой момент транспортируется в средние широты, обеспечивая нарастание скорости западного переноса. Обратим внимание на форму возмущений синоптического масштаба, обеспечивающих перенос углового момента из низких широт в высокие. Если рассмотреть синусоидальную волну с одинаковой скоростью вдоль линии тока вдоль круга широты, то в пределах волны произведение  $u^*v^* = 0$ . В самом деле, переносы в низкие и высокие широты в разных ее частях одинаковы и взаимно компенсируют

друг друга. Поэтому реальные возмущения западного переноса имеют несимметричную форму – у них вытянута в широтном направлении та часть, где меридиональная составляющая направлена в высокие широты (здесь  $u^*v^* > 0$ ), и наоборот, та часть волны, где происходит движение внутрь тропиков, имеет значительную крутизну (величины  $u$  здесь малы и соответственно мало  $u^*v^*$ ).

Усредним уравнение бюджета углового момента по времени за год. Эмпирический факт стабильности климатического распределения поля ветра и давления позволяет при этой операции исключить из рассмотрения частную производную по времени, и уравнение примет стационарную форму. Тогда получается, что оставшиеся члены уравнения должны компенсировать друг друга, т.е. действие моментов сил трения и давления (главным образом моментов сил трения) должно уравниваться межширотным переносом импульса. Эту общую мысль можно выразить и по-другому: стабильность зональных переносов в атмосфере обеспечивается согласованным действием механизмов трения и процессов межширотного обмена импульсом.

Слагаемое, ответственное за межширотный обмен ( $[u][v] + [u^*v^*]$ ), осредненное по времени, может быть формально переписано так, чтобы получить более глубокое представление о том, какие именно циркуляционные механизмы ответственны за перенос. После некоторых преобразований получим:

$$[\overline{uv}] = [\overline{u}][\overline{v}] + [\overline{u'v'}] + [\overline{u^*v^*}]. \quad (3.1.3)$$

Первое слагаемое в выражении (3.1.3) характеризует поток импульса, создаваемый соседними меридиональными движениями. Второе – выражает нестационарную компоненту вихревого переноса. Высокая временная корреляция флуктуаций (положительная или отрицательная), если она имеет место, обеспечивает существование потока в том или ином направлении. Третье слагаемое описывает вклад стационарного компонента вихревого переноса. Величины  $\overline{u^*}$  и  $\overline{v^*}$  представляют собой сохраняющиеся во времени отклонения поля ветра от зонального среднего значения, т.е. проявление центров действия атмосферы.

Итак, имея в виду, что главную роль в момент сил вносит именно трение, получим для средних за год значений

$$\frac{\partial}{r \partial \phi} \frac{P_s}{g} \left( [\overline{u}][\overline{v}] + [\overline{u'v'}] + [\overline{u^*v^*}] \right) = -\tau_{\lambda, s}. \quad (3.1.4)$$

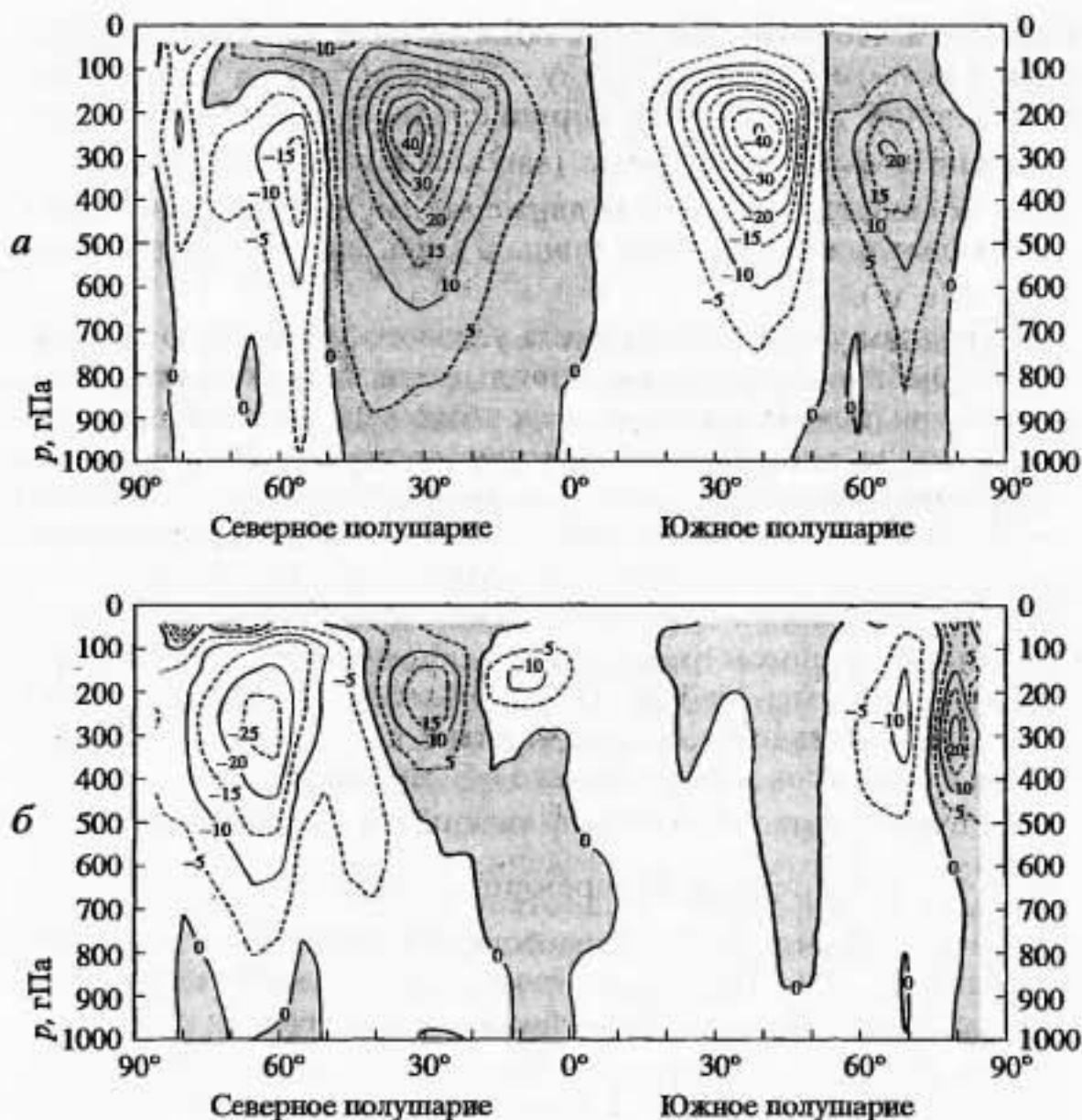


Рис. 3.2. Пример меридионального переноса импульса ( $m^2/c^2$ ) в атмосфере, осуществляемого нестационарными (а) и стационарными (б) возмущениями, для января 1980 г. (Джеймс, 1988). Направленные на север потоки положительны, направленные на юг – отрицательны

Это выражение наглядно показывает существование практически полного соответствия действия момента сил трения с градиентом потока углового момента количества движения, связанного с движением воздуха. Причем, как показывают эмпирические оценки, основная роль в переносе принадлежит вихревым составляющим, и лишь в низких широтах важную роль играет меридиональный перенос средними течениями ячейки Хэдли. На рис. 3.2, 3.3 представлены меридиональные переносы импульса, осуществляемые нестационарными и стационарными возмущениями. Хорошо видна роль вихревого переноса в интенсификации зонального переноса – конвергенция потока дости-



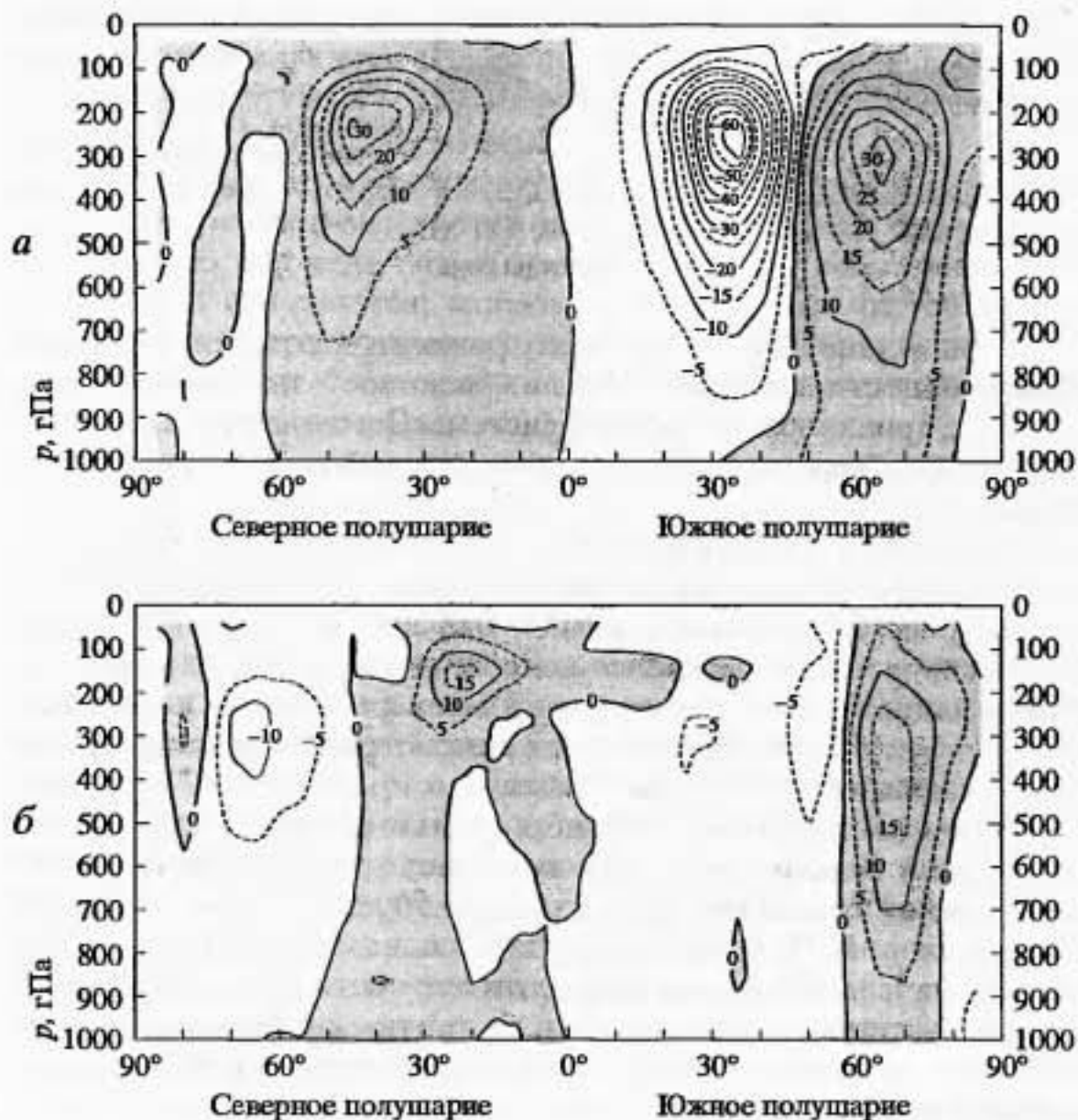


Рис. 3.3. То же, что и на рис. 3.2, но для июля 1980 г.

гает максимальных значений на уровне 200–300 гПа, вблизи зоны локализации максимума западных ветров (ср. рис. 1.2).

При осреднении уравнения (3.1.4) по  $\varphi$  сумма относительного углового момента атмосферы и омега-момента оказывается постоянной во времени величиной. В этом случае изменения относительного момента должны компенсироваться вариациями омега-момента. И, наоборот, изменения (в каком-то масштабе времени) угловой скорости вращения Земли (происходящие за счет каких-либо гипотетических механизмов, не связанных с атмосферной циркуляцией) должны компенсироваться соответствующими изменениями относительного момента, т.е. должны сказываться на режиме общей циркуляции атмосферы и, следовательно, состоянии климата.



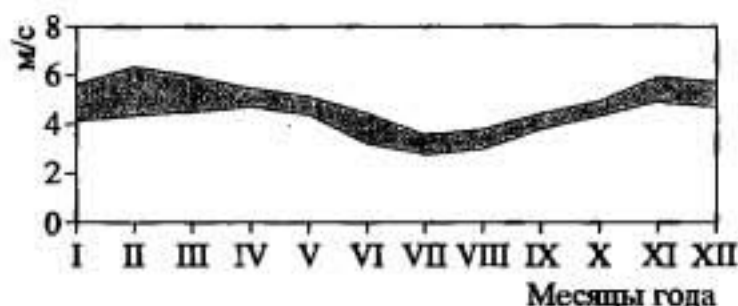


Рис. 3.4. Огибающие линии сезонных изменений глобально-осредненной величины относительного углового момента атмосферы (м/с) (Kang, Lau, 1994)

В настоящее время принято рассматривать три типа неравномерности вращения Земли: "вековое" замедление (связанное с приливной эволюцией системы Земля–Луна), сезонные колебания и межгодовые изменения угловой скорости вращения Земли.

Измерения неоднородности скорости вращения Земли показали, что в результате векового замедления длительность суток возрастает примерно на 0,001–0,002 с в столетие (Куликов, Сидоренков, 1977). Сезонные колебания оказались таковы, что самые длинные сутки наблюдаются в январе, а самые короткие – в июле. Межгодовые флуктуации демонстрируют нерегулярные флуктуации, среди которых отчетливо проявляется "декадная" компонента (сказать что-либо большее о спектре этих колебаний невозможно, так как продолжительность рядов наблюдений составляет только около 50 лет). Так, в (Куликов, Сидоренков, 1977; Hide, Dickey, 1991) показано, что с середины 50-х до начала 70-х годов продолжительность суток выросла на ~1,5 мс, затем она уменьшилась на такую же величину (минимальное значение достигнуто в конце 80-х годов), после этого начался новый этап роста.

Рассмотрим поведение относительного углового момента атмосферы, определенного по данным наблюдательной сети. Сезонный ход глобально-осредненного относительного момента

(т.е. выражение  $2\pi r^3 \frac{P_z}{g} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \langle [u] \rangle \cos^2 \varphi d\varphi$ , нормированное на  $4\pi r^3 \frac{P_z}{g}$ ) представлен на рис. 3.4. Видно, что его величина макси-

мальна в переходные сезоны. Из условий сохранения полного момента  $\omega$  в этом случае должна быть минимальна (т.е. длина суток наибольшая). Напротив, в июле относительный момент минимален,  $\omega$  максимальна и сутки несколько короче среднегодовых (на  $\leq 0,7$  мс). Изложенные соображения хорошо подтверждают представленные выше данные непосредственных измерений сезонных вариаций  $\omega$ . Из рис. 3.4 видно, что имеют место и

межгодовые вариации относительного момента, отражающие межгодовые вариации общей циркуляции атмосферы. Им, следовательно, должны соответствовать вариации угловой скорости Земли соответствующего масштаба.

Отметим, что в представленных рассуждениях невозможно выделить причинно-следственные связи. Речь идет, фактически, о том, что две величины (относительный и омега-моменты) синхронно изменяются; однако с точки зрения чистой логики говорить о том, что именно изменения общей циркуляции атмосферы приводят к изменениям  $\omega$  на самом деле нет оснований, напротив, можно утверждать обратное.

Для того чтобы разобраться с этой принципиальной проблемой, рассмотрим результаты численных экспериментов на моделях общей циркуляции атмосферы. В рамках проекта АМІР I модели интегрировались за период 1979–1988 гг. при задаваемом ежемесячно наблюдаемом распределении температуры поверхности океана и положении границы морских льдов. В (Hide et al., 1997) по данным всех моделей за весь период интегрирования были рассчитаны значения глобально-осредненного относительного момента и сопоставлены с аналогичными величинами, определенными по данным аэрологических наблюдений. Результат получился однозначным – среднее по моделям значение оказалось практически одинаково с наблюдаемым. Поскольку в моделях вариации угловой скорости вращения Земли не создавались, можно, следовательно, считать, что именно относительный момент (т.е. вариации циркуляции) является причиной, вызывающей изменения  $\omega$ .

Поэтому сведения об изменениях угловой скорости вращения представляют собой индикатор глобальных изменений циркуляции атмосферы. Например, в (Сидоренков, Свиренко, 1983) установлены корреляции между индексами циркуляции Вангенгейма и вариациями угловой скорости.

Постоянно существующие западные потоки в средних широтах каждого полушария (ускоряющие за счет трения о поверхность вращение Земли) и восточные потоки в тропиках (замедляющие вращение Земли) создают на поверхности Земли закручивающее усилие. Принципиальным является вопрос о его компенсации. В принципе единственным механизмом мог бы быть межширотный перенос углового момента в Мировом океане. Для оценки этого эффекта рассмотрим уравнение бюджета абсолютного углового момента в зональном поясе океана единичной меридиональной протяженности. Его выражение запишется в главных чертах аналогично выражению (3.1.2):

$$2\pi r^2 \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [\langle m_o M_o \rangle] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \int_{\Delta \lambda} \langle m_o M_o v_o \rangle r \cos \varphi d\lambda =$$

$$= - \int_{-H}^0 r^2 \cos \varphi \sum_j (p'_E - p'_W) dz - 2\pi r^3 \cos^2 \varphi [\tau_{\lambda, s}]. \quad (3.1.5)$$

Здесь  $m_o$  – масса столба воды от поверхности до глубины  $H$ ,  $\Delta \lambda$  – область, которую на данном круге широты занимает океан и в пределах которой осуществлено осреднение по вертикали. В величину  $\sum_j (p'_E - p'_W)$  основной вклад вносит не рельеф дна, а разность давлений (уровня моря) на восточном и западном побережьях океана.

Океан может играть принципиальную роль в транспортировке планетарного углового момента, если абсолютная величина слагаемого  $[\langle m_o M_o v_o \rangle]$  близка к аналогичной величине в атмосфере  $[\langle Mv \rangle] \frac{P_s}{g}$ . Несмотря на то что масса столба воды, соответствующая глубине в 4 км, гораздо больше, чем масса атмосферного воздуха, величина океанического переноса углового момента оказывается по порядку величины в 10 000 раз меньше, чем у атмосферного. Это происходит из-за больших различий в скорости движения сред. Таким образом, океанская циркуляция не может играть активной роли в планетарном балансе углового момента.

Оценка слагаемых в выражении (3.1.5) показывает, что главную роль играет баланс величин в правой части уравнения: момент силы трения на поверхности океана балансируется моментом, создаваемым за счет разностей уровня океана на восточном и западном побережьях.

Таким образом, в твердом теле Земли должно накапливаться напряжение. Возможно, что оно "разряжается" землетрясениями (Peixoto, Oort, 1984).

### 3.2. БЮДЖЕТ ЭНЕРГИИ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Как было показано во введении, единственным внешним источником энергии для климатической системы является солнечная энергия. Ее распределение на внешней границе атмосферы определяет в главных чертах распределение температуры поверхности Земли и атмосферы. Для того чтобы глубже изучить закономерности формирования термической структуры, рас-



смотрим уравнение бюджета тепла в климатической системе (атмосфере, деятельном слое океана и суши). Оно основывается на выражении первого закона термодинамики и может быть представлено в форме уравнения для внутренней энергии ( $e$ ) сжимаемой жидкости или газа (ср. (2.2.1)):

$$\rho \frac{de}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = Q - \nabla \cdot \bar{F}_R + \nabla \cdot k \nabla T. \quad (3.2.1)$$

Для идеальной жидкости, которая является моделью атмосферы,  $e = c_v T$ .

Изменение внутренней энергии зависит от: а) радиационного теплообмена ( $\bar{F}_R$  – радиационный поток тепла); б) молекулярной теплопроводности ( $k \nabla T$  – соответствующий поток тепла; однако при рассмотрении процессов теплообмена в турбулентной атмосфере его вкладом можно пренебречь); в) нагревания воздуха за счет конденсации водяного пара ( $Q$ ) – в это же слагаемое, в принципе, включены эффекты выделения тепла при диссипации кинетической энергии, а также за счет выделения (или потерь) тепла при химических, электромагнитных и других процессах. Однако их эффективность в нижней атмосфере мала по сравнению с теплом фазовых переходов водяного пара.

Используя уравнение неразрывности (см. формулу (2.2.1), а также тождество  $\rho \nabla \cdot \bar{u} = \nabla \cdot \rho \bar{u} - \bar{u} \nabla \rho$ ) и заменяя во втором члене  $\rho = \rho R T$ , перепишем выражение (3.2.1) в виде

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p T \bar{u}) = Q - \nabla \cdot \bar{F}_R + \bar{u} \nabla p. \quad (3.2.2)$$

Второе слагаемое в левой части уравнения (3.2.2) описывает изменения внутренней энергии за счет адвекции.

Величина  $Q$ , трактуемая исключительно как тепло фазовых переходов, входит в уравнение бюджета водяного пара

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho q \bar{u}) = -\frac{Q}{L}. \quad (3.2.3)$$

Здесь  $L$  – скрытая теплота конденсации (испарения).

Последнее слагаемое в правой части уравнения (3.2.2) описывает переход внутренней энергии в кинетическую энергию при сжатии газа. Запишем уравнение для кинетической энергии, которое получается из уравнения гидродинамики (2.2.1) скалярным умножением его на  $\bar{u}$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2 \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2 \right) \bar{u} = -w g p - \bar{u} \nabla p + \nabla \cdot \rho v \nabla \left( \frac{1}{2} \bar{u}^2 \right) - \rho v \epsilon. \quad (3.2.4)$$

Здесь  $\bar{u}^2 = u^2 + v^2 + w^2$ ,  $\epsilon > 0$  – так называемая скорость диссипации кинетической энергии в тепло. Слагаемое  $wgr$  (получаемое при скалярном произведении  $\bar{u} \cdot \bar{g} = (u, v, w)(0, 0, g)$ ) описывает переход кинетической энергии в потенциальную. Соответствующее уравнение для потенциальной энергии имеет вид:

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \Phi \bar{u}) = wgr. \quad (3.2.5)$$

Складывая уравнения (3.2.2)–(3.2.5) и учитывая, что  $0,5\bar{u}^2$  много меньше, чем  $c_v T$ ,  $Lq$ ,  $\Phi$ , получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_v T + Lq + \Phi) \rho + \nabla \cdot (c_p T + Lq + \Phi) \rho \bar{u} = -\nabla \cdot \bar{F}_R + s, \quad (3.2.6)$$

где  $s$  обозначает малые составляющие.

При рассмотрении климатических явлений планетарного масштаба для выделения главных черт, определяющих их формирование, нужно сосредоточить внимание на особенностях межширотного переноса энергии. Следовательно, осредним уравнение (3.2.6) в зональном направлении. Кроме того, естественно предполагать, что рассматриваются достаточно протяженные отрезки времени, в течение которых различные слои атмосферы приходят в согласованное состояние. В этом случае разумно осреднить уравнение и по вертикальной координате. Применяя обе операции к уравнению (3.2.6), получаем:

$$\begin{aligned} & 2\pi r \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{p_s}{g} (c_v \langle T \rangle + L \langle q \rangle + \langle \Phi \rangle) \right] + \\ & + \frac{\partial}{r \partial \varphi} \int_0^{2\pi} \frac{p_s}{g} (c_p \langle Tv \rangle + L \langle qv \rangle + \langle \Phi v \rangle) r \cos \varphi \, d\lambda = \\ & = 2\pi r \cos \varphi ([R_{\infty}^*] - [R_s] + [P_s] + [LE_s]). \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

Здесь, как и ранее, символ  $[ ]$  обозначает зонально-осредненные значения, а символ  $\langle \rangle$  используется для величин, осредненных по вертикали;  $R_{\infty}^*$  и  $R_s$  – величины радиационного баланса на ВГА и на поверхности соответственно (получаются при вычислении

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial F_{R,z}}{\partial z} dz; P_s - \text{поток явного тепла у поверхности} \left( \int_0^{\infty} \frac{\partial c_p T w \rho}{\partial z} dz = -c_p T w \rho|_0 \equiv -P_s \right); LE_s - \text{поток скрытого тепла от поверхности в}$$

атмосферу у земной поверхности  $\left( \int_0^{\infty} \frac{\partial L_{qwp}}{\partial z} dz = -L_{qwp}|_0 \equiv -LE_s \right)$ .

Различия в знаке радиационных и турбулентных потоков тепла объясняются традицией: радиационный баланс считается положительным, если тепло приходит извне.

Уравнение (3.2.7) описывает атмосферную составляющую бюджета энергии климатической системы. Уравнение бюджета энергии для деятельного слоя суши  $h_L$ , осредненное по вертикали и вдоль кругов широты, выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} 2\pi r f' \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [ \langle c_L \rho_L h_L T_L \rangle ] = \\ = 2\pi r f' \cos \varphi ( [q_{-h}] + [R_s] - [P_s] - [LE_s] ). \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

Здесь  $q_{-h}$  – поток геотермального тепла, идущего из недр Земли, – величина, которой можно пренебречь (см. введение);  $f'$  – доля суши на данном круге широты; индексом "L" обозначены теплоемкость почвы, ее плотность и температура.

Уравнение бюджета энергии для деятельного слоя океана  $h_o$ , осредненное по вертикали и вдоль кругов широты, выражается, в предположении отсутствия теплообмена деятельного слоя через нижнюю границу с "глубоким океаном", следующим образом (индексом "o" обозначены теплоемкость воды, ее плотность и температура):

$$\begin{aligned} 2\pi r (1 - f') \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [ \langle c_o \rho_o h_o T_o \rangle ] + \\ + \frac{\partial}{r \partial \varphi} (1 - f') \int_{\Delta \lambda} \langle c_o \rho_o h_o T_o v_o \rangle r \cos \varphi d\lambda = \\ = 2\pi r (1 - f') \cos \varphi ( [R_s] - [P_s] - [LE_s] ). \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Здесь  $\Delta \lambda$  – область долгот, которую на данном круге широты занимает океан.

Объединяя выражения (3.2.7)–(3.2.9), получаем уравнение бюджета энергии климатической системы (атмосфера – деятельный слой суши – деятельный слой океана):

$$\begin{aligned} 2\pi r \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} \left( \left[ \frac{p_s}{g} (c_v \langle T \rangle + L \langle q \rangle + \langle \Phi \rangle) \right] + \right. \\ \left. + f' [ \langle c_L \rho_L h_L T_L \rangle ] + (1 - f') [ \langle c_o \rho_o h_o T_o \rangle ] \right) + \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& + \frac{\partial}{r \partial \varphi} \int_0^{2\pi} \frac{P_s}{g} (c_p \langle Tv \rangle + L \langle qv \rangle + \langle \Phi v \rangle) r \cos \varphi d\lambda + \\
& + \frac{\partial}{r \partial \varphi} (1 - f') \int_{\Delta \lambda} \langle c_o \rho_o h_o T_o v_o \rangle r \cos \varphi d\lambda = 2\pi r \cos \varphi [R^\infty]. \quad (3.2.10)
\end{aligned}$$

Получившееся балансовое соотношение, характеризующее бюджет климатической системы, применимо, в принципе, и к любой внутренней планете Солнечной системы, только надо задать  $f' = 1$  и учесть отсутствие переноса энергии в форме скрытого тепла.

Выражение (3.2.10) может быть упрощено, если учесть то обстоятельство, что теплосодержание океана (даже если рассматривается только его деятельный слой) существенно превосходит запасы энергии в атмосфере и запасы тепла на суше. В самом деле, используя в качестве толщины деятельных слоев океана и суши 75 и 3 м соответственно и считая, что температура примерно одинакова, получим:  $c_o \rho_o h_o \approx 4 \cdot 10^6 \cdot 75 = 30 \cdot 10^7$ ;  $c_L \rho_L h_L \approx 2 \cdot 10^6 \cdot 3 = 0,6 \cdot 10^7$ ;  $\frac{c_v P_s}{g} \approx 0,7 \cdot 10^7$  Дж/К · м<sup>2</sup>. Видно, что опре-

деляющая роль в процессе изменений теплосодержания климатической системы принадлежит океану, остальные слагаемые дают вклад на уровне погрешности определения величины  $c_o \rho_o h_o T_o$ . Таким образом, в окончательном виде уравнение принимает вид:

$$\begin{aligned}
& 2\pi r (1 - f') \cos \varphi \frac{\partial}{\partial t} [\langle c_o \rho_o h_o T_o \rangle] + \\
& + \frac{\partial}{r \partial \varphi} \int_0^{2\pi} \frac{P_s}{g} (c_p \langle Tv \rangle + L \langle qv \rangle + \langle \Phi v \rangle) r \cos \varphi d\lambda + \\
& + \frac{\partial}{r \partial \varphi} (1 - f') \int_{\Delta \lambda} \langle c_o \rho_o h_o T_o v_o \rangle r \cos \varphi d\lambda = 2\pi r \cos \varphi [R^\infty]. \quad (3.2.11)
\end{aligned}$$

Теперь рассмотрим вклад каждого слагаемого в баланс энергии. Как было показано в разделе 2.1, радиационный бюджет на внешней границе атмосферы характеризуется четко выраженным сезонным ходом. В летнее время происходит накопление тепла в климатической системе, зимой – его расходование. Как было показано ранее, фактически речь идет о процессах накопления/расходования тепла в Мировом океане. Рассмотрим пространственно-временное распределение его запасов тепла.

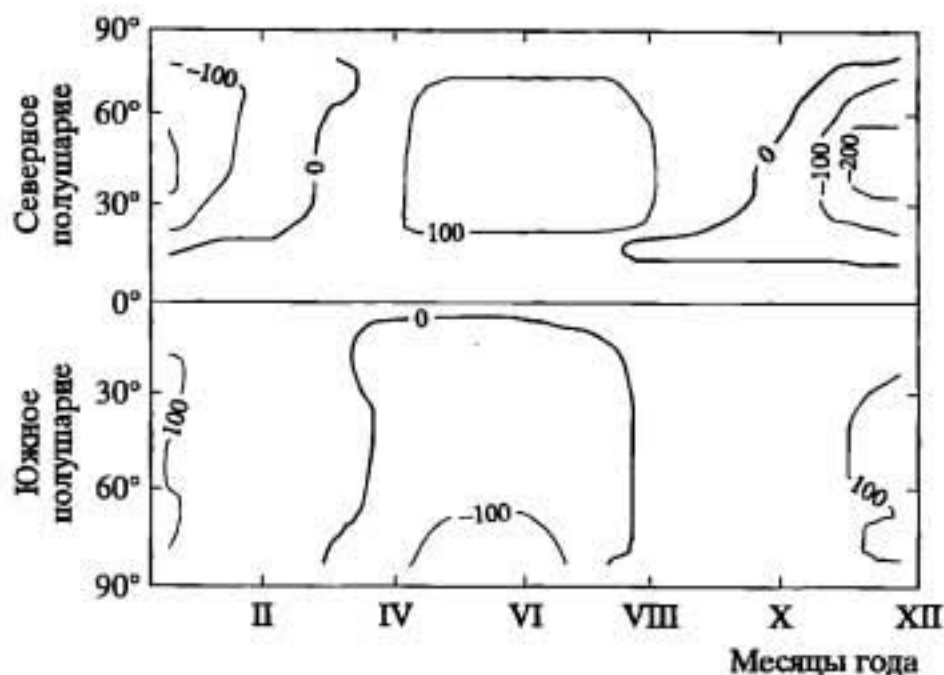


Рис. 3.5. Скорость сезонных изменений теплосодержания ( $\text{Вт/м}^2$ ) верхних слоев Мирового океана (Каган, Цанкова, 1987)

На рис. 3.5 представлена скорость сезонных изменений теплосодержания, осредненная вдоль кругов широты в пределах всех океанов. Видно, что сезонные изменения характерны, главным образом, для внетропических широт, причем они ярче выражены в более континентальном Северном полушарии. Оценки показывают, что в Северном полушарии более резко выражен теплообмен с атмосферой. Очень важным свойством сезонного хода теплосодержания является то, что потери тепла зимой практически компенсируются накоплением тепла летом в той же широтной зоне. Это позволяет простым образом переходить к рассмотрению средних за год зонально-осредненных значений – в этом случае в уравнении (3.2.11) член в левой части, содержащий производную по времени, просто оказывается равен нулю.

На рис. 3.6 показан сезонный ход скорости изменения теплосодержания в отдельных океанах в осреднении по полушариям. Как и на среднем для всех океанов разрезе, видно, что сезонные изменения ярче выражены в Северном полушарии. В Атлантическом океане амплитуда флуктуаций существенно больше, чем в Тихом и Индийском.

В ситуации, когда в высоких широтах потери тепла превосходят количество поглощенной солнечной радиации, а в низких широтах наблюдается обратная картина, существующая стабильность климатического распределения температуры на Земле может поддерживаться только за счет межширотного переноса энергии. Априорно можно было утверждать (см. раздел 2.1), что

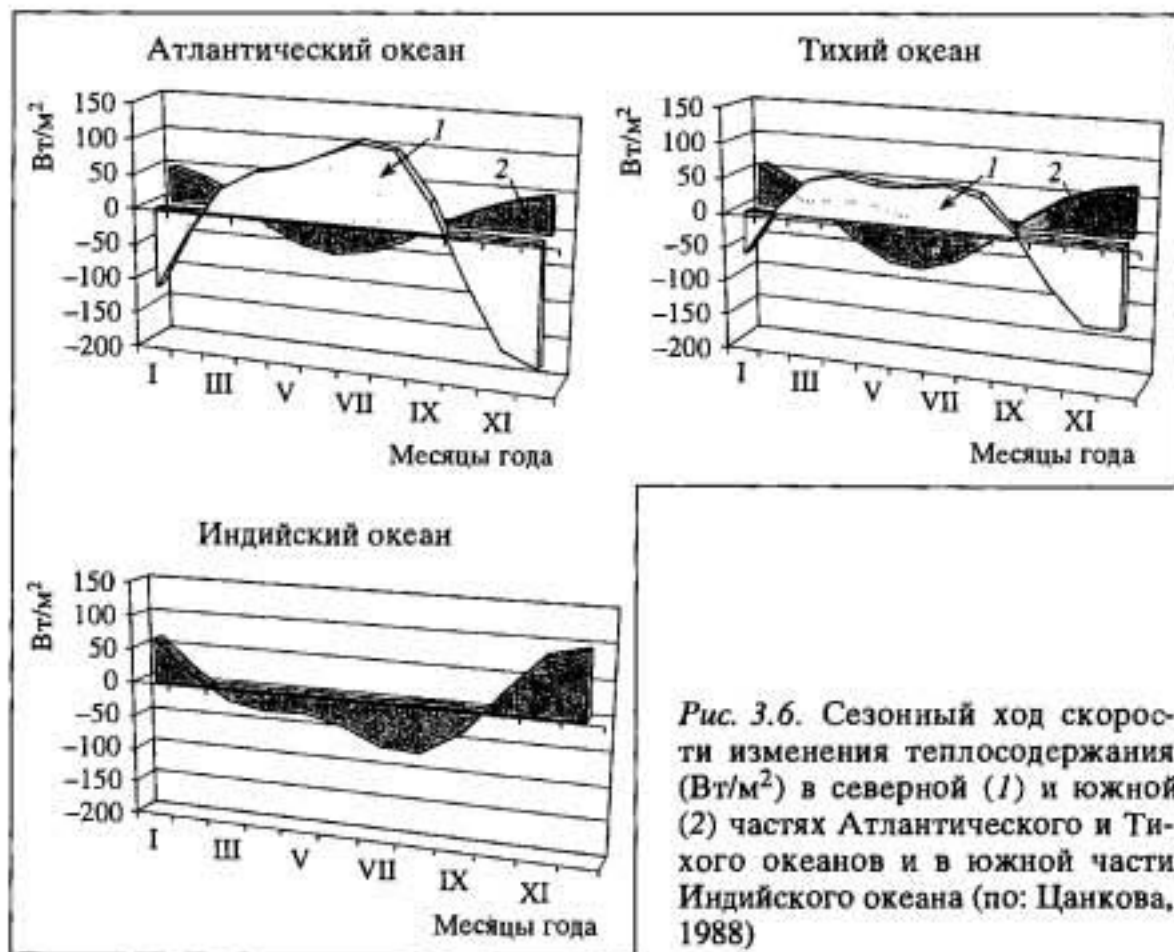


Рис. 3.6. Сезонный ход скорости изменения теплосодержания (Вт/м<sup>2</sup>) в северной (1) и южной (2) частях Атлантического и Тихого океанов и в южной части Индийского океана (по: Цанкова, 1988)

эту климатическую функцию должны выполнять системы циркуляции атмосферы и Мирового океана.

Рассмотрим подробно климатологию межширотных переносов энергии. Сначала остановимся на атмосферной составляющей, которая сравнительно надежно может быть оценена по данным мировой сети аэрологического зондирования.

Меридиональный перенос энергии  $[Ev] \equiv c_v[TV] + L[qv] + [\Phi v]$  складывается под воздействием процессов разных масштабов. Вклад в перенос вносят и средние меридиональные движения, и различного рода флуктуации. Первые образуют так называемый "средний" перенос, вторые создают "вихревой" перенос. Будем считать (как и в разделе 3.1), что  $E = [E] + E^*$  и  $E = \bar{E} + E'$ , где  $E^*$  и  $E'$  обозначают отклонение энергии от зонального среднего значения и от среднего по времени соответственно:  $[E^*] = 0$  и  $\bar{E}' = 0$ .

Произведение  $[\bar{E}v]$  может быть записано так (см. (3.1.3)):  $[\bar{E}v] = [\bar{E}][\bar{v}] + [\bar{E}'v'] + [\bar{E}^*v^*]$ . Как было показано в разделе 3.1, первое слагаемое характеризует поток энергии, создаваемый средними меридиональными движениями;  $[\bar{E}'v']$  выражает нестационарную компоненту вихревого переноса, а  $[\bar{E}^*v^*]$  характеризует вклад стационарной составляющей вихревого переноса.

Сравнивая климатическую картину переноса энергии средней циркуляцией и вихревой (Reixoto, Oort, 1984), можно отметить, что главная роль в выносе энергии из низких широт в высокие принадлежит флуктуациям, причем определяющее значение имеет нестационарная составляющая.

Рассмотрим трехмерную картину потоков некоторой величины  $N$ , создаваемых нестационарными вихрями. Будем считать, что  $N(\varphi, \lambda, p, t) = \bar{N}(\varphi, \lambda, p, t) + N'(\varphi, \lambda, p, t, \Delta t)$ , и запишем выражение бюджета для величины  $\bar{N}$  (которое получается соответствующим осреднением уравнения аналогичного (3.2.1)) без учета эффекта сжимаемости

$$\frac{\partial \bar{N}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{N} \bar{u}) - \bar{Q} = -\nabla_h \cdot \overline{N' \bar{v}'} - \frac{\partial}{\partial p} \overline{N' \tau'}. \quad (3.2.12)$$

Здесь  $\nabla_h$  – оператор градиента в горизонтальной плоскости,  $\tau$  – аналог вертикальной скорости в  $p$ -системе координат.

Выражения в левой части (3.2.12) представляют собой слагаемые трехмерной нестационарной вихревой дивергенции и определяют приток тепла за счет действия нестационарных возмущений. С формальной точки зрения вклад "средних" и "вихревых" воздействий выглядит независимым образом, однако на самом деле, конечно, имеет место взаимовлияние процессов разных масштабов.

На рис. 3.7 дан пример географического распределения потока тепла в горизонтальной плоскости, возникающего за счет нестационарных вихрей (Холопайнен, 1988). Вектор  $\overline{T' \bar{v}'}$  направлен от высоких значений  $\bar{T}$  к более низким, так что действие нестационарных вихрей, по крайней мере с качественных позиций, эквивалентно диффузионному процессу. Вектор  $\overline{T' \tau'}$  оказывается хорошо скоррелирован с  $\overline{T' \bar{v}'}$ , т.е. теплый воздух перемещается преимущественно в сторону полюсов и вверх, а холодный – в низкие широты и имеет тенденцию к оседанию.

Чтобы проиллюстрировать непосредственный механизм переноса энергии полярно-фронтальными циклонами, рассмотрим схематический пример. Если определить среднее значение температуры и влажности воздуха по территории циклона, то в его передней части, в области теплого фронта, наблюдаются положительные аномалии температуры (и влажности), коррелирующие с направленными к северу меридиональными потоками. В тыловой части циклона отрицательные аномалии температуры (и влажности) коррелируют с направленными к югу потоками. Таким образом, в целом по территории циклона



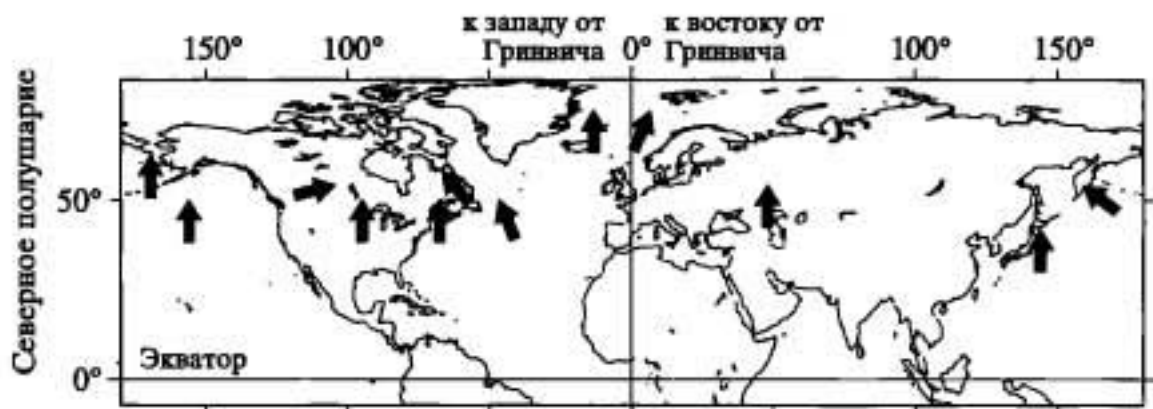


Рис. 3.7. Векторы, демонстрирующие наиболее активные потоки тепла ( $\sim 30\text{--}40 \text{ K} \cdot \text{m/s}$ ) за счет нестационарных вихрей на поверхности 850 гПа в зимний период. (Их дивергенция обеспечивает приток тепла порядка нескольких градусов в сутки)

$T'v' > 0$ ,  $q'v' > 0$  и  $\Phi'v' > 0$ . Следовательно, внетропический циклон (аналогично и антициклон) обеспечивает перенос тепла, водяного пара, потенциальной энергии (а также момента импульса – см. раздел 3.1) в высокие широты. В системе циклонической циркуляции там, где  $T'v' > 0$ , оказывается, что  $T'\tau' < 0$ . Действительно, перенос тепла в горизонтальном направлении сопровождается подъемом теплого воздуха. В то же время адвекция холода в тылу циклона сопровождается оседанием воздуха.

Следует отметить, что в реальной макроциркуляционной обстановке вихри не обязательно исполняют эти функции с одинаковой эффективностью. Так, зимой в Тихом океане циклоны главным образом переносят тепло; в Атлантике, кроме этого, они эффективно "подпитывают" струйные течения западным количеством движения (см. раздел 3.3).

Рассмотрим перенос тепла в океане. Сразу отметим, что океаническая компонента переноса изучена гораздо хуже, чем атмосферная. Объективную оценку потока тепла в океане затрудняет отсутствие регулярных данных наблюдений. Поэтому для океана затруднительно так же надежно, как для атмосферы, оценить вклад разномасштабных флуктуаций в суммарный перенос, хотя отдельные попытки имеются (Блатов, Тужилкин, 1990). Одним из главных источников информации является обработка данных зональных разрезов, когда вдоль круга широты  $\phi$  на плоскости зонального разреза выполняется интегрирование

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^z c_o \rho_o T_o v_o r \cos \phi d\lambda dz, \text{ определяющее количество энергии, пе-}$$

реносимой в данном океане через круг широты.

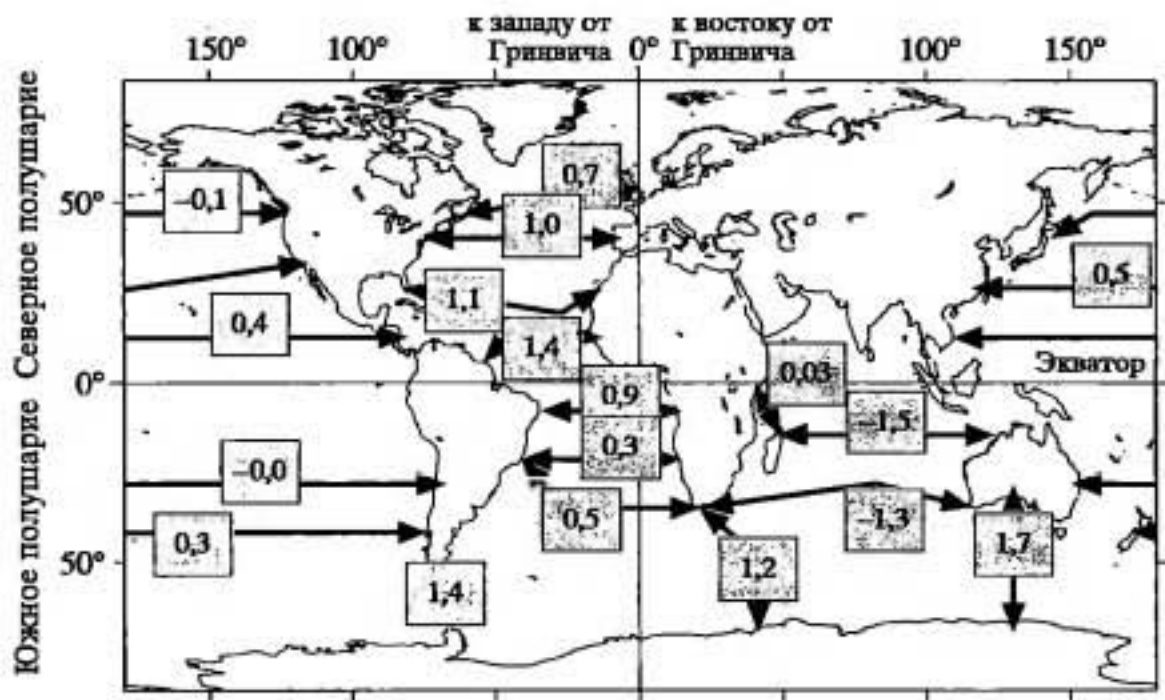


Рис. 3.8. Измеренный перенос тепла океанской циркуляцией ( $10^{15}$  Вт) через некоторые разрезы, которые показаны стрелками (по: Macdonald, Wunsch, 1996)

Другой распространенный прием, позволяющий оценивать меридиональные переносы в океане, заключается в использовании уравнений бюджета энергии системы океан–атмосфера (см. (3.2.11)) или деятельного слоя океана (см. (3.2.9)), в которых дивергенция потока тепла в океане рассматривается как остаточный член. При этом величина межширотного переноса рассчитывается путем решения обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка, в котором в качестве граничного условия, как правило, задается отсутствие переноса тепла через круг широты, соответствующий границе Антарктического материка (Цанкова, 1988).

На рис. 3.8 показаны имеющиеся в настоящее время результаты измерений переносов тепла через некоторые, главным образом зональные разрезы (Macdonald, Wunsch, 1996) в различных океанах и на разных широтах. Видно, что в Северном полушарии перенос тепла к северу сосредоточен в основном в Атлантическом океане и составляет  $(1-1,5) \cdot 10^{15}$  Вт. В Южном полушарии картина распределения потоков тепла иная. В Тихом и Индийском океанах потоки направлены в сторону высоких широт, однако в Южной Атлантике преобладающим является перенос тепла на север. Этот эффект подтверждает реальность представлений об "океанском конвейере" (см. раздел 2.2).

Исследование непосредственных механизмов переноса тепла от одной широтной зоны к другой показывает, что в разных регионах они могут быть различны. Так, представленный на

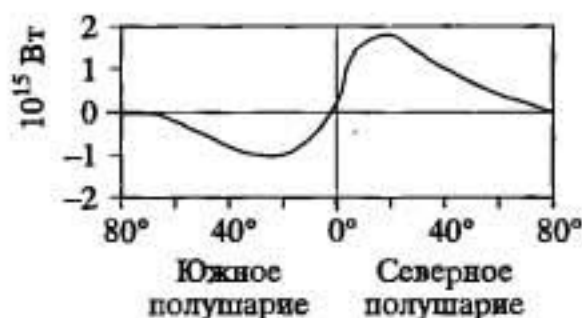


Рис. 3.9. Суммарный перенос тепла (ПВт) в атмосфере и океане (в среднем за год)

рис. 3.8 перенос тепла в Атлантике через  $24^\circ$  с.ш. ( $1,1 \cdot 10^{15}$  Вт) был практически полностью обеспечен термохалинной циркуляцией (интенсивность которой определяется скоростью переноса объема вод в примерно 17 свердрупов) с опусканием вод в Северной Атлантике и их подъемом в тропиках. Гораздо более мощная циркуляция антициклонического круговорота ( $\sim 24$  свердрупа) дала  $-0,04 \cdot 10^{15}$  Вт. Неглубокая вертикальная ячейка циркуляции, создаваемая экмановской циркуляцией, ответственна за  $0,15 \cdot 10^{15}$  Вт. Столь малый вклад интенсивного меридионального переноса верхних слоев океана объясняется тем, что различия в температуре воды у поверхности в направлении восток–запад малы. В противоположность этому, ячейка вертикальной термохалинной циркуляции перемещает воды, существенно различающиеся по температуре ( $\sim 16^\circ\text{C}$ ), обеспечивая основную часть переноса тепла в Северной Атлантике.

В северной части Тихого океана ситуация совершенно иная, поскольку здесь, в сравнительно мелководном бассейне, не формируются глубинные воды и соответственно перенос тепла термохалинной циркуляцией очень мал.

Перенос  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  Вт в Атлантике через  $24^\circ$  с.ш., отнесенный к площади расположенной севернее части океана, приблизительно эквивалентен приходу к поверхности  $50 \text{ Вт/м}^2$ . Используя вычисленную ранее величину  $c_p \rho_0 h_0 \approx 30 \cdot 10^7 \text{ Дж/К} \cdot \text{м}^2$ , и относя ее к продолжительности года ( $3,1536 \cdot 10^7 \text{ с}$ ), получим значение  $\sim 10 \text{ Вт/К} \cdot \text{м}^2$ , показывающее, что за счет притока  $50 \text{ Вт/м}^2$  температура верхних слоев океана может увеличиться примерно на 5 К. В высокоширотном регионе Северной Атлантики этот адвективный нагрев обеспечивает существенное повышение температуры (по сравнению с типичной для данного широтного пояса), особенно заметное в холодное время года.

На рис. 3.9 представлено распределение среднего за год меридионального переноса тепла в Мировом океане, рассчитанное по методике "остаточного члена" (Carissimo et al., 1985). Сразу следует отметить, что подобные оценки характеризуются весьма значительным разбросом значений, достигающим 100%. Из рис. 3.9 видно, что меридиональный перенос тепла в океане



велик в тропиках и максимален у их границы. Это еще раз наглядно свидетельствует, что мощная циркуляция в поверхностных слоях океана, развивающаяся под действием напряжения ветра, не дает существенного вклада в перенос тепла; несмотря на перенос большого количества воды суммарный межширотный поток тепла очень мал, поскольку зональный градиент температуры невелик. Вблизи экватора перенос тепла принимает близкие к нулю положительные значения, свидетельствующие о существовании небольшого переноса тепла из Южного полушария в Северное.

### 3.3. ГЕНЕРАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Солнечная энергия, усваиваемая Землей, является непосредственным источником внутренней и потенциальной энергий, объединяемых, при некотором допущении, общим понятием "потенциальная энергия". Как было показано в разделе 3.2, ее запасы оцениваются величиной, превосходящей запасы кинетической энергии на несколько порядков. Это говорит о том, что возможен переход в кинетическую энергию (и обратно) лишь очень малой части потенциальной энергии. Эта величина получила название "доступная потенциальная энергия".

Обратимся к уравнению бюджета кинетической энергии (см. (3.2.4)), которое запишем без расшифровки диссипативных слагаемых:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \bar{u}^2 \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \bar{u}^2 \right) \bar{u} = -wg - \frac{1}{\rho} \bar{u} \nabla p + \bar{u} \bar{F}. \quad (3.3.1)$$

Сама запись этого уравнения уже дает ответ на основополагающий вопрос о том, почему столь существенно различаются запасы кинетической и потенциальной энергий. В самом деле, видно, что величина кинетической энергии зависит не от величины атмосферного давления, а от его градиента. В дальнейшем формулировка понятия доступной потенциальной энергии будет осуществляться, исходя из этого ключевого вывода — не величины термодинамических параметров определяют запасы кинетической энергии, а их пространственная неоднородность.

Вычленив из  $\frac{1}{\rho} \bar{u} \nabla p$  слагаемое  $\frac{1}{\rho} w \frac{\partial p}{\partial z}$ , удалим его из рас-

смотрения со слагаемым  $wg$ , поскольку вместе они представляют собой выражение формулы статики атмосферы. Поскольку ставится задача изучения планетарной циркуляции, будем характеризовать ее величиной глобально осредненной кинетической



энергии ( $K$ ). Чтобы получить уравнение ее бюджета, проинтегрируем уравнение (3.3.1) по массе атмосферы, т.е.  $\int_M \dots dM \equiv$

$$\equiv \int_0^{p_t} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \dots r^2 \cos \varphi d\lambda d\varphi \frac{dp}{g}. \text{ Получим выражение}$$

$$\frac{dK}{dt} = - \int_M \tau \frac{1}{\rho} dM + \int_M \bar{u} \bar{F} dM, \quad (3.3.2)$$

в котором  $K \equiv \int_M \frac{1}{2} \bar{u}^2 dM$ . В данном уравнении смысл второго

слагаемого ясен – он связан с работой против сил вязкости, так что ответствен за диссипацию энергии. В этом случае первое слагаемое должно представлять собой выражение, описывающее возникновение, генерацию кинетической энергии. Из общих соображений можно считать, что имеется некоторая величина, называемая доступной потенциальной энергией, которая может переходить в кинетическую энергию, причем скорость перехода

$$\text{равна } \int_M \tau \frac{1}{\rho} dM.$$

Выражение для доступной потенциальной энергии и описания ее бюджета получается из уравнения притока тепла (Аверкиев и др., 1989), поскольку другие уравнения термодинамики уже использованы при получении уравнения (3.3.2). Будем преобразовывать это уравнение к такому виду, чтобы получить в его правой части выражение  $\int_M \tau \frac{1}{\rho} dM$ . Тогда

величина, стоящая под знаком производной по времени, уменьшается или увеличивается за счет обмена с кинетической энергией, т.е. в соответствии со сделанными предположениями будет выражать доступную потенциальную энергию. Другое слагаемое (слагаемые) в правой части естественно считать ответственным за генерацию или диссипацию энергии. Отметим, что при таком подходе возможен некоторый произвол в определении величины доступной потенциальной энергии.

Используя уравнение притока тепла (см. (2.2.1)), записанное относительно потенциальной температуры, будем считать, что  $\theta = \bar{\theta}(p) + \bar{\theta}(\lambda, \varphi, p, t)$ , т.е.  $\bar{\theta}$  представляет собой отклонение потенциальной температуры от глобально-осредненной величины на изобарической поверхности  $\bar{\theta}$ . Аналогично считаем, что

$Q = \bar{Q} + \check{Q}$ ,  $\tau = \bar{\tau} + \check{\tau}$ . Подставляя данные выражения в уравнение (2.2.1) и имея в виду, что  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\tau} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = \frac{\bar{\theta}}{T} \frac{\bar{Q}}{c_p}$  и  $\bar{\tau} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = 0$ , так как в глобально-осредненном случае  $\bar{\tau} = 0$ , получаем

$$\frac{\partial \check{\theta}}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial \varphi} + \check{\tau} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial p} + \bar{\tau} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial p} = \frac{\check{\theta}}{T} \frac{\check{Q}}{c_p}.$$

Если умножить это уравнение на  $\check{\theta}$ , получим

$$\frac{\partial \check{\theta}^2 / 2}{\partial t} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial u \check{\theta}^2 / 2}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial v \cos \varphi \check{\theta}^2 / 2}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau \check{\theta}^2 / 2}{\partial p} + \check{\tau} \check{\theta} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial p} = \frac{\check{\theta}^2}{T} \frac{\check{Q}}{c_p}; \quad (3.3.3)$$

$$\check{\theta} = \bar{T} \left( \frac{p_s}{p} \right)^{R/c_p} \quad \text{и}$$

$$\frac{\partial \check{\theta}}{\partial p} = \left( \frac{p_s}{p} \right)^{R/c_p} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{R}{c_p} \frac{\bar{T}}{p} \right) = -\frac{1}{g \bar{\rho}} \left( \frac{p_s}{p} \right)^{R/c_p} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right).$$

Обозначим  $\gamma \equiv -\partial \bar{T} / \partial z$ , и поскольку второе слагаемое в скобках представляет собой величину адиабатического градиента

( $g/c_p = \gamma_a$ ), можем получить, что  $\check{\tau} \check{\theta} \frac{\partial \check{\theta}}{\partial p} = -\frac{\bar{T}}{c_p} \left( \frac{\check{\theta}}{\bar{T}} \right)^2 \frac{\gamma_a - \gamma}{\gamma_a} \frac{1}{\rho} \check{\tau}$ . Та-

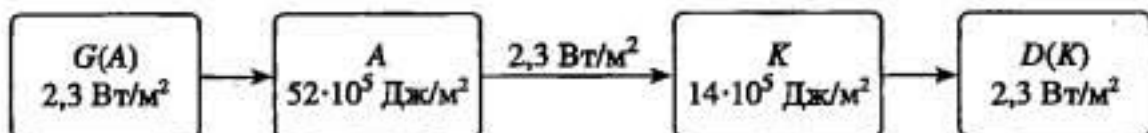
ким образом, в преобразованном уравнении притока тепла появилось слагаемое требуемого вида. Теперь проинтегрируем уравнение (3.3.3) по массе атмосферы и, поскольку  $\check{\tau} = \tau$ , получим выражение

$$\frac{dA}{dt} = \int_M \tau \frac{1}{\rho} dM + \int_M \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma} \frac{\bar{T}}{\bar{T}} \check{Q} dM, \quad (3.3.4)$$

в котором  $A = \frac{1}{2} c_p \int_M \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma} \frac{\bar{T}^2}{\bar{T}} dM$  — доступная потенциальная

энергия. Она фактически полностью определяется величиной квадрата отклонений температуры от средней на данной изобарической поверхности (т.е. дисперсией). Чем неоднороднее по горизонтали поле температуры, тем больше величина  $A$ . По-

а



б

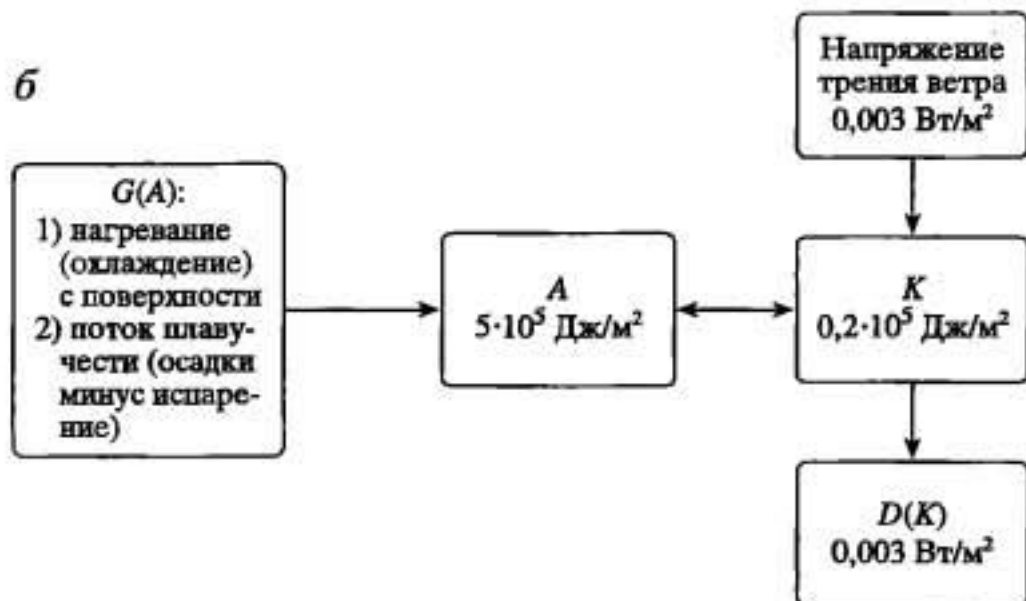


Рис. 3.10. Диаграмма энергетического цикла атмосферы (а) и океана (б)

$A$  – доступная потенциальная энергия;  $K$  – кинетическая энергия,  $G$  – энергия генерации;  $D$  – энергия диссипации. Все характеристики рассчитаны на единицу площади поверхности Земли. Стрелки показывают направление превращений энергии. Некоторые количественные оценки приведены с недостаточной точностью

скольку основу климатической картины составляют межширотные различия температуры, можно считать, что доступная потенциальная энергия является, в первую очередь, их количественной характеристикой. Кроме того, важный вклад в доступную потенциальную энергию вносят долготные особенности, связанные с неоднородным распределением температуры.

В уравнении бюджета доступной потенциальной энергии первое слагаемое характеризует ее переход в кинетическую энергию (традиционно обозначаемый как  $-C(A, K)$ ). Второе слагаемое, величина и знак которого определяются корреляцией аномалий температуры и интенсивности притока тепла, по своему смыслу есть генерация доступной потенциальной энергии  $G(A)$ . Обозначая диссипацию кинетической энергии как  $D(K)$ , запишем уравнения энергетического цикла атмосферы в виде системы:

$$\begin{aligned} \frac{dK}{dt} &= C(A, K) - D(K), \\ \frac{dA}{dt} &= -C(A, K) + G(A). \end{aligned} \tag{3.3.5}$$

Величина и знак отдельных слагаемых в этих уравнениях могут быть получены только на основе обработки эмпирических данных наблюдений. На рис. 3.10 представлена среднегодовая энергетическая диаграмма. Количественные показатели, взятые в соответствии с последними результатами (Wells, 1997), практически не отличаются от данных работы (Peixoto, Oort, 1984). Видно, что доступная потенциальная энергия примерно в три раза больше кинетической энергии, а общая энергия атмосферы составляет приблизительно  $66 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>2</sup>. Оценка скорости диссипации 2,3 Вт/м<sup>2</sup> позволяет сказать, что при отключении притока энергии функционирование общей циркуляции атмосферы прекратилось бы через  $(66 \cdot 10^5)/2,3$  с  $\approx$  33 сут.

В океане индикатором доступной потенциальной энергии служит возведенное в квадрат отклонение плотности от ее среднего по площади океана значения. Главная ее часть связана с наклоном главного термоклина от центра субтропических круговоротов в сторону полюсов. Общая энергия океана в 10 раз меньше, чем атмосферы и большая ее часть содержится в форме доступной потенциальной энергии.

Океан снабжается энергией, во-первых, за счет действия на его поверхность напряжения трения ветра. Другой источник энергии – это поток плавучести, связанный с балансом пресной воды, приводящий в движение термохалинную циркуляцию. Существенным отличием океана от атмосферы является то, что в океане происходит переход из кинетической в доступную потенциальную энергию за счет перераспределения водных масс. При отключении потока плавучести и напряжения трения ветра океан, при данной скорости диссипации, потеряет энергию примерно за пять лет.

Кинетическая энергия движений в атмосфере может быть представлена суммой двух слагаемых. Одно из них ответственно за энергию средней зональной циркуляции ( $K_M$ ), другое представляет собой энергию флуктуаций, отклонений от зонального состояния ( $K_E$ ). В атмосфере  $K_M$  и  $K_E$  приблизительно одного порядка. Наибольшие значения  $K_M$  приходятся на район локализации субтропического струйного течения, в то же время сильно флуктуирующее полярно-фронтальное течение обеспечивает вклад главным образом в  $K_E$ .

В океане зональная симметрия не так отчетлива, однако здесь можно также говорить о кинетической энергии среднего поля движений и флуктуаций. Максимумы кинетической энергии средних движений приурочены к районам западных пограничных и экваториальных течений, а также к Антарктическому циркум-



полярному течению. Однако даже здесь величины кинетической энергии флуктуаций в 4–5 раз больше. Это наглядно свидетельствует, что даже наиболее хорошо выраженные течения, такие, как Гольфстрим или Южное кольцо, отличаются очень высоким уровнем изменчивости. Вдали от стрежней течений практически вся кинетическая энергия сосредоточена в вихрях.

Так же как и кинетическая энергия атмосферных движений, доступная потенциальная энергия может быть представлена суммой двух слагаемых. Одно отвечает энергии средней зональной циркуляции ( $A_M$ ), другое – энергии флуктуаций ( $A_E$ ). Для того чтобы получить их выражения, необходимо определить средние характеристики и отклонения от них, ввести их в уравнения термогидродинамики, и после интегрирования по массе атмосферы получить следующую систему уравнений (см. например, (Аверкиев и др., 1989)):

$$\begin{aligned} \frac{dK_M}{dt} &= C(A_M, K_M) + C(K_E, K_M) - D(K_M), \\ \frac{dK_E}{dt} &= C(A_E, K_E) - C(K_E, K_M) - D(K_E), \\ \frac{dA_M}{dt} &= -C(A_M, K_M) - C(A_M, A_E) + G(A_M), \\ \frac{dA_E}{dt} &= -C(A_E, K_E) + C(A_M, A_E) + G(A_E). \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

Здесь

$$A_M \equiv \frac{1}{2} c_p \int_M \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma} \frac{[\bar{T}]^2}{\bar{T}} dM$$

– доступная потенциальная энергия среднего зонального движения;

$$A_E \equiv \frac{1}{2} c_p \int_M \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma} \frac{[\bar{T}^{*2}]}{\bar{T}} dM$$

– доступная потенциальная энергия отклонений от среднего зонального движения. Разделение на две компоненты позволяет рассматривать по отдельности запасы потенциальной энергии, определяемые различиями экватор–полюс ( $A_M$ ) и долготными различиями температуры ( $A_E$ ).

В правых частях  $-C(A_M, K_M) \sim \left[ \frac{1}{\rho} \right] [\tau]$  и  $-C(A_E, K_E) \sim \left[ \frac{1}{\rho} \tau^* \right]$ ;

$G(A_M) \sim [\tilde{T}][\tilde{Q}]$  и  $G(A_E) \sim [\tilde{T}^*][\tilde{Q}^*]$ ;

$$C(K_E, K_M) = \int_M \left( [u^* v^*] \frac{\partial [u]}{r \partial \varphi} + [u^* \tau^*] \frac{\partial [u]}{\partial p} \right) dM;$$

$$C(A_M, A_E) = - \int_M \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma} \left( [c_p \tilde{T}^* v^*] \frac{\partial}{r \partial \varphi} + [c_p \tilde{T}^* \tau^*] \frac{\partial}{\partial p} \right) \frac{[\tilde{T}]}{\tilde{T}} dM.$$

Для того чтобы оценить величину и знак превращений энергии, необходимо обратиться к данным наблюдений. Рассмотрим сначала член  $C(K_E, K_M)$ , описывающий переход кинетической энергии между движениями различных масштабов. Знак градиента скорости устанавливается в соответствии с распределением величины  $[u]$  – в низких широтах скорость нарастает с увеличением широты до достижения максимума на оси западного переноса, а затем убывает. Информация о знаке горизонтального потока импульса берется из рис. 3.2 и 3.3. Аналогично можно оценить и знак второго слагаемого в  $C(K_E, K_M)$ . Таким образом, величина  $C(K_E, K_M)$  положительна, т.е. реализуется перенос  $K_E \rightarrow K_M$  и происходит перенос энергии от движений меньших масштабов к движениям больших масштабов. Это явление, при котором интенсифицируются движения планетарного масштаба за счет вихревого переноса импульса, было рассмотрено в разделе 3.1 при анализе бюджета углового момента.

На рис. 3.11 изображен описываемый уравнениями (3.3.6) энергетический цикл атмосферной циркуляции, полученный на основе фактических данных. Видно, что  $A_M$  возникает главным образом за счет процесса генерации энергии. Здесь основным является механизм прихода тепла в тропики и выхолаживание высокоширотных регионов. Оценим знак величины  $C(A_M, A_E)$ . В первом слагаемом градиент зонально-осредненной температуры всегда отрицателен, а знак выражения, описывающего перенос явного тепла, положителен (в Северном полушарии, где происходит вынос тепла к северу; см. рис. 3.7). Учитывая знак “-” перед интегралом, получаем, что  $C(A_M, A_E) > 0$ . Во втором слагаемом под интегралом  $\partial[\tilde{T}]/\partial p > 0$  всегда, перенос тепла по вертикали устроен так, что  $[T^* \tau^*] < 0$ . Таким образом, за счет этого слагаемого  $C(A_M, A_E) > 0$ . Следовательно,  $A_M \rightarrow A_E$ , т.е. происходит перенос доступной потенциальной энергии от больших масштабов к малым (см. рис. 3.11).

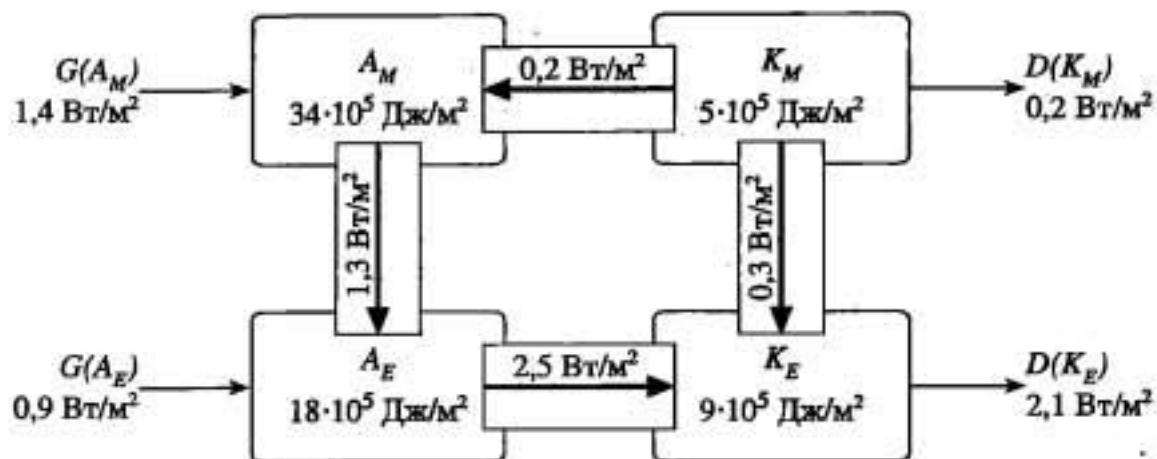


Рис. 3.11. Диаграмма среднегодового энергетического цикла атмосферы (по: Wells, 1997; Peixoto, Oort, 1984). Все характеристики рассчитаны на единицу площади поверхности Земли

Условные знаки и символы см. в тексте и на рис. 3.10

Переход  $A_E \rightarrow K_E$  имеет место при  $-\left[\frac{l^*}{\rho} \tau^*\right] > 0$ . Эта ситуация реализуется, когда существуют восходящие движения ( $\tau^* < 0$ ) и  $\frac{l^*}{\rho} > 0$ . Последнее условие означает, что поднимающийся воздух обладает меньшей плотностью по отношению к средней для данного круга широты. И, аналогично, переход  $A_E \rightarrow K_E$  будет иметь место, когда опускается ( $\tau^* > 0$ ) более плотный воздух. Подобная ситуация реализуется в тропических возмущениях, сочетание которых создает климатическую картину циркуляции Хэдли.

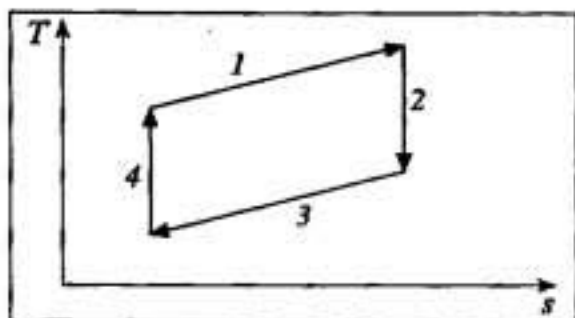
Для иллюстрации данного процесса выполним термодинамический анализ состояния перемещающихся частиц воздуха (James, 1996). Первый закон термодинамики может быть записан как  $dQ = Tds$ , где  $s$  – энтропия,  $s = c_p \ln \theta$ ,  $\theta$  – потенциальная температура. На термодинамической диаграмме, в координатах  $T$  и  $s$  термодинамический процесс представляется непрерывной кривой. Площадь под кривой пропорциональна количеству тепла, добавленному к частице или потерянного ею. Так, если состояние меняется от "А" до "В", то приток тепла равен

$$\Delta Q = \int_{(AB)} T(s) ds.$$

Рассмотрим циклический процесс, который может служить моделью движения воздуха в ячейке Хэдли (рис. 3.12). Пусть масса воздуха движется в пассатном течении. Перемещаясь в глубину тропиков, она получает тепло (главным образом, за счет притока тепла от поверхности), так что увеличивается энтропия

Рис. 3.12. Термодинамический анализ состояния перемещающихся в циркуляции Хэдли частиц воздуха (James, 1996)

1-4 – см. в тексте



и растет ее температура (эту ситуацию отображает траектория 1 на рис. 3.12). Непрозрачность нижней атмосферы в инфракрасной области не позволяет ликвидировать избыток тепла путем радиационного выхолаживания, так что наступает момент, когда стратификация становится неустойчивой и за счет развития конвекции атмосфера перемешивается, т.е. тепло перебрасывается в верхние слои. Этот процесс происходит изэнтропически: температура убывает при  $s = \text{const}$  (траектория 2). Далее частица движется антипассатным течением в горизонтальной плоскости (в слое 100–300 гПа), остывая за счет длинноволнового излучения (траектория 3). Затем частица изэнтропически опускается вниз ( $s = \text{const}$ ), адиабатически нагреваясь (траектория 4). Таким образом, частица вернулась в состояние, полностью термодинамически идентичное исходному. Однако расположение траекторий указывает на то, что к частице должно было добавиться тепло. Это противоречие (между термодинамической эквивалентностью состояний и фактом добавления тепла) снимается, если считать, что дополнительное тепло перешло в кинетическую энергию частицы.

Таким образом, при циркуляции, характеризующейся на термодинамической диаграмме вращением изображающей точки по часовой стрелке, происходит генерация кинетической энергии. Это пример так называемой прямой циркуляции. Обратное вращение (как в ячейке Ферреля) обеспечивает затраты кинетической энергии.

Кроме прямой циркуляции в атмосфере имеется иной механизм, приводящий к реализации  $A_E$  и возникновению  $K_E$ . Как неоднократно отмечалось, типичной является ситуация, когда поверхности равной потенциальной температуры расположены не горизонтально, а под некоторым углом к горизонту. Это состояние может иметь место только на достаточно быстро вращающейся планете, где сила Кориолиса уравнивает барический градиент, создаваемый этим расположением изэнтропических поверхностей. Движение воздушных частиц принимает характер западного переноса, характеризуемого изменением скорости ветра с высотой (так называемый термический ветер – см. раздел 1.1).



Поведение течений жидкости, у которых имеется сдвиг скорости (в горизонтальной или вертикальной плоскости), может быть очень разным; в зависимости от особенностей этого сдвига они могут быть неустойчивы или устойчивы к малым возмущениям. Амплитуда возмущений в некоторых случаях может расти, и со временем в потоке появляются волны, или оставаться малой, при этом движение основного потока остается ненарушенным. Общие закономерности существования устойчивости в сдвиговых течениях устанавливает так называемая теорема Рэлея (Дикий, 1976). Применительно к течениям в атмосфере удобно по отдельности анализировать сдвиги скорости потока, которые могут возникать как в вертикальной плоскости (бароклинная неустойчивость), так и в горизонтальной (баротропная неустойчивость). Соответствующими аналогами теоремы Рэлея, распространенными на условия стратифицированной вращающейся атмосферы планеты, являются теоремы Чарни-Стерна и Го (Педлоски, 1984; Дикий, 1976). Проблема неустойчивости с точки зрения обмена энергией между основным течением и возникающими вихрями подробно рассмотрена в (Педлоски, 1984).

Возникающий в атмосфере западный перенос не существует в чистом виде, поскольку он оказывается гидродинамически неустойчивым. Главную роль в его неустойчивости играет бароклинная неустойчивость. Ее выражением является существование горизонтальных градиентов температуры на изобарических поверхностях (т.е. изотермические и изобарические поверхности пересекаются); наиболее велики градиенты в средних широтах.

Области больших градиентов температуры представляют собой границы воздушных масс в атмосфере. Их обострение приводит к росту вертикального сдвига скорости ветра с высотой. При достижении некоторого критического значения поток становится бароклинно неустойчив, возникает возмущение и фронтальная поверхность деформируется: теплый воздух устремляется в высокие широты и вверх, надвигается на холодный воздух (теплый фронт), холодные воздушные массы начинают двигаться в низкие широты и одновременно оседают, при этом они (холодный фронт) выталкивают вверх теплый воздух. Таким образом, происходят движения с отличной от нуля вертикальной составляющей скорости, и факт реализации или генерации кинетической энергии зависит от того, какой воздух (потенциально теплый или холодный) вовлекается в вертикальную циркуляцию.

Это условие определяется тем, под каким углом траектория движущейся частицы пересекает изотермы. С формальной точки

зрения могут быть две ситуации. Перемещение может происходить так, что частица, поднимаясь, будет все время находиться в более теплом воздухе. В этом случае сила плавучести будет все время стремиться вернуть частицу к ее исходному состоянию. Такой подъем сопровождается затратами кинетической энергии. Иная ситуация возникает в том случае, если перемещающаяся частица пересекает изэнтропические поверхности так, что оказывается все время теплее окружающего воздуха. Сила плавучести при этом способствует подъему частицы, всплывает потенциально более теплый воздух. Эта ситуация способствует превращению доступной потенциальной энергии в кинетическую энергию возмущений ( $K_E$ ). Можно показать (Педлоски, 1984), что пространственные масштабы возникающих возмущений соответствуют величине радиуса деформации Россби (см. раздел 1.1). При этом фронтальная поверхность еще больше деформируется и возникает внетропический циклонический вихрь. Аналогично можно рассмотреть опускающуюся частицу. Если ее траектория пересекает поверхности равной потенциальной температуры под таким углом, что все время остается холоднее окружающего воздуха, то при этом высвобождается потенциальная и возникает кинетическая энергия.

Функционирование циклона включает дополнительный механизм генерации доступной потенциальной энергии возмущений  $G(A_E)$ , связанный с выделением скрытого тепла конденсации в атмосфере. Действительно, во внетропическом циклоне оно происходит в теплой воздушной массе, т.е. налицо положительная корреляция флуктуаций температуры и притока тепла соответствующих масштабов.

Следовательно, вторым механизмом генерации кинетической энергии вихрей, наряду с прямыми циркуляциями, выступает механизм бароклинной неустойчивости, эффективно работающий в средних широтах.

Непрямые циркуляции ответственны за генерацию больших запасов доступной потенциальной энергии в океане. Экмановские движения, вызываемые напряжением ветра на поверхности (см. раздел 1.2), создают области конвергенции водных масс в субтропиках и дивергенции в более высоких широтах и в экваториальной области. В субтропических круговоротах экмановские движения заставляют теплые воды опускаться, а на экваторе, наоборот, выносят к поверхности холодные воды. Это требует затрат кинетической энергии и создает доступную потенциальную энергию.

Значительная часть вихревой кинетической энергии, вовлекаясь в каскадный перенос энергии, затрачивается на диссипа-

цию, но некоторая часть расходуется на поддержание средней зональной циркуляции. Таким образом, средняя зональная циркуляция формируется в результате перехода энергии от движений меньших масштабов. Кинетическая энергия  $K_M$  частично диссипирует, частично преобразуется в доступную потенциальную энергию средней зональной циркуляции.

Идея поддержания зональной структуры атмосферных движений за счет действия вихрей может быть продемонстрирована следующим образом. В (Hoskins et al., 1983; Хоскинс, 1988; Холопайнен, 1988) введен трехмерный вектор, описываемый в  $p$ -системе координат так:

$$\vec{E} = \left( \overline{v'^2 - u'^2}, -\overline{u'v'}, -\frac{f_0 \overline{v'\theta'}}{\partial\theta/\partial p} \right) \quad (3.3.7)$$

Здесь  $u$ ,  $v$  – зональная и меридиональная компоненты скорости ветра,  $f_0$  – параметр Кориолиса (считающийся постоянной величиной в некоторой широтной зоне),  $\theta$  – потенциальная температура. Можно показать, что дивергенция вектора  $\vec{E}$  характеризует влияние вихрей на зональный поток: если она положительна, это означает, что вихри генерируют западное количество движения, усиливая западный перенос, отрицательная величина приводит к обратному эффекту.

При конкретном анализе вектор  $\vec{E}$  рассчитывается следующим образом. Вертикальная компонента представляется как  $\overline{v'T'}$  на поверхности 700 гПа. Эта величина – поток тепла за счет вихрей, характеризует активность возмущений синоптического масштаба на их ранней стадии (стадии роста). Зональный и меридиональный компоненты вектора  $\vec{E}$  представляются в виде плоского вектора на поверхности 250 гПа, где скорость ветра обычно достигает максимума. Это характеристика возмущения в стадии максимального развития, когда оно достигает верхних слоев тропосферы ("прорастает до тропопаузы").

Рассмотрим климатологию вектора  $\vec{E}$  на примере зимних условий циркуляции Северного полушария, когда процессы рассматриваемого типа протекают наиболее выражено. Как было показано ранее (раздел 3.2), максимальные потоки тепла за счет движений нестационарных вихрей существуют в средних широтах ( $\sim 50^\circ$  с.ш.) у восточных побережий материков Северной Америки и Азии. Так, в Тихом океане максимальные значения  $\overline{v'T'}$  ( $\sim 15^\circ \text{ К} \cdot \text{ м/с}$ ) расположены несколько западнее Японии. Горизонтальная компонента вектора  $\vec{E}$  на 250 гПа имеет пик



западнее этой области, т.е. располагается над восточной частью океана. Помимо этого, активность вихревых процессов на верхних уровнях диагностируется и над американским материком – здесь активность Тихоокеанских синоптических систем (шторм-треков) сливается с областью циклогенеза над Скалистыми горами.

В Атлантике максимальные значения  $\overline{v'T'}$  ( $\sim 20^\circ \text{ K} \cdot \text{ м/с}$ ) расположены в западной и центральной части океана (с центром около  $50^\circ$  з.д.,  $50^\circ$  с.ш.). Отличие от условий Тихого океана заключается в том, что значения вектора  $\vec{E}$  на 250 гПа велики уже у западного побережья океана, достигая максимальных значений немного восточнее области максимума значений  $\overline{v'T'}$ . В этом проявляется влияние циклогенеза над Скалистыми горами, связывающего циклогенез двух океанов в единую систему.

Поле дивергенции вектора  $\vec{E}$  на 250 гПа также несколько различается над Атлантическим и Тихим океанами. Так, над Атлантикой и Скалистыми горами с юго-запада на северо-восток (на Исландию и Шпицберген) протягивается область дивергенции, свидетельствующая, что средний поток здесь питается приносимым к нему западным импульсом. Над Тихим океаном ситуация иная – здесь у Азиатского континента дивергенция вектора  $\vec{E}$  на 250 гПа мала и только в центральной части океана существует ускорение западного переноса за счет вихревого переноса импульса. Поле меридиональных потоков тепла (третья компонента вектора  $\vec{E}$ ) таково, что в западных частях океанов наблюдается отчетливая конвергенция. Таким образом, над западом Тихого океана вихри, главным образом, исполняют функцию переноса тепла, поддерживая бароклинную структуру атмосферы, в то время как в Западной Атлантике они, кроме этого, играют важную роль в снабжении западным импульсом основного переноса.

В заключение данного раздела сопоставим количество солнечной энергии, усваиваемое в среднем за год единицей поверхности ( $\sim 240 \text{ Вт/м}^2$ ), с типичной величиной превращения потенциальной энергии в кинетическую ( $\sim 2,3 \text{ Вт/м}^2$ ). Отсюда следует, что коэффициент полезного действия атмосферной циркуляции равен примерно 1%.



## **МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛИМАТА**

### **4.1. КЛИМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ: ТИПЫ, СТРУКТУРА, ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ**

Климатическая система представляет собой сложное образование. Диагноз причин, вызывающих изменения ее состояния, и прогноз эволюции представляют собой многофакторную задачу, решение которой возможно только на основе использования математического моделирования. Его практическая реализация стала возможной благодаря изобретению компьютера и фантастическому прогрессу вычислительной техники. Необходимость именно компьютерного моделирования диктуется тем, что уравнения, описывающие эволюцию климатической системы, не имеют аналитических решений. Поэтому речь идет о численном решении (или численном эксперименте), которое может быть осуществлено только на компьютере.

Модель климатической системы должна включать формализованное описание всех ее элементов и связей между ними. Основу составляет термодинамическая конструкция, базирующаяся на математических выражениях законов сохранения (импульса, энергии, массы, а также водяного пара в атмосфере и пресной воды в океане и на суше). Этот макроблок климатической модели позволяет учесть приход извне энергии и рассчитать результирующее состояние климата планеты.

Моделирование термодинамических процессов является необходимым, но не достаточным условием для обеспечения полного воспроизведения климатического режима. Важную роль играют некоторые химические процессы и геохимические контакты между элементами климатической системы. При этом говорят о круговоротах или циклах – это цикл углерода в океане, кислородный, хлорный, бромный, фторный, водородный циклы озона в стратосфере, цикл серы и др. Поэтому важное мес-

то в климатической модели должен занимать макроблок климатически значимых химических процессов.

Третьим макроблоком в климатическую систему должны быть включены климатообразующие процессы, обеспеченные деятельностью живых организмов на суше и в океане. Синтез этих основных звеньев должен составить идеальную модель климата.

Модели должны создаваться с учетом характерного времени процессов, участвующих в климатообразовании. Имеется в виду время, необходимое для того, чтобы система пришла в равновесное состояние, определяемое граничными условиями и заданными параметрами. Полное (асимптотическое) приспособление происходит, естественно, за бесконечное время. В практическом смысле речь идет о времени, требуемом для "существенного" убывания амплитуды возмущения (обычно в  $e$  раз). Для атмосферы и деятельного слоя суши равновесное время равно нескольким неделям; системе из атмосферы, верхнего квази-однородного слоя океана и морских льдов требуется время установления порядка 1 года; для глубокого океана это уже несколько сотен лет; для континентальных ледниковых щитов — несколько тысячелетий.

Объединение в единую модель блоков с очень разным временем установления создает большие проблемы при ее моделировании. Представляется, что создать единую модель, способную работать в любом масштабе времени, если не невозможно, то, по крайней мере, нецелесообразно с точки зрения вычислительных затрат. Поэтому принята практика создания моделей для описания климатических процессов некоторого определенного масштаба. Этот подход соответствует методологическому принципу определения понятия "климат", при котором состав внутренних элементов климатической системы и набор внешних факторов зависит от характерного масштаба рассматриваемых явлений. Вне выбранного для моделирования масштаба со стороны медленных процессов используются неизменные граничные условия и параметры (считается, что изменения слишком медленны по сравнению с изучаемыми). Со стороны меньших масштабов принимается, что происходят "быстрые" случайные флуктуации, детальное описание которых может быть заменено статистическим учетом результирующих эффектов. (Например, через градиенты средних состояний, как это принято в полуэмпирической теории турбулентности.)

Общие принципы, положенные в основу идеальной модели, могут быть воплощены с различной полнотой. Так, в современных моделях крайне фрагментарно представлены биологические

эффекты и химические процессы. Частично это объясняется тем, что модели развивались с ориентацией на изучение короткопериодных климатических изменений, при рассмотрении которых длительные (например, геохимические) эффекты могут характеризоваться набором констант. Поэтому современные климатические модели это прежде всего термодинамические модели. В некоторых случаях к ним добавляются химические или биологические блоки с ограниченным набором обратных связей.

Термодинамические модели в свою очередь, сильно различаются по степени детальности описания процессов. Некоторые базируются на упрощенных выражениях, другие используют "полные" математические формы записи основных физических законов. В соответствии с этим каждую модель можно представлять в виде некоторого комплекса алгоритмов, часть из которых имеет четкое математическое и физическое обоснование (и с этой точки зрения безупречна), а другая часть носит феноменологический, имитационный характер. Это так называемые параметризации.

Различия между "полными" и упрощенными моделями проявляются в том, что первые имеют более богатое физическое содержание. За счет этого шире диапазон обратных связей, которые реализуются в полной системе автоматически. В упрощенные модели необходимые обратные связи приходится "вставлять руками", т.е. принудительно, часто без глубокого обоснования добавлять в уравнения какие-то зависимости. Процедуры такого типа снижают ценность моделирования, так как искусственное навязывание модели обратных связей фактически априорно предопределяет результат моделирования. К тому же задаваемая связь всегда в той или иной форме опирается на информацию о современном состоянии климата, и при переходе к другим климатическим условиям не гарантировано, что такая конструкция даст достоверные результаты. Поэтому совершенствование моделей не самоцель, а путь к физически более полной воспроизводимости действующих механизмов. Однако полностью отказаться от задавания эффектов можно будет только в идеальной модели. Современные же модели не включают важные биологические и химические эффекты, которые приходится параметризовывать.

Несмотря на, казалось бы, явное преимущество "полных" моделей, упрощенные модели продолжают использоваться и разрабатываться. Это вызвано следующими причинами. Во-первых, так называемые "полные" модели на самом деле, как уже отмечалось, далеко не полны, некоторые включенные в них



параметризации очень грубы, а именно несовершенство отдельных блоков определяет несовершенство модели в целом. Во-вторых, считается, что климатическая система уже достаточно хорошо изучена, действующие в ней обратные связи ясны и поэтому могут быть простым образом параметризованы и искусственно (и искусно!) введены в упрощенные модели (в действительности все позиции этого тезиса могут быть оспорены). В-третьих, упрощенные модели проще, их практическая реализация принципиально легче, чем "полных" моделей. Они требуют меньшего (на порядки!) быстродействия компьютеров и поэтому на них возможно проведение длительных компьютерных экспериментов, выполнение предварительных расчетов, тестирование новых параметризационных схем. В-четвертых, упрощенные модели дают гораздо более понятные, легче интерпретируемые результаты, чем "полные" модели. Эта "прозрачность" результатов иногда позволяет изучить с помощью упрощенной модели какой-либо отдельный эффект – например, вычленив прямые и обратные связи термического режима и альbedo поверхности, тщательно изучить радиационные эффекты малых газовых примесей и др.

Если выполнить ранжирование моделей климата по степени их физической полноты и одновременно по сложности, а также по возрастанию требований к компьютерным ресурсам (быстродействию, скорости обмена с внешними устройствами), то самыми простыми будут так называемые модели типа Будыко–Селлерса и "резервуарные" модели, за ними следуют "радиационно-конвективные" модели, "динамико-статистические", модели "промежуточной сложности" и, наконец, модели "общей циркуляции" (рис. 4.1).

Все модели до того, как начинают использоваться для целей диагноза и прогноза изменений климата, проходят стадию валидации (см. раздел 4.4). Она заключается в проверке их способности при заданном наборе параметров, отвечающих современному состоянию климатообразующих факторов, адекватно реальности воспроизводить текущий климат. Если это осуществляется достаточно успешно, то можно рассуждать так: если модель способна правильно отреагировать на данный (случайный, вообще говоря) набор внешних условий, то она столь же успешно воспроизведет условия, отвечающие другому набору параметров. Естественно, что данное условие будет правдоподобно только в том случае, если модель предполагается полной, т.е. лишенной каких-либо настроечных параметров и связей.

Энергобалансовые модели (модели типа Будыко–Селлерса, см. раздел 4.2) основаны на упрощенном выражении уравне-



# Модель океана

# Модель атмосферы

Глубокий океан

Верхний однородный слой

Нульмерная

Высота

Широта

Долгота

Модель Сергивных

ЭБМ

Компьютер

Резервуарная модель

ЭБМ стохастическая

Э Б М

ЭБМ стохастическая

"Мир маргариток"

РКМ

РКМ и химические процессы

Динамико-статистическая модель

Граничное условие: задана температура поверхности

М П С региональная модель

Pentium I, II

Трехбассейновая модель

М П С  
A+O+C+K+B

М О Ц А

М О Ц А и материковые ледниковые щиты

М О Ц А и растительный покров

Pentium III, WS "Sun"

М О Ц А и химические процессы

МОЦА с высоким разрешением и растительный покров

СуперЭВМ

МОЦА с высоким разрешением и растительный покров, региональная модель

Граничное условие

Расчет температуры. Задана адвекция тепла по горизонтали

Расчет температуры и солености. Экмановская циркуляция. Вертикальный и горизонтальный переносы

МОЦО с грубым разрешением



ния бюджета энергии климатической системы (см. раздел 3.2), в котором в качестве неизвестной величины выступает только одна величина – температура. На основе моделей этого типа впервые продемонстрирована эффективность обратной связи термического режима и альbedo поверхности. Существуют одномерные (с зависимостью температуры от широты) и двумерные (широта и долгота) версии моделей.

Энергобалансовая модель представляет собой удобное средство изучения поведения климатического режима, возбуждаемого случайными флуктуациями. Такой тип модели в иерархии климатических моделей называется стохастической моделью (см. раздел 4.2).

К энергобалансовым моделям примыкают резервуарные ("боксовые") модели. При их построении климатическая система разбивается на несколько крупных ячеек, которые могут относиться к ее подсистемам (например, "боксами" могут быть атмосфера, глубокий океан, криосфера и т.д.) или отражать определенные географические и функциональные признаки (например, глубокий океан в высоких широтах Северного полушария, атмосфера Северного полушария, атмосфера тропиков, вся суша Северного полушария и т.д.). Внутри каждого резервуара рассчитывается бюджет той или иной величины; обмен между боксами устанавливается по каким-либо простым правилам на основе данных наблюдений или по результатам численных экспериментов, проведенных на более сложных моделях. Таким образом, с математической точки зрения резервуарная модель может быть представлена системой обыкновенных дифференциальных уравнений, обычно нелинейных.

В принципе, тот же подход к построению, что и у резервуарных моделей, используется в моделях любой сложности, когда область интегрирования покрывается "сеткой" точек и непрерывные уравнения аппроксимируются конечно-разностными. Однако в последнем случае существует стремление использовать как можно более мелкую сетку (что по различным соображениям не всегда возможно), чтобы приблизить сеточную функцию к ее непрерывному прототипу. В резервуарных моделях, наоборот, ячейки выбираются принципиально большими, и в их

Рис. 4.1. Иерархия климатических моделей

Ось абсцисс – размерность моделей, ось ординат – усложнение моделей, справа – вычислительная техника, требуемая для реализации модели данного типа. ЭМБ – энергобалансовая модель; РКМ – радиационно-конвективная модель; МПС – модель промежуточной сложности, МОЦА/МОЦО – модель общей циркуляции атмосферы/океана

пределах считается, что те или иные переменные одинаковы. Иногда это оправданное предположение – в случае, если временные шаги так велики, что переменные успевают хорошо "перемешаться" в пределах резервуара. Иногда оно используется потому, что пространственная структура какого-то поля неизвестна, или нет оснований разбираться в ее деталях.

Примером нуль-мерной версии резервуарной модели выступает модель Сергиных (Сергин, Сергин, 1978). Она была предназначена для исследования больших и долгопериодных колебаний климата. В ней климатическая система описана двумя ячейками: ледниковыми щитами (в целом), характеризующимися общим объемом льдов, и Мировым океаном. Модельная атмосфера исполняет функции посреднического звена, обеспечивающего перенос тепла и водяного пара между океаном и ледниками. Уникальным вариантом энергобалансовых и резервуарных схем выступает модель "мир маргариток" (см. раздел 1.2).

Радиационно-конвективные модели (РКМ) предназначены для моделирования вертикальной термической структуры атмосферы (имитирующей глобальное осреднение) за счет действия радиационного теплообмена, конвекции и теплового контакта атмосферы с подстилающей поверхностью. В РКМ основное внимание уделяется детальному рассмотрению радиационного теплообмена. Для того чтобы описать его максимально точно, спектры солнечной и длинноволновой радиации подразделяют на много участков в соответствии с расположением основных полос поглощения и окон прозрачности (Ramanathan, 1981; Кароль, 1988).

С помощью РКМ в климатическом моделировании обычно решается так называемая "задача на установление". Суть ее заключается в том, что ищется стационарный профиль температуры  $T(z)$ , отвечающий заданному распределению с высотой водяного пара, углекислого газа, метана и других малых примесей, а также радиационно-оптических параметров облачности и аэрозоля. Поведение температуры, как функции высоты и условного модельного времени  $t$ , описывается нестационарным уравнением, в правой части которого находится выражение притока тепла за счет радиационных и конвективных процессов. Если представить явную по времени численную схему решения этого уравнения (ясно, что конкретная методика интегрирования может строиться и неявным образом), то на каждом шаге по времени за счет рассчитываемых притоков тепла получается новый профиль температуры. Такие вычисления продолжаются до наступления равновесного состояния, когда на шаге  $t$  и на

шаге  $t + 1$ , различия между  $T^t(z)$  и  $T^{t+1}(z)$  будут (в какой-то выбранной метрике) малы.

Отметим особенность методики – стационарное решение ищется путем интегрирования по времени нестационарного уравнения до наступления равновесного состояния. Этот прием широко используется и в более сложных моделях, он вошел в практику численных гидродинамических расчетов вместе с развитием компьютерной техники (Роуч, 1980).

РКМ обычно используется как средство изучения возможных климатических эффектов, возникающих при возмущении радиационных параметров. При этом выполняются два эксперимента: один контрольный – с набором параметров, отвечающих эталонному (например, современному) состоянию; второй – "возмущенный", в котором один или группа параметров изменены. Сравнение результирующих профилей дает ответ о значимости отклика. Эксперименты этого типа называются "экспериментами на чувствительность".

Другая область применения РКМ – это использование их в виде метеорологического блока в моделях химии атмосферы и особенно при моделировании фотохимических процессов, для правильного воспроизведения которых требуется аккуратный расчет количества фотонов в единице объема воздуха.

В настоящее время развитие РКМ стало менее актуально, чем ранее, в 70-е–80-е годы. Главная причина в том, что РКМ принципиально лишена многих климатически важных обратных связей – например, температуры и облачности (балл и высота облачного слоя задаются), так что результаты, получаемые с помощью РКМ, всегда имеют характер предварительных. Другая причина заключается в том, что в современных условиях развития вычислительной техники глобальные трехмерные модели стали гораздо доступнее, чем раньше. Поэтому большое количество экспериментов стало осуществляться на них.

Динамико-статистические модели (см. рис. 4.1) – это принятое обозначение двумерных (по широте и высоте) моделей атмосферы (хотя встречаются и трехмерные модели такого типа). Эти модели основаны на полных уравнениях, осредненных вдоль кругов широты (Монин, 1982). Они ориентированы на воспроизведение зонально-вертикальной структуры, т.е. в них прежде всего должны находить воплощение ячейки циркуляции Хэдли и Ферреля. При таком подходе из рассмотрения выпадают волны Россби и процессы циклогенеза, играющие важную роль в межширотном перераспределении энергии и углового момента. Их отсутствие должно быть восполнено соответствующими пара-



метризациями, которые должны воспроизвести средний статистический результат действия флуктуаций; отсюда происходит вторая часть названия моделей этого типа – "статистические".

Динамико-статистические модели часто применялись как динамический блок в моделях атмосферной химии. Особенно оправдано их применение при решении проблем стратосферного озона, поскольку, во-первых, озон в нижней стратосфере ведет себя как пассивная примесь, и для расчета его концентрации необходима информация о поле ветра, которая и получается из динамической модели. Во-вторых, использование двумерной модели достаточно обосновано именно в стратосфере, отличающейся хорошо выраженной зональной структурой и отсутствием планетарных волн (кроме волн самого большого масштаба). Другая область их применения – описывать атмосферу в климатических моделях, нацеленных на изучение динамики ледниковых щитов, когда последняя задача решается только в координатах высота–широта.

В целом, в настоящее время динамико-статистические модели используются достаточно редко. Дело в том, что как и в случае с РКМ доступны для моделирования стали трехмерные модели, построенные без заведомых упрощений.

В то же время некоторые подходы и параметризации, развитые при построении двумерных моделей, нашли использование в моделях, которые появились в последние несколько лет и получили название "модели промежуточной сложности" (см. рис. 4.1). Это очень разные по своей сути модели, ориентированные на различные задачи, но у них имеется общая методологическая платформа, заключающаяся в том, что с их помощью стараются решать те задачи, которые пока еще не в состоянии решать на полных моделях.

Рассмотрим для примера модель CLIMBER2 (Ganopolski et al., 1998). Она включает: двухуровневую динамико-статистическую модель атмосферы (с горизонтальным разрешением  $10 \times 51^\circ$  широты и долготы), упрощенную глобальную модель океана (использована так называемая 3-бассейновая модель, в которой состыкованы зонально-осредненные модели Атлантического, Индийского и Тихого океанов), модель деятельного слоя суши с явным описанием функций растительного покрова и модель континентального оледенения (см. раздел 4.3). Это полная по представительности элементов модель, в которой, однако, каждый блок описан очень упрощенно. На этой модели выполнен ряд численных экспериментов, воспроизводящих большие колебания климата в прошлом.

В качестве второго примера моделей промежуточной сложности рассмотрим модель Московского университета. Она состоит из трехмерной модели атмосферы (MSU-модель), построенной с упрощенной (квазигеострофической) динамикой и полной физикой (радиация, конвекция, пограничный слой и т.д.) и вложенной в MSU региональной модели LAMBLS (Limited Area Model/Boundary Layer/Surface) (Кислов, Суркова, 1995). Комплекс MSU/LAMBLS ориентирован на изучение особенностей подстилающей поверхности и позволяет "как под микроскопом" моделировать процессы в отдельных выбранных регионах земного шара с практически любой разрешающей способностью.

Положительные стороны моделей промежуточной сложности очевидны. Они не предъявляют специальных требований к вычислительной технике и поэтому могут использоваться для выполнения длительных экспериментов; получаемые результаты, как у всякой "простой" модели, достаточно ясны для интерпретации. Также понятны и недостатки – принципиальный заключается в том, что отсутствует уверенность, способны ли упрощенные модели воспроизводить климат в других, отличных от современных, условиях климатообразования.

Следующая ступень в развитии моделей (см. рис. 4.1) – это так называемые модели общей циркуляции атмосферы (МОЦА, см. раздел 4.3). Это название закреплено за глобальными трехмерными моделями, основанными на так называемых полных уравнениях термогидродинамики. Они разделяются на МОЦА с "грубым" разрешением ( $500 \times 500$  или  $500 \times 700$  км по широте и долготе и несколько уровней по высоте) и МОЦА со "средним" разрешением (примерно  $200 \times 200$  км по широте и долготе и около 20 уровней по вертикали). Отметим, что некоторые МОЦА, использующиеся для целей прогноза погоды на средние сроки (3–10 сут) обладают "высоким" разрешением ( $\sim 30 \times 30$  км).

Модели с грубым разрешением в каком-то смысле примыкают к динамико-статистическим моделям; дело в том, что несмотря на казалось бы "гидродинамическую полноту", модели, реализованные на грубой сетке, не способны в должной мере воспроизвести атмосферные вихри и волны. Таким образом, требуется частичная параметризация вихревых потоков энергии и импульса.

МОЦА с высоким разрешением в значительной степени лишены этого недостатка. Они представляют собой, в определенном смысле, венец развития моделирования крупномасштабных атмосферных процессов. В настоящее время достигнуто понимание оптимальной структуры МОЦА, ком-

промиссно отвечающей задачам моделирования и ресурсам вычислительной техники. Дальнейшее развитие моделей будет происходить, во-первых, за счет "косметических" операций с тем, чтобы максимально использовать возможности архитектуры современных компьютеров; во-вторых, несомненно, будут делаться попытки кардинального перехода к более совершенным моделям. Вообще говоря, неясно, приводит ли последнее к искомой физической "полноте", поскольку сразу же возникают новые проблемы следующего, более глубокого рассмотрения процессов, проблемы недостаточности сети данных наблюдений и др. Так, принципиальный переход от уравнений Рейнольдса, используемых для описания крупномасштабной динамики, к уравнениям Навье–Стокса породит появление новых проблем; в частности, понадобится подробнейшая информация о пространственном распределении коэффициента молекулярной вязкости и т.д.

Другое направление – совершенствование математического описания других блоков климатической системы. Так, Мировой океан в самых простых вариантах представлен заданным сезонно меняющимся географическим распределением температуры его поверхности. Следующая ступень – это модель верхнего однородного слоя, и, наконец, подключение к МОЦА модели общей циркуляции океана (МОЦО). Пока что в объединенные модели включаются модели океана с грубым разрешением (см. раздел 4.4), что требует параметризаций вихревых переносов.

Развитие блока суши идет по пути подробного описания гидрологических процессов и тепловлагообмена суша–атмосфера с учетом роли растительного покрова. В некоторых случаях, в зависимости от ориентации моделей, к МОЦА пристыкуются блоки динамики континентального оледенения. В МОЦА, направленных на изучение переноса химических соединений, уравнения динамики атмосферы дополнены схемами, описывающими диффузию, источники и стоки тех или иных соединений.

В последние 5 лет стала широко использоваться методология вложенных в МОЦА региональных моделей (РМ), что обеспечивает высокое пространственное разрешение информации в определенных выбранных районах.

МОЦА, МОЦА/МОЦО, МОЦА/РМ и другие их модификации используются для решения следующих задач: 1) выполнение экспериментов на чувствительность – это позволяет изучать зависимость климатического режима от состояния внешних факторов; 2) исследование тех колебаний, которые генерируются самой моделью при неизменных внешних параметрах;



3) прогноз климата, осуществляемый путем проведения так называемых переходных (или нестационарных) численных экспериментов. Для его осуществления модель интегрируется на определенный срок, во время которого задается и вводится в модель определенный сценарий изменения внешних факторов (аналогично данный подход используется и для установления закономерностей климатообразования в прошлом). Результаты статистической обработки последних нескольких лет моделирования дают искомый результат.

## 4.2. ЭНЕРГОБАЛАНСОВЫЕ И РЕЗЕРВУАРНЫЕ МОДЕЛИ КЛИМАТА

Энергобалансовыми являются любые климатические модели, поскольку основную роль в моделях климата играет уравнение сохранения энергии. Однако данное название зарезервировано за конкретным типом наиболее простых климатических моделей, имеющих также название "модель типа Будыко–Селлерса" (Будыко, 1968; Sellers, 1969). Модели данного типа интересны тем, что климатический режим в их рамках может быть описан только на основе одного выражения, представляющего собой упрощенную форму уравнения сохранения энергии без привлечения выражений других законов сохранения.

Рассмотрим вариант модели, предназначенной для описания зонально-осредненной структуры среднегодового распределения температуры:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (1 - x^2) D \frac{\partial T}{\partial x} + Q(1 - \alpha) - A - BT. \quad (4.2.1)$$

Здесь  $x = \sin \varphi$ ,  $T$  – температура воздуха у поверхности.

Первое слагаемое в правой части описывает макротурбулентный перенос тепла в атмосфере и океане между различными широтными зонами. В (Кароль, 1988) показано, что при разумных предположениях относительно вида функции  $T = T(x)$ , возможно упрощение:

$$\frac{\partial}{\partial x} (1 - x^2) D \frac{\partial T}{\partial x} = -\beta(T(x) - T_0),$$

которое было использовано в модели (Будыко, 1968). Здесь  $\beta \equiv 6D$ , а  $T_0$  – средняя по полушарию температура.

Слагаемое  $Q(1 - \alpha) - A - BT$  представляет собой радиационный баланс на ВГА ( $\alpha$  – планетарное альbedo). Здесь выражение потока уходящей в космос длинноволновой радиации описывает-



ся эмпирической зависимостью  $A + BT$ , причем коэффициенты  $A$  и  $B$  подобраны только исходя из соответствия значений температуры на поверхности и потока уходящей радиации на ВГА.

Уравнение (4.2.1) представляет собой выражение энергетического баланса системы атмосфера–поверхность (зонально-осредненное и осредненное по вертикали). Важно отметить, что оно не вытекает непосредственно из уравнения сохранения энергии (в нем в явной форме отсутствуют некоторые важные слагаемые (см. раздел 3.2) – выделение скрытого тепла, адиабатические изменения температуры, считается, что они включены в слагаемое для межширотного обмена), т.е. это, фактически, полуэмпирическое выражение. Поэтому коэффициенты  $\beta$  и  $c$  (в особенности  $\beta$ ) подобраны специальным образом, исходя из сравнения модельных данных с эмпирическими данными современного климата.

В стационарной форме

$$-\beta(T(x) - T_0) + Q(1 - \alpha) - A - BT \equiv \psi = 0 \quad (4.2.2)$$

и решение уравнения  $\psi = 0$  позволяет получить формулу

$$T = \frac{Q(1 - \alpha) - A + \beta T_0}{B + \beta}, \quad (4.2.3)$$

которая успешно воспроизводит межширотное распределение температуры. Естественно, что соответствие реальности получаемых по этой формуле значений связано с правильно угаданным видом записи уравнения бюджета тепла в климатической системе.

Планетарное альbedo может быть представлено следующим образом:  $\alpha = \alpha_n n + \alpha_s (1 - n)$ , где  $\alpha_n$  – характеризует альbedo системы поверхность–атмосфера при сплошной облачности (и определяется, в первую очередь, именно облаками);  $\alpha_s$  – альbedo системы при отсутствии облаков. На рис. 2.6 представлено изменение планетарного альbedo с широтой и показано, что его резкие изменения имеют место в тех широтных зонах, где происходит (в среднем за год) переход от бесснежной поверхности к сплошному снежно-ледовому покрову. Полагая, что снежный покров устанавливается и существует при некоторой критической температуре  $T_c$ , можно параметризовать распределение величины альbedo в виде функции от температуры:

$$\alpha_s = \begin{cases} \alpha_f, & T(x) \leq T_c \\ \alpha_L, & T(x) > T_c. \end{cases}$$

Здесь  $\alpha_I$  – планетарное альbedo в условиях, когда облачность отсутствует, а поверхность покрыта снегом (льдом);  $\alpha_L$  – альbedo при бесснежных условиях. Включение этой схемы в энергo-балансовое уравнение явным образом задает действие "альбедной" обратной связи, играющей большую роль в генерации изменений климата.

Следует иметь в виду, что в реальности не удастся столь простым образом – задавая критическое значение температуры – охарактеризовать положение границы снежно-ледового покрова (см. раздел 1.1). Тем не менее можно надеяться, что в среднeзональных условиях параметризация альbedo поверхности через температуру даст разумные результаты.

Теплоемкость системы может быть определена следующим образом:

$$c = \begin{cases} c_I + c_A, & T \leq T_c \\ c_W \eta + c_L(1 - \eta) + c_A, & T > T_c. \end{cases}$$

Здесь  $c_I$ ,  $c_A$ ,  $c_W$ ,  $c_L$  – теплоемкость льдов, атмосферы, океана, суши соответственно;  $\eta$  – доля поверхности планеты, покрытая на данной широте океаном.

Будем считать, что переход от бесснежной к полностью заснеженной территории происходит в пределах узкой области (шириной  $\delta$ ). (Это соответствует реальности в том смысле, что широтная протяженность снежных и бесснежных зон значительно превышает размеры переходной зоны.) Рассмотрим вновь стационарное решение энергoбалансового уравнения (4.2.2), т.е.  $\psi(T) = 0$ , в окрестностях области  $\delta$ . Равновесное состояние достигается при значениях температуры  $T_I$ ,  $T_c$ ,  $T_L$ , соответствующих условиям заснеженной, переходной и бесснежной территории. Причем критическая температура должна быть выбрана априорно, а  $T_I$ ,  $T_L$  получаются как решения соответствующего уравнения. Схематический вид функции  $\psi = \psi(T)$  представлен на рис. 4.2. Используя метод малых возмущений аргумента, можно получить, например вблизи положения равновесия  $T = T_I$ ,  $\psi(T_I + \delta T) \approx \psi(T_I) + \dot{\psi}|_{T_I} \delta T = \dot{\psi}|_{T_I} \delta T < 0$ . Отрицательный знак свидетельствует о том, что состояние  $T = T_I$  и, аналогично,  $T = T_L$  являются устойчивыми положениями равновесия климатической системы. Состояние  $T = T_c$  есть неустойчивое положение равновесия. Таким образом, в рамках сделанных предположений климатическая система представляет собой так называемую бистабильную систему. Существование двух устойчивых поло-

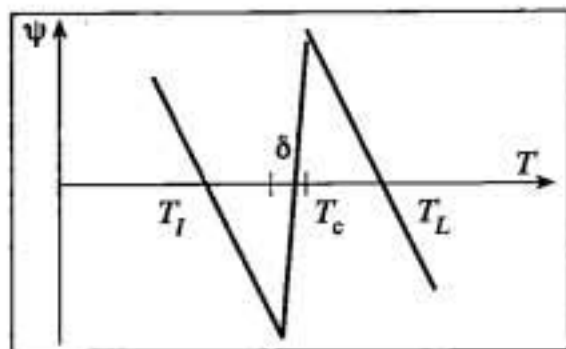


Рис. 4.2. Схематический график функции  $\psi(T)$

жений равновесия возможно только в высоких широтах (приблизительно севернее  $60^\circ$  с.ш. в Северном полушарии (Кислов, 1989)), где тем-

пературный режим, определяемый параметрами модели, допускает существование низких температур  $T \leq T_c$  и образование снежно-ледового покрова.

Переход в одно из устойчивых состояний происходит за счет движения по территории границы снежно-ледового покрова, "переключающей" систему из одного состояния в другое. При этом в зависимости от того в какую сторону движется фронт волны переключения реализуется "волна замерзания" или "волна таяния". Впервые анализ свойств волн такого рода был проведен в связи с волнами горения (Зельдович, Франк-Каменецкий, 1938). Для того чтобы определить скорость ( $s$ ) фронта волны переключения, будем искать решение уравнения  $\psi(T) = 0$  в виде волны стационарного профиля  $T = T(\xi)$ ,  $\xi = x - st$ . Подстановка в уравнение (4.2.1) с записью диффузионного слагаемого в форме Будыко дает

$$-sT'_\xi = \psi(T) / c. \quad (4.2.4)$$

Умножим обе части уравнения на  $T'_\xi$ . Проинтегрируем получившееся выражение по  $\xi$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ , имея в виду, что  $T(-\infty) = T_L$ , а  $T(+\infty) = T_I$ . После этого получаем

$$s = \int_{T_I}^{T_L} \psi(T) dT / c \int_{-\infty}^{+\infty} (T'_\xi)^2 d\xi.$$

Поскольку вид функции  $\psi(T)$  известен, интеграл в числителе данного выражения определяется легко. Для того чтобы вычислить интеграл, стоящий в знаменателе, отметим, что по предположению изменения температуры от  $T_I$  до  $T_L$  происходят на небольшом расстоянии  $\delta$ . Вне зоны перехода температура меняется гораздо медленнее, как функция "медленного" сезонного времени и широты. Пренебрегая этими изменениями, получаем, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (T'_\xi)^2 d\xi \approx (T_I - T_L)^2 / \delta.$$

Из рис. 4.2 видно, что знак скорости  $s$ , т.е. направление распространения волны, зависит от соотношения площадей, очерчиваемых функцией  $\psi = \psi(T)$  выше и ниже оси абсцисс. Если  $T_c$  приближается к  $T_l$ , то  $s > 0$  и реализуется волна таяния. Наоборот, при  $T_c$ , расположенной близко от  $T_L$ ,  $s < 0$  и снежно-ледовый фронт ползет в низкие широты. Получившаяся скорость волны переключения оказывается существенным образом зависящей от теплоемкости системы. На океане она (при прочих равных условиях) в 60 раз меньше, чем на суше. Это отвечает реально наблюдаемым различиям в амплитуде сезонных (и межгодовых) изменений снежно-ледового покрова на материках и океанах.

Обобщением выражения (4.2.1) служит двумерное (по широте ( $x = \sin \varphi$ ) и долготе ( $\lambda$ )) уравнение энергобалансовой модели Будыко–Селлерса (Hyde et al., 1990):

$$c(x, \lambda, T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot D(x) \nabla T + Q(1 - \alpha(x, T)) - A - BT. \quad (4.2.5)$$

Коэффициенты уравнения (4.2.5) (в котором температура берется в  $^{\circ}\text{C}$ ), подобранные из условия наилучшего соответствия моделируемого поля температуры реальным, оказываются следующими:  $c_w = hrc_{w,p} = 9,7 \text{ Вт} \cdot \text{год}/^{\circ}\text{C} \cdot \text{м}^2$ , где  $h$  – есть толщина верхнего квазиоднородного слоя ( $\sim 70 \text{ м}$ );  $c_L = c_w / 60$ ,  $c_I = c_w / 13$ ;  $D(x) = D_0(1 + D_2x^2 + D_4x^4)$ ,  $D_0 = 0,81$ ,  $D_2 = -1,33$ ,  $D_4 = 0,67 \text{ Вт}/^{\circ}\text{C}$ ;  $A = 203,3 \text{ Вт}/\text{м}^2$ ,  $B = 2,094 \text{ Вт}/^{\circ}\text{C} \cdot \text{м}^2$ .

Концепция, положенная в основу энергобалансовых моделей, реализуется также в так называемых "боксовых" или резервуарных моделях. В качестве примера рассмотрим модель климатической системы, которая представлена всего четырьмя резервуарами (Wigley, Schlesinger, 1985): два из них – атмосферные (один над сушей, другой над океаном), два – океанические (верхний однородный слой постоянной глубины и глубокий океан). Изменение температуры верхнего слоя океана ( $\Delta T$ ) определяется изменениями притока тепла к его поверхности ( $\Delta Q$ ) и к нижней границе ( $\Delta F$ ), а также действием атмосферных обратных связей, которые можно выразить в терминах параметра обратной связи  $1/\lambda$  (см. Введение). Таким образом, имеем

$$c \frac{d\Delta T}{dt} = \Delta Q - \Delta F - \frac{1}{\lambda} \Delta T.$$

Для описания изменения температуры глубокого океана



$(\Delta T_0)$  используется простое диффузионное уравнение

$$\frac{\partial \Delta T_0}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \Delta T_0}{\partial z^2},$$

причем  $\Delta T_0(z=0, t) = \Delta T(t)$ ,  $\Delta F = -\gamma \rho c_w k \left. \frac{\partial \Delta T_0}{\partial z} \right|_{z=0}$ . Здесь  $\rho$  –

плотность, а  $c_w$  – теплоемкость воды;  $\gamma$  подобрано равным 0,72–0,75.

Эта модель была использована для расчета влияния роста концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере (слагаемое  $\Delta Q$ ), причем рассматривались сценарии как скачкообразного возрастания содержания  $\text{CO}_2$ , так и постепенного его роста.

Описанная модель может быть существенно усложнена дроблением резервуаров. Так, в (Harvey, Schneider, 1985) модель построена только для Северного и Южного полушарий и включает "бокс" для суши и три резервуара для океана (верхнего слоя, промежуточного и глубокого океана). В модель включена вертикальная динамика вод (формирование глубинных водных масс) и сезонно меняющийся приток солнечной энергии. Калибровка коэффициентов переноса энергии между резервуарами осуществляется на основе сопоставления с данными моделей общей циркуляции.

В целом резервуарные модели имеют некоторое преимущество перед энергобалансовыми, поскольку объединяют в единую систему разные элементы климатической системы. Однако некоторые важные эффекты (например, альбедная обратная связь) не могут быть учтены явным образом.

Изучение свойств энергобалансовой модели показало высокую чувствительность воспроизводимого ею термического режима к уменьшению приходящей к Земле солнечной энергии. Уже небольшие изменения, усиливаясь альбедной обратной связью, способны вызвать в модельном климате прогрессирующее похолодание, в результате действия которого поверхность планеты должна покрыться льдом (эта концепция получила название "Белой Земли").

Это интересный результат, однако не следует переоценивать его реальную значимость. Дело в том, что он получен с помощью крайне упрощенной модели с бедным физическим содержанием, в которую искусственно заложена обратная связь нужного знака. Если включить другую обратную связь, например считать, что коэффициент диффузии является не константой, а функцией температурного градиента между экватором и полюсом, то чувствительность модели резко уменьшается.

Теперь для развития ледниковой эпохи требуется гораздо большее снижение притока солнечного тепла. Дело в том, что даже при малых значениях солнечной постоянной межширотный градиент температуры остается большим, и большой поток тепла в высокие широты препятствует (до какого-то предела) развитию похолодания (Stone, 1973).

Данный пример показывает, что к результатам, особенно принципиальным, полученным на простых моделях, надо относиться с большой осторожностью. Что касается обсуждаемой концепции "Белой Земли", то она представляется интересной прежде всего с той точки зрения, что демонстрируется возможность развития обратных связей и их действенность, но не с точки зрения получения конкретного результата.

Полезные методологические результаты, касающиеся поведения климатических переменных во времени, дают так называемые стохастические модели климата. Их основу составляет уравнение энергобалансовой модели, в правую часть которого добавлена случайная функция. Ее появление может быть легко объяснено, например тем, что энергобалансовое уравнение записано относительно значений температуры, осредненных по некоторому интервалу времени. При этом в уравнении должны остаться слагаемые, отвечающие флуктуациям (см. (3.2.12)). Не расшифровывая их конкретный вид, можно представить суммарное воздействие этих слагаемых в виде некоторого случайного фактора.

Рассмотрим наиболее простой случай нуль-мерной модели, в которой термический режим Земли определяется радиационным балансом на внешней границе атмосферы:

$$c \frac{dT}{dt} = Q(1 - \alpha) - A - BT + k(t), \quad (4.2.6)$$

где  $Q = I_0 / 4$ ,  $k(t)$  – случайная функция. Ее влияние таково, что случайные воздействия не погашают друг друга, а накапливаются. В этом случае температура испытывает постепенно нарастающие влияния. Со временем она может значительно измениться, причем не за счет каких-либо внешних влияний, а из-за того, что "интегрирует" стохастические воздействия. Видно, что здесь просматривается четкая аналогия с броуновским движением – плодотворность этой идеи была впервые продемонстрирована в (Hasselmann, 1976).

Допустим, что термический режим достигает равновесного состояния при некотором  $\hat{T}$ . Будем рассматривать малые отклонения от этого значения:

$$\frac{d(T - \bar{T})}{dt} = -\frac{1}{c} \left( Q \frac{d\alpha}{dT} + B \right) (T - \bar{T}) + \frac{k(t)}{c}.$$

Скорость изменения альбеда при меняющейся температуре составляет  $0,09 \text{ 1/}^\circ\text{C}$  при снижении температуры от  $10^\circ \text{C}$  (при более высоких температурах  $\frac{d\alpha}{dT} = 0$ ) (Sellers, 1969). Обозначим

$y \equiv T - \bar{T}$ ,  $v(t) \equiv k(t)/c$ , а символом  $\lambda$  – множитель перед  $y$  в правой части уравнения. Получим уравнение

$$\frac{dy}{dt} = -\lambda y + v(t), \quad (4.2.7)$$

описывающее отклик  $y(t)$ , обусловленный действием случайной внешней силы. В этом уравнении  $\lambda > 0$  и, следовательно, первый член в правой части играет стабилизирующую роль в случае отклонений от равновесного состояния. Случайный процесс  $y(t)$  относится к классу так называемых диффузионных случайных процессов (Рытов, 1976). Подобные уравнения иногда называют уравнениями Ланжевена.

Из-за своей стохастической природы уравнение Ланжевена порождает множество реализаций  $\{y(t)\}$ , имеющих случайный характер. Поэтому решение строится сразу таким образом, чтобы определить те или иные вероятностные характеристики процесса  $y(t)$ .

Определим функцию спектральной плотности, соответствующую процессу  $y(t)$ . Для этого представим функции  $y(t)$  и  $v(t)$  в виде интегралов Фурье. Подстановка в уравнение дает выражение, связывающее коэффициенты Фурье "отклика" и "форсинга":  $Y(\omega) = V(\omega)/(i\omega + \lambda)$  (где  $\omega$  – частота). Умножая обе части этого выражения на комплексно сопряженную величину и применяя операцию математического ожидания, получим

$$\overline{Y(\omega)Y^*(\omega)} = \frac{\overline{V(\omega)V^*(\omega)}}{(i\omega + \lambda)(-i\omega + \lambda)}.$$

Обозначим  $G(\omega) \equiv \overline{Y(\omega)Y^*(\omega)}$  и  $F(\omega) \equiv \overline{V(\omega)V^*(\omega)}$ . Это, в соответствии с определением (Агемян, 1974), есть функция спектральной плотности процесса  $y(t)$  и  $v(t)$ . Следовательно,

$$G(\omega) = \frac{F(\omega)}{\omega^2 + \lambda^2}.$$

Если ввести  $\tau_v$  – характерное время изменений процесса  $v(t)$ , то по смыслу данной задачи интерес представляют изменения

процесса  $y(t)$  с характерным временем  $\tau_y \gg \tau_v$ , т.е. такие, для которых  $\omega \ll \tau_v^{-1}$ . Поэтому функцию спектральной плотности возбуждения  $v(t)$  можно рассматривать на частотах  $\omega \rightarrow 0$ . Следовательно

$$G(\omega) = \frac{F(0)}{\omega^2 + \lambda^2}. \quad (4.2.8)$$

Рассмотрим некоторые возможные ситуации поведения случайной функции в интервале низкочастотных "климатических" изменений. Так, при  $\omega^2 \gg \lambda^2$  получается, что  $G(\omega) \sim \omega^{-2}$ . Этот вид спектра описывает специфическое поведение случайного процесса – так называемый "красный шум". С уменьшением частоты рост функции  $G(\omega)$  становится все менее крутым и, наконец, при  $\omega^2 \ll \lambda^2$   $G(\omega) = F(0)/\lambda^2 = G(0) = \text{const}$ . Постоянство функции спектральной плотности есть признак так называемого "белого шума".

Определим поведение среднего и дисперсии случайного процесса  $y(t)$ , описываемого уравнением Ланжевена. Для этого при начальном условии  $y(t) = 0$ , ( $T = \hat{T}$ ) запишем выражение формального решения данного уравнения (учет случайного характера начального состояния также может быть осуществлен – см. раздел 7.5):

$$y(t) = e^{-\lambda t} \int_0^t e^{\lambda \xi} v(\xi) d\xi.$$

Предполагая, что  $\overline{v(t)} = 0$ , усреднение данного выражения по ансамблю случайных воздействий дает  $\bar{y} = 0$ . Определим дисперсию:

$$D_{y(t)} \equiv \overline{(y - \bar{y})^2} = e^{-2\lambda t} \int_0^t \int_0^t e^{\lambda(\xi + \eta)} \overline{v(\xi)v(\eta)} d\xi d\eta.$$

Для того чтобы вычислить данный интеграл, надо задать функцию корреляции  $\overline{v(\xi)v(\eta)}$ . Ранее было показано, что изменчивость  $v(t)$  на частотах, низких по сравнению с его типичной частотой, описывается постоянной функцией спектральной плотности  $F(0)$ . Это позволяет считать поведение  $v(t)$  белым шумом – дельта-коррелированным процессом (радиус корреляции стремится к 0), т.е.  $\overline{v(\xi)v(\eta)} = c\delta(\xi - \eta)$ , где  $c$  – постоянная,  $\delta$  – дельта-функция Дирака. Теперь получаем



$$D_{y(t)} = \frac{c}{2\lambda}(1 - e^{-2\lambda t}). \quad (4.2.9)$$

Отсюда следует, что при рассмотрении длительных отрезков времени  $t \gg \lambda^{-1}$   $D_{y(t)} = c/2\lambda = \text{const}$ . При небольших  $t \ll \lambda^{-1}$   $D_{y(t)} = ct$ , т.е. дисперсия флуктуаций растет пропорционально времени. Последний результат очень важен, поскольку он демонстрирует возможность развития климатических изменений без какого-либо внешнего влияния, только под действием внутреннего источника саморазвития климатической системы.

Эффективным средством анализа случайных процессов, описываемых уравнениями типа уравнения Ланжевена, является аппарат так называемых уравнений Эйнштейна–Фоккера (Рытов, 1976). При этом используется представление о том, что многомерное распределение вероятности для  $y(t)$  выражается произведением одномерной плотности вероятности  $\Pi(y, t)$  на цепочку вероятностей перехода  $\pi(t_k, y_k | t_{k-1}, y_{k-1})$ . Эволюция  $\pi(t, y | t_0, y_0)$  во времени описывается уравнением Эйнштейна–Фоккера

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\frac{\partial M \pi}{\partial y} + \frac{N}{2} \frac{\partial^2 \pi}{\partial y^2},$$

где  $M = -\lambda y$ ,  $N = c$ . Решение этого уравнения дает для  $\pi$  выражение нормального закона распределения вероятности, параметрами которого будут  $\bar{y} = 0$  и  $D_{y(t)}$ , совпадающее с выражением (4.2.9).

Специальной заменой переменных

$$\pi = \psi(y, t) e^{\chi(y)}, \quad \chi(y) = \frac{1}{c} \int_{y_0}^y M dy,$$

можно перейти от уравнения Эйнштейна–Фоккера к выражению

$$-\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{N}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{M^2}{N} \right) \psi = 0,$$

которое представляет собой уравнение Шредингера с "мнимым временем", описывающее "волновую функцию"  $\psi$  с "потенциалом"  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{M^2}{N} \right)$ .

Теоретический анализ нуль-мерной модели легко можно обобщить на одномерный случай, описывающий широтную неоднородность климатической системы. Такая ситуация рас-

смотрена в (Lemke, 1977). Исходное нестационарное уравнение типа Будыко–Селлерса аппроксимировано конечно-разностным аналогом, т.е. получилось, что термический режим каждой широтной зоны описывается уравнением типа (4.2.7) со слагаемым, учитывающим теплообмен между соседними зонами. Численные расчеты, проведенные с этой системой уравнений, подтвердили те принципиальные особенности, которые были рассмотрены ранее: в высокочастотной области спектра климатической изменчивости наблюдается красный шум, на меньших частотах спектр выполаживается. Оцененная в рамках данной модели дисперсия колебаний температуры, возникавших за счет внутренней динамики, оказалась равной  $1,2 (^\circ\text{C})^2$ . Это существенная величина – климатические флуктуации, характеризовавшиеся подобной изменчивостью температуры, надежно регистрируются палеореконструкциями и оставили заметный след в истории климата последних нескольких тысяч лет.

Как будет показано далее (см. главу 7), анализ эмпирических данных позволяет считать, что многие климатические флуктуации имеют черты поведения, свойственные процессам "красного шума". Это, на самом деле, вполне естественно, так как при анализе природных систем всегда приходится иметь дело с согласованно эволюционирующими элементами, обладающими различной инерционностью. При этом различаются "медленные" и "быстрые" процессы, связанные между собой так, что первые контролируют общее поведение системы, создавая "среднее" состояние, на фоне которого развиваются флуктуации. Они, в свою очередь, воздействуя множеством "уколов" на медленные процессы, перестраивают основное состояние. Эта феноменологическая схема имеет достаточно общий характер, поэтому "диффузионный" характер поведения климатических процессов во времени широко распространен.

#### **4.3. МОДЕЛИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, ДИНАМИКИ КРИОСФЕРЫ И ПРОЦЕССОВ НА СУШЕ**

Центральное место в современных моделях климата занимает атмосфера. Так сложилось исторически, что климатические модели сперва строились как чисто атмосферные, а описание других элементов климатической системы, вначале крайне фрагментарное, усложнялось постепенно.

Трехмерные модели, описывающие планетарную картину циркуляции атмосферы и построенные на основе полных уравнений термогидродинамики (вместе с уравнением переноса влаги),

традиционно называются "модели общей циркуляции атмосферы" (МОЦА). Они предназначены для моделирования крупномасштабных атмосферных процессов. При этом допустимо гидростатическое приближение и уравнение гидродинамики (см. (2.2.1)) для вертикальной компоненты скорости вырождается в диагностическое соотношение между давлением и высотой над поверхностью земли. Удобно использовать его для того, чтобы перейти к вертикальным координатам, связанным с давлением. Практически повсеместно используется так называемая  $\sigma$ -координата ( $\sigma = p/p_s$ , где  $p$  – атмосферное давление,  $p_s$  – давление у поверхности, являющееся переменной величиной), позволяющая естественно учесть крупномасштабное распределение орографии, поскольку  $\sigma$ -поверхности располагаются параллельно рельефу. Для описания переменных в горизонтальной плоскости используется сферическая система координат. Прогностическими переменными являются зональная ( $u$ ) и меридиональная ( $v$ ) составляющие скорости ветра, атмосферное давление у поверхности, температура и удельная влажность воздуха ( $q$ ). Аналог вертикальной скорости ( $\dot{\sigma}$ ) в  $\sigma$ -системе координат вычисляется из уравнения неразрывности, а геопотенциал ( $\Phi$ ) – из уравнения статики. Уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \left( f + \frac{u}{r} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{r \cos \varphi} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \lambda} \right) &= F_u, \\ \frac{dv}{dt} + \left( f + \frac{u}{r} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \varphi} \right) &= F_v, \\ \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{r \cos \varphi} \left( \frac{\partial p_s u}{\partial \lambda} + \frac{\partial p_s v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial p_s \dot{\sigma}}{\partial \sigma} &= 0, \\ \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{c_p \sigma p_s} \left[ p_s \dot{\sigma} + \sigma \left( \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial p_s}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial p_s}{\partial \varphi} \right) \right] &= F_T + \epsilon, \\ \frac{dq}{dt} &= E - C + F_q, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} &= -\frac{RT}{\sigma}, \end{aligned} \tag{4.3.1}$$

где  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma}$ ;  $F_u$ ,  $F_v$  – скорости изменения импульса за счет напряжений Рейнольдса,  $F_T$ ,  $F_q$  – скорости изме-

нения температуры и влажности за счет действия мелкомасштабной диффузии и мезомасштабной конвекции;  $\epsilon$  – неадиабатические (радиационный и фазовый) притоки тепла;  $C$  и  $E$  – описывают процессы конденсации и испарения.

Краевые условия по долготе предполагают условие периодичности. Подстилающая поверхность является  $\sigma$ -координатной поверхностью ( $\sigma = 1$ ). Здесь  $\dot{\sigma} = 0$ . На верхней границе атмосферы ( $p = 0$ ) при  $\sigma = 0$   $\dot{\sigma} = 0$ . Используя эти условия, можно построить прогностическое уравнение для определения приземного давления. Проинтегрировав уравнение неразрывности по  $\sigma$  от 0 до 1 получим:

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{r \cos \varphi} \int_0^1 \left( \frac{\partial p_s u}{\partial \lambda} + \frac{\partial p_s v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) d\sigma = 0.$$

Схематическая структура, типичная для любой модели, показана на рис. 4.3. Здесь, в соответствии с принятой терминологией, разделяют так называемые "динамический" и "физический" блоки.

Решение дифференциальных уравнений модели атмосферы возможно только численными методами (Белов и др., 1989). В настоящее время применительно к рассматриваемым задачам наиболее употребительны спектральные (Курбаткин и др., 1994) и конечно-разностные методы (Марчук и др., 1984; Мезингер, Аракава, 1979). Также могут быть использованы проекционно-сеточные методы и некоторые другие, не нашедшие пока широкого применения. При реализации алгоритма должны выполняться естественные требования аппроксимации и устойчивости. Кроме того, вычислительная схема должна быть построена так, чтобы обеспечить выполнение законов сохранения (массы, энергии, углового момента, водяного пара). Также должны иметь место некоторые специальные свойства, такие, как сохранение энтропии (средний квадрат величины относительной завихренности) – отсутствие последнего эффекта создает нереалистичную активизацию процессов малых масштабов.

В конечно-разностном методе непрерывное пространство и время заменяются дискретным множеством точек – узлами сетки, а поля метеорологических величин задаются в виде матриц. Производные в дифференциальных уравнениях вычисляются с помощью конечных разностей. В результате перехода в уравнениях и граничных условиях к конечным разностям получаются конечно-разностные уравнения, представляющие собой замкнутую систему алгебраических уравнений.



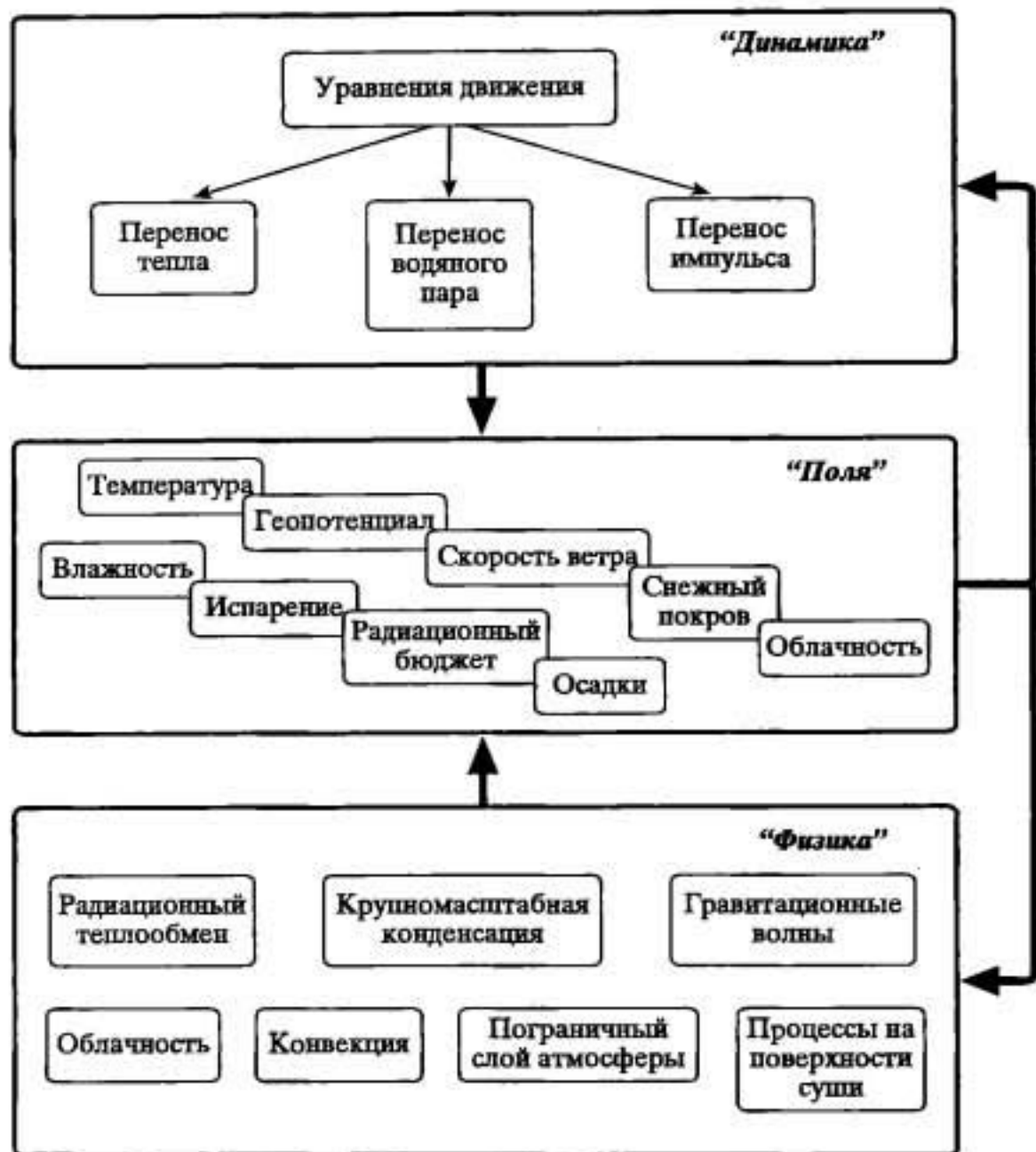


Рис. 4.3. Структура модели общей циркуляции атмосферы

В спектральных методах пространственная структура полей представляется в виде конечных (усеченных) рядов по системам базисных функций (в зависимости от конкретной методики говорят о треугольном ( $T$ ) или ромбоидальном ( $R$ ) усечении). Если такой ряд подставляется в уравнение, то, используя свойство ортогональности базисных функций, можно от уравнений в частных производных перейти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для зависящих от времени коэффициентов разложения. Они и являются в этом случае искомыми величинами. Знание этих коэффициентов позволяет в любой момент времени "собрать" функции с помощью соответствующего обратного преобразования. В большинстве спектральных

моделей зависимость от вертикальной координаты представлена в дискретном виде.

Для глобальных моделей в качестве базисных функций удобно выбрать сферические функции. Однако их использование эффективно в случае, если разлагаемые по ним переменные не имеют точек разрыва. Это создает проблему при использовании уравнений движения, поскольку компоненты горизонтальной скорости терпят разрыв на полюсах. Типичный прием, позволяющий преодолеть эту трудность, заключается в следующем. Компоненты скорости могут быть выражены через функцию тока и потенциал, и вместо уравнений движения в (4.3.1) используются уравнения для вихря скорости и для двумерной дивергенции (Курбаткин и др., 1994), поля таких функций непрерывны на сфере.

Процедура интегрирования уравнений по времени представляет собой своеобразную экстраполяцию состояния атмосферы от начального момента времени  $t_0$  на интервал времени  $N\Delta t$ , где  $N$  – число шагов по времени. Практическое применение этой процедуры может осуществляться различными способами (явные, неявные, полунявные схемы интегрирования).

Рассмотрим проблемы, возникающие за счет ограниченной пространственной разрешающей способности. В конечно-разностных моделях она определяется расстоянием между узлами модели, в спектральных – степенью усечения рядов. Это дискретное по пространству представление климатических полей делает невозможным описание процессов, масштабы которых меньше разрешающей способности модели. Их учет не является самоцелью, дело в том, что эти так называемые "подсеточные" процессы часто оказывают влияние на "сеточные", явным образом воспроизводимые на сетке крупномасштабные составляющие метеорологических полей. Так, в главе 3 показано, что важную роль в энергетическом бюджете и динамике глобальной циркуляции играют вертикальный и межширотный переносы энергии и импульса. Первый механизм в значительной степени связан с конвективными движениями; за межширотный перенос ответственны волны и вихри синоптического масштаба. Модель атмосферы для адекватного реальности функционирования должна воспроизводить названные потоки. Характерный горизонтальный масштаб бароклинных вихрей составляет порядка 1000 км (см. раздел 1.1), так что даже МОЦА с грубым разрешением (см. раздел 4.1) оказываются "вихреразрешающими". С другой стороны, разрешение даже самых современных моделей недостаточно для описания атмосферной конвекции. И дело

здесь не только в разрешении – явное описание движений конвективного масштаба требует более полной системы уравнений.

В случае невозможности явного воспроизведения какого-то важного эффекта решается так называемая проблема параметризации, когда процессы подсеточного масштаба выражаются через крупномасштабные "сеточные" характеристики без детального описания действующих механизмов. Минимально разрешаемый моделью пространственный масштаб выбирается компромиссным образом, исходя из физики задачи и ограничений, накладываемых возможностями используемой вычислительной техники. Однако одним только увеличением густоты сетки или ростом количества гармоник обойтись не удастся – учет процессов мелких масштабов требует переосмысления постановки задачи.

Названная проблема является принципиальной при конструировании МОЦА, потому что алгоритмы практически всех эффектов, относящихся к "физике" МОЦА (см. рис. 4.3), строятся, по необходимости, по принципу параметризаций.

Суша занимает примерно 30% поверхности Земли и играет активную роль в планетарном бюджете тепла и влаги. Поэтому в МОЦА необходим правильный расчет турбулентных потоков и радиационного теплообмена атмосферы с поверхностью. Кроме этого, прогноз изменений климата над сушей является, в конечном счете, важнейшей практической задачей климатологии.

В настоящее время сложились два основных подхода к параметризации процессов на поверхности суши. В первом, более простом, температура поверхности, используемая для расчета вертикального потока тепла в атмосферу, вычисляется из уравнения теплового бюджета деятельного слоя почвы (иногда разделенной на несколько слоев). Расчет потока водяного пара описывается методом Будыко (см. раздел 7.5). В нем испарение считается пропорциональным испаряемости с коэффициентом пропорциональности ( $0 \leq \beta \leq 1$ ).

Более совершенными являются так называемые модели SVATS (Soil–Vegetation–Atmosphere Transfer Schemes). В них основное внимание уделяется двум аспектам – учету роли растительного покрова на процессы тепловлагообмена деятельного слоя с атмосферой и явному описанию поведения воды в почве. Первыми моделями такого класса были модели BATS и SIB (Selles et al., 1986). Они послужили основой всех последующих модификаций, которых в настоящее время известно около двадцати пяти.

Практическая реализация схем SVATS сталкивается с некоторыми принципиальными проблемами. Во-первых, для реализа-



ции моделей требуется большой набор (около 20) параметров растительности и почвы. Получить надежную климатологию этих параметров в глобальном масштабе очень сложно. Вторая проблема связана с тем, что теоретические представления и экспериментальные данные о процессе фотосинтеза и транспирации влаги (основанные на прецизионных измерениях фотосинтетической радиации, потоков водяного пара и углекислого газа) имеются только для отдельного листа. Строгое обобщение этих результатов на масштаб целого дерева, на лесной массив, на совокупность растений разных типов, растущих в пределах ячейки МОЦА, представляет собой пока что плохо решаемую проблему.

Расчет динамики сезонного снежного покрова в рамках МОЦА обычно выполняется на основе уравнения бюджета водного эквивалента снега, которое решается в каждом узле счетной области глобальной модели совместно с термодинамическим уравнением (Loth, Graf, 1998; Morris, 1991).

Принципиальный подход к построению модели океана тот же, что и для модели атмосферы. Модель океана основывается на уравнениях термогидродинамики, к которым добавляется уравнение для расчета солености. Однако различия в свойствах воздуха и воды (воздух – сжимаемый газ, вода – почти несжимаемая жидкость) и различия геометрии областей, в которых осуществляется циркуляция (атмосфера – сферический слой, окружающий планету, океан – занимает депрессии земной поверхности (океанские бассейны)) создают ряд особенностей в моделировании океана. Последнее обстоятельство особенно важно – атмосфера не имеет боковых границ, для океана же геометрия бассейна играет определяющую роль (более важную, чем топография дна).

Океан в сравнительно немногих климатических моделях представлен моделью общей циркуляции океана (МОЦО). Существует иерархия способов (по степени полноты и сложности) подключения модели океана к модели атмосферы (см. рис. 4.1).

В наиболее простом варианте океан представляется морской поверхностью с заданной температурой и расположением морских льдов, представляющий собой неограниченный источник влаги при испарении.

Следующая ступень – это модель, в которой океан представлен слоем неподвижной однородной воды неизменной (по времени) глубины, которая выбрана так (70–100 м), чтобы воспроизводились реалистически сезонные вариации запасов тепла в деятельном слое. Этот "океан" не только поставляет в атмосферу водяной пар, но также обменивается с ней теплом.



В более совершенных моделях однородного слоя стала учитываться возможность вертикальной диффузии тепла от поверхности вниз, в глубокие слои. Это климатически важный механизм, его учет позволяет, например, корректно оценивать эффекты короткопериодных глобальных потеплений. Имеется в виду то, что не все дополнительное тепло (какого угодно происхождения), оказавшееся в климатической системе, немедленно дает прирост температуры. Часть уходит от поверхности океана вниз, не принимая участия в процессах нагрева верхних слоев океана и атмосферы в течение нескольких десятков лет. Основу алгоритма расчета эволюции морского льда составляет термодинамическое уравнение и уравнение бюджета пресной воды. Иногда к данным соотношениям добавляется схема адвекции льда через ячейки сеточной области под действием ветра (Flato, Hibber, 1992).

В рассмотренных случаях формирование температуры океана происходило за счет вертикального обмена теплом с атмосферой и перераспределения тепла в верхних слоях океана. Для того чтобы учесть приток тепла за счет горизонтальной адвекции требуется, вообще говоря, использование полных гидродинамических моделей циркуляции океана. Однако существуют и более простые подходы. Сначала оценивается величина конвергенции потока тепла в океане и связанный с этим горизонтальный поток тепла, а затем эта информация используется при расчетах температуры воды верхнего слоя в рамках какой-либо простой параметризации деятельного слоя океана.

Наконец, используются и трехмерные МОЦО, в которые многие из перечисленных выше эффектов вошли в качестве параметризаций. Модель обычно строится с учетом несжимаемости морской воды, в приближении Бусинеска и гидростатики. На поверхности используется граничное условие "твердой крышки" (Марчук и др., 1984; Алексеев, Залесный, 1993) или ставится условие свободной поверхности (Semtner, 1995).

Уравнения модели записываются в сферических координатах; в качестве вертикальной координаты используется  $z/H$  (где  $H = H(\varphi, \lambda)$  описывает топографию дна океанского бассейна) или применяется изопикническая система координат. Для численного решения уравнений используются конечно-разностные методы (применение спектрального подхода неэффективно из-за разрывов океанских полей на границах бассейнов). Современные МОЦО как блок климатических моделей имеют пространственное разрешение, близкое к их атмосферному партнеру. По вертикали модель океана обычно содержит около 10 уровней.

Грубое пространственное разрешение создает в МОЦО проблему параметризации подсеточных процессов, которая стоит гораздо более остро, чем в МОЦА. Действительно, как было показано в разделе 1.2, радиус деформации, описывающий типичный масштаб бароклинных океанских вихрей составляет около 100 км в тропиках и средних широтах, уменьшаясь почти на порядок в полярных регионах. Следовательно, для явного моделирования меандров течений и вихрей в открытом океане (а также для воспроизведения "прижатых" к побережьям струйных течений и зон апвеллинга) необходимо детальное разрешение как по горизонтали (по крайней мере порядка  $1/6^\circ$  по широте и долготе), так и по вертикали (не менее 60 уровней). Подобные модели уже существуют (Semtner, 1995), но их использование в климатических экспериментах совместно с МОЦА невозможно, прежде всего, из соображений неэкономичности такой общей модели. Таким образом, в современных МОЦО крупномасштабные океанские вихревые структуры оказываются в ряду подсеточных процессов и требуют параметрического описания.

В ряду важнейших находится проблема параметризации в рамках МОЦО процессов, протекающих во внутренних морях, а также переносов воды через узкие проливы. Так, очень важным оказывается поступление в Атлантику холодных распресненных вод из Северного Ледовитого океана через Девисов пролив. Другим примером служит роль соленой средиземноморской водной массы, поступающей в Атлантику через Гибралтар.

Модели атмосферы и океана могут быть объединены. В них состояние атмосферы определяется океаном за счет потоков тепла и влаги между этими средами. Атмосфера, в свою очередь, контролирует динамику океана: во-первых, за счет создания специфического распределения напряжения трения ветра и, во-вторых, за счет "потока плавучести" (осадки минус испарение).

Различия во временах, требующихся океану и атмосфере для достижения равновесия, создают проблемы различного характера при прямом численном интегрировании системы, состоящей из блоков со столь различной инерционностью. Одна из них — неэффективность эксперимента с точки зрения использования ресурсов компьютера. В рамках объединенной модели атмосферный блок должен синхронно с океанским обчисляться многие сотни лет, ожидая, пока океан не достигнет равновесного состояния. Один из практических методов, позволяющих оптимизировать эту процедуру, заключается в том, чтобы установление выполнялось в пределах каждого блока по отдельности, а после они собирались бы в единую систему, приспособившись друг к

другу. Такая процедура получила название асинхронного интегрирования.

В практике существуют ее различные варианты, например, в моделях ECHAM3/LSG, GENESIS и др. используется так называемая процедура периодически-асинхронного взаимодействия. Некоторое время (несколько модельных лет) МОЦА и МОЦО интегрируются совместно. На этой (синхронной) стадии вычисляются необходимые характеристики сезонного цикла: распределение скорости ветра, потоки тепла и пресной воды (осадки минус испарение). Затем, в асинхронной стадии, интегрируется только МОЦО, а в качестве граничного условия используется информация о потоках на поверхности импульса, тепла и влаги, полученная в предыдущей синхронной стадии. Затем цикл повторяется и т.д.

Принципиальное ограничение современных МОЦА/МОЦО заключается в том, что точность рассчитываемых локальных потоков тепла и пресной воды на границе раздела атмосферы и океана недостаточна для того, чтобы правильно воссоздавать поведение объединенной системы. Так, если систематическая ошибка вертикального потока тепла оказывается  $\pm 5$  Вт/м<sup>2</sup>, она создает неопределенность в межширотном потоке тепла в океане порядка  $0,4 \cdot 10^{15}$  Вт (это почти 100%-я погрешность – см. раздел 3.2). В настоящее время ошибки такого порядка встречаются и связаны, как считается, с недостаточно полным учетом обратных связей между составляющими гидрологического цикла, облачностью и потоками радиации (IPCC, 1996).

Погрешности разных знаков не полностью погашают друг друга, эффект определенного знака накапливается, вызывая тренд моделируемого климата (так называемый "модельный дрейф"), уводящий МОЦА/МОЦО к нереалистическому состоянию. (Феноменологической стохастической моделью данного явления служит диффузионный случайный процесс – см. раздел 4.2.) Для борьбы с этим явлением используется так называемая "процедура коррекции потоков" тепла и пресной воды. В принципиальном смысле она заключается в том, что потоки, рассчитанные на границе атмосферы и океана, не сразу усваиваются океаном, а предварительно так или иначе корректируются.

Применение этой процедуры вызывает естественный скептицизм, поскольку любая идущая извне модели коррекция создает априорное контролирование результатов моделирования. Альтернативный путь заключается в том, чтобы отказавшись от коррекции, использовать результаты интегрирования с дрейфом. В различных моделях используется и тот, и другой



подходы. Таким образом, налицо конфликт между использованием полных моделей и нереалистичной процедурой корректировки результатов моделирования.

С помощью моделей общей циркуляции обычно решаются задачи, сформулированные (Лоренц, 1970) как прогноз климата первого или второго рода. При прогнозе первого рода нестационарные уравнения модели интегрируются по времени от конкретного начального состояния. Интегрирование проводится на интересный для задач климатологии, т.е. достаточно длительный срок, многократно превышающий предел детерминистической предсказуемости (см. введение), поэтому детали начального состояния здесь не так важны, как в проблеме среднесрочного прогноза погоды, и специальная подготовка начальных полей (см. Фролов и др., 2000) не требуется.

При решении задачи первого рода иногда, в зависимости от конкретной задачи, какой-то внешний фактор (или группа факторов) задаются как меняющаяся во времени функция. Это делается для того, чтобы направить эволюцию модели в нужном направлении. Таким путем выполнено несколько экспериментов, нацеленных на изучение климата XXI в., – при этом модели интегрировались на 100 лет, причем каждый год концентрация  $\text{CO}_2$  возрастала в соответствии с определенным сценарием предполагаемых изменений (см. раздел 8.2).

В задаче прогноза климата второго рода нестационарные уравнения интегрируются по времени до наступления стационарного режима, статистические свойства которого характеризуют так называемый равновесный модельный климат. Предполагается, что его особенности определяются параметрами модели (распределение инсоляции, содержание  $\text{CO}_2$ , альbedo поверхности и др.). Изменения этих внешних факторов (в соответствии с каким-то климатическим сценарием) вызывают "отклик" – вариации результирующего равновесного режима. Таким образом, фактически исследуется чувствительность воспроизводимого моделью климатического режима к тем или иным изменениям. Причем, поскольку сравниваются равновесные режимы, то оценка времени перехода из одного состояния в другое выполнена быть не может.

Практически обычно сравниваются между собой результаты двух численных экспериментов – так называемого "контрольного" и "возмущенного". В первом заданный набор факторов соответствует какому-то базовому состоянию (чаще всего современному). Каждый эксперимент выполняется от условных начальных данных. Часто в этом качестве выступает неподвижная атмосфера, движения в которой запускаются неоднородным



распределением инсоляции на ВГА. В начале эксперимента происходит процесс самосогласования термодинамических полей и их приспособления к граничным условиям и параметрам. Затем решение приобретает установившийся (или близкий к этому) в модельном времени характер, с небольшими флуктуациями около некоторого среднего уровня. Именно результаты этого этапа моделирования используются для расчета статистических показателей (среднего ( $\bar{x}$ ), дисперсии ( $\sigma^2$ ), спектра колебаний и др.) модельного климата.

Результаты контрольного и возмущенного экспериментов сравниваются между собой. Для этого в каждом узле сеточной области вычисляется, например, разность осредненных (по модельному времени) значений. Оценка статистической значимости этой разности (аномалии) осуществляется на основе  $t$ -критерия Стьюдента. Для этой цели рассчитывается величина

$$t = \frac{|\bar{x}_p - \bar{x}_c|}{\sqrt{\frac{\sigma_p^2}{n_p} + \frac{\sigma_c^2}{n_c}}}$$

где  $\bar{x}_p, \bar{x}_c$  – сравниваемые средние значения для возмущенного и контрольного экспериментов ( $\sigma_p^2, \sigma_c^2$  – соответствующие значения дисперсий), полученные по модельным выборкам объемом  $n_p$  и  $n_c$  соответственно.

Величина  $t$  сравнивается с квантилью распределения Стьюдента или нормального распределения (если количество членов в выборке достаточно велико) при выбираемом уровне значимости (обычно это 5 или 2,5%). Если  $t$  оказывается существенно больше, то можно говорить о статистической значимости различий, т.е. возмущенный режим значимо отличается от контрольного. С помощью иных функций распределения (но аналогично по сути) можно оценивать достоверность различия дисперсий.

Как уже отмечалось, грубое пространственное разрешение МОЦА создает принципиальные проблемы двух типов. Во-первых, отсутствует возможность прямого "сеточного" воспроизведения некоторых важных термодинамических эффектов. Во-вторых, возникают проблемы при интерпретации результатов моделирования. Они связаны с тем, что при грубом разрешении мала надежность результатов, относящихся к масштабам, которые сопоставимы с масштабом отдельной ячейки модели. Проблема детального определения характеристик регионального и локального масштаба на основе модельной

информации грубого разрешения получила название "проблема даунскейлинга" (downscaling).

Решение проблемы даунскейлинга возможно следующими путями. Первая принципиальная возможность – это реализация МОЦА и МОЦА/МОЦО на очень густой сетке. Практическое применение этого подхода, как уже отмечалось, лимитируется ограниченностью вычислительных ресурсов и большими финансовыми затратами на выполнение длительных вычислительных экспериментов на суперкомпьютерах. Однако стремительное наращивание мощностей компьютеров, наблюдающееся в настоящее время, и прогнозы их развития дают уверенность, что этот путь реально возможен.

Второй подход (не исключающий вышеизложенного) – это создание специальных вычислительных алгоритмов для численного решения уравнений. Имеются в виду, в частности, так называемые адаптивные сетки (Иваненко, 1991; Skamarock, 1991), которые не покрывают равномерно область интегрирования (или квазиравномерно, как при использовании гауссовых координат), а строятся в соответствии с каким-то термодинамическим признаком моделируемого поля. Например, количество счетных узлов на единицу площади территории может быть поставлено в соответствие с градиентом температуры. При этом в областях больших градиентов вычисления реализуются на очень густой сетке, а в районах малых градиентов сетка разрежена. Поскольку поле температуры постоянно эволюционирует, пространственное распределение густоты сетки меняется на каждом шаге по времени. Подобного рода подход удобен не только для воспроизведения тонких термодинамических эффектов типа фронтогенеза, но также для описания "мозаики" свойств подстилающей поверхности, в частности, отображения береговой линии, орографии и др. К сожалению, данный подход труден для практической реализации и требует больших вычислительных ресурсов.

Третий подход основан на применении региональных моделей (РМ), вложенных в МОЦА. Вложенная модель призвана обеспечить интерполяцию данных "большой" модели на мелкую сетку, т.е. обеспечить "микроскопирование" результатов в пределах некоторой выбранной территории. Здесь также перспективно использование адаптивных сеток и других родственных конструкций, однако сложность их реализации приводит к тому, что современные РМ представляются "обычными" атмосферными моделями, реализованными на ограниченной территории.

Для интегрирования уравнений вложенной модели в качестве граничных и начальных условий используются данные глобаль-

ной модели. При этом границы РМ совпадают с какими-то координатными линиями глобальной модели и возникает необходимость согласования расчетов по обеим моделям на их совместной границе. В настоящее время основное развитие получили так называемые однонаправленные модели – имеется в виду то, что уточненные вложенной моделью расчетные поля не возвращаются обратно в глобальную модель. Однако существуют примеры и интерактивно связанных глобальных и региональных моделей.

Четвертый подход – это так называемый "метод временных срезов". Здесь распределение температуры поверхности океана и положение границ морского льда, полученные в процессе интегрирования МОЦА/МОЦО для какого-то момента времени, используются как заданные граничные условия в экспериментах с МОЦА высокого разрешения. Ее интегрирование проводится до наступления стационарного состояния, которое отождествляется с климатическими условиями данного временного среза.

В пятом подходе используется статистическая интерпретация результатов моделирования. Комплекс алгоритмов основан на статистических связях между локальными климатическими переменными у поверхности (температура, осадки) и крупномасштабными предикторами. Эта процедура "статистического инверсирования" (Kim et al., 1984; Краснопеев, 1990) особенно успешно может применяться в регионах с густой сетью станций (Западная Европа, США, Япония), обеспечивающих надежную калибровку модели. Данный подход применяется широко, однако ему присущ принципиальный недостаток, общий для схем такого рода – статистические связи, построенные на современном материале, не обязаны соблюдаться в условиях иного климата.

Первый, второй и, частично, третий (при интерактивном встраивании РМ в глобальную модель) подходы направлены одновременно на улучшение качества моделирования (в пределах ограниченной территории) и на решение проблемы интерпретации результатов. Остальные рассмотренные методы ориентированы только на решение последней проблемы.

Одним из первых успешных примеров применения комплексной модели МОЦА/РМ явилось моделирование климатического режима Европы (Maginucci, Giorgi, 1992). В качестве глобальной модели была использована версия ССМ1 глобальной модели NCAR (Национального центра атмосферных исследований США), позволяющая добиться горизонтального разрешения приблизительно  $4,5 \times 7,5^\circ$  широты и долготы. Атмосферный блок включает традиционное для моделей такого класса описание физических процессов (см. рис. 4.5). В блоке подстилающей по-



верхности рассчитываются влажность почвы, характеристики снежного покрова и морского льда. Температура поверхности моря определяется из уравнения сохранения тепла в однородном слое океана глубиной 50 м. Эффекты изменений солености, а также вертикальная и горизонтальная адвекции тепла, не рассматриваются.

Вложенная модель (односторонним образом встроенная в МОЦА) представлена моделью RegCM2. Она была реализована над большей частью Европы с шагом между узлами сетки ~70 км. При таком разрешении топография и береговая линия получаются гораздо реалистичнее, чем в глобальной модели.

Сравнение данных моделирования, полученных по МОЦА CCM1 и МОЦА/PM, показало, что использование вложенной модели не внесло принципиальных изменений в крупномасштабную картину циркуляции атмосферы над Европой. В то же время из-за лучшего представления топографии и береговой линии распределение температуры воздуха у поверхности и осадков получилось более реалистичным в случае использования МОЦА/PM.

Однако, несмотря на улучшения, отклонения от реального климатического режима остались очень велики. Аномалии среднемесячных значений температуры, осредненных по территории крупных регионов (Западная и Центральная Европа, Западное и Центральное Средиземноморье и Альпы), составили несколько градусов (до 7 °C) при пространственном коэффициенте корреляции от 0,31 до 0,88 в разных регионах. Расхождения в месячных суммах осадков зимой и в переходные сезоны оказались порядка 10–40%; в летнее время осадки были повсеместно занижены на 50–80% при коэффициенте корреляции 0,3–0,4. Естественно, что наибольшие различия присущи региону Альп. Одним из объяснений этих фактов является то, что во вложенную модель поступала информация, уже искаженная МОЦА с грубым пространственным разрешением. В процессе численного интегрирования PM не могла принципиально исправить эти поля.

В настоящее время региональные модели как средство изучения климата и его изменений применяются достаточно широко. Это модель RegCM в Хэдлевском центре Великобритании, модель HIRHAM в Институте Макса Планка в Германии, модель DARLAM в Австралии и др. Эти модели представляют собой, как уже отмечалось, фактически аналог МОЦА, реализованной на мелкой сетке на ограниченной территории. В то же время, если ориентировать задачу на учет мозаичности свойств подстилающей поверхности, то может оказаться достаточным

включение в РМ только процедуры детализированного описания взаимодействия деятельного слоя поверхности и пограничного слоя атмосферы. Реализация данного подхода была осуществлена в (Кислов, Суркова, 1995).

Эта модель состоит из трехмерной модели Московского университета (MSU-модель) и работающей в интерактивном режиме РМ LAMBLS (см. раздел 4.1), включающей в себя деятельный слой поверхности суши и пограничный слой атмосферы. Интегрирование модели MSU/LAMBLS осуществляется методом стационарирования. В том регионе, где для детализации результатов применяется РМ, "большие" ячейки MSU-модели раздроблены в горизонтальной плоскости на более мелкие. Для любой ячейки мелкой сетки вычисляются потоки явного и скрытого тепла, баланс солнечной и длинноволновой радиации, определяется количество осадков (за счет действия механизмов крупномасштабной конденсации и конвективного приспособления), рассчитываются температура и влажность. Одинаковыми для любой ячейки мелкой сетки в пределах крупной ячейки считаются скорость и направление ветра, адвективные изменения температуры и влажности, а также все метеорологические переменные выше пограничного слоя.

Модель MSU/LAMBLS была применена для решения различных задач. Так, с ее помощью выполнялось воспроизведение климатов прошлого в регионе Каспийского моря, детализированный расчет будущего состояния климата на арктическом побережье России и др.

В задачах, ориентированных на изучение короткопериодных климатических эффектов (современные изменения климата, прогноз климата на ближайшее будущее, влияние вулканических извержений и др.), ледники Гренландии и Антарктиды представлены в МОЦА как горы, состоящие из льда (т.е. обеспечивается максимально возможное испарение с их поверхности в атмосферу). На их поверхность выпадает снег, происходит его таяние (а также испарение и сублимация водяного пара), однако считается, что размеры и форма, а также айсберговый сток остаются неизменными во времени. То есть обратные связи с климатическим режимом не рассматриваются. Однако при переходе к длительным масштабам времени, эти обратные эффекты становятся существенными. Следовательно, необходимо интерактивно состыковать динамику континентального оледенения с моделями атмосферы и океана.

В зависимости от полноты рассматриваемой задачи, данная проблема может решаться на совершенно различном уровне сложности. Так, в энергобалансовых моделях типа Будыко–Селлерса (см. раздел 4.2) эффект динамики ледников учитывается путем смещения по территории изотермы, отвечающей границе оледенения. Следующим шагом является добавление в климатическую модель простейшего уравнения бюджета массы ледяного щита, который представляется одним показателем – массой с параметрическим описанием его водного бюджета.

Наконец, в (Gallee et al., 1991; 1992) учитывается пространственная структура – здесь построены зонально-вертикально-осредненные модели ледниковых щитов с зависимостью их границы от широты, в которые уже заложена возможность растекания льда от зоны аккумуляции.

Еще более приближены к реальности модели с зависимостью свойств ледникового щита не только от широты, но и от долготы, а также, в некоторых случаях, и от вертикальной координаты. Основу моделей составляют уравнения динамики сплошной среды. В уравнениях горизонтальных движений (см. раздел 2.2) отбрасываются малые для данной задачи слагаемые (адвекция и кориолисово ускорение). В правой части остаются слагаемые, содержащие сдвиговые элементы тензора скоростей

деформации  $\epsilon_{i,j} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ , причем  $\epsilon_{i,j} = 0$  из условия

несжимаемости льда. Связь с компонентами тензора напряжения задается реологическим законом  $\epsilon_{i,j} = K(T)\tau^{n-1}\tau_{i,j}$ . Зависимость от температуры принимается в эмпирической форме  $K(T) = k \exp(-\chi(T_w/T - 1))$ . Здесь  $k, \chi$  – коэффициенты;  $T_w$  – температура таяния льда, зависящая от давления (понижающаяся с его ростом).

Уравнение энергии, определяющее распространение температуры в толще льда, принимает вид уравнения теплопроводности с учетом притока тепла из-за вязкой диссипации кинетической энергии движения льда.

Получающаяся система уравнений динамики материковых льдов нелинейна из-за реологического соотношения и учета фазовых переходов воды. Широко распространенный упрощающий прием заключается в выборе для описания динамики ледника модели линейно-вязкой сплошной среды ( $n = 1$ ).

Так, в (Verbitsky, Oglesby, 1995) с климатической моделью состыкована вертикально-осредненная модель ледниковых щитов.



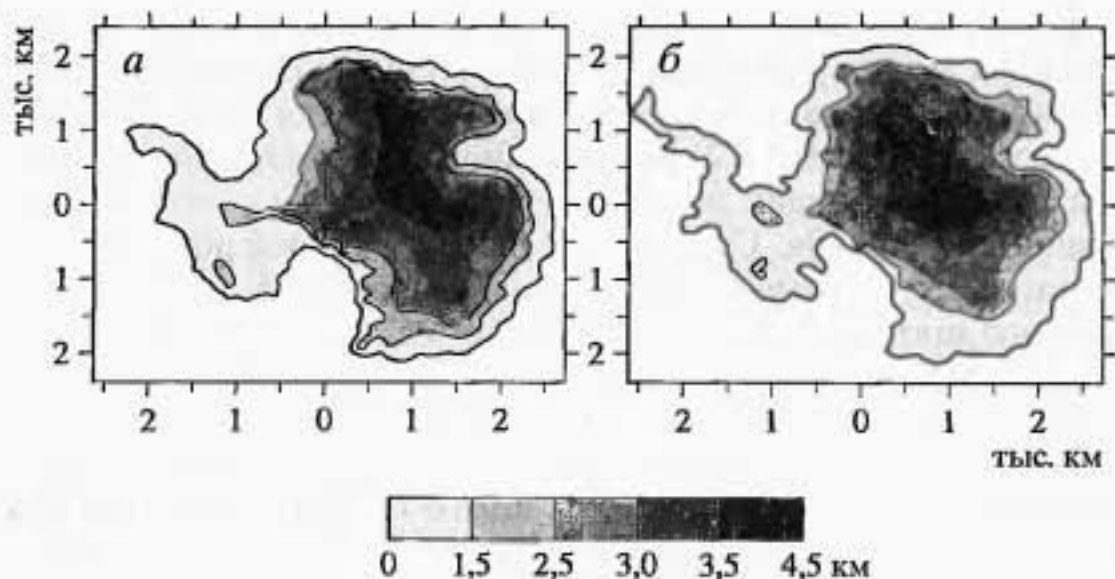


Рис. 4.4. Топография современного антарктического ледника по данным наблюдений (Drewry, 1983) (а) и результатам моделирования (б)

тов с линейной реологией. Основным является уравнение, описывающее изменение во времени толщины льда  $H(\varphi, \lambda, t)$ :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = A + \frac{\rho g}{12\mu r^2} \Delta H^4 + \frac{\rho g}{3\mu r^2} \left[ \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( H^3 \frac{\partial h}{\partial \lambda} \right) + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( H^3 \cos \varphi \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right) \right]$$

Здесь  $A$  – баланс снега на поверхности щита;  $h(\varphi, \lambda, t)$  – положение ложа ледника относительно уровня моря, описываемое уравнением, учитывающим изменение высоты астеносферы при изменении нагрузки ледяного щита.

Успешность моделирования ледниковых щитов оценивается с помощью тестовых расчетов эталонных ситуаций. В таком качестве используются современные данные по Антарктиде и Гренландии. На рис. 4.4 данные наблюдений сопоставлены с результатами моделирования топографии антарктического ледникового щита. Моделирование осуществлено на трехмерной модели SICOPOLIS (Hansen, Greve, 1995), необходимые метеорологические элементы (осадки и др.) взяты по данным интегрирования атмосферной модели ECHAM3. Следует отметить достаточно высокое соответствие результатов, хотя толщина модельного ледникового покрова получилась несколько завышена.

#### 4.4. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ВАЛИДАЦИИ МОДЕЛЕЙ КЛИМАТА

Необходимым этапом в развитии климатического моделирования является оценка качества модельного климата, т.е. так называемая валидация моделей.

Оценить качество моделирования – это значит сопоставить данные модельного климата с каким-либо эталоном. Наиболее надежным в этом отношении является состояние современного климата, известное по результатам непосредственных наблюдений на глобальной метеорологической сети станций. Для сравнимости данные наблюдений на отдельных станциях должны быть предварительно приведены к тем ячейкам конкретной МОЦА, с которой проводится сравнение. Процедура сравнения подразумевает прямое сопоставление модельных результатов и данных наблюдений. Сравняться могут значения в каждой ячейке сетки; могут сопоставляться и предварительно осредненные (по каким-то территориям и по всему земному шару) величины.

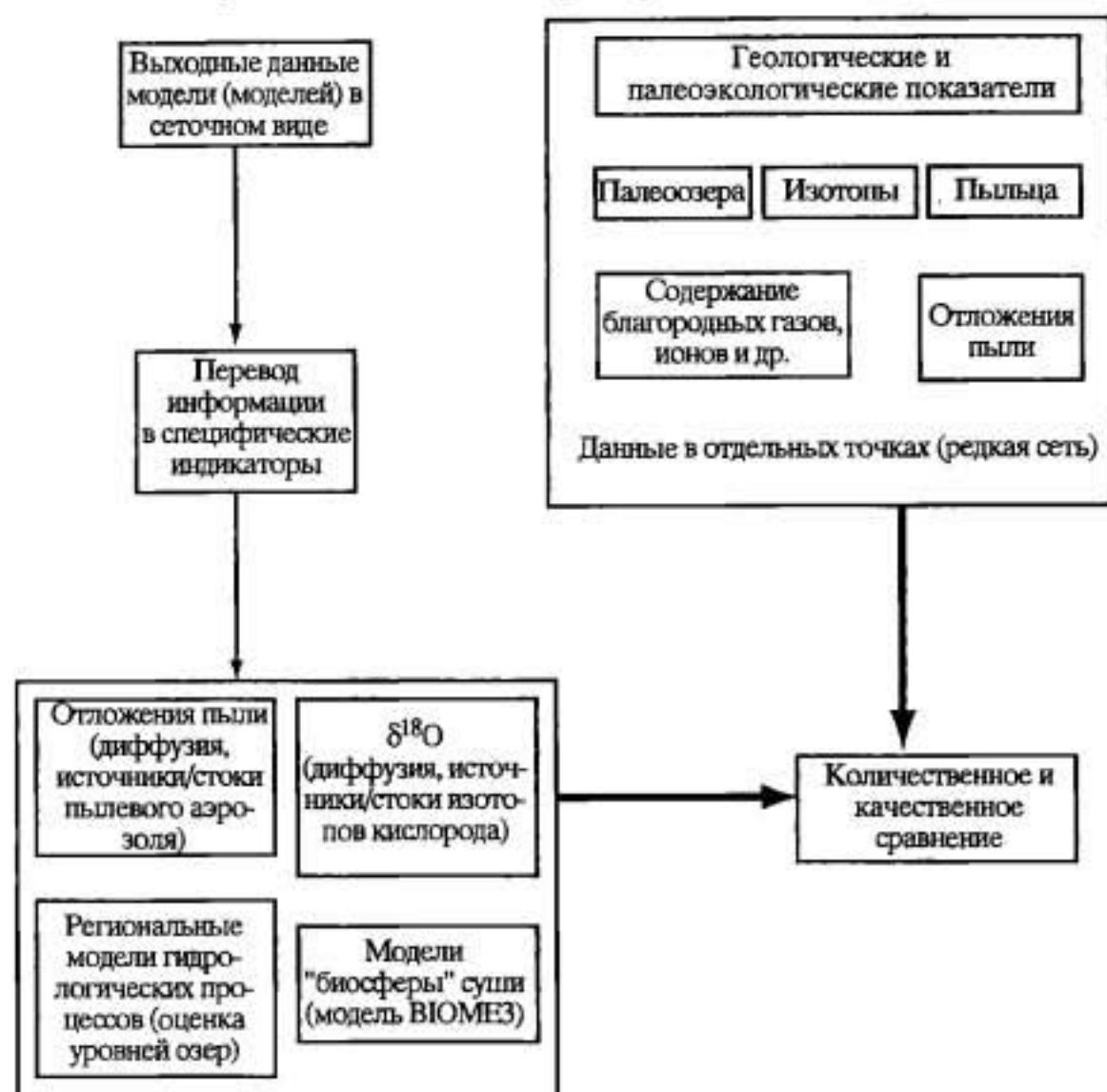
Использование иных эталонных климатических ситуаций, кроме современной, является очень важным в задаче валидации климатических моделей. Дело в том, что соответствие результатов моделирования современному состоянию климатообразующих факторов не гарантирует, что такое же соответствие будет достигнуто при ином их наборе. Поэтому крайне важно попытаться проверить модели в контрастно различных граничных условиях и наборах внешних параметров.

Эталонами такого рода могли бы, в принципе, быть климаты прошлого и климаты других планет. Однако для реального воплощения этой идеи требуется обширная информация о планетарном распределении, сезонном ходе и т.п. ключевых климатических параметров. Подобные сведения о климатическом режиме планет отсутствуют (см. главу 2). Напротив, качество палеоклиматической информации существенно возросло.

Для процедуры сравнения необходимо привести ее и данные моделирования к сравнимому виду. Это может быть сделано двумя путями. Во-первых, выходная информация модели может быть приведена в форму, удобную для прямого сравнения с палеоиндикаторами (табл. 4.1). Во-вторых, палеоданные могут быть переведены в различного рода климатические параметры (табл. 4.2) на основе статистических связей, построенных по современным данным наблюдений.

В настоящее время выполнены и продолжают выполняться несколько крупных проектов, посвященных проблеме валидации моделей. При этом типично выполнение следующих условий. Во-

Схема перевода модельных данных в показатели, аналогичные индикаторам палеоклиматов, и сопоставления их с характеристиками климатов прошлого

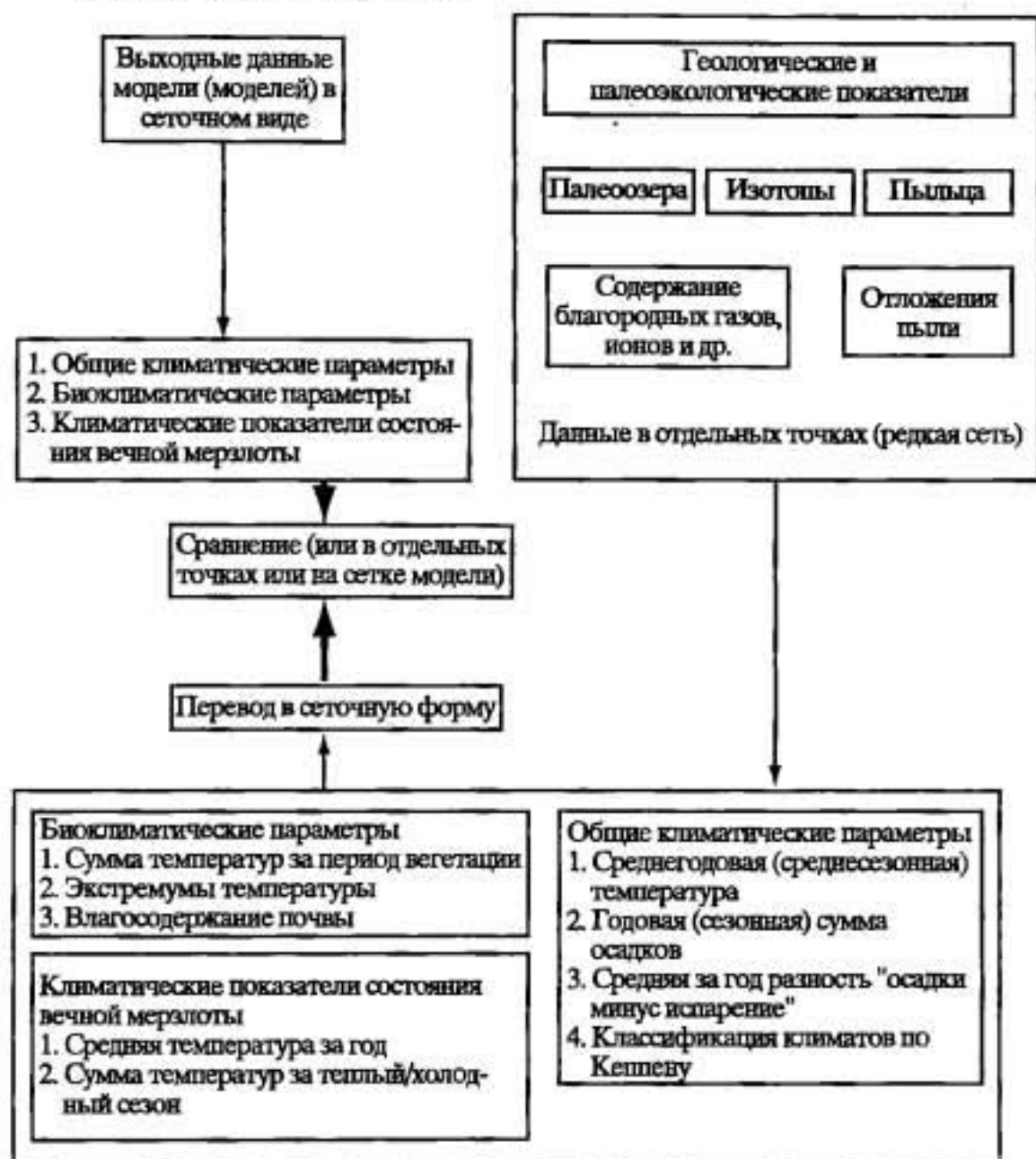


первых, моделирование выполняется при некоторых стандартных, одинаковых для всех моделей заданных параметрах и условиях. Во-вторых, расчеты по всем моделям архивируются стандартным образом (т.е. одинаков набор полей, их структура, формат данных и т.д.). В-третьих, валидация выполняется по общепринятым, одинаковым для всех участников стандартам.

К экспериментам такого типа, относящимся, прежде всего, к атмосферному блоку, принадлежат PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Project) (Joussaume, Taylor, 1995) и AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project) (Gates, 1992). Существуют проекты, направленные и на тестирование других блоков, — океана, поверхности суши, отдельно морских льдов и др., а также на валидацию совместных моделей. В данном разделе сосредоточим внимание на результатах проекта AMIP, который



**Схема перевода палеоданных в климатические показатели и сопоставление с данными моделирования**



был ориентирован на изучение способности атмосферных моделей воспроизводить современный климат. Результаты проекта PMIP будут подробно обсуждены в главах 6 и 7, посвященных палеоклиматам и их моделированию.

Рассмотрим некоторые результаты второй фазы проекта AMIP (AMIP II). Участвующие в этом проекте модели общей циркуляции атмосферы интегрировались на 17 лет (с 1979 по 1995 г.). На внешней границе атмосферы задавался сезонный и суточный ход инсоляции; на нижней границе расчетной области на суше задавалось климатическое значение температуры почвы и факт отсутствия потоков воды и водяного

пара. Температура поверхности Мирового океана и распределение морских льдов регулярно задавались в течение периода времени AMIP II на основе реальных данных наблюдений. Это позволяет при моделировании общей циркуляции атмосферы объективно учесть сезонный ход и отличить один год от другого.

Принятая методика позволяла явным образом учесть события природного календаря, происходящие непосредственно в океане (такие, как Эль-Ниньо – Южное колебание), другие эффекты (изменение концентрации  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_3$ , тропосферных и стратосферных аэрозолей – см. раздел 7.3, колебания величины солнечной постоянной за период солнечного цикла – см. раздел 2.1) проявлялись косвенно, в той мере, в какой они отражаются в изменчивости температуры океана. Однако в работе (Hansen et al., 1997) показано, что их явное включение дает статистически незначимый вклад в изменчивость моделируемых метеорологических полей по сравнению с тем, который обеспечивается за счет учета одной только температуры океана.

В ряде работ (Мелешко и др., 1998; Hide et al., 1997 и др) проведено сопоставление моделей, участвовавших в проекте AMIP, как между собой, так и с данными наблюдений. Выделим важный для тематики настоящей работы результат, согласно которому большинство моделей продемонстрировали примерно одинаковый уровень погрешностей. Это позволяет рассмотреть какую-то одну модель, считая, с известной осторожностью, что она типично отражает уровень развития и способности современных МОЦА. В таком качестве была использована модель Института вычислительной математики РАН. Это модель с разрешением  $4 \times 5^\circ$ , имеющая 21 уровень по вертикали (Алексеев и др., 1998). Анализу подвергнуты процессы на территории б. СССР – региона, включающего различные природно-климатические зоны, что позволяет оценить работоспособность модели в контрастных условиях.

В качестве климатических данных по температуре и осадкам, используемых для верификации модели, взяты результаты реанализа NCEP/NCAR ( $2,5 \times 2,5^\circ$ ) (Kalnay et al., 1996). Информация о снежном покрове бралась из архива данных Института географии РАН.

Использование данных реанализа как климатического эталона делает процедуру верификации модели несколько условной, так как не полностью решен вопрос о том, насколько все-таки полно его значения соответствуют данным наблюдений. Сопоставление между собой данных реанализа NCEP/NCAR, ECMWF и NASA и сравнение их с данными непосредственных наблюдений

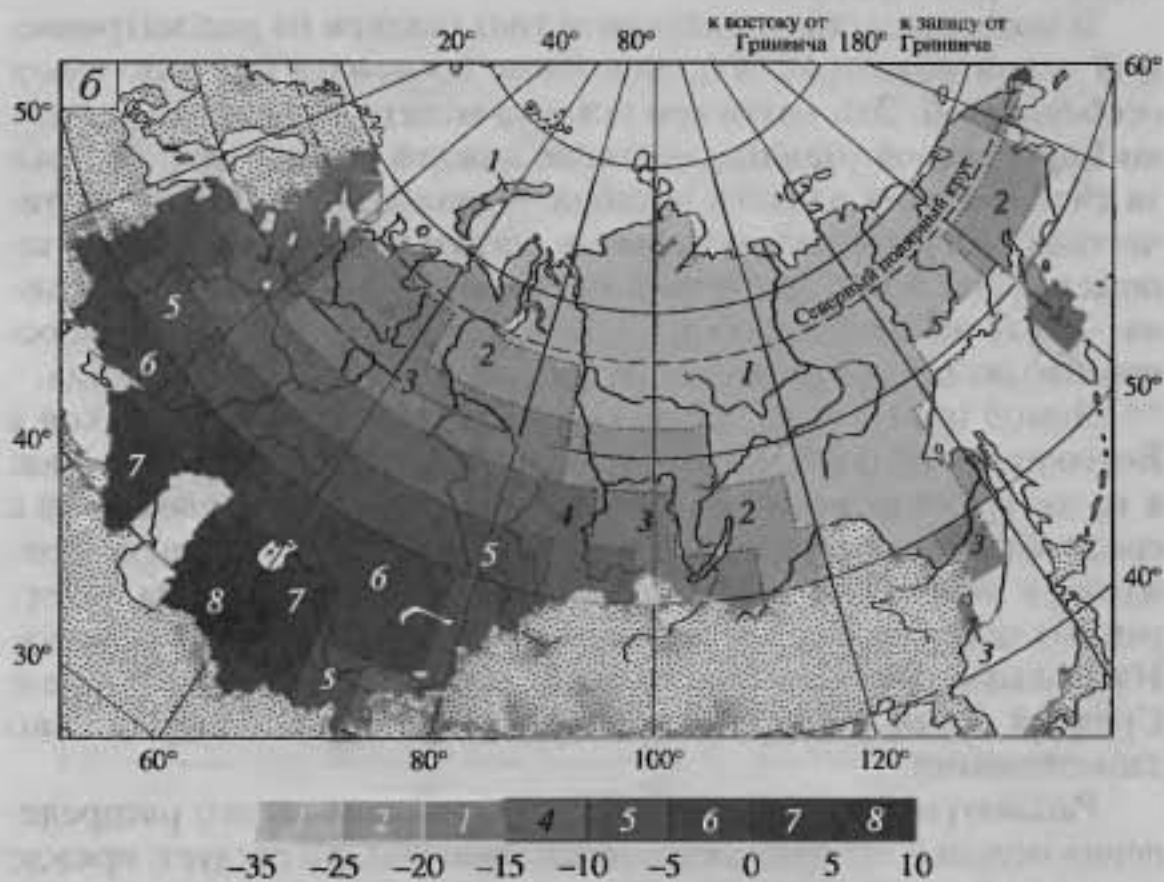
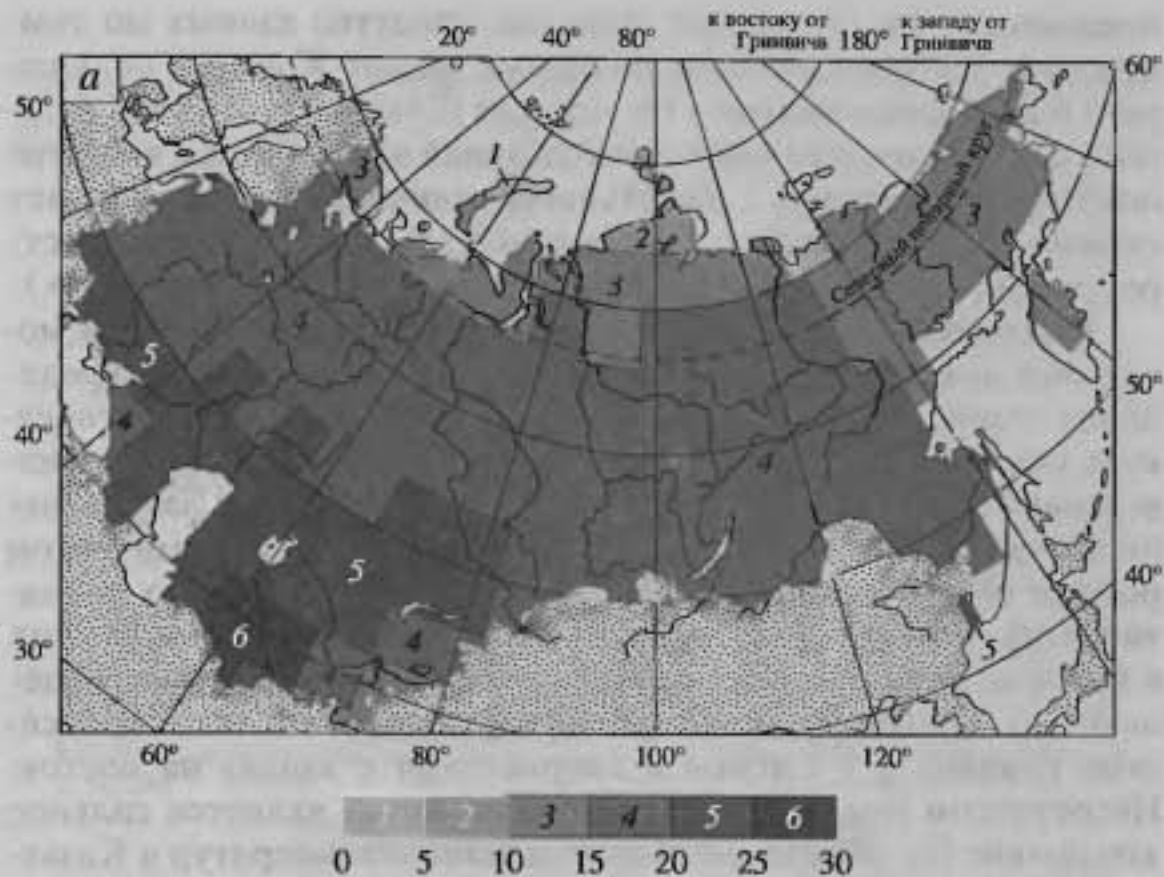


Рис. 4.5. Средние за 13 лет (1982–1994 гг.) воспроизведенные моделью ИВМ РАН приземные температуры воздуха ( $^{\circ}\text{C}$ ) в июле (а) и январе (б) на территории б. СССР



показывает, что существует большое сходство данных по температуре (за исключением полярных широт Южного полушария) и несколько меньшее по осадкам (Evaluation ... , 1998). Однако и использование данных наблюдений на станциях в качестве основы для сравнения с модельными величинами также создает сложности (связанные с необходимостью корректного пространственного осреднения данных в пределах ячеек модели и др.).

Рассмотрим особенности пространственной структуры модельных полей. В июле (рис. 4.5, а) модельная картина распределения температуры в главных чертах напоминает климатическую, однако количественный анализ показывает, что воспроизведенные температуры занижены в Средней Азии и завышены на арктическом побережье ( $-2^{\circ}\text{C}$ ). В модельном термическом режиме января (рис. 4.5, б) нашел отражение ряд важных климатических особенностей. Так, правильно расположен очаг холода в Сибири; другая важная особенность, воспроизведенная моделью, это сильное убывание температуры на Восточно-Европейской равнине и в Сибири в направлении с запада на восток. Недостатком модельного поля температуры является сильное завышение (на несколько градусов) зимних температур в Казахстане и Средней Азии.

В модельном распределении летних осадков на рассматриваемой территории (рис. 4.6, а) хорошо проявился ряд ключевых особенностей. Это максимум осадков вблизи  $60^{\circ}$  с.ш. на Восточно-Европейской равнине, усиление дождей на Дальнем Востоке за счет действия летнего муссона. Однако, как показало количественное сравнение, модельные осадки июля существенно занижены. Здесь нашло отражение проявление известной проблемы – модели с низким пространственным разрешением плохо воспроизводят процессы осадкообразования в теплый период года.

Зимой (рис. 4.6, б) правильно воссоздан минимум осадков в Восточной Сибири и максимум осадков на Камчатке и Чукотке; в то же время не воспроизведен максимум осадков, связанный с среднесибирскими горами. Также практически не нашел отражения в модельном распределении осадков максимум на наветренных склонах Урала и минимум на его подветренных склонах. Наибольшие погрешности свойственны осадкам в Казахстане и Средней Азии. Месячные суммы получились очень сильно завышенными.

Рассматривая закономерности пространственного распределения модельного снежного покрова (рис. 4.7, а), следует, прежде всего, отметить его слишком зональный характер по сравнению с реально наблюдающимся (рис. 4.7, б). Сами величины водного эквивалента снега в целом занижены, особенно заметен этот

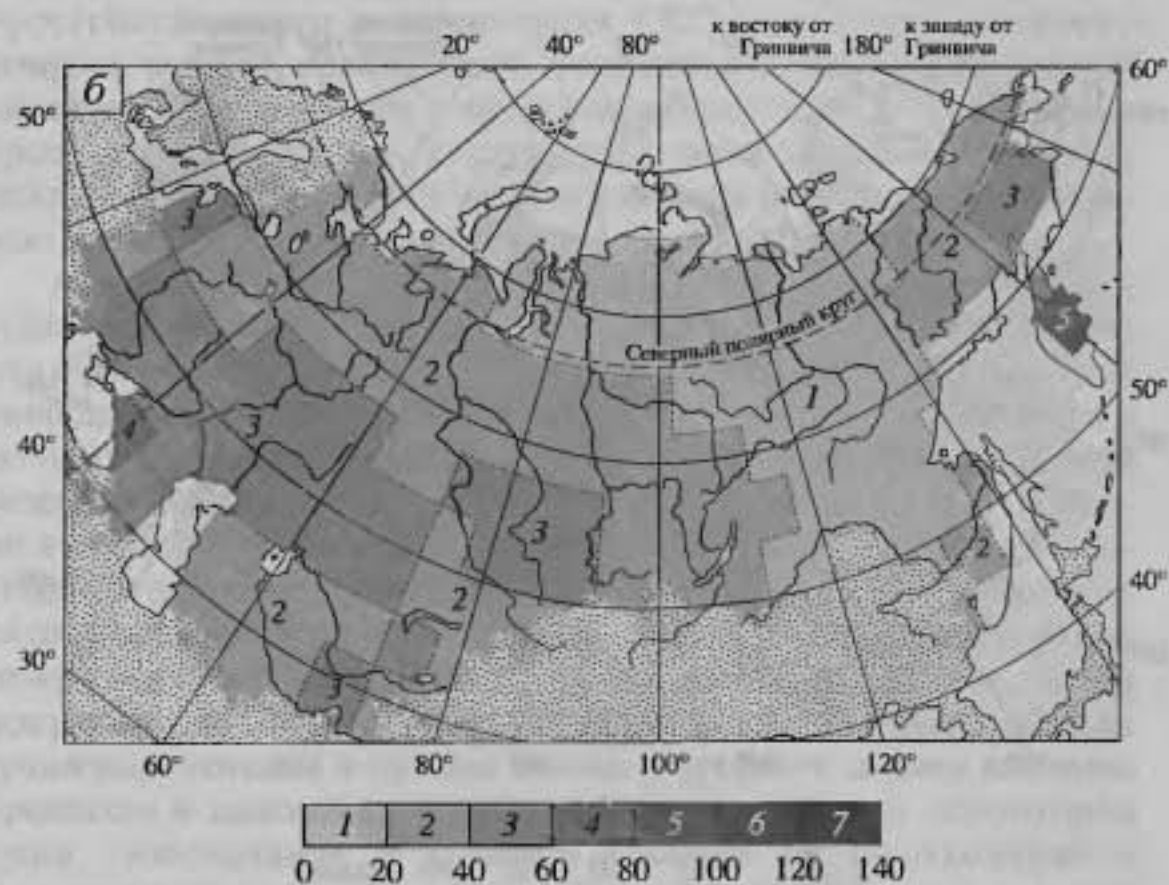
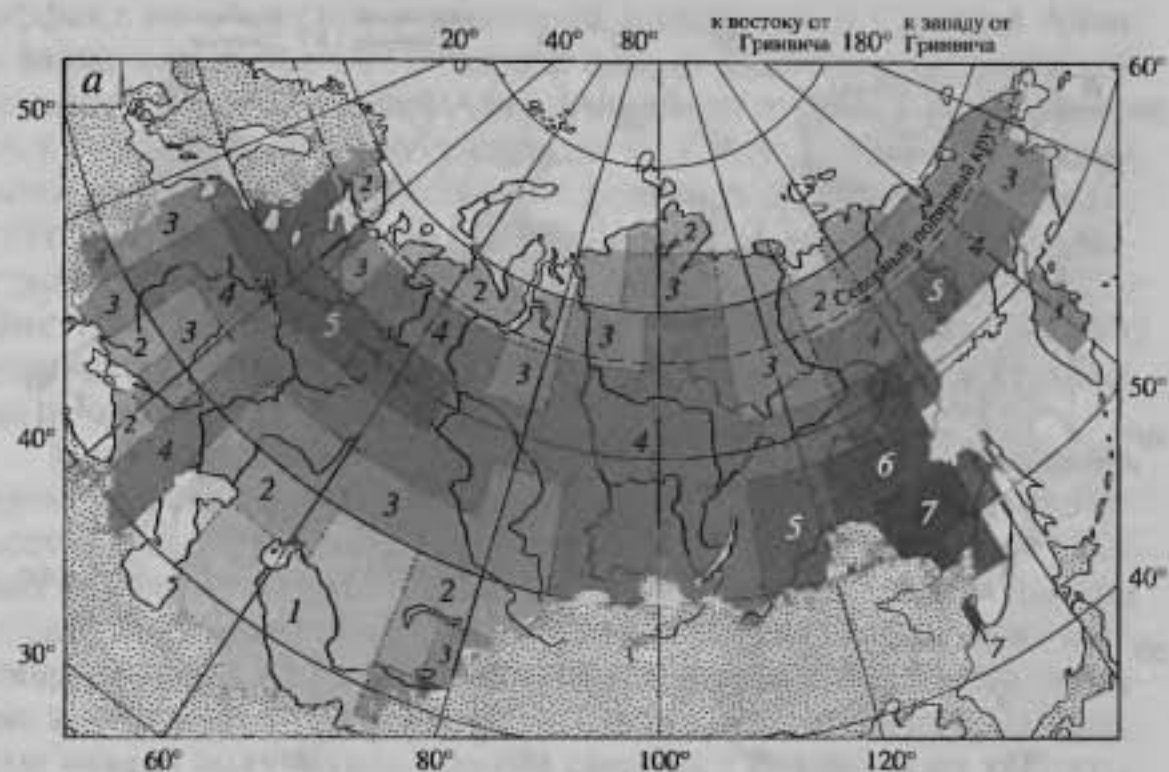


Рис. 4.6. Средние за 13 лет (1982–1994 гг.) воспроизведенные моделью ИВМ РАН месячные суммы осадков (мм) за июль (а) и январь (б) на территории б. СССР

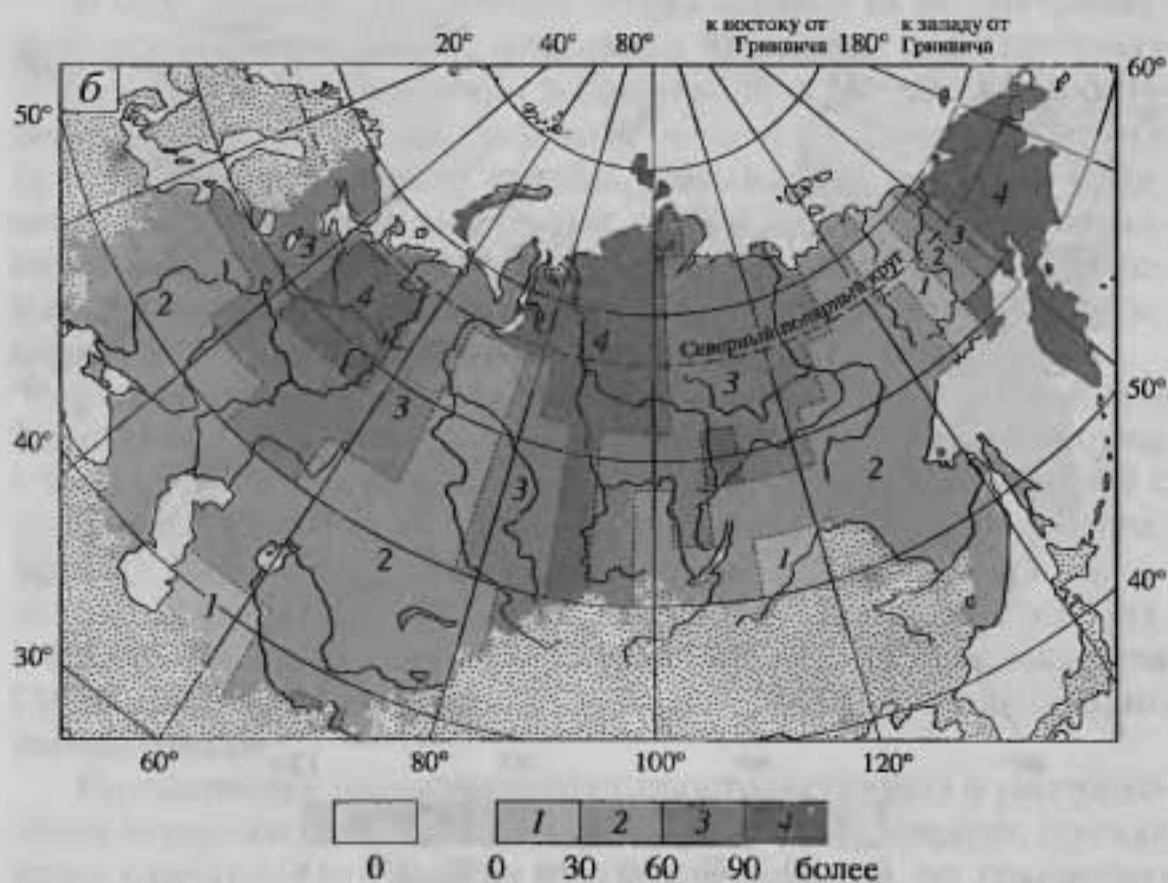
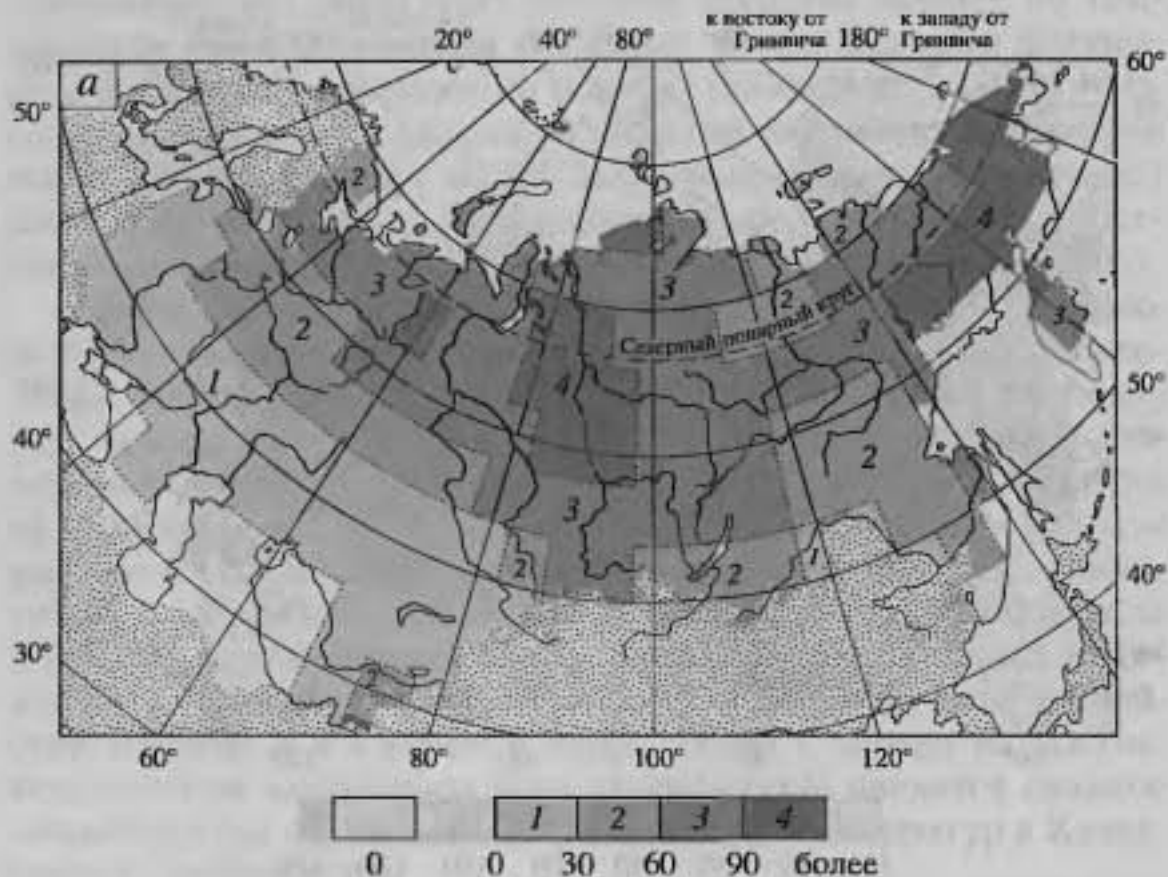


Рис. 4.7. Средние за 13 лет (1982–1994 гг.) значения водного эквивалента снежного покрова (мм) в январе, воспроизведенные моделью ИВМ РАН (а) и полученные по данным обработки измерений (б), на территории б. СССР



эффект на обширной территории Казахстана и Средней Азии, а также в южной и юго-западной частях Восточно-Европейской равнины. Снег в Средней Азии существует только в горах Памира и Тянь-Шаня у самой границы б. СССР. Факт слишком малых количеств снега в Казахстане и Средней Азии интересен в свете того обстоятельства, что модельные зимние осадки здесь существенно превышают климатические (см. выше). Тут сказался тот факт, что в условиях неверно воссозданных (слишком высоких) температур осадки выпадают преимущественно в жидком виде, не пополняя запасы снега.

Наряду с анализом средних значений, необходимо оценить качество воспроизводимых моделью характеристик изменчивости. Для этой цели изучена пространственная структура средних квадратичных отклонений (СКО) модельных и наблюдаемых полей. Так, модельные СКО температуры несколько ниже наблюдававшихся. СКО летних осадков оказались существенно меньше в модели, чем в реальности. Изменчивость модельных осадков января получилась в целом сходной с реальной на территории Восточно-Европейской равнины, Урала и в Сибири; однако в Казахстане и Средней Азии картина не соответствует действительности – СКО здесь велико. Рассматривая закономерности пространственного распределения СКО модельного снежного покрова следует, прежде всего, отметить их слишком зональный характер по сравнению с данными наблюдений. В то же время уровень изменчивости, воспроизведенный моделью, близок к реально наблюдавшемуся (если исключить из рассмотрения южные регионы – Украину, Казахстан, Среднюю Азию).

Анализ карт (см. рис. 4.5–4.7) показывает, что повсеместно в горных районах модельные климатические показатели сильнее отличаются от реальных, чем на равнинах. В сезонном ходе наибольшие расхождения получаются для условий зимы и лета в средних и низких широтах, в то время как метеорологический режим переходных сезонов воссоздается гораздо лучше, особенно в северной части рассматриваемого региона. Это обстоятельство находит свое объяснение условиями проведения численных экспериментов в рамках АМІР II. Так, в начале осени, когда северная и северо-восточная части Северного Ледовитого океана покрываются льдом, этот источник холода, заданный как граничное условие в нужное время, подчиняет своему влиянию процессы в нижней тропосфере на прилегающей территории суши, обеспечивая в должной степени ее похолодание и формирование снежного покрова в нужное время и в нужном месте. Аналогична ситуация весной, когда модельный режим, в частности снежный покров на суше, подпадает под непосред-

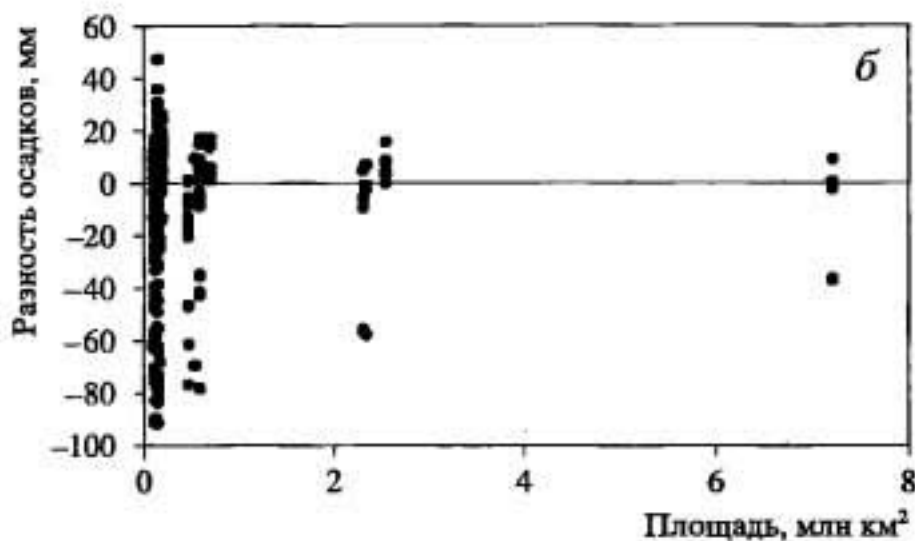
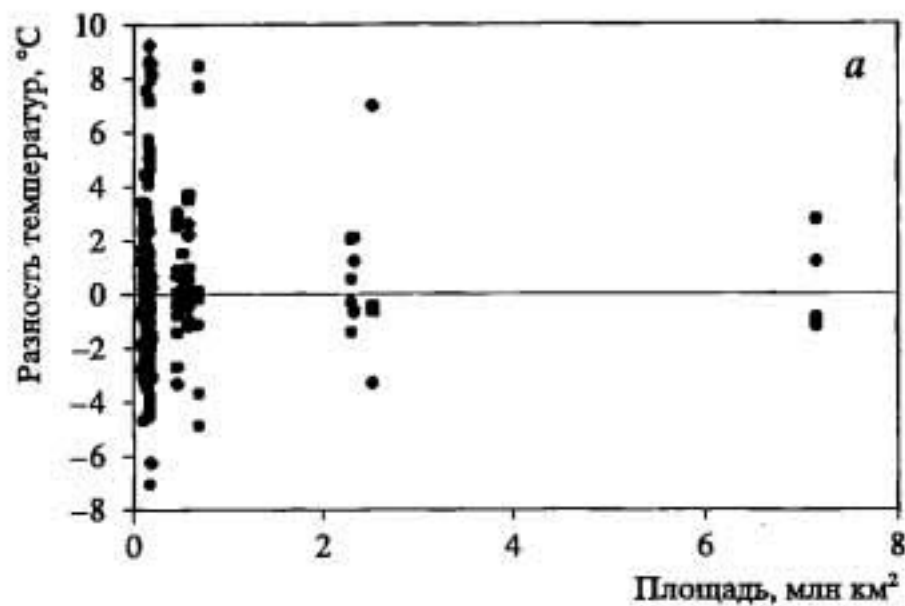


Рис. 4.8. Зависимость абсолютных отклонений "модель минус климат", взятых с разным пространственным осреднением, от площади, по которой производится осреднение (*а* – среднемесячные значения температуры; *б* – месячные суммы осадков). Сопоставление выполнено для равнинных территорий Восточно-Европейской и Западно-Сибирской равнин, Казахстана и Средней Азии для января, апреля, июля и октября

ственное влияние граничных условий. Зимой (когда большая часть Северного Ледовитого океана покрыта льдом и температуры над его поверхностью рассчитываются в модели) и летом модельный режим зависит от функционирования самой модели, и здесь приходится констатировать большие погрешности.

На рис. 4.8 представлены зависимости абсолютной погрешности температуры и осадков "модель минус климат" от площади, по которой осреднены модельные и климатические данные. Сгущение точек, перпендикулярное оси абсцисс вблизи начала координат, соответствует разбросу погрешности "пото-

чечного" осреднения (когда в каждой ячейке  $4 \times 5^\circ$  определяется разность "модель минус климат"). Видно, что диапазон разброса (в целом за все центральные месяцы сезонов и для всех равнинных территорий) составляет от  $-7$  до  $+9$  °С для температуры и от  $-90$  до  $40$  мм для месячных сумм осадков. С ростом площади осреднения он убывает (еще лучше этот эффект выражен в отдельные месяцы), но, начиная примерно с площади осреднения в  $2,5$  млн  $\text{км}^2$  (примерно  $12-15$  ячеек модели), разброс погрешностей приблизительно стабилизируется. Минимальный масштаб осреднения, при достижении которого вариации погрешности воспроизведения снежного покрова перестают существенно изменяться, получается несколько меньше, чем в случае температуры и осадков ( $\sim 1$  млн  $\text{км}^2$ ). Однако это не означает, что снежный покров определяется точнее – "фонные" погрешности остаются высокими во все месяцы, кроме ноября и апреля.

Подобным образом ведет себя и зависимость абсолютной погрешности ("модель минус климат") СКО среднемесячных значений температуры и месячных сумм осадков ( $\sigma_M - \sigma_K$ ) от площади осреднения.

Таким образом, если считать, что несоответствие модельных и климатических данных складывается из некоторой "фоновой" и "хаотической" компонент, то последняя ликвидируется при осреднении модельных величин по площади порядка  $1,0$  млн  $\text{км}^2$ .

Выполненный анализ достаточно полно характеризует поведение одной конкретной модели. К сожалению, различные модели воспроизводят отклик на одни и те же заданные граничные условия по-разному, т.е. имеет смысл говорить о межмодельном разбросе результатов моделирования. В этом случае частично преодолеть трудности интерпретации результатов позволяет предположение, что данные моделей образуют статистический ансамбль. Эта гипотеза может основываться на том факте, что модели построены для выполнения одних и тех же задач (эта их общность способствует определенной статистической однородности результатов численных экспериментов, выполненных на разных моделях); при этом модели, сильно различаясь своей внутренней структурой (с разной полнотой описаны физические процессы, различная разрешающая способность моделей и др.), генерируют несколько различающиеся между собой результаты, что способствует в некотором смысле их статистической независимости. Если принять эту концепцию, то данные разных моделей можно усреднить, т.е. для каждой широты и долготы можно вычислить среднее по ансамблю модельных полей значение, считая, что оно будет более надежно характеризовать



ситуацию, чем данные отдельной модели. Межмодельный разброс при этом охарактеризуется рассчитываемым в каждой точке территории значением стандартного отклонения.

Сравнение средних по ансамблю моделей (участвовавших в АМР) значений с данными наблюдений показывает, что некоторые стандартные отклонения метеорологических элементов от наблюдаемых значений довольно малы (давление, величина зональной скорости, поток уходящей длинноволновой радиации). Другие же величины отличаются от климатических средних очень сильно (тепловой баланс поверхности и количество облаков).

В целом можно отметить, что современные модели атмосферы, океана, поверхности суши и морского льда демонстрируют лучшие результаты в том случае, когда они функционируют отдельно от других блоков, чем в случае, когда они объединены в совместно функционирующую модель. Главная причина такого поведения в том, что при моделировании отдельного элемента климатической системы параметры, характеризующие другие ее элементы, задаются на протяжении эксперимента на основе данных наблюдений, т.е. правильно. Это создает возможность постоянной корректировки ошибок моделирования. Другая причина, что в объединенных моделях МОЦА/МОЦО пространственное разрешение несколько хуже, чем используемое при моделировании отдельно взятых атмосферы или океана. Это также приводит к некоторому ухудшению результатов.

## ЭВОЛЮЦИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И КРУПНЫЕ КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТА

### 5.1. ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАНЕТ И ДИНАМИКА КЛИМАТА

Сопоставление климатических условий на планетах Солнечной системы и понимание общих законов возникновения и эволюции климата ставит как наиболее интригующий вопрос о том, почему планеты, возникшие из единого протопланетного облака, оказались в настоящее время столь различны по своим условиям, в том числе и по климатическим.

Прежде всего, рассмотрим общие для всех планет Солнечной системы "космические" факторы климатообразования. Имеются в виду различные по своей природе эффекты, воздействующие на планету извне, из космического пространства. Их можно разделить на процессы с постоянным, регулярным влиянием и явления катастрофического типа.

Солнце и окружающие его планеты расположены на краю горячего межзвездного облака. Квази-кепслеровским образом оно вращается вокруг центра масс галактики со скоростью  $\sim 250$  км/с. Время оборота составляет примерно 250 млн лет. Кроме этого оно "качается" относительно плоскости галактики с амплитудой около 70 Пс (1 парсек =  $3,1 \cdot 10^{16}$  м). Период колебаний составляет 52–64 млн лет, скорость  $\sim 7$  км/с. В современную эпоху положение Солнца относительно плоскости галактики составляет +4 Пс (Widemann, 1996).

Изменение расположения Солнца в галактике может создать предпосылки глобальных изменений на планетах Солнечной системы, в том числе сказаться и на климатических условиях планет. Так, изменение положения Солнечной системы по отношению к межзвездным облакам пыли и газа может приводить к изменениям прозрачности межпланетной среды. Также может меняться частота столкновения с крупными космическими телами, интенсивность потока космических лучей и др.

Однако наиболее важное космическое влияние связано с вариациями притока лучистой энергии Солнца. К настоящему времени Солнце прошло примерно половину своего жизненного пути (на главной последовательности). Его эволюция протекает типично для звезды такого класса (спектральный класс G2, "желтый карлик"). На ранней стадии (~4,55 млрд лет назад) Солнце прошло так называемую стадию Т-Тельца (Шкловский, 1975), внешне выразившуюся в интенсификации потока ультрафиолетовой (УФ) радиации и усилении солнечного ветра.

Затем наступил черед постепенной эволюции (протекающий по настоящее время), во время которой светимость Солнца плавно возрастает за счет того, что водород на Солнце превращается в гелий, а рост молекулярного веса и плотности способствует росту температуры. По-видимому, увеличивалась и прозрачность межпланетной среды, так как остатки протопланетного облака газа и пыли, которые не были унесены солнечным ветром в стадии Т-Тельца, постепенно седиментировали. Этот второй фактор также способствовал росту притока солнечной энергии к планетам. Эмпирическая зависимость поведения во времени солнечной постоянной Земли имеет вид:

$$I_0(t) = \frac{I_0}{1 + 0,4 \cdot (1 + t/t_0)}, \quad (5.1.1)$$

где  $I_0$  – современное значение солнечной постоянной;  $t_0 = 4,6$  млрд лет – возраст Солнца.

На ранних стадиях несколько иным был не только интегральный поток радиации, по-другому выглядела УФ область спектра. Дело в том, что Солнце вращалось вокруг своей оси быстрее, чем сейчас, это интенсифицировало магнитное поле, которое, в свою очередь, усиливало эмиссионные линии ультрафиолетовой радиации ( $\alpha$ -Лайман).

Существуют представления о том, что поток солнечной энергии помимо регулярного возрастания испытывает флуктуации. Наиболее протяженные из них – это гипотетические вариации  $I_0$ , длящиеся сотни тысяч лет. Толчком к развитию этой концепции послужила так называемая "проблема солнечных нейтрино" (Tayler, 1997). Суть ее в том, что измеренный поток солнечных нейтрино (с энергией более 14 МэВ), оказавшийся равным 2,1 S.N.U. (Standard Neutrino Unit, 1 S.N.U. =  $10^{-36}$  поглощенных данным атомом нейтрино), резко не совпал с теоретически ожидаемой величиной  $7,6 \pm 3,3$  S.N.U. Это породило развитие различных представлений как о природе самих нейтрино, так и гипотез о поведении Солнца. В частности, появились предположения, что на Солнце под влиянием накапливаемой гидро-



динамической неустойчивости может происходить (примерно 1 раз за 100 млн лет) перемешивание недр с уменьшением при этом как потока нейтрино, так и интегральной светимости. Предполагается, что измеренная величина потока нейтрино низка потому, что сейчас Солнце как раз находится в "ненормальной", "перемешанной" стадии.

"Космическим" фактором, воздействующим на атмосферу, являются и космические лучи. Внутри Солнечной системы их влияние модулируется и экранируется влиянием Солнца (см. раздел 2.1). Вне ее их поток представляется постоянным – возмущения создаются при редких катастрофических явлениях, таких, как рождение сверхновых звезд. В настоящее время диагностировано 16 таких событий. Последнее было зарегистрировано по всплеску космических нейтрино 23 февраля 1987 г., принесшему сигнал о том, что 170 000 световых лет назад в Большом Магеллановом Облаке родилась сверхновая звезда (SN1987A). До этого по визуальным наблюдениям и косвенным признакам идентифицированы следующие сверхновые: Кассиопея А (1658 г., 9100 световых лет), Кеплер (1604 г., 26 000 световых лет), Тихо (1572 г., 10 000 световых лет), Сагиттариус (1300 г., 30 000 световых лет), 3С50 (1181 г., 28 000 световых лет), Телец А – Крабовидная туманность (1054 г., 6500 световых лет) и др., причем все события, кроме последнего, принадлежат к нашей галактике. Однако никаких прямых откликов в изменениях земного климата на эти космические катастрофы не зафиксировано.

Редкий, но важный механизм климатических изменений катастрофического типа могут обеспечить столкновения планет с крупными астероидами или кометами. Гигантские кратеры метеоритного происхождения на Меркурии (Caloris Basin), Луне (Imbrium, Oriental Basin), Марсе (Hellas, Argyre) имеют возраст 4,5–2,9 млрд лет (наиболее активная стадия – от 4,1 до 3,9 млрд лет (Ash et al., 1996)) дают представление об активности бомбардировок планет на ранней стадии существования Солнечной системы. Отметим, что на Земле и Венере следы такого возраста не могли сохраниться из-за интенсивной деятельности экзогенных и эндогенных процессов, постоянно преобразующих поверхность. В последние 2,5 млрд лет этот процесс существенно ослаблен (представителями кратеров этого возраста являются лунные кратеры Коперник, Тихо, Кеплер, Бруно; на Земле к ним относятся астроблемы вблизи побережья Карского моря и на полуострове Юкатан с возрастом ~65 млн лет). Глобальный характер этих катастроф обуславливается, в основном, изменениями оптических и динамических (циркуляционных) свойств атмосферы. Причем, если первый из названных механизмов

достаточно ясен, и его климатическую роль можно, хотя бы качественно, оценить; то изменения, происходящие в общей циркуляции атмосферы представляются не очень понятными.

Источников метеоритной активности два: это пояс астероидов и облако Оорта. Пояс астероидов располагается между орбитами Марса и Юпитера и содержит около 20 000 обломков (другой пояс астероидов – пояс Купера – располагается за орбитой Плутона). Средний диаметр астероидов оценивается в 1–1,5 км. За счет нестабильных гравитационных эффектов астероиды вылетают из пояса и постоянно в количестве около 1500 астероидов в год пересекают орбиту Земли. Облако Оорта – это клубок комет (примерно  $(1-2) \cdot 10^2$  комет), окружающий Солнечную систему. Их общая масса оценивается примерно в 20 масс планеты Земля.

Для оценки возможных последствий столкновения планеты с астероидом рассмотрим следующий пример. Подсчитано, что каменный объект (плотностью  $3400 \text{ кг/м}^3$ ) диаметром в 1 км, движущийся с типичной скоростью 20 км/с, создает при ударе кратер диаметром 20 км и глубиной в центральной части около 8 км. О возможных масштабах такой катастрофы можно судить, если обратиться к известному Тунгусскому событию (30 июня 1908 г.). Считается, что это был всего лишь 40-метровый ледяной объект, взорвавшийся на высоте около 60 км над поверхностью. При этом выделилась мощность, эквивалентная 12 Мт тринитротолуола.

Другим примером взаимодействия крупного космического тела с атмосферой планеты явилось столкновение с Юпитером кометы Шумейкер-Леви 9 (июль 1994 г.). Особенностью рассматриваемого события явилось то, что в результате воздействия гравитационного поля Юпитера на комету, ее ядро еще до входа в атмосферу планеты распалось более чем на 20 крупных фрагментов, размеры которых оцениваются от сотен метров до 2 км в поперечнике. Они последовательно входили в атмосферу Юпитера со скоростью ~60 км/с.

Процесс взаимодействия каждого осколка с атмосферой можно разделить на две стадии. Первая – "быстрая" стадия, продолжающаяся несколько десятков минут и включающая торможение и "взрыв" фрагмента, сопровождающийся световой вспышкой, ионосферными возмущениями, выбросом огненного шара (состоящего из продуктов взрыва и захваченной атмосферы) в верхние слои атмосферы и локализацией облака на высоте, определяемой факторами плавучести.

Следующая стадия относится к дальнейшей эволюции возникших в атмосфере возмущений. Известно, что особенности

долгоживущей циркуляционной структуры определяются масштабами выделения энергии при взрыве. В атмосфере Юпитера даже большие осколки (1–2 км в диаметре) создавали энерговыделение порядка  $10^{29}$  эрг – это, как показывают расчеты, на порядок меньше того значения, которое минимально требуется для образования долгоживущего солитона Россби. Поэтому возмущения, образовавшиеся после взрывов осколков кометы, полностью исчезали в атмосфере Юпитера за несколько последующих суток.

Теперь вернемся к вопросу о различиях в эволюции планет. Они определялись, по-видимому, двумя причинами. Во-первых, это различное расстояние от конкретной планеты до Солнца. Во-вторых, свойства планет: их размеры, унитарность или бинарность планетной системы, наличие или отсутствие внутренних источников энергии. В бинарной системе, когда оба партнера близки по своим размерам, приливные эффекты приводят к замедлению их собственной скорости вращения. Так, в системе Земля–Луна Луна уже не вращающееся тело, всегда обращенное к Земле одной стороной. Скорость вращения Земли медленно замедляется. Например, 400 млн лет назад в году было около 400 суток.

Впервые принципиально разошлись пути эволюции многих планет еще на стадии формирования самих протоплазменных образований (стадии аккреции и дегазации), когда возникли газообразные и твердые (земного типа) объекты.

Толчком дальнейшей дивергенции послужила стадии Т-Тельца, когда атмосферы ближайших к Солнцу планет были "сдуты" солнечным ветром, а планеты-гиганты сохранили свои водородно-гелиевые атмосферы. После этого параллельно с аккрецией началась дегазация вещества, сопровождавшая вулканическую активность и усиливаемая бомбардировкой планет метеоритами. Постепенно образовались вторичные азотно-углекислотные атмосферы. В тесном взаимодействии с литосферой и атмосферой развивалась (там, где это позволяли термические условия) гидросфера.

С точки зрения внутренней структуры эволюция планет земного типа включает следующие стадии (Хаин, Ломизе, 1995). В начале происходит рост планеты, формирование внутренней структуры (ядра, мантии, коры), разогрев ее недр. Источниками энергии служат: 1) энергия, выделившаяся при соударении планетизималей на стадии аккреции (отметим, что этот источник энергии подвергается иногда сомнению, поскольку есть мнение о том, что активную роль в аккреции могли играть и кометозимали, содержащие большое количество льда, и энергия аккре-



ции могла в этом случае затрачиваться на таяние); 2) тепло, возникающее при распаде радиоактивных элементов (урана, тория, калия); 3) в бинарной системе Земля–Луна значительная доля энергии была запасена на ранних стадиях, когда Луна находилась гораздо ближе к Земле, чем в настоящее время, и твердые приливы обеспечивали превращение механической энергии в тепловую, запасая тепло. Дальнейшая эволюция, распадающаяся на ряд стадий, обусловлена постепенным остыванием планеты.

Вторая стадия – это так называемая тектоника плюмов (melt plumes). Плюмы представляют собой струи расплавленного вещества, поднимающиеся к поверхности с больших глубин (от границы мантия–ядро; для Земли это почти 3000 км). Под литосферой они расплываются, создавая в вертикальном разрезе грибовидную структуру.

Третья стадия – это стадия тектоники плит. Она типична для современной Земли. В это время литосферные плиты перемещаются по астеносфере. За счет конвергенции и дивергенции плит возникают области спрединга (раздвижения) и зоны субдукции (погружения литосферного вещества в глубины Земли).

Четвертая стадия – это стадия прекращения движения литосферных плит, сопровождающаяся затуханием тектонической активности. Она наступает тогда, когда запасы внутреннего тепла иссякают и эндогенные процессы прекращаются. В этой стадии находится Луна, Меркурий и, вероятно, Марс.

Сосредоточим теперь внимание на внутренних планетах и рассмотрим следующую проблему: почему, стартовав в одинаковых условиях после стадии Т-Гельца, климатические условия на планетах оказались столь различны. При этом одним из ключевых является вопрос о том, почему вода в жидкой форме (индикатор определенного климатического режима) сохранилась на Земле и не сохранилась на Венере и Марсе. Этот вопрос, между прочим, дает косвенный ответ и на вопрос, почему на Земле появилась и сохранилась жизнь (Williams et al., 1997; Forget, 1998), поскольку земная жизнь (а другие формы жизни неизвестны) требует для своего функционирования воду и приемлемый диапазон изменений температуры, давления и ультрафиолетовой радиации.

Рассмотрим проблему формирования климата планет с точки зрения различий расстояний до Солнца. Будем характеризовать его так называемыми астрономическими единицами (1 A.U. – это среднее расстояние от Земли до Солнца). Имея в виду, что это расстояние задает значение солнечной постоянной (см. раздел 2.1), в (Kasting, 1988) был выполнен ряд численных экспери-



ментов на одномерной радиационно-конвективной модели при меняющейся солнечной постоянной. В модели учтены все особенности формирования вертикального распределения температуры (см. раздел 2.2), кроме обратных связей с облачным покровом (которые невозможно учесть в рамках одномерной модели). Однако, учитывая, что вклад изменений облачности в парниковый и альбедный эффекты в какой-то степени компенсируют друг друга (см. раздел 2.1), можно в целях упрощения отказаться от их раздельного рассмотрения.

Результаты моделирования показали, что возрастание солнечной постоянной вначале вызывает пропорциональный рост температуры, что сопровождается увеличением влагосодержания атмосферы. Это приводит к интенсификации нагрева за счет обратных связей парникового эффекта. Однако при солнечной постоянной, превышающей современное значение в 1,4 раза, монотонность резко прерывается стремительным возрастанием температуры (на десятки градусов) – так эффективно срабатывает при данных значениях температуры положительная обратная связь парникового эффекта с содержанием водяного пара. Соответствующее этому значению солнечной постоянной расстояние до Солнца (0,84 A.U.) естественно считать пределом существования климатического режима земного типа.

Если все-таки грубо попытаться учесть влияние облаков и предположить, что их альбедо увеличится до 80%, то альбедный эффект будет превалировать над парниковым эффектом, и климатическая система сможет "продержаться" до 0,5 A.U. Но это уже действительно предел, просто с точки зрения ликвидации атмосферы, за счет действия солнечного ветра (как на планете Меркурий).

Кроме рассмотренного эффекта, рост температуры может быть ускорен и за счет других механизмов, не учитываемых в рамках радиационно-конвективной модели. Как отмечалось в разделе 1.2, растворимость углекислого газа в воде зависит от температуры. При росте последней уменьшение растворимости углекислого газа в водах океана приведет к значительному росту массы  $\text{CO}_2$  в атмосфере, что обеспечит интенсификацию парникового эффекта и нагревание нижнего слоя воздуха.

Еще более важен, по-видимому, другой механизм, определяющий предельное расстояние всего в 0,95 A.U. Дело в том, что рост влагосодержания, сопровождающий нарастание температуры, проявляется и в том, что водяной пар в больших, чем в настоящее время, количествах проникает в верхние слои тропосферы и стратосферу. Здесь он подвергается фотодиссоциации за счет действия ультрафиолетовой радиации. При этом

часть атомов водорода не воссоединяется при рекомбинации, а диффундирует в верхние слои, в термосферу и экзосферу. Здесь частицы движутся без соударений, и если обладают скоростью, превышающей критическую ( $V_c = (2gr)^{1/2}$ ), то могут безвозвратно покинуть планету. На Земле  $V_c = 11,2$  км/с.

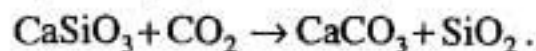
Как известно, скорость движения частиц подчиняется распределению Максвелла, а типичная скорость  $V_0 = (2kT/\mu)^{1/2}$ , где  $k$  – постоянная Больцмана, а  $\mu$  – атомный вес. Значение  $V_0$  различно для разных атомов. Так, для кислорода типичная скорость равна 0,8 км/с; в соответствии с максвелловским распределением скоростей это значит, что только один атом из  $10^{84}$  имеет скорость больше критической. Поскольку количество таких атомов крайне мало, эффект убегания для атомов кислорода несущественен. У водорода  $V_c = 3,2$  км/с – это соответствует огромному увеличению доли атомов со скоростями, превышающими  $V_c$ . Поэтому водород способен в больших количествах покидать атмосферу – это, в некотором смысле, временная компонента атмосферы (Гуди, Уолкер, 1975).

Таким путем, за счет фотодиссоциации молекул воды и последующих потерь водорода, может произойти потеря всей воды на планете – причем оценки показывают, что этот процесс идет быстро – достаточно нескольких миллионов лет для полной потери Землей воды, сосредоточенной в настоящее время в ее океанах. В своей современной ситуации Земля сохраняет океаны потому, что верхняя тропосфера и тропопауза холодны, водяной пар слабо диффундирует в стратосферу, а в тропосфере мала энергия УФР. Тем не менее, процесс потери воды в современных условиях отличен от нуля – за счет диссипации водорода Земля теряет ежегодно около 0,1 км<sup>3</sup> воды (Клиге, 1985).

Теперь будем рассматривать ситуацию, возникающую при удалении от Солнца, т.е. при уменьшении солнечной постоянной. Здесь в качестве критического расстояния должно быть выбрано такое, чтобы температура оставалась выше 0° С, т.е. вода оставалась бы в жидком состоянии. Прежде всего следует упомянуть парадокс "белой Земли" (см. раздел 4.2), суть которого в том, что положительная альбедная обратная связь криосферы с радиационным режимом и температурой создает полную гляциацию планеты при некотором начальном уменьшении солнечной постоянной. Однако в реальности этот эффект действует не изолированно от других механизмов климатообразования, сдерживающих гляциацию. Моделирование в рамках МОЦА показало, что существование незамерзших океанов еще

возможно при расстоянии до Солнца в 1,15 А.У. (Gerard et al., 1992; Longdoz, Francois, 1997).

Этот предел может быть увеличен, если учесть действие механизмов, контролирующих содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере (см. раздел 1.2). Один из таких процессов – карбонатно-силикатный цикл. Суть в том, что  $\text{CO}_2$  удаляется из атмосферы химическим выветриванием силикатов кальция и магния в горных породах и почвах. Так, для силиката кальция данная реакция (процесс Юри) имеет вид:



Интенсивность этого процесса во многом определяется существованием жидкой фазы, т.е. реакция эффективна в присутствии воды, которая растворяет  $\text{CO}_2$  и играет роль катализатора; в отсутствии воды реакция практически прекращается. Эта зависимость определяет существование обратной связи с термическими условиями (из-за существования глобальной связи температурного режима и интенсивности влагооборота). Таким образом, такая планета, как Земля может сохранить термические условия, обеспечивающие существование жидкой воды, даже на расстояниях, несколько превышающих 1 А.У., поскольку уменьшение температуры за счет снижения солнечной постоянной сказывается на режиме влагооборота и уменьшает скорость выветривания. При этом  $\text{CO}_2$  не удаляется из атмосферы прежними темпами, а накапливается в атмосфере. Это усиливает ПЭ и компенсирует падение температуры. За счет этого термические условия, поддерживающие существование жидкой воды, расширяются до 1,67 А.У.

Если считать, что накопление  $\text{CO}_2$  продолжается вплоть до значений порядка 5 атм., то в верхней атмосфере будет происходить сублимация с образованием облаков из кристаллической углекислоты, которые способны отражать идущее снизу тепловое излучение, создавая этим сильный тепляющий эффект. В таких условиях внешний предел отодвигается до примерно 2,5 А.У. Это, по-видимому, уже крайнее значение, да и оно получается благодаря принятию специально построенных гипотез.

Теперь, зная зависимость термического режима планеты земного типа от расстояния до Солнца и имея представление об изменении во времени его светимости, можно представить эволюцию планет, находящихся на разном расстоянии до Солнца. На рис. 5.1 показаны изменения во времени значений солнечной постоянной для Земли, Венеры и Марса. Тут же нанесены значения солнечной энергии, соответствующие определенным ранее пределам существования жидкой воды (0,95 А.У. соответ-



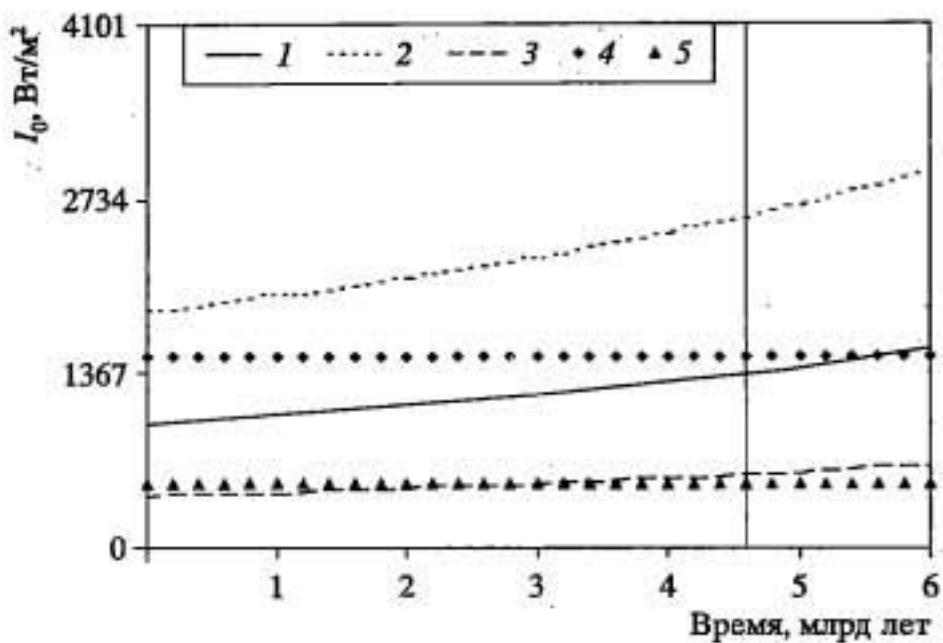


Рис. 5.1. Изменение значений солнечных постоянных Земли (1), Венеры (2) и Марса (3) за счет роста светимости Солнца (после завершения стадии T – Тельца). 4, 5 – верхний и нижний пределы значений солнечной постоянной, при которых на планете возможно функционирование климата, соответствующее климату Земли

ствует  $1,1 \cdot I_0$ , а  $1,67 \text{ A.U.} - 0,36 \cdot I_0$ ,  $I_0$  – солнечная постоянная для Земли).

Из рис. 5.1 видно, что Марс долгое время эволюционировал ниже критической области. Вода могла находиться только в твердой фазе, и процесс, связывающий атмосферный углекислый газ при превращении силикатов в карбонаты, в отсутствие жидкой воды практически не функционировал. Поэтому в атмосфере накапливался углекислый газ, попадающий в нее под влиянием вулканической деятельности.

С течением времени температура планеты постоянно повышалась как за счет усиления светимости Солнца, так и за счет интенсификации парникового эффекта в углекислотной атмосфере (Kasting, 1991, 1997). Около 0,8 млрд лет назад радиационный режим Марса превзошел нижнее критическое значение (см. рис. 5.1). В это время криосфера превратилась, по крайней мере частично, в гидросферу, т.е. на поверхности планеты появилась жидкая вода. Об ее присутствии говорит сеть речных долин, возраст которых независимо датируется примерно этим же временем (Поллак, 1978). Причем морфологический анализ марсианских долин, базирующийся на изучении земных аналогов, свидетельствует о том, что по крайней мере некоторые из каналов образовались в результате катастрофических прорывов талых вод (Baker et al., 1991).

Наличие воды активизировало химическое выветривание, связывая углекислый газ на дне водоемов. Рост испарения привел к появлению в атмосфере водяного пара, еще более усиливая парниковый эффект и увеличивая температуру. Однако в условиях оптически тонкой атмосферы ультрафиолетовые лучи, свободно проникая в марсианскую атмосферу, вызывали фотодиссоциацию водяного пара с дальнейшим "убеганием" водорода из атмосферы. Этому процессу способствовало гравитационное поле Марса – настолько слабое, что атмосферу мог покинуть не только водород, но и другие элементы, такие, как азот, составлявший по выполненным оценкам значительную долю атмосферы планеты (обеспечивая примерно 30 гПа атмосферного давления). Остающийся после диссоциации  $H_2O$  избыток кислорода связывался в минералах.

Уменьшение содержания  $CO_2$  в атмосфере привело к снижению температуры, проявившемуся несмотря на рост солнечной постоянной. Оставшаяся вода при наступившем похолодании вновь перешла в твердое состояние. Процессы химического выветривания при этом практически прекратились, но масса атмосферы не увеличилась, так как вулканическая деятельность уже не была в это время достаточно активной. Это последнее обстоятельство объясняется тем, что Марс – небольшая планета (он почти в два раза меньше Земли), израсходовавшая почти все запасы гравитационной энергии, сделанные на стадии аккреции.

Так Марс и остался в холодном состоянии, окруженный тонкой углекислотной атмосферой. Причем именно вспышка активности в зрелом планетарном возрасте, связанная с инициированным ростом притока солнечной энергии – появлением жидкой воды на его поверхности – и явилась, фактически, причиной безнадежного угасания планеты.

Земля весь период своей эволюции находилась внутри критических границ (см. рис. 5.1). После стадии Т-Тельца в атмосфере Земли за счет дегазации (которая протекала в 2–3 раза интенсивнее, чем на Марсе) накопилось довольно много  $CO_2$  и водяного пара. Их парниковые свойства создали такой температурный режим, в котором вода могла сохраняться в жидком состоянии, несмотря на то, что Солнце в это время испускало на 30% меньше энергии, чем в настоящее время. Процесс Юри постепенно привел к изъятию из атмосферы избытка углекислого газа, но к этому времени приток солнечной энергии уже возрос, и температура планеты осталась вблизи точки таяния. Основным компонентом атмосферы стал азот, поскольку он химически инертен и плохо растворяется в воде. Много позже в атмосфере появился кислород (см. раздел 1.2).

Венера начала свою эволюцию слишком близко к Солнцу, и по мере нарастания его светимости ее радиационный режим все более удалялся от критической зоны. Существует обоснованное предположение, что воды на Венере было много – об этом свидетельствует огромное количество дейтерия (D) в ее атмосфере ( $D/H \approx 2 \cdot 10^{-2}$  на Венере и  $D/H \approx 1,56 \cdot 10^{-4}$  на Земле) – "убегание" из атмосферы водорода происходит легче, чем дейтерия. Возможно, что на ранней стадии эволюции на Венере были океаны, но затем, с ростом температуры, они были потеряны за счет фотодиссоциации водяного пара в стратосфере. Отсутствие жидкой воды затрудняло выветривание, так что сток  $CO_2$  отсутствовал, а приток имел место за счет вулканических извержений. Так рост светимости Солнца и усиливающийся ПЭ создали современную сухую и жаркую венерианскую атмосферу.

Таким образом, критическим фактором, наряду с расстоянием до Солнца, оказывается и размер планеты. Большие планеты (такие как Земля) остывают медленнее, чем маленькие (Марс), дольше сохраняя вулканическую активность и поддерживая массу атмосферы. Большие планеты обладают большей выживаемостью, поскольку их гравитационное поле препятствует "убеганию" атмосферных компонентов; большие планеты менее чувствительны и к метеоритной бомбардировке.

Развитые подходы к эволюции планет Солнечной системы можно с известной осторожностью применить к планетам других звезд (Mayor, Queloz, 1995). В свете вышеизложенных принципов можно определить, могут ли на этих планетах быть реализованы термические условия, сходные с земными, в смысле обеспечения возможности существования воды в жидкой фазе. Такого рода оценки показали (Williams et al., 1997), что климатические условия известных в настоящее время внесолнечных планет никак не соответствуют земным.

Обратим внимание на то, что энергетические характеристики звезд должны не сильно изменяться в течении времени, достаточном для эволюции планеты и ее климата. Так, Земле потребовалось 3,5–4 млрд лет, чтобы ее восстановительная атмосфера сменилась окислительной. Эволюция Марса, вызвавшая в конце концов максимум его увлажнения, развитие эрозионных процессов и др., также продолжалась около 4 млрд лет. Для реализации таких темпов развития лучше подходят небольшие звезды, так как время пребывания звезд на главной последовательности быстро уменьшается с ростом их массы ( $\sim M^{-3,75}$ ). Небольшие звезды эволюционируют медленно – на протяжении ~10 млрд лет они стабильны. За это время планеты успевают пройти длительную эволюцию. Кроме этого существуют опре-



деленные проблемы с спектральным составом, который у разных звезд различен и эти различия могут быть критичны для таких климатически важных процессов, как скорость фотодиссоциации водяного пара и каких-либо других парниковых соединений ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ) в средней атмосфере.

Вопрос о том, как влияет на эволюцию климата планеты двойная звездная система, не ясен. Среди аргументов можно рассмотреть умоглядную гипотезу (которую выдвигают некоторые исследователи) о том, что наше Солнце имеет спутника-звезду (Немезиду), т.е. представляет собой двойную систему. В настоящее время они отстоят далеко друг от друга, так что зарегистрировать звезду-партнера не удастся, но когда они сближаются, Немезида возмущает траектории комет в облаке Оорта, многие из которых попадают внутрь Солнечной системы, приводя к катастрофическим для планет последствиям.

## **5.2. КРУПНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА В ИСТОРИИ ЗЕМЛИ**

Крупные изменения климата, происходившие на протяжении истории Земли, – отражение общепланетных изменений. Они являются откликом на изменение светимости Солнца, приливную эволюцию бинарной системы Земля–Луна, вариации количества углекислого газа в атмосфере, изменение конфигурации материков и океанов, высоты гор и глубины океанского дна и, возможно, на некоторые другие изменения. Помимо этих довольно плавно протекающих процессов существенны события катастрофического характера, "след" которых в виде климатических аномалий может сохраняться длительное время.

Изменения климата меньшего временного масштаба становятся в некотором смысле "более самостоятельны", начиная с некоторых частот они происходят уже на практически неизменном фоне географической и геофизической обстановки (распределение материков и океанов, рельеф, скорость вращения Земли) и при практически неизменной светимости Солнца.

В разделе 5.1 было рассмотрено генеральное направление развития Земли. Здесь мы кратко рассмотрим основные события истории климата. В качестве индикатора можно использовать изменение средней глобальной температуры. Разумеется, речь может идти только о самых значительных событиях, следы которых сохранились до наших дней в различных геологических, геоморфологических, геохимических и геофизических признаках. Такими событиями являются, прежде всего, крупные потеп-

ления и похолодания. Поэтому вариации климата представляются сменой теплых и холодных эпох.

В разделе 5.1 было отмечено, что основная масса атмосферы и гидросферы сформировалась в результате дегазации вещества мантии Земли. Современные геологические исследования показывают, что практически во все геологические времена на Земле существовала гидросфера, причем максимум в темпах ее нарастания приходится примерно на 1,5 млрд лет назад (Сорохтин, Ушаков, 1991).

В архее (3,8–2,5 млрд лет назад) следы холодных климатов не обнаружены. Этот факт выглядит парадоксально (так называемый "парадокс молодого Солнца" (Longdoz, Francois, 1997)), так как светимость Солнца в то время была снижена примерно на 30% по сравнению с современными значениями (см. раздел 5.1). Для объяснения этого явления остается предположить интенсификацию ПЭ, которую могло обусловить (см. раздел 1.2) большое количество углекислого газа в атмосфере. Численные эксперименты с энергобалансовой моделью климата показали, что для компенсации уменьшения притока солнечного тепла требовалась концентрация  $\text{CO}_2$ , в 2000 раз превышающая современную (Gerard et al., 1992).

В отложениях верхнего архея и нижнего протерозоя следы оледенения, относящиеся к 2,7–2,0 млрд лет назад, обнаружены на территории современных Северной Америки, Африки и Австралии (Frakes, 1979). В рамках рассматриваемой парадигмы причины их развития следует искать в уменьшении концентрации атмосферного  $\text{CO}_2$ , что на фоне сниженного притока солнечной энергии могло привести к похолоданию и гляциации.

Следы следующих ледниковых событий обнаружены на всех континентах в отложениях возраста 1–0,6 млрд лет. Выделяются три фазы интенсивной гляциации – 900, 800 и 650 млн лет назад (Хаин, Ясаманов, 1987; Harland, 1983). Факт возникновения оледенения выглядит интригующе, поскольку по имеющимся представлениям существовавший в это время единый суперконтинент целиком располагался в тропиках (Chumakov, Elston, 1989). В работе (Jenkins, Frakes, 1998) МОЦА/ДСО использована для того, чтобы количественно оценить, мог ли вклад действующих в то время климатических факторов вызвать гляциацию материка, расположенного в низких широтах. Материк в модели был задан смещенным в тропики Северного полушария ( $10^\circ$  ю.ш.– $40^\circ$  с.ш.) и простирающимся по долготе от  $90^\circ$  з.д. до  $90^\circ$  в.д. Кроме этого было задано наблюдавшееся в то время снижение солнечной постоянной по сравнению с современной на 5%, большая угловая скорость вращения Земли (продолжительность

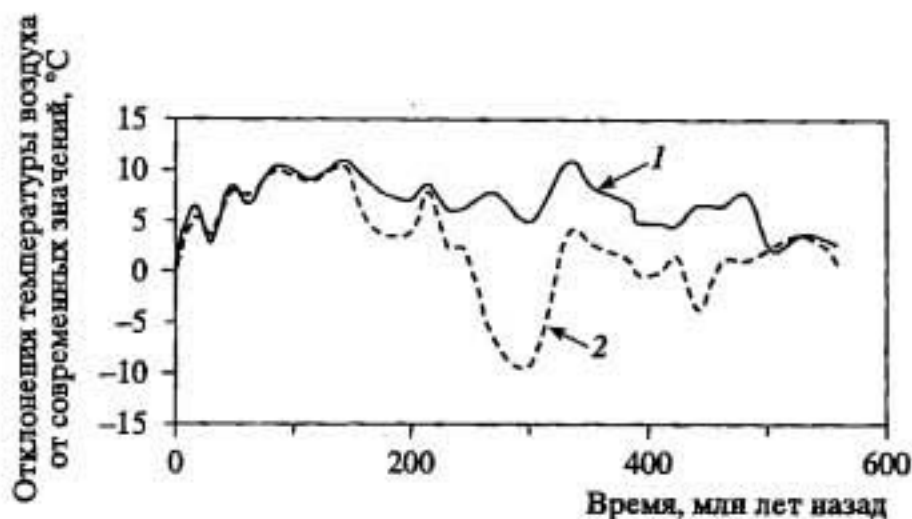


Рис. 5.2. Отклонения температуры воздуха от современных значений

1 — расчет на основе представлений об изменениях солнечной постоянной, альбедо поверхности и концентрации  $\text{CO}_2$  (Будыко и др., 1985); 2 — изменение термического режима на основе интерпретации палеотемпературных индикаторов (Frakes, 1979). Кривая дана в таком масштабе, чтобы отклонения температуры в кайнозой совпадали со значениями кривой 1

суток составляла 18–19 часов) (Sonett, Chan, 1998). В результате численных экспериментов установлено, что эти факторы не способны создать условия для гляциации. Такой же результат (без учета большей скорости вращения) получен в (Crowley, Baum, 1993).

В отложениях фанерозоя появляется больше количественных признаков, которые могут быть использованы для оценки температурных вариаций. На рис. 5.2 представлена кривая палеотемператур, построенная на основе палеоклиматических индикаторов (Frakes, 1979), а также ход средней глобально осредненной температуры, рассчитанный в (Будыко и др., 1985) на основе стационарной энергобалансовой модели (см. раздел 4.2). В ней задавались изменения солнечной постоянной и концентрации  $\text{CO}_2$  (см. раздел 1.2), а также учитывались вариации планетарного альбедо, возникающие при общепланетарном перераспределении суши и моря.

В работе (Frakes, 1979) выделяется сравнительно короткая стадия гляциации в позднем ордовике (~440 млн лет назад). Затем, после сравнительно небольшого теплого периода, последовала длительная фаза оледенения, продолжавшаяся несколько десятков млн лет — пермское оледенение. Свидетельством ее существования явились, в частности, следы древних морен (так называемые тиллиты), расположенные на материках Африки и Южной Америки, которые в перми образовывали единый суперконтинент — Гондвану.

Генезис этих гляциаций, так же как и рассмотренного ранее неопротерозойского оледенения, не ясен. С одной стороны, в это



время светимость Солнца была ниже современной, однако содержание углекислого газа было исключительно большим (см. рис. 1.6), что должно было не только компенсировать уменьшение притока солнечной энергии, но даже привести к росту средней планетарной температуры по сравнению с современной. В работе (Будыко и др., 1985) этот парадокс пытаются объяснить, утверждая, что или оледенения просто не было, либо это было какое-то очень кратковременное событие, совершившееся в ином масштабе временных изменений.

Для разрешения этого парадокса в (Crowley, Baum, 1993, 1995) ищутся возможные причины снижения содержания углекислого газа в атмосфере. В работах (Зилитинкевич, Монин, 1977; Монин, Шишков, 1979) обращается внимание на другой аспект – география того времени была совершенно отличной от современной – в Южном полушарии существовал единый суперконтинент и Южный полюс длительное время находился внутри материка. Такая ситуация способствовала планетарному похолоданию и гляциации суши по двум причинам. Во-первых, за счет альбедной обратной связи ледник, зародившись в полярных странах, мог, в принципе, за счет саморазвития опуститься в низкие широты. Во-вторых, похолоданию способствует ситуация с таким расположением материков, при котором ограничивается приток теплых вод из низких широт в высокие.

Завершилась эпоха оледенения в конце перми, когда полюс оказался в Тихом океане. Дегляциации способствовало увеличение содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере и рост межширотного обмена теплом в океане.

В мезозое и начале кайнозоя температуры были существенно выше современных. Одной из важных причин, способствующих сохранению высоких температур на протяжении этой эпохи, явилось то, что содержание углекислого газа было существенно выше современного при уже сравнительно небольших отличиях от современного значения солнечной постоянной. Дополнительным фактором явилось то, что оба полюса в это время располагались в океанах, и циркуляция водных масс обеспечивала обогрев полярных регионов.

Рассмотрим вторую половину кайнозойской эры. Ее палеогеографическая обстановка складывалась под воздействием альпийского тектогенеза и орогенеза. В это время на фоне общего увеличения объема океанских впадин и роста площади и абсолютной высоты материков происходила эвстатическая регрессия моря (Марков, Величко, 1967). Поднятия континентов и регрессии океанов (так называемые геократические эпохи) были известны не только в кайнозое, но имели место и в более

далеком прошлом, причем все они были приурочены к заключительным стадиям геотектонических циклов (Будыко и др., 1985). К ним относятся ранний девон – рубеж каледонского и герцинского циклов; поздняя пермь–средний триас – граница герцинского и альпийского циклов; миоцен–плейстоцен – эпохи, завершающие альпийский цикл. В талассократические эпохи (ордовик, средний девон–ранний карбон, поздний мел), которые имели место в средних стадиях циклов, площади океанов возрастали вследствие погружения континентов.

Активные орогенические процессы происходили во второй половине кайнозойской эры в Центральной Азии (Тибетское плато начало приобретать свои современные контуры только 10 млн лет назад) и в Северной Америке (в ее западной части в это время стали увеличиваться абсолютные высоты массива Скалистых гор). В Южной Америке, в Андах, были две сильные пульсации горообразования (26 и 6 млн лет назад). А вот горные системы Африки, Австралии и Антарктиды сформировались в главных чертах ранее – их облик практически не менялся во второй половине кайнозойской эры.

Начиная с олигоцена (30 млн лет назад), происходило постепенное сокращение океана Тетис (Atlas Tethys..., 1993). Вместо него образовался водоем, который, в зависимости от тектонического состояния Евразии, иногда распадался на систему слабосвязанных морей (в современную эпоху это Средиземное, Черное, Каспийское и Аральское), а иногда образовывал единое озеро-море (так называемое Сарматское).

Температура во второй половине кайнозойской эры понижалась. Однако этот процесс не был монотонным, падение температуры на некоторое время приостанавливалось – ~50 и ~20 млн лет назад (раннеэоценовый и раннемиоценовый максимумы). Кроме этого, отмечается тенденция к увеличению засушливости ("континентальности") внутренних районов Азии (Зубаков, Борзенкова, 1983) и усиление муссона Южной Азии.

Антарктида заняла южную полярную область около 35 млн лет назад, а ее ледяной щит начал формироваться в раннем олигоцене и достиг своего "современного" состояния в среднем миоцене (Мягков, 1984; Barrett et al., 1987). Ограничение межширотного теплопереноса в Южном океане и развитие специфической формы циркуляции (течение "Южное кольцо") способствовали изоляции континента и дальнейшему развитию похолодания южной полярной области. Также в последние несколько десятков миллионов лет неоднократно происходило прерывание проникновения теплых вод в северную полярную область (Клиге и др., 1998), когда Фарреро-Шетлендский порог

поднимался до поверхности океана, превращая Северный Ледовитый океан в практически замкнутый, заполненный льдами бассейн.

Прогрессирующее похолодание кайнозойской эры привело к тому, что в некоторый момент температуры в высоких широтах опустились ниже определенного температурного рубежа (четвертичный ледниковый порог). Это сопровождалось образованием криосферы, которая сразу активизировала похолодание за счет развития положительных обратных связей с климатом.

Таким образом, говоря о генезисе изменений климата во второй половине кайнозойской эры, следует принять во внимание прежде всего то, что количество солнечной энергии, проходящей к Земле, уже мало отличалось от современного. Прогрессирующее уменьшение в атмосфере концентрации углекислого газа приводило к снижению интенсивности парникового эффекта. Важную роль могли играть изменения состояния земной поверхности, связанные с увеличением абсолютной высоты и площади материков, формированием перманентного очага холода в южной полярной области, с закрытием океана Тетис.

Для изучения роли постепенного закрытия океана Тетис в изменениях климата Евразии в (Ruddiman, Kutzbach, 1989; Ramstein et al., 1997) выполнены серии численных экспериментов на МОЦА, направленные на воспроизведение климата отдельных срезов кайнозойской эры. Инсоляция, содержание  $\text{CO}_2$  и распределение температуры поверхности Мирового океана задавались равными современным значениям, а температура воды в океане Тетис бралась в соответствии с современными значениями температуры в морях, расположенных в этом регионе (Каспийское и др.). Высота и протяженность Тибетского нагорья и Скалистых гор, а также расположение океана Тетис задавались в соответствии с данными реконструкций палеогеографической обстановки.

Численные эксперименты продемонстрировали, что присутствие в середине Азиатского материка огромного водоема способствовало тому, что климат олигоцена в Центральной Азии и Сибири был гораздо более мягким, чем это имеет место в современных условиях и напоминал климат современной Европы. Уменьшение температурного контраста между Индийским океаном и Азиатским материком явилось причиной слабости в ту эпоху летнего муссона Южной Азии. Кроме этого и Гималаи не были достаточно обширны и высоки, чтобы создавать интенсивные восходящие движения вдоль своего южного макросклона.

Сокращение океана привело к тому, что в миоцене (10 млн лет назад) климатический режим Азии уже в большей степени



похож на современный, чем на климат олигоцена. В это время уже значительно увеличилась континентальность климата. Зимний сибирский антициклон фактически занял свое современное, "привычное" место. Горная система Тибетского нагорья стала играть роль барьера между холодными и теплыми воздушными массами Северной и Южной Азии. В модельном поле ветра проявились активные восходящие движения вдоль южного склона Гималаев, сопровождающиеся выпадением большого количества осадков (азиатский муссон), и нисходящие движения сухого воздуха в Центрально-Азиатском регионе, усиливающие его засушливость. Таким образом, подтверждается вывод о том, что современная засушливость региона Центральной Азии связана не только с его удаленностью и изолированностью от океанов, но и с нисходящими движениями воздуха, генетически связанными с муссонным процессом в Южной Азии (Тропические ... , 1988).

С образованием криосферы климатическая система перешла в режим быстрых климатических флуктуаций, характеризующихся большими амплитудами. Принципиальное объяснение смены режима заключается в том, что возникшие ледниковые щиты явились вторым инерционным компонентом климатической системы, дополнительным к Мировому океану, и их взаимодействие порождает режим автоколебаний (Сергин, Сергин, 1978). В (Вербицкий, Чаликов, 1986) эта концепция была уточнена введением в рассмотрение учета процесса в астеносфере.

В конце плиоцена диагностирована последовательность теплых и холодных событий с характерной ритмичностью 2–2,5 млн лет, амплитуда которых постепенно возрастала (Зубков, Борзенкова, 1983; Зубков, 1986). Они, в свою очередь, распадаются на менее длительные ритмы. Их изучение выполненное на различных индикаторах, позволило создать независимые шкалы временной периодизации климатических событий плейстоцена. Известна так называемая ледниковая и океаническая хронологии, которые, однако, далеко не во всех аспектах согласуются между собой. Между ними существуют существенные противоречия – различны времена наступления и прекращения событий, которые по идее должны быть генетически связаны; да и само количество событий оказывается не одинаково. Помимо этих основных временных хронологий, имеется ряд региональных периодизаций, описывающих поведение климата и природной среды какого-то определенного региона.

На рис. 5.3 показана климатическая шкала плейстоцена, основанная на вариациях содержания тяжелого изотопа кисло-

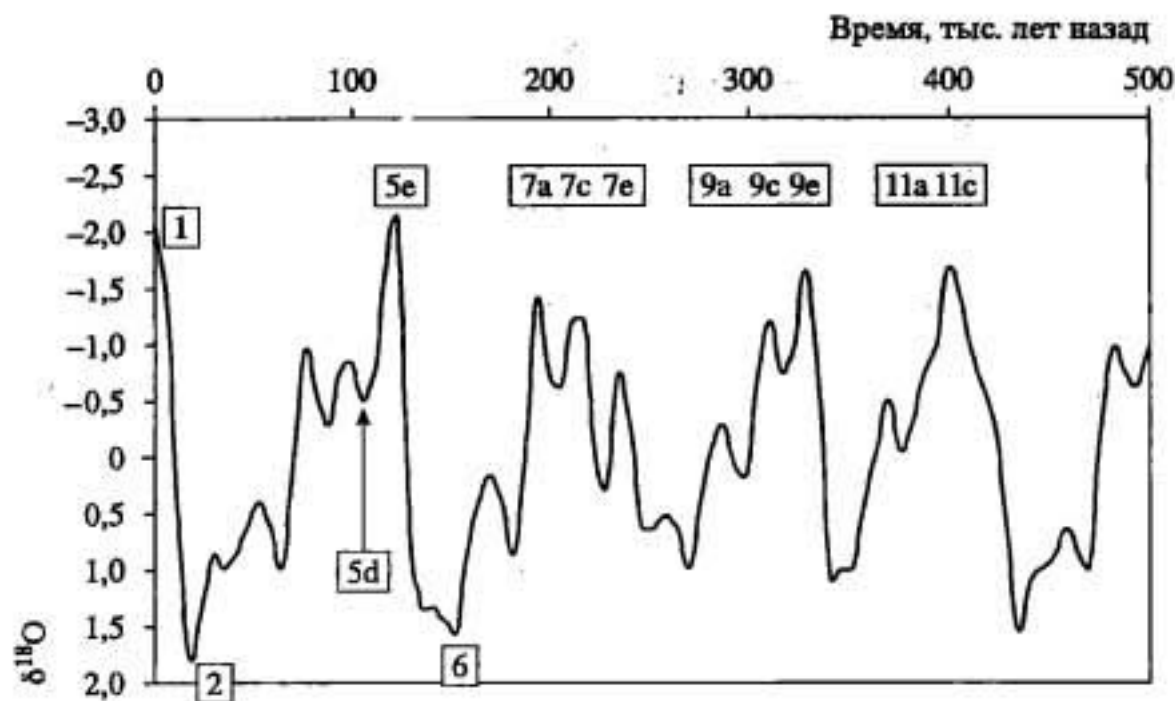


Рис. 5.3. Кривая изменений содержания тяжелого изотопа кислорода (Imbrie et al., 1984)

Цифрами отмечены некоторые морские изотопные стадии

рода  $\delta^{18}\text{O}$  в раковинах планктонных фораминифер. Интерпретация этих результатов основывается на том, что изотоп кислорода  $^{16}\text{O}$  более легко попадает в атмосферу в процессе испарения, чем тяжелый кислород  $^{18}\text{O}$ , и если на суше формируются обширные ледники, в которых изъятая из океана вода аккумулируется, то это должно приводить к повышению концентрации  $^{18}\text{O}$  в морской воде. Поэтому кривая  $\delta^{18}\text{O}$  отражает глобальные вариации объема льда, заключенного в ледниках суши. В то же время есть свидетельства, что ее флуктуации включают и сигнал термических изменений, поскольку жизнедеятельность планктонных фораминифер, особенно в глубоких слоях океана, зависела от температуры. Разделение "гляциального" и "термического" сигналов представляется в настоящее время столь проблематичным, что палеоклиматические кривые изотопных изменений часто оставляют в первичном виде, не пытаясь интерпретировать количественно в терминах вариаций климата.

Имея в виду, что гляциальным событиям соответствовало снижение температуры, а межледниковым – ее рост, можно интерпретировать кривую на рис. 5.3 в терминах температуры. В этом случае четные события представляют собой гляциальные события, т.е. криохроны, нечетные – термохроны. Изотопная стадия 1 соответствует современной теплой эпохе (голоцену), стадия 2 отражает позднплейстоценовый криохрон и т.д. Кривая  $\delta^{18}\text{O}$  достаточно надежно описывает глобальные вариации

климата примерно за последние 500–600 тыс. лет (Shackleton et al., 1990; Bassinot et al., 1994).

Для понимания генезиса колебаний палеоклимата плейстоцена представляют большой интерес восстановленные кривые содержания  $\text{CO}_2$  (см. рис. 1.10). В (Li et al., 1998) сопоставлено поведение во времени  $\text{CO}_2$  и  $\delta^{18}\text{O}$ . Оказалось, что кривые соответствуют друг другу с коэффициентом корреляции выше, чем 0,8, если ряд  $\text{CO}_2$  сдвинуть по времени на 3–6 тыс. лет вперед (в среднем на 4,5 тыс. лет).

В (Котляков, Лориус, 2000) приводятся данные за 420 тыс. лет, охватывающие 4 крупных климатических цикла. Эти результаты и в главных чертах, и во многих деталях хорошо соответствуют морской изотопной кривой, хотя размах флуктуаций получается немного разным – у реконструкций, полученных по керну "Восток", он несколько больше. Сопоставление реконструированных по данным керна "Восток" кривых температуры и  $\text{CO}_2$  показало, что их изменения происходят практически параллельно (Котляков, Лориус, 1989, 1992, 2000), причем на некоторых этапах эволюции ход  $\text{CO}_2$  опережает ход температуры, а на некоторых (как, например, около 120 тыс. лет назад), наоборот, температура изменялась ранее, чем ощущалось изменение  $\text{CO}_2$ . В целом можно отметить, что в рамках временной дискретизации данных (~3 тыс. лет для ближайших 200 тыс. лет) эти элементы эволюционируют практически синхронно. Это обеспечивается действием набора обратных связей между климатическим режимом и состоянием карбонатной системы.

По-иному устроен временной ход другого важного парникового газа – метана. Анализ данных ледяных кернов Гренландии и Антарктиды (Котляков, Лориус, 1992), а также косвенных данных (Величко и др., 1997) показал, что в теплые эпохи, по крайней мере в голоцене, эмиссия  $\text{CH}_4$  в атмосферу сокращалась.

Рассмотрим подробнее динамику климата в течение последних 150 тыс. лет. Теплое событие, имевшее место около 127–117 тыс. лет назад (изотопная стадия 5e), может быть отнесено к межледниковью рисс-вюрм (или поздний рисс-вюрм). Средняя температура Мирового океана была в это время примерно на  $0,3^\circ\text{C}$  выше современной, причем самым теплым был Тихий океан – здесь аномалия составила около  $0,7^\circ\text{C}$  (Блум, Сафарова, 1991). Температура воздуха на суше, особенно в высоких и средних широтах, была выше современной на несколько градусов; увлажнение континентов превышало современное (Величко, 1991).

Наступившее затем похолодание (стадия 5d) знаменовало наступление длительной холодной вюрмской эпохи. Стадия



2 – 40–13 тыс. лет назад (поздний вюрм), интересна тем, что это время одного из крупнейших за весь плейстоцен похолоданий (около 21 тыс. лет назад). Оно проявилось как в средних и высоких широтах (Величко, 1991), так и в тропиках (Helmens et al., 1996; Pinot et al., 1999). Кроме температурных изменений типичной была общая аридизация климата (Величко, 1989). Ее косвенным подтверждением служит резко повышенное (на два–три порядка) содержание пыли континентального происхождения в ледяных ядрах Антарктиды (Котляков, Лориус, 2000) и Гренландии (Hansson, 1994), наблюдавшееся в холодные эпохи (в том числе и около 21 тыс. лет назад). Похолодание климата сопровождалось гляциацией суши части Европы и Северной Америки и значительным увеличением распространения морского оледенения. Естественно, что влага, аккумулировавшаяся в ледниковых щитах на суше, поступала из Мирового океана, так что его уровень существенно снижался.

Так выглядит стандартная картина глобальных плейстоценовых похолоданий (CLIMAP..., 1976). Иные представления развиваются в работах (Гросвальд, 1983, 1999). Здесь вводится представление о Панарктическом ледниковом покрове, охватывающем огромные площади в Северной Америке, а также северные, западные и восточные районы Евразии. Наконец, в (Васильчук, 1992) главная роль в процессе гляциации отведена активизации подземного оледенения, в то время как активизация наземного оледенения сводилась, фактически, к усилению горно-покровных ледниковых комплексов.

Различны и представления о масштабах горного оледенения. Особенно это касается горного массива Центральной Азии. В работе (Kuhle, 1987) высказано предположение о том, что примерно 60% территории Тибета было покрыто ледниковым щитом. Эта концепция поддерживается в (Гросвальд, Глебова, 1988) и отвергается, как совершенно несостоятельная, в (Лебедева, 1989; Burbank, Cheng, 1991).

Отмеченным различиям в представлениях о характере оледенения суши отвечают неоднозначные сведения о вариациях уровня Мирового океана. Согласно всем имеющимся представлениям, уровень океана во время холодных эпох (и, в частности, 21 тыс. лет назад) был ниже современного, однако количественные оценки различаются очень сильно (Клиге и др., 1998): в начале голоцена разброс крайних оценок составляет около 15–20 м, а к моменту максимума позднеплейстоценового криохрона он уже превышает 100 м!

Доводы в пользу "стандартной" точки зрения – о существовании в период позднего плейстоцена материкового оледенения

"среднего" размера – заключаются в следующем. Это типичные формы рельефа на суше, изостатический подъем некоторых территорий (Гудзонов залив, Северная Европа), которые по этому, в частности, признаку относят к центрам исчезнувшего оледенения, факт периодического осушения на десятки тысяч лет Берингии (области между Азией и Северной Америкой, ныне находящейся под водой), положение морских террас позднеплейстоценового возраста (о. Барбадос и др.) на глубинах ниже 100 м и др.

Иные сценарии состояния окружающей среды в позднеплейстоценовое время вызваны к жизни отдельными фактами, которые, по мнению предлагающих их авторов, не укладываются в стандартную концепцию.

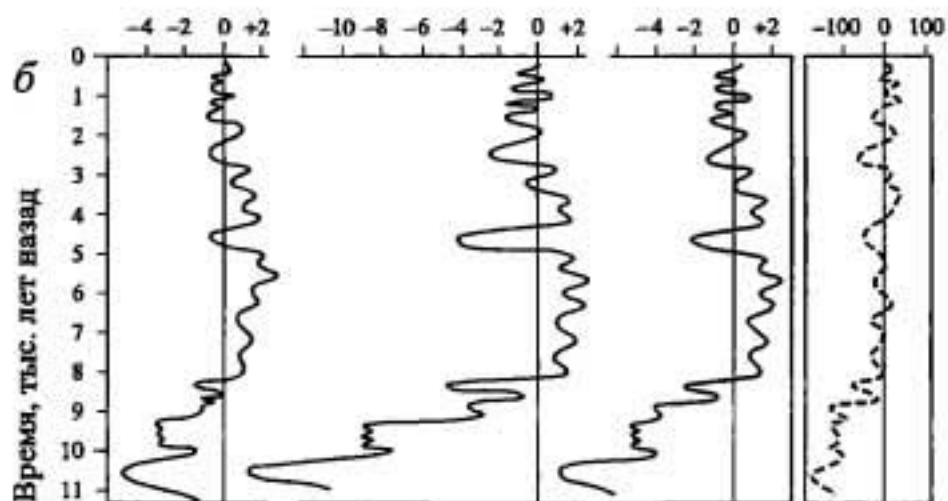
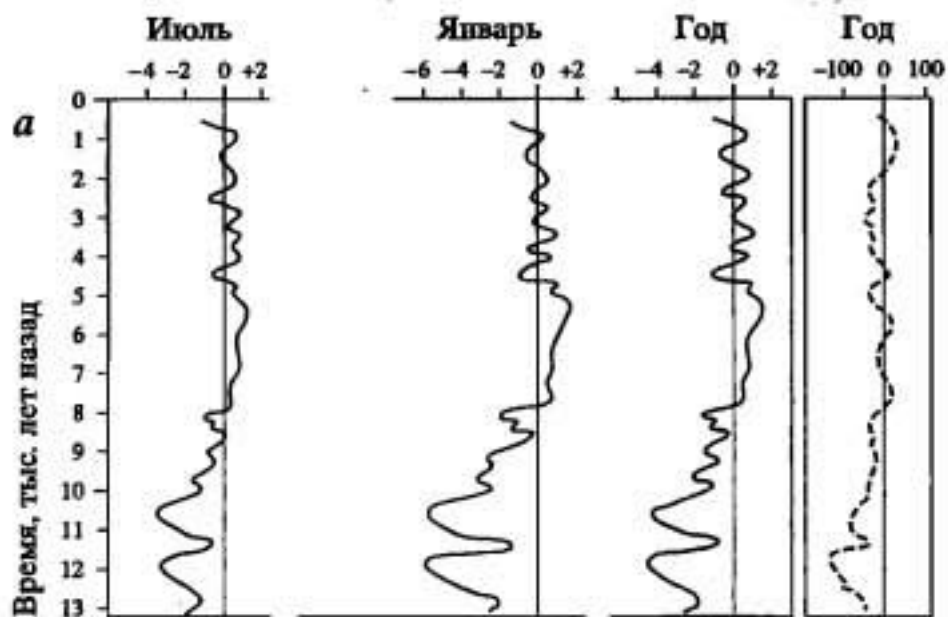
Отмеченные трудности в интерпретации палеогеографических индикаторов, относящихся даже к последней ледниковой эпохе, позволяют говорить о событиях более отдаленного прошлого с большой долей неопределенности.

Характерной особенностью вюрма является то, что холодная эпоха прерывалась короткопериодными потеплениями климата (интерстадиалами) продолжительностью в 1–3 тыс. лет. Они надежно диагностированы по данным ледяных кернов Гренландии и получили название "события Дансгора–Эшгера". Вариации данного типа имеют глобальный характер (Porter, Zhisheng, 1995). Они отмечены и в Антарктиде, однако тут они происходили не так часто (см. раздел 6.4). Особенностью рассматриваемой последовательности теплых и холодных событий является то, что обычно каждая следующая отрицательная аномалия несколько холоднее предыдущей. Так происходит в течение нескольких циклов, а затем за одну теплую фазу климат переходит в теплое состояние. После этого опять начинается последовательный переход к максимально холодному состоянию, из которого температура вновь "скачком" возвращается к более теплым значениям. Некоторым отмеченным эпохам максимального похолодания соответствуют "события Энрика" (Heinrich, 1988; Broecker, 1994; Bond et al., 1993; Bond, Lotti, 1995).

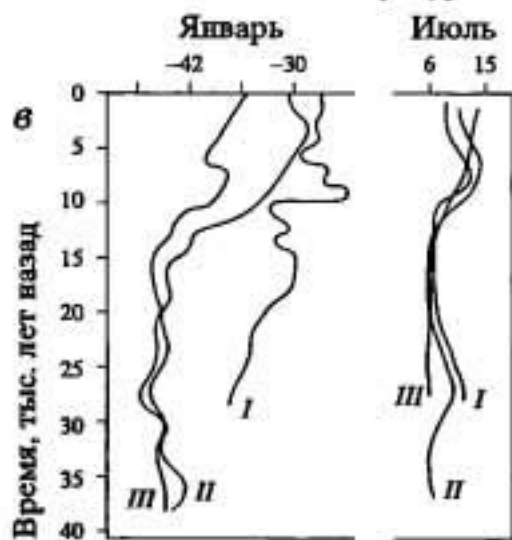
Последние диагностированы по нерегулярно перемежающимся морские отложения Северной Атлантики слоям богатого карбонатами обломочного материала, явно генетически связанного с действием на подстилающие породы Лаврентийского ледникового щита (Heinrich, 1988; Andrews, Tedesco, 1992). Это служит важным геологическим признаком спорадического усиления его айсбергового стока, при котором армады льдов выносились через Гудзонов пролив в Лабрадорское море.

Аномалии температуры

Аномалии осадков



Аномалии температуры





В Антарктиде подобного рода крупные эффекты не обнаружены, хотя, как было отмечено в разделе 1.1, серджи в Антарктиде представляют собой распространенное явление. Однако следов грандиозных серджей, при которых в океан могла сбрасываться значительная часть всего антарктического оледенения, не имеется (Мягков, 1989). Теоретический анализ проблемы возникновения состояния коллапса ледникового щита Антарктиды показал, что если подобные эпизоды и имели место, то они могли происходить не чаще нескольких раз за последний миллион лет (McAyeal, 1992), т.е. никак не годятся на роль механизма, управляющего гораздо более часто возникающими пульсациями.

Вюрм завершился очень быстро – на протяжении нескольких тысяч лет климат перешел в теплое состояние (так называемый голоцен, изотопная стадия 1 (рис. 5.3, 5.4)). Стадия перехода (позднеледниковье) не была монотонной – потепление было осложнено несколькими резкими, так называемыми дриасовыми похолоданиями (таблица). Наиболее резкое похолодание (дриас-3 или поздний дриас, произошедшее 10,5 тыс.  $^{14}\text{C}$  лет или ~12 тыс. календарных лет назад) имело место непосредственно перед началом голоцена. Оно, по сути, представляет собой последнее, наиболее современное проявление холодной фазы флуктуаций Дансгора–Эшгера (Vogel, 1994).

Климатические условия голоцена во многих чертах напоминают те, что реконструированы для стадии 5е. Поэтому оба эти события в целом можно трактовать как межледниковые состояния. Сопоставление продолжительности теплых эпох, наблюдавшихся за последние 420 тыс. лет, показало, что ранее ни одно теплое событие не было столь длительным, как голоцен (Котляков, Лоринус, 2000). На протяжении голоцена климат испытывал флуктуации (см. рис. 5.4, таблица), однако их амплитуда была не столь велика, как во время чередования теплых и холодных эпох позднеледниковья. Максимальные положительные аномалии температуры наблюдались в начале голоцена (бореальное потепление) и в его середине (атлантическое потепление), с снижением температур при приближении к современному времени (современное глобальное потепление, значимо проявившееся во второй половине XX в. (IPCC, 1996), является событием иного

---

Рис. 5.4. Реконструированные значения (аномалии) палеотемператур ( $^{\circ}\text{C}$ ) и осадков (мм) в некоторых регионах: а – западная часть Русской равнины (Климанов, 1996); б – Карелия (Климанов, 1996); в – северная часть Западной Сибири (I), северная часть Якутии (II) и север Чукотки (III) (Vasil'chuk, Vasil'chuk, 1995)

**Периодизация климатических событий за последние 16 тыс. <sup>14</sup>C лет  
(по: Зубаков, 1986)**

Геохронологические этапы (по скандинавской номенклатуре)	Индекс события	Приблизительный возраст рубежей (тыс. лет назад)	Собственное название
Субатлантический (SA)	tSA4	0–0,17	Потепление XIX–XX вв.
	kSA3	0,17–0,8	Малая ледниковая эпоха
	tSA2	0,8–1,2	Средневековый оптимум
	kSA1	1,2–2,5	Похолодание "железного века"
Суббореальный (SB)	tSB4	2,5–2,9	
	kSB3	2,9–3,5	
	tSB2	3,5–4,6	
	kSB1	4,6–5,3	
Атлантический (AT)	tAT5	5,3–6,2	Позднеатлантический оптимум
	kAT4	6,2–6,4	
	tAT3	6,4–6,8	
	kAT2	6,8–7,5	
	tAT1	7,5–7,9	
Бореальный (BO)	kBO4	7,9–8,3	Раннебореальный оптимум
	tBO3	8,3–8,5	
	kBO2	8,5–8,7	
	tBO1	8,7–9,0	
Пребореальный (PB)	kPB4	9,0–9,3	
	tPB3	9,3–9,6	
	kPB2	9,6–9,8	
	tPB1	9,8–10,3	
Дриасовый (DR)	kDR3	10,3–11,0	Дриас-3
	tAL	11,0–11,8	Аллерёд
	kDR2	11,8–12,3	Дриас-2
	tBO	12,3–12,8	Беллинг
	kDR1	12,8–13,3	Дриас-1
Преддриасовый (PD)		13,3–16,0	

масштаба). Отметим, что стадии максимального потепления голоцена происходили в разных регионах в разное время – так, в Европе и Америке это 5–6 тыс. лет назад, в Сибири – около 7 тыс. лет назад. Этот общий ход климатических условий осложнен короткопериодными (от десятков до сотен лет) флуктуациями климатического режима, причем даже в соседних районах

даты наступления того или иного экстремума могут варьировать в пределах сотен лет. Поэтому представления о теплых или холодных событиях, как явлениях, охватывающих одновременно весь земной шар (или полушарие) не совсем правильно; они получаются путем объединения близко расположенных на шкале времени, но все-таки разновременных событий. Так, бореальное и атлантическое потепления относят к широким интервалам времени (9,0–8,7 тыс. лет назад и 5,3–6,2 тыс. лет назад соответственно).



## **ГЕНЕЗИС КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА В ПЛЕЙСТОЦЕНЕ И ГОЛОЦЕНЕ**

### **6.1. ИЗМЕНЕНИЕ ИНСОЛЯЦИИ НА ВНЕШНЕЙ ГРАНИЦЕ АТМОСФЕРЫ И ДИНАМИКА ПАЛЕОКЛИМАТОВ ПЛЕЙСТОЦЕНА И ГОЛОЦЕНА**

Колебания климата с характерным временем от сотен тысяч до тысяч лет происходят уже на практически неизменном фоне географической и геофизической обстановки (распределение материков и океанов, рельеф, скорость вращения Земли) и при неизменном состоянии светимости Солнца. Единственным известным в настоящее время климатообразующим эффектом такого масштаба являются колебания инсоляции на внешней границе атмосферы (ВГА). Они могут, во-первых, явиться проявлением солнечной активности, и, во-вторых, быть связаны с вариациями геометрии орбиты и расположением планеты на орбите. Кроме этого, могут иметь место различные гипотетические эффекты, связанные с изменениями прозрачности межпланетной среды, и др.

В разделе 2.1 была представлена информация об изменениях солнечной постоянной, сопровождающей колебания солнечной активности, в том числе восстановленная по данным о флуктуациях содержания радиоактивного изотопа  $^{14}\text{C}$  в прошлом. Удобной природной средой для анализа динамики  $^{14}\text{C}$  являются кольца деревьев и стратиграфические последовательности кораллов, поскольку они содержат достаточное для анализа количество радиоактивного углерода и автоматически обеспечивают абсолютную датировку отбираемых образцов. Однако солнечная активность – не единственный механизм, управляющий динамикой  $^{14}\text{C}$ . Важную роль играет само состояние климатической системы, поскольку  $^{14}\text{C}$ , также как и стабильные изотопы углерода, участвует в обмене между атмосферой и океаном и атмосферой и биотой. При этом, если не идет речь о кораллах или древесных кольцах, возникают проблемы в определении возра-

ста – образцы, относящиеся к эпохам интенсивного стока  $^{14}\text{C}$  из атмосферы в океан, будут выглядеть как имеющие больший возраст (и наоборот).

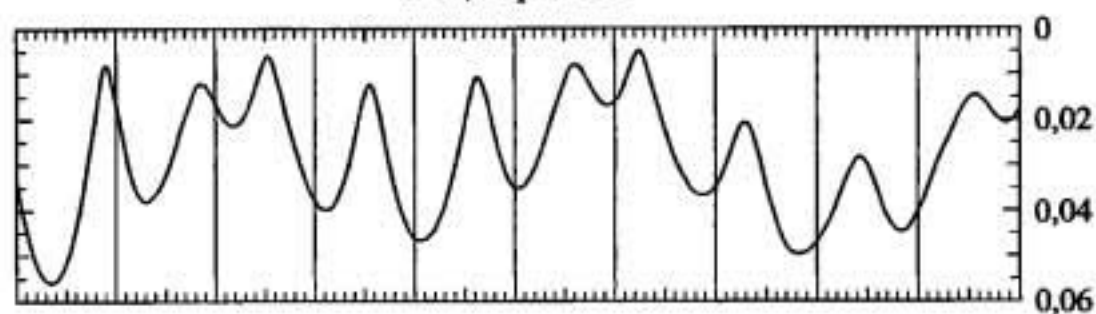
Имеется довольно много работ, авторы которых пытаются установить или отвергнуть важность влияния солнечной активности на характеристики регионального палеоклимата. Иногда противоположные результаты получаются при анализе одних и тех же данных. Так, в работе (Magny, 1993) показано, что за период голоцена трансгрессии озер в Альпах в 60% случаев соответствовали минимальным значениям  $^{14}\text{C}$  (а регрессии – максимальным значениям), так что факт существования связей гидрологического режима с солнечной активностью объявляется установленным. Напротив, в (Stuiver, Quay, 1980; Stuiver et al., 1991) приводятся доводы, отвергающие существование этих же связей. Нужно, по-видимому, сделать осторожное заключение, что эмпирическое подтверждение связей солнечной активности с климатом на масштабах времени в тысячи–десятки тысяч лет пока отсутствует.

Второй фактор, создающий колебания инсоляции, это изменения тех параметров земной орбиты, которые определяют приток солнечной энергии к планете (на горизонтальную площадку). Их нестабильность обусловлена гравитационными возмущениями движения Земли со стороны Солнца и других планет. Возникающие вариации имеют разные временные масштабы. Во-первых, это сравнительно небольшие флуктуации с ритмичностью в несколько лет (Borisov et al., 1985) – вызываемые ими возмущения потока солнечной радиации (менее одной десятой от величины солнечной постоянной) сравнимы по амплитуде с теми аномалиями, которые создаются солнечной активностью. Во-вторых, это колебания с характерными временами в десятки и сотни тысяч лет. Именно обсуждение этих последних эффектов составляет суть так называемого "механизма Миланковича" и является предметом обсуждения данного раздела.

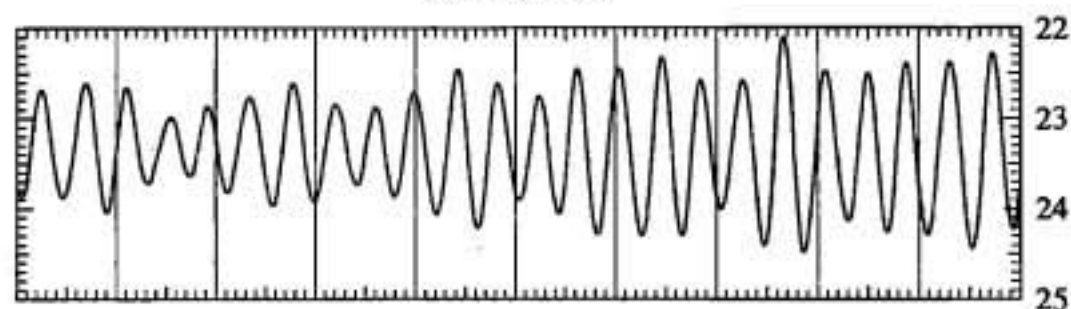
Отметим, что при этом используется предположение об отсутствии обратной связи между климатическими событиями и геометрией орбиты. Полностью это предположение корректным не является, так как сопровождающее похолодание климата накопление льдов в полярных регионах вызывает изменения формы планеты. Однако реальное влияние этих изменений на орбитальные параметры очень мало, и воздействие орбитально-индуцированных изменений инсоляции может рассматриваться как чисто внешний фактор, без учета земных обратных связей.

Сезонный цикл широтно-временного распределения солнечной энергии определяют следующие величины: наклонение

### Эксцентриситет



### Наклонение



### Прецессия

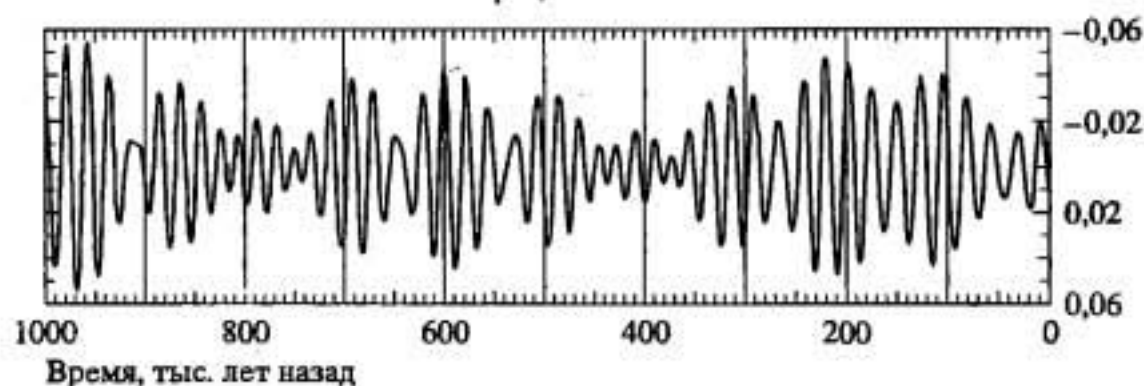


Рис. 6.1. Рассчитанные за последний миллион лет вариации параметров земной орбиты (Berger, 1978, 1988; Berger, Loutre, 1992)

( $e$ ); долгота перигелия по отношению к моменту весеннего равноденствия – координата, определяющая положение Земли на орбите при максимальном ее приближении к Солнцу ( $\varpi$ ); климатическая прецессия ( $e \cos \varpi$ ). Роль эксцентриситета, следовательно, заключается в том, что его величина определяет годовую сумму радиации (см. раздел 2.1) и устанавливает амплитуду прецессионного цикла.

Анализ решений дифференциальных уравнений небесной механики позволил изучить закономерности поведения данных параметров. Оказалось, что ситуация у разных планет неодинакова (Laskar, Robutel, 1993). Так, на Марсе могут развиваться хаотические флуктуации наклоения в диапазоне от 0 до 60°. На Меркурии и Венере колебания  $e$  существенно меньше. В отсут-



ствии Луны возможный для Земли диапазон изменений  $\epsilon$  составил бы 0–85°. Однако в бинарной системе флуктуации сравнительно невелики (рис. 6.1): наклонение колеблется между 22 и 25° с периодом в 41 тыс. лет. Величина эксцентриситета варьирует от 0 до 0,0607 с характерными периодами в 100 и 400 тыс. лет. Перигелий смещается относительно положения равноденствия с ритмичностью в 19 и 23 тыс. лет. Вариации эксцентриситета так малы, что годовое количество энергии, поступающей к планете от Солнца, оказывается практически константой (зависит только от величины солнечной постоянной).

В данную эпоху во время лета Северного полушария Земля находится вблизи положения афелия орбиты (рис. 6.2). А, например, 126 тыс. лет назад ситуация была противоположной – лето совпадало с перигелием, несколько больше современной была и вытянутость орбиты. В это время летний сезон Северного полушария был короче современного (в соответствии с законами Кеплера) на 12 дней (на такое же количество дней выросла продолжительность зимнего сезона). 6 тыс. лет назад изменения в продолжительности сезонов составляли 4 суток.

Широтно-временные изменения инсоляции  $\delta I_0'$  определяются совместным влиянием  $\delta\epsilon$  и  $\delta(e \cos \varpi)$ . Временной ход каждой из величин характеризуется сложной ритмичностью, поэтому результирующая кривая изменений радиационного режима демонстрирует сложные сочетания нерегулярно повторяющихся положительных и отрицательных аномалий (рис. 6.3).

М. Миланкович в 30-х годах XX в. высказал идею о том, что перераспределение инсоляции на ВГА могло управлять изменениями климата соответствующего масштаба, причем главную роль имеют аномалии инсоляции летнего полушария. Отметим, что это утверждение носило чисто умозрительный характер. В самом деле, можно было бы и утверждать, что поскольку годовые суммы приходящей к планете радиации не меняются, то орбитально-индуцированные изменения инсоляции не могут оказывать никакого влияния на климат. Применение данной теории ко всем известным палеособытиям, без предварительного выяснения их генезиса, привело в 40-е и 50-е годы к пессимистическим оценкам реальности механизма Миланковича (Марков, Величко, 1967). На самом деле проверка этой концепции должна осуществляться при обязательном использовании математического моделирования климата.

Для того чтобы оценить климатологическую значимость радиационных эффектов, определяемых механизмом Миланковича, рассмотрим результаты моделирования ситуации 126–115 тыс. лет назад. В это время радиационный режим на

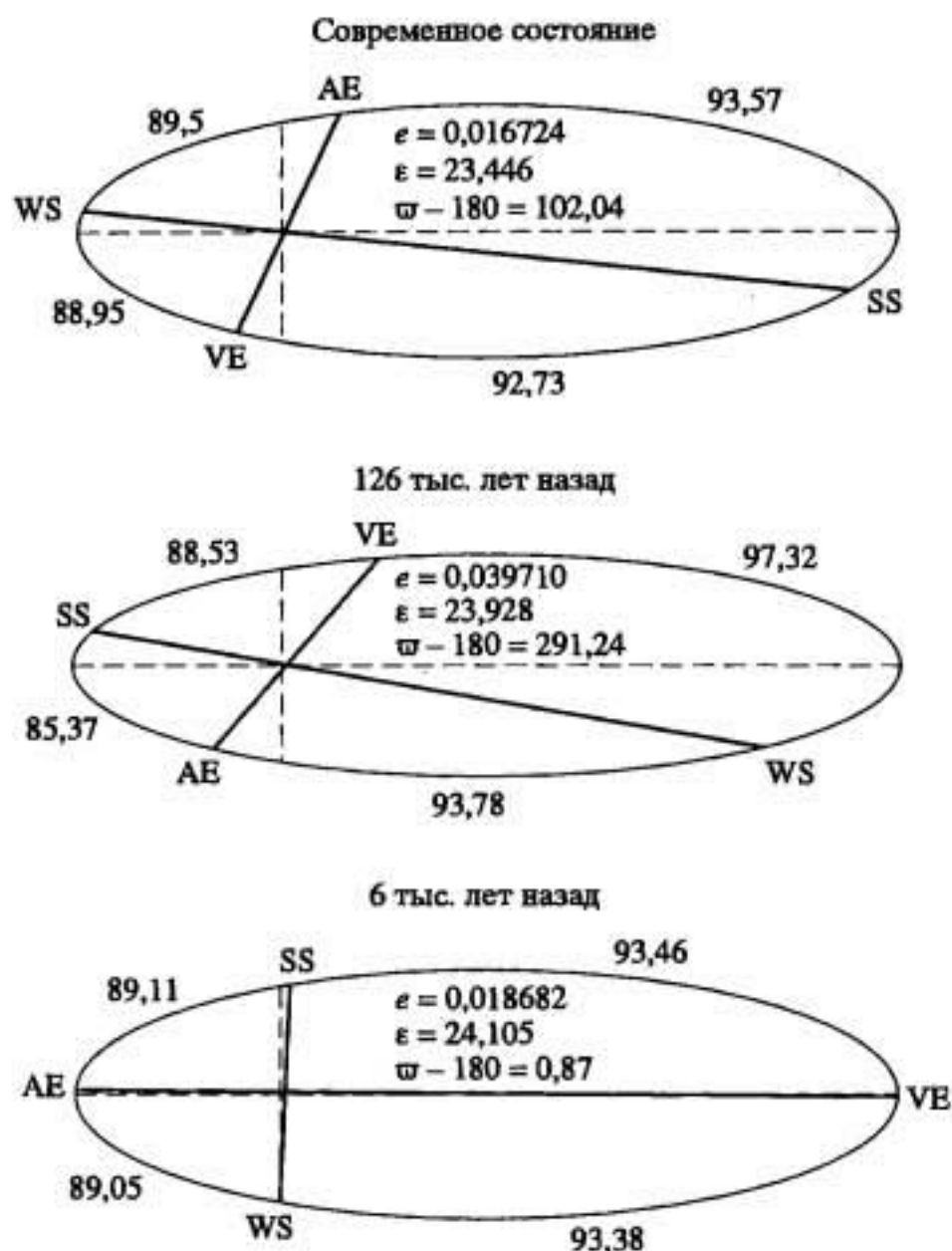


Рис. 6.2. Элементы земной орбиты для современных условий, 126 и 6 тыс. лет назад (Joussaume, Vracopnot, 1997)

AE, VE – положения осеннего и весеннего равноденствия; WS, SS – положения зимнего и летнего солнцестояния. Цифры между точками равноденствий и солнцестояний – количество суток между этими положениями Земли на орбите

ВГА существенно отличался от современного (см. рис. 6.3). С палеогеографической точки зрения этот отрезок истории Земли интересен как переход от изотопной стадии 5e к 5d, при котором температура понизилась примерно на 6 °С.

Радиационная ситуация 126 тыс. лет назад сложилась как результат того, что перигелий орбиты приходился на лето Северного полушария и наклонение было достаточно велико (23,9°). Северное полушарие получало больше солнечной энергии, чем в условиях 115 тыс. лет назад, когда орбитальные параметры ( $\epsilon = 22,4^\circ$ ;  $e = 0,04$ ;  $\varpi = 270^\circ$ ) обеспечивали в Северном полушарии

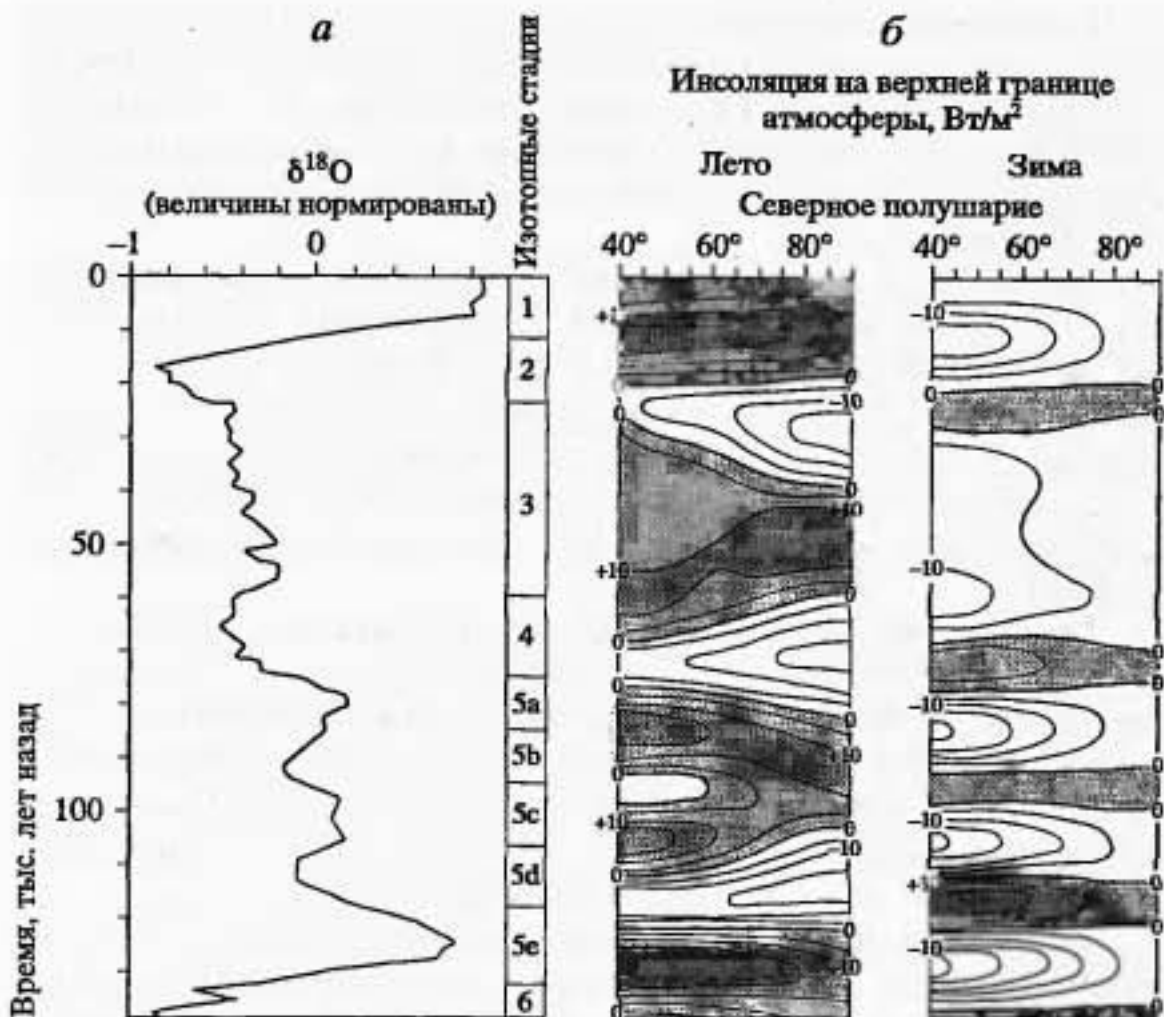


Рис. 6.3. Изменения палеотемператур и ход инсоляции на верхней границе атмосферы за последние 140 тыс. лет

*a* – нормированная изотопно-кислородная кривая с выделенными изотопными стадиями (Imbrie et al., 1984); *b* – отклонения инсоляции от современного уровня на верхней границе атмосферы для летних и зимних условий Северного полушария (Berger, 1978)

летом отрицательную аномалию инсоляции (см. рис. 6.3). Таким образом, рассматриваемые срезы палеовремени показывают пример резкой смены режима облучения планеты солнечной радиацией, с переходом от положительных летних аномалий инсоляции (обозначим благоприятствующее этим условиям орбитальное состояние как  $(\epsilon^+, \varpi^+)$ ) к отрицательным  $(\epsilon^-, \varpi^-)$ . Годовая сумма пришедшей к планете энергии оставалась одинаковой, поскольку  $e$  в обоих случаях был практически одинаков ( $e = 0,04$ ).

Естественно, что различия в радиационном режиме были бы еще резче, если бы наклонение было больше. Выше отмечалось (см. рис. 6.1), что такая ситуация наблюдалась неоднократно. Поэтому в численных экспериментах по моделированию ситуации  $(\epsilon^+, \varpi^+)$  использовалось близкое к максимально возможному значение  $\epsilon = 24,45^\circ$ .



Граничные условия (уровень моря, температура его поверхности, содержание  $\text{CO}_2$ , альbedo суши) были заданы соответствующими современным условиям. Таким образом, эксперимент на МОЦА был направлен только на то, чтобы оценить чувствительность климата к сезонно-широтному перераспределению инсоляции.

Рассмотрим результаты моделирования. При ситуации ( $\epsilon^+$ ,  $\varpi^+$ ) летние температуры над континентами Евразии и Северной Америки оказались на 6–8 °С выше, чем при ( $\epsilon^-$ ,  $\varpi^-$ ). Зимой аномалии получились отрицательными и составили в среднем 3–4 °С. В теплом климате увеличилось количество осадков (главным образом в летних муссонах Южной Азии); деградировали поля морских льдов (их средняя толщина снизилась на 80%).

Годовые аномалии температуры (по сравнению с современным состоянием) при ( $\epsilon^+$ ,  $\varpi^+$ ) получились положительными (несмотря на то, что годовая сумма инсоляции не изменялась), т.е. летние положительные аномалии радиационного режима являются более важными, чем отрицательные зимние. Такая асимметричная реакция климата на симметричное сезонное перераспределение инсоляции объясняется рядом причин.

Во-первых, прирост температуры способствует (в силу закона Клаузиуса–Клайперона) росту содержания водяного пара в атмосфере, а это, усиливая парниковый эффект, приводит к росту температуры нижней атмосферы. Особенно эффективен этот механизм на фоне высоких температур (из-за нелинейного характера зависимости состояния насыщения от температуры). В этом смысле приток энергии летом существеннее, чем ее отток зимой.

Во-вторых, как отмечалось выше, в теплом климате усилились осадки. Выделяющееся в атмосфере скрытое тепло дополнительно нагревало атмосферу.

В-третьих, распределение морских льдов и снежного покрова на материках, следуя за положительными годовыми аномалиями температуры, усиливает эти аномалии из-за действия ряда обратных связей, связанных с теплообменом атмосферы с подстилающей поверхностью.

Следовательно, моделирование ситуаций ( $\epsilon^+$ ,  $\varpi^+$ ) и ( $\epsilon^-$ ,  $\varpi^-$ ) показывает, что диапазон температурных изменений оказался порядка 3–4 °С. Близость к реально наблюдавшемуся значению (~60 °С) служит доводом, подтверждающим действенность механизма Миланковича в изменчивости климатов прошлого.

Факт существенного отклика климатического режима на орбитально-обусловленные изменения инсоляции позволяет наде-

яться на то, что по крайней мере некоторая часть изменчивости климата может быть объяснена их влиянием. Эмпирическим подтверждением данного утверждения служит статистический анализ флуктуаций косвенных климатических показателей. Так, в работе (Hayes et al., 1976) проанализированы восстановленные за 470 тыс. лет индикаторы климата в слоях морских осадков. Это, во-первых, относительное содержание тяжелого изотопа кислорода  $^{18}\text{O}$  в раковинах планктонных фораминифер, отражающее изменение изотопного состава морской воды из-за накопления и таяния ледниковых щитов; во-вторых, видовое сообщество радиолярий, отражающее колебания температуры верхнего слоя океана; в-третьих, относительное содержание радиолярий определенного вида, отражающее колебания солености воды. Ряды этих характеристик были подвергнуты спектральному анализу. Рассчитанные спектры имеют пики в низкочастотной области спектра (в диапазоне 30–100 тыс. лет), которые могут быть интерпретированы как проявление периодичности в 41 тыс. лет, предсказанной астрономической теорией Миланковича. Пики, соответствующие другим предсказанным теорией периодичностям (23 и 19 тыс. лет), выражены плохо. На спектральной кривой имеются также максимумы, не предсказываемые теорией. Наиболее впечатляющим является пик, соответствующий периодичности около 100 тыс. лет. Сопоставление фазовых сдвигов между экстремумами на инсоляционной кривой и кривых палеоиндикаторов показало, что колебания климата закономерно запаздывали. Величина этого временного сдвига составила для последних 150 тыс. лет около 17 тыс. лет.

Отметим, что графики эмпирической функции спектральной плотности, вообще говоря, малоубедительны, поскольку пики на кривых статистически незначимы (Добровольский, 1992).

В (Kominz, Pisias, 1979) показано, что около 25% общей изменчивости  $\delta^{18}\text{O}$  обусловлено влиянием орбитальных детерминированных воздействий. Это – линейный отклик; ясно, однако, что если реакция климатической системы на изменения инсоляции нелинейная, то можно ожидать и большего вклада в общую изменчивость, поскольку в этом случае может возбуждаться спектр комбинационных частот. В этом контексте феноменологически объясняется и факт наличия колебания с периодом в 100 тыс. лет как одной из комбинационных частот:  $1/19 - 1/23 \approx 1/100$  (тыс. лет) $^{-1}$ . Добавление 100-тысячелетней периодичности увеличивает вклад орбитально-возбуждаемых влияний в общую дисперсию до 50% (Imbrie et al., 1984).

Существуют, однако, и другие представления о генезисе флуктуаций климата, имеющих ритмичность, не совпадающую с

циклами Миланковича. Из достаточно общих представлений их существование в нелинейной системе можно объяснить самоосциллирующими автоколебаниями (Le Trent, Chil, 1983; Lindren, 1986) или механизмом стохастического резонанса (Wiesenfeld, Moss, 1995), когда слабые 100-тысячелетние ритмы, связанные, например, с изменениями эксцентриситета, возбуждают значительные отклики климатического режима.

Совсем иная трактовка 100-тысячелетних колебаний дана в работе (Muller, McDonald, 1995). Показано, что эта цикличность может представлять собой отклик на чисто внешнее возмущение инсоляции, которая снижается, когда Земля пересекает плоскость Солнечной системы. Снижение инсоляции объясняется большей запыленностью, присущей поясу астероидов.

Кроме классической теории, результаты которой были рассмотрены выше, появились работы, направленные на ее расширение за счет включения эффекта вариаций периода вращения. Он создается за счет воздействия Солнца и других планет на параметры эллипсоида, аппроксимирующего фигуру Земли (Liu, 1995). При этом возникают преимущественные колебания на периодах в 80, 120 и 160 тыс. лет. Вейвлет-анализ показал определенное сходство орбитальных вариаций с данными палеорекострукций (Liu, Chao, 1998).

Если отвлечься от рассмотрения детерминированных возбуждений, то можно убедиться, что функции спектральной плотности климатических индикаторов напоминают спектры так называемых диффузионных случайных процессов с низкочастотным красным шумом (Peterson, Larsen, 1978; Viecelli, 1982; Добровольский, 1992), который получается, когда белый шум влияет на систему с медленным временным откликом (см. раздел 4.2). В (Кислов, 1989) доказательство этого же положения выполнено с иных позиций: сопоставлены амплитуды и продолжительность климатических аномалий разного масштаба и показано, что связь между ними такая, какая присуща красному шуму изменчивости.

Понятно, что случайный процесс именно такого типа должен реализовываться в климатической системе, элементы которой разные в смысле своих инерционных свойств. Климатические вариации, отражающие медленный "ход" изменений структуры глубокого океана, ледниковых щитов, долгоживущих компонент биосферы, контролируя поведение системы в целом, сами находятся под влиянием быстрых воздействий со стороны малоинерционных составляющих (атмосфера, деятельные слои суши и океана). Это разномасштабное взаимодействие и определяет ин-



тегральные статистические черты, характерные для диффузионного случайного процесса.

Важно подчеркнуть то, что спектры имеют сплошной характер (хотя, конечно, по выборкам, имеющим конечную длину и дискретность, проверить непрерывность спектров сложно). Это, как известно, является признаком стохастической природы изменчивости. Следовательно, есть основание представлять климатическую изменчивость как смесь детерминированных сигналов (за счет линейных и нелинейных откликов) и некоторого нерегулярного "шума". Последний, можно, по-видимому, считать проявлением стохастических автоколебаний – самопроизвольно возникающих переходов между различными состояниями климатической системы.

Реакция климатического режима на изменения инсоляции оказывается сложнее непосредственного отклика на орбитальный эффект. Дело в том, что происходящие в климатической системе изменения температуры могут усиливаться или ослабляться обратными связями (см. введение). Прежде всего следует учитывать изменения парникового эффекта. Эффект обратной связи, связанный с ростом содержания в атмосфере водяного пара при повышении температуры, был рассмотрен выше при анализе данных численного эксперимента.

Более сложна роль вариаций углекислого газа. Как было показано ранее (см. раздел 1.2), содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере варьировало во второй половине плейстоцена примерно между 200 и 300 ppmv при смене холодных и теплых эпох. Существуют представления, что на данном масштабе флуктуации углекислого газа были обусловлены вариациями климата, создавая вслед за этим существенный радиационный эффект (он может быть оценен по вариациям уходящего длинноволнового излучения на ВГА (Ramanathan et al., 1979) как  $\delta I^{\uparrow} = -k(\ln[\text{CO}_2]_1 - \ln[\text{CO}_2]_0)$ , где  $k = 6 \text{ Вт/м}^2$ ). Действительно, колебания атмосферного  $\text{CO}_2$  связаны с биологической активностью, химическим выветриванием и другими процессами (Vaugher, 1988), большинство из которых определяется, в свою очередь, состоянием климата. Положительная обратная связь температура–содержание углерода в океане– $\text{CO}_2$  в атмосфере–парниковый эффект–температура обусловлена тем, что свойства карбонатной системы океана зависят от условий окружающей среды (Woescker, 1982). Аналогичная по знаку обратная связь действует, по-видимому, между атмосферой и карбонатной системой лёссовых отложений суши (Горшков, 1998; Горшков, Минервин, 1993).

Идеальным средством изучения такого рода совместных изменений климата и окружающей среды явилась бы модель, вос-

производящая термодинамические процессы в океане, атмосфере, на суше и в криосфере, а также и биогеохимический цикл углерода. В настоящее время решение задачи такого рода в полном объеме затруднительно (см. раздел 4.1). Поэтому используются различного рода упрощенные подходы. В тех случаях, когда акцент делается на воспроизведение геохимической картины, именно она при моделировании описывается подробно, а климатические процессы переноса и перераспределения тепла задаются параметрически. И наоборот, в климатических задачах широкоупотребительным приемом является отказ от непосредственного расчета внутри модели концентрации атмосферного  $\text{CO}_2$ . Ход этой величины задается как внешнее воздействие вместе с орбитально-индуцированными колебаниями инсоляции.

Рассмотрим результаты численного эксперимента такого рода (Schlesinger, Verbitsky, 1996). Используемая модель включает глобальную модель атмосферы ( $4 \times 5\text{L}2$ ), модель деятельного слоя океана (ДСО) и морских льдов, модель ледникового щита и астеносферы (МЛА) (с горизонтальным разрешением  $4 \times 5^\circ$ ) (Вербицкий, Чаликов, 1986). Ледниковые щиты в модели (см. раздел 4.3) представлены изотермической вязкопластичной сплошной средой с линейной реологией. Их параметры (вязкость и др.) подбирались в соответствии с теми значениями, которые при моделировании Антарктиды и Гренландии давали наилучшие результаты. Астеносфера представляла собой слой вязкой ньютоновской жидкости переменной толщины с фиксированным на глубине 400 км основанием.

Эта модель была применена для того, чтобы, используя распределение инсоляции для 115 тыс. лет назад (это распределение характеризовалось отрицательной аномалией летом и положительной аномалией зимой, см. рис. 6.3) и интегрируя объединенную модель, воспроизвести развитие ледниковых щитов на континентах. Получающиеся при моделировании результаты сравнивались с данными контрольного эксперимента, в качестве которого использовались современные условия.

Для интегрирования модели МОЦА/ДСО/МЛА был использован асинхронный метод (см. раздел 4.3). МОЦА/ДСО интегрировалась до достижения равновесного режима при заданных для некоторого момента времени  $t_0$  орбитальных параметрах, концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере и географическом распределении суши, океана, ледниковых щитов. Затем МЛА, используя в качестве внешнего воздействия данные равновесного состояния МОЦА/ДСО, интегрируется до момента времени  $t_1 = t_0 + \Delta t$ . За время  $\Delta t$  ледниковые щиты могут возникать, развиваться или разрушаться в любой точке поверхности суши, где сложатся под-

ходящие для этого условия. Изменения ледникового состояния создают нагрузку на астеносферу и изменяют ее внешнюю границу. Это, в свою очередь, сказывается на абсолютных высотах континентов, глубинах океанов и их конфигурации. Изменение уровня океана относительно сферической Земли определялось

как  $\Delta h' = \frac{\rho_i}{\rho_w} \left( \frac{V_m - V}{\Sigma} \right)$ , где  $V_m$  – современный объем ледниковых щитов ( $2,86 \cdot 10^7 \text{ км}^3$ ),  $\Sigma = 3,61 \cdot 10^8 \text{ км}^2$  – современное значение площади Мирового океана.

В рассматриваемой работе было принято  $\Delta t = 10$  тыс. лет,  $t_0 = 115$  тыс. лет назад, время окончания эксперимента  $t_f = t_1 = 105$  тыс. лет назад, т.е. для экономии вычислительных ресурсов МОЦА/ДСО была проинтегрирована только один раз для момента  $t_0$ , а вот МЛА интегрировалась 10 тыс. лет.

Первый эксперимент был проведен только при воздействии на климатический режим изменений инсоляции. При этом аномалии температуры получились слабо отрицательными, а площадь льдов увеличилась на 0,9 млн км<sup>2</sup> в Северном полушарии и на 0,4 млн км<sup>2</sup> в Южном полушарии. В следующем эксперименте содержание CO<sub>2</sub> в атмосфере было задано равным 246 ppmv. Здесь среднегодовая температура оказалась уже ниже современной на 3 °С, площадь морских льдов в Северном полушарии выросла на 4,5 млн км<sup>2</sup>, а в Южном полушарии – на 16,8 млн км<sup>2</sup>. Эволюция ледниковых щитов происходила следующим образом. Объем антарктических льдов уменьшился, в Гренландии он остался неизменным. Новый ледниковый щит возник на побережье Северного Ледовитого океана (от Кольского полуострова и на восток, до Гренландии), с максимальным развитием на северо-востоке Северной Америки и на Чукотке.

Эти результаты не следует ни недооценивать, ни переоценивать. С одной стороны, некоторый положительный результат заключается в том, что удалось воссоздать начало и прогрессирующий рост покровного оледенения суши при реалистическом наборе внешних факторов. Это является важным достижением – в предыдущих компьютерных экспериментах такого рода (Rind et al., 1989) лед на континентах "не хотел" образовываться до тех пор, пока не было задано далекое от реальности уменьшение концентрации CO<sub>2</sub> в атмосфере и снижение температуры Мирового океана.

Важным моментом является установление того обстоятельства, что один только механизм Миланковича обеспечивал совсем небольшой прирост ледникового покрова и, следовательно,



должен был обязательно поддерживаться снижением интенсивности парникового эффекта.

С другой стороны, ледниковый покров стал возникать не в Скандинавии, а на арктическом побережье Евразии. Это географическое распределение не похоже на реконструкции CLIMAP, а напоминает то, что предлагается в работе (Гросвальд, 1983, 1999) (см. раздел 5.3). Воссозданное количество льда примерно в три раза меньше того, которое предполагается по данным реконструкций (Imbrie et al., 1984). В целом, результаты моделирования носят далекий от реальности характер, причем ситуацию усугубляет отмеченное уже отсутствие надежных эмпирических сведений о палеогеографической обстановке рассматриваемого периода.

МОЦА, объединенные с моделями ледниковых щитов, используются для моделирования развивающихся во времени колебаний климата и изменений криосферы достаточно редко. Это связано с чисто практическими проблемами, возникающими при необходимости интегрировать модель на длительный срок (даже в асинхронном режиме). Более распространенным является использование упрощенных моделей. Так, в работе (Gallee et al., 1993) рассматривается двумерная модель атмосферы LLN 2D, объединенная с моделями деятельного слоя океана, морского льда, континентальных ледниковых щитов с подстилающей их литосферой, предназначенная для воспроизведения сезонного цикла. Роль глубокого океана учитывается упрощенным образом. В каждом широтном поясе поверхность может быть представлена различными типами: океан (со льдом и без льда), суша (со снежным покровом или без него). Поведение ледниковых щитов (Гренландского, Европейского и Северо-Американского) рассматривается по отдельности. Состояние Антарктического оледенения считается неизменным.

В работе (Li et al., 1998) данная модель использована для моделирования климатического режима последних 600 тыс. лет. Этап именно такой протяженности выбран потому, что (как было показано в разделе 5.2) он считается надежно представимым изотопными данными. Для всего рассматриваемого промежутка времени реконструированный ход  $\text{CO}_2$  отсутствует, поэтому его недостающая часть была рассчитана в виде функции от  $\delta^{18}\text{O}(t)$ . Этот ряд, вместе с кривой аномалий инсоляции, был использован в качестве входных факторов при моделировании.

Модель стартовала от состояния 15-й стадии климатической системы 575 тыс. лет назад. Это был межледниковый период, поэтому в начальных условиях был задан небольшой ледниковый щит в Гренландии. Отметим, что чувствительность моде-

ли к начальным условиям невелика – оказалось достаточно нескольких тысяч модельных лет, чтобы начальное состояние "забылось", так что при интегрировании на длительные сроки его точное задание не обязательно.

Воспроизведенный моделью объем ледниковых щитов Северного полушария хорошо коррелирует с эмпирической кривой  $\delta^{18}\text{O}(t)$  (см. рис. 5.2). В период позднеплейстоценового похолодания модельный объем оледенения составил  $48 \cdot 10^6 \text{ км}^3$ , что находится в хорошем соответствии с данными реконструкций. Интересной особенностью модельной кривой является то, что наряду с основными циклами модель оказалась способна воссоздать такие интересные особенности "тонкой структуры", как небольшие по времени перерывы гляциации внутри гляциальных событий, не приводящие, однако, к полному разрушению ледниковых щитов.

В то же время модельная кривая стабильно демонстрирует нереальные результаты в эпохи межледниковий. В это время модельный объем континентальных щитов становится равным нулю, т.е. разрушались все ледники, в том числе и Гренландия.

Таким образом, для объяснения крупных вариаций климата плейстоцена (во всяком случае среднего и позднего плейстоцена и голоцена) достаточно учесть орбитально-инициированные вариации инсоляции на ВГА, эффекты которых усиливались активностью карбонатной системы, приводящей к вариациям содержания углекислого газа в атмосфере и, соответственно, изменениям интенсивности парникового эффекта.

Применить эту концепцию к описанию колебаний климата соответствующего масштаба в течение всей истории Земли было бы не совсем правомерно. Во-первых, геофизические параметры земной орбиты и положения Земли в Солнечной системе количественно определены только для последнего миллиона лет, при удалении в более глубокое прошлое их оценки становятся менее надежными. Во-вторых, рассматриваемый отклик климата на вариации инсоляции развивался в конкретной физико-географической обстановке плейстоцена, когда большинство материков оказалось в Северном полушарии и проникновение океанских вод в высокоширотные регионы было существенно затруднено. При этом эффективным средством, усиливающим внешние эффекты, была альбедная обратная связь, реализация которой на суше гораздо эффективнее, чем на море. Следовательно, механизм Миланковича мог реализовываться с необходимой полнотой в те эпохи, когда материки под влиянием глобальной тектоники оказывались преимущественно в одном полушарии и межширотный обмен тепла в океанах не был велик.

## 6.2. ТЕРМОХРОНЫ ПОЗДНЕЛЕДНИКОВЬЯ И ГОЛОЦЕНА

С точки зрения развития теории палеоклимата, ставящей своей задачей выяснение генезиса климатических изменений прошлого, интерес представляют те события палеоистории, которые надежно и полно количественно документированы. В этом случае в палеоклиматологии возможна реализация типичного для точных наук методологического подхода, основанного на математическом моделировании и позволяющего выбрать достоверный сценарий рассматриваемой ситуации. Осуществление такого подхода возможно лишь в случае, когда имеется информация о состоянии окружающей среды, необходимая для задания граничных условий, и данные, позволяющие осуществить проверку (хотя бы частичную) результатов моделирования. Последнее требует знания пространственного распределения климатических переменных (по крайней мере, температуры и условий увлажнения) и информации об их сезонных изменениях.

Как уже было неоднократно отмечено, информация о событиях прошлого очень неоднородна. Таким образом, возникает проблема отбора тех событий прошлого, для которых теория может быть построена. Наиболее полно, с точки зрения возможностей использования данных для рассматриваемых задач, освещены результатами реконструкций события сравнительно недалекого прошлого (поздний плейстоцен и, особенно, голоцен). Поэтому теоретические представления с необходимой полнотой могут быть развиты фактически только для этого этапа палеоистории Земли продолжительностью около 20 тыс. лет.

Начало голоцена – это начало теплого этапа, знаменовавшего завершение перехода от позднеплейстоценового криохрона к теплой ситуации межледниковья. Вопрос об абсолютной дате начала голоцена дискутируется – это связано с тем, что характер развития потепления был различен в разных регионах. Так, в Европе и Америке главный максимум приходится на середину голоцена, в Сибири – на его начало. Однако для наших задач будем обозначать термином "голоцен" период, охватывающий последние 10 тыс. лет. Этап времени между началом голоцена и временем завершения позднеплейстоценового криохрона будем называть "позднеледниковье".

Рассмотрим особенности проявления климатообразующих факторов в голоцене и позднеледниковье. Из рис. 6.3 видно, что по сравнению с современным режимом около 12 тыс. лет назад наблюдался максимум в поступлении солнечного тепла к Се-



верному полушарию в летние месяцы. Эта аномалия сохранялась климатически значимой на протяжении раннего и среднего голоцена. Содержание  $\text{CO}_2$  значительно увеличилось за период позднеледникового, но в последние 10 тыс. лет менялось мало, оставаясь вблизи доиндустриального уровня (270–280 ppmv). Температура поверхности Мирового океана в целом была такой же, как и в современных условиях; уровень океана был немного выше современного (Pirazzoli, 1996; Клиге, 1998), однако не настолько, чтобы существенно изменить конфигурацию распределения суши и моря.

В начале голоцена остатки Лаврентийского ледникового щита еще покрывали полуостров Лабрадор (полностью они исчезли 7 тыс. лет назад) (Dyke, Prest, 1987); следы Скандинавского щита оставались на севере Скандинавии до 8,5 тыс. лет назад (Svensson, 1991). Однако площади, которые они занимали, были так невелики, что их вклад в изменение (по сравнению с современным состоянием) планетарных отражательных свойств Земли был очень мал, так что их влияние на климат носило местный характер.

Температурный режим голоцена характеризуется чередованием короткопериодных (порядка десятков–нескольких сотен лет) теплых и холодных аномалий (см. рис. 5.4). Во время теплых событий распределение ландшафтов суши (в первую очередь растительного покрова) существенно отличалось от современного. Так, в некоторых высокоширотных регионах тундры замещались лесотундрой и тайгой (Хотинский, 1977; Foley et al., 1994; Texier et al., 1997; Tarasov et al., 1998). Вместо пустынь и полупустынь тропиков и субтропиков возникали сухие степи и саванны, а в отдельных регионах, на возвышенностях – даже леса (Hastenrath, 1985; Kadomura, 1986; Texier et al., 1997).

Важным индикатором состояния увлажненности служат реконструкции палеоуровней озер. Высокие уровни были типичны для Африки и Азии в первой половине и середине голоцена, свидетельствуя о гораздо большей увлажненности территорий, чем в настоящее время. В умеренной зоне столь однозначная картина изменений увлажнения отсутствует – здесь встречаются аномалии разных знаков (Величко, 1989; Harrison et al., 1993).

Наиболее ярким событием голоцена является его так называемое атлантическое потепление (АТ), которое часто называют "оптимумом голоцена". Пик потепления не был однороден, он распадался на более мелкие флуктуации (см. рис. 5.4). В некоторых местах наиболее теплым было событие АТ5, в других – АТ3; в ряде районов вообще в это время отсутствовала положительная аномалия. Поэтому условно считается, что рассматри-

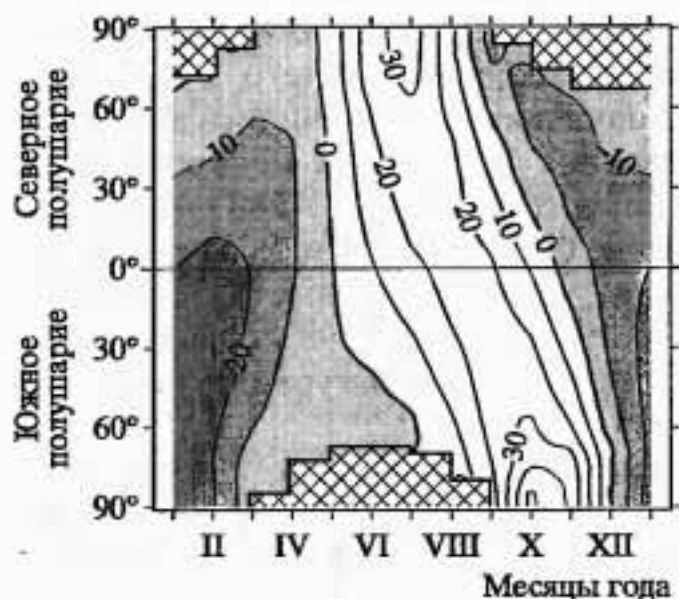


Рис. 6.4. Отклонения инсоляции ( $Вт/м^2$ ) 6 тыс. лет назад от современных значений (Berger, 1978)

ваемое событие имело место около 6 тыс. календарных лет назад ( $6 \pm 0,5$   $^{14}C$  тыс. лет назад).

Ответственными за создание аномалии режима солнечной радиации на ВГА в это время (рис. 6.4) явилось изме-

нение, по сравнению с современным, наклона (оно выросло до  $\epsilon = 24,105$ ). Вклад изменений других орбитальных параметров ( $\varpi = 180,87^\circ$  и  $e = 0,018682$ ) был существенно меньше. Используя обозначения раздела 6.1, эту ситуацию можно охарактеризовать как ( $\epsilon^+$ ,  $\varpi^+$ ).

Привлекательность использования события 6 тыс. лет назад при моделировании палеоклиматов заключается в том, что вариации инсоляции – единственный внешний фактор, который должен быть изменен. Другие граничные условия и параметры – альbedo суши, содержание  $CO_2$ , температура поверхности океана (для чисто атмосферных моделей, использующих температуру поверхности океана в качестве граничного условия) могут быть приняты соответствующими современным значениям.

С точки зрения влияющих факторов и постановки численного эксперимента ситуация сходна с рассмотренной в разделе 6.1 для 126 тыс. лет назад, однако для среза 6 тыс. лет назад имеется гораздо более надежная информация как о состоянии основных климатообразующих факторах, так и о значениях температуры и состоянии увлажненности, что позволяет не только осуществить моделирование климата, но и верифицировать результаты моделирования на независимом материале.

Анализ теплой эпохи середины голоцена служит в последние годы канонической задачей моделирования палеоклиматов, его осуществление является одной из основных задач международного проекта PMIP (Paleoclimate Modeling Intercomparison Project), объединившего 18 модельных групп (Joussaume, Taylor, 1995). В рамках проекта PMIP во всех примененных моделях были использованы одинаковые граничные условия. Это позволяет корректно сопоставить модельные результаты между собой. Более того, если предположить, что результаты моделирования

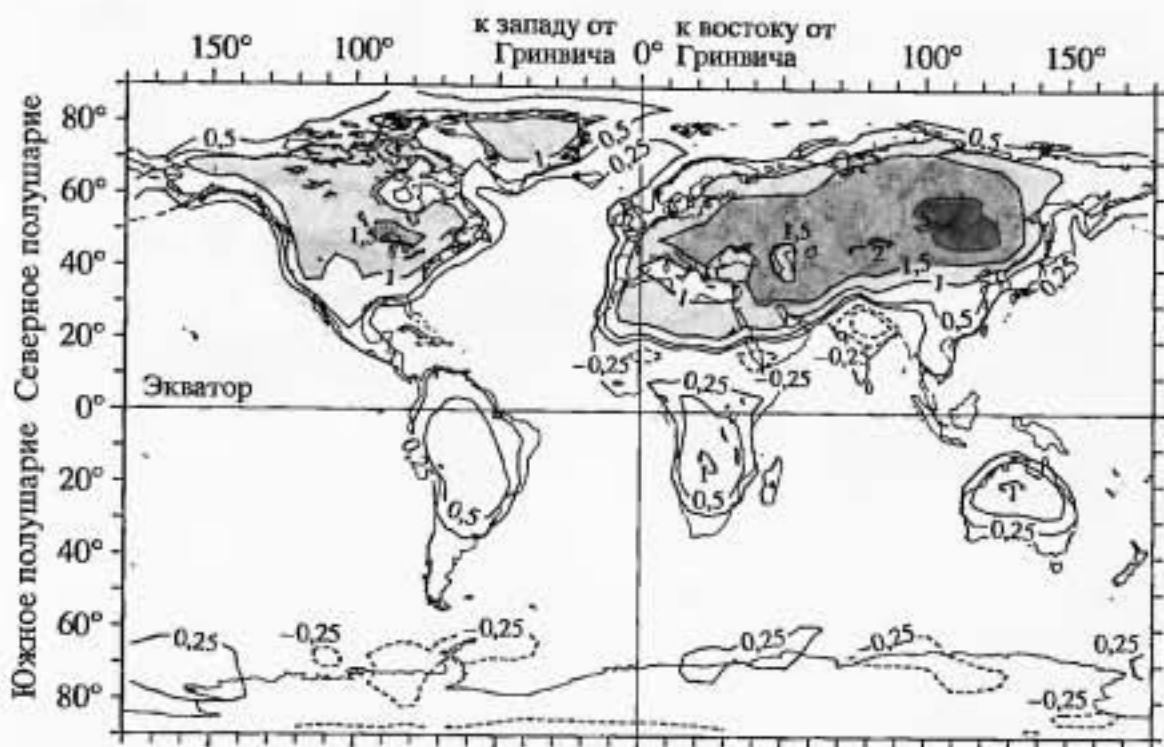


Рис. 6.5. Воспроизведенные в численных экспериментах и осредненные по ансамблю моделей, участвующих в РМIP (Joussaume et al., 1999), средние за сезон (июнь, июль и август) отклонения аномалий температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) 6 тыс. лет назад (по сравнению с современными)

по разным моделям образуют статистический ансамбль, то можно рассмотреть осредненные таким образом значения аномалий.

Все модели, участвовавшие в РМIP, в ответ на заданное распределение аномалий инсоляции, продемонстрировали заметное повышение температуры летом над континентами (рис. 6.5) и слабо выраженное похолодание зимой. Годовые аномалии температуры получились (как и при моделировании ситуации 126 тыс. лет назад) положительными.

Повышение температуры суши в летнее время при задаваемой неизменной температуре океана усиливало термический контраст между ними и способствовало интенсификации муссонной циркуляции. Это отчетливо проявилось в росте количества осадков 6 тыс. лет назад в муссонных районах по сравнению с современными значениями (рис. 6.6). Этот модельный эффект, конечно, "запланирован" условиями эксперимента – неизменностью температуры океана при росте радиационного баланса суши. Однако он, по-видимому, отражает реальность – в этом убеждают данные моделирования сходной палеоклиматической ситуации, выполненные без априорного задания температуры поверхности океана на МОЦА/МОЦО, в которой, также как и в чисто атмосферных моделях с задаваемой температурой океана,



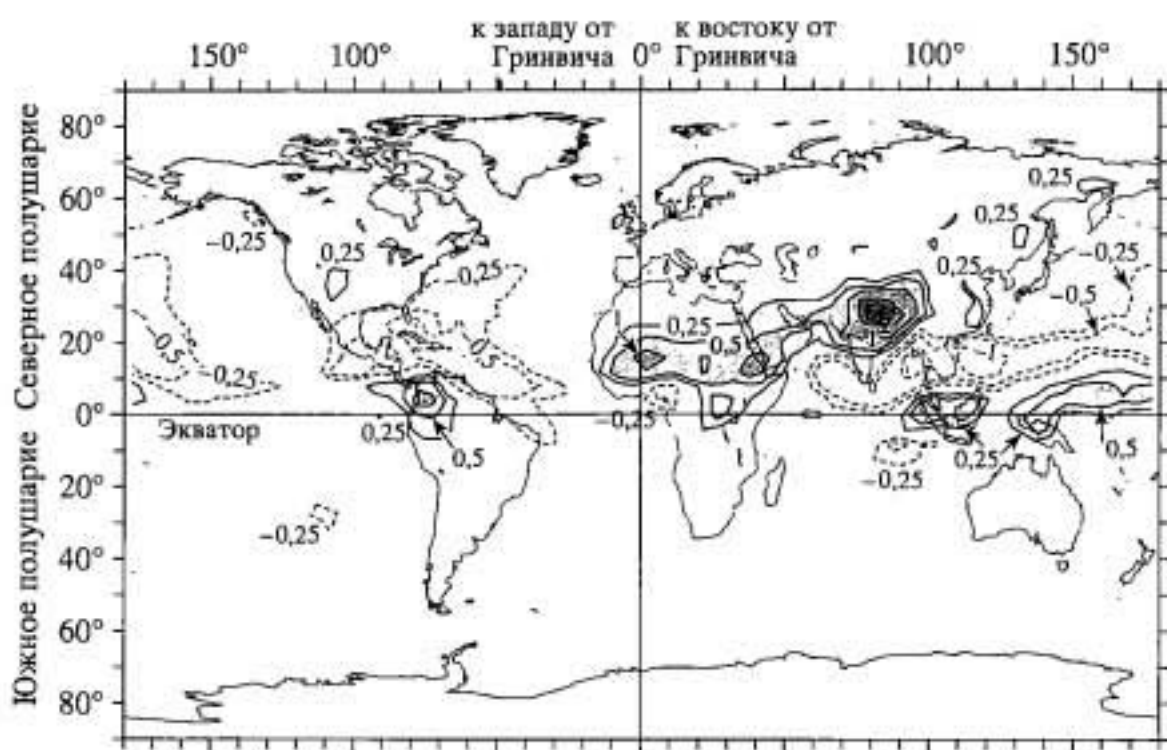


Рис. 6.6. Воспроизведенные в численных экспериментах и осредненные по ансамблю моделей, участвующих в РМIP (Joussaume et al., 1999), средние за сезон (июнь, июль и август) отклонения аномалий осадков (мм/сут) 6 тыс. лет назад (по сравнению с современными)

был воспроизведен эффект роста осадков в муссонных областях (Vicasnot et al., 1999).

Сходные в главных чертах результаты получены и в более ранних экспериментах, направленных на воспроизведение теплых событий голоцена (Kutzbach, Street-Perrott, 1985; Kutzbach, Guetter, 1986; Mitchell et al., 1988; Кислов, 2000).

Несмотря на то, что все модели РМIP воспроизвели качественно одинаковый отклик температуры и увлажнения на аномалию инсоляции, циркуляционная картина получилась неодинаковой у разных моделей. Так, в зимних условиях Северного полушария некоторые модели (UGAMP, LMD5,3, ECHAM3, YONU и др.) воспроизвели чередующиеся в широтном поясе 50–80° с.ш. вокруг земного шара положительные и отрицательные аномалиями геопотенциала ( $\Delta H_{500}$  оказывается примерно 20–30 гп.м). Другие модели (MRI, MSU и др.) не воспроизвели "волновой" характер отклика – у них значения аномалий  $\Delta H_{500}$  отрицательны и распределены довольно однородно в широтном поясе 60–70° с.ш. Летом большинство моделей воссоздали рост геопотенциала над средними широтами Северного полушария ( $\Delta H_{500} = 20–30$  гп.м). Модель UGAMP воспроизвела волновой характер отклика поля геопотенциала (с положительной аномалией над Северной Европой, нулевой аномалией над Сибирью и отрицательной над северо-западной частью североамериканского материка).

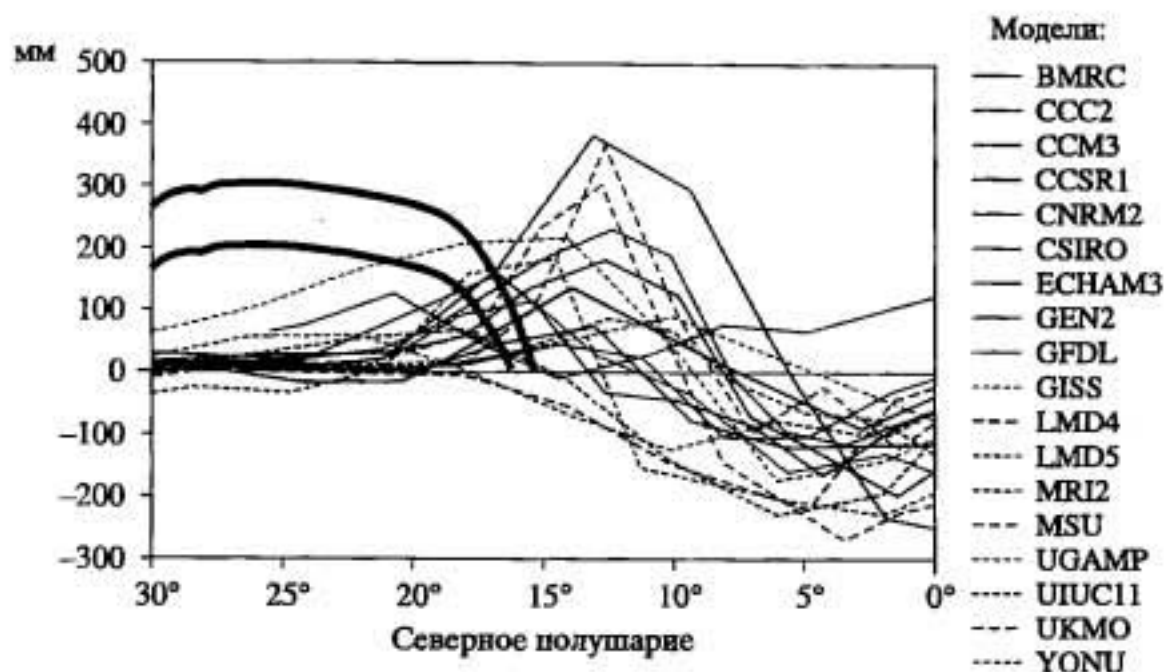


Рис. 6.7. Воспроизведенные климатическими моделями, участвующими в РМIP, отклонения от современных значений годовых сумм осадков над Африкой (осредненных для 20° з.д – 30° в.д.) 6 тыс. лет назад (мм)

Утолщенные линии показывают, какие должны были быть суммы осадков (в условиях радиационного и термического режима 6 тыс. лет назад), чтобы вместо современной пустыни возникли степи (расчет по модели BIOME 3)

Другой характерный пример межмодельных различий показан на рис. 6.7, где представлены модельные аномалии осадков в тропиках Северной Африки (Joussaume et al., 1999). Все модели качественно одинаково воссоздали сдвиг максимума осадков в глубь континента, связанный со смещением ВЗК, но вновь приходится констатировать количественные межмодельные различия.

Обратимся к эмпирическим данным реконструкций климата. Данные, синтезированные в работе (Климанов, 1996), показывают, что летом во время событий АТ5 и АТ3 температура воздуха у поверхности суши в умеренных широтах Евразии и Северной Америки была выше на 1–2 °С по сравнению с современным уровнем. Это хорошо согласуется с результатами моделирования (см. рис. 6.5). В более высоких широтах реконструированные аномалии летних температур составили примерно 3 °С (Климанов, 1996; Васильчук, 1992). Модели, несмотря на то, что отклонения инсоляции были максимальны летом Северного полушария именно в высоких широтах (см. рис. 6.4), не воссоздали этого эффекта (см. рис. 6.5). Дело, очевидно, в том, что вблизи побережий большие модельные аномалии температуры не могли сформироваться из-за влияния граничных условий РМIP (температура океана и распределение морских льдов было

принято равным современным). Принципиальные отличия модельных данных от результатов наблюдений имеют место и в низких широтах. Здесь в реальности 6 тыс. лет назад температуры были ниже современных на 1–2 °С (Hastenrath, 1985), в то время как на рис. 6.5 видны положительные аномалии 1–2 °С.

Рассмотрим аномалии осадков. В результатах моделирования (см. рис. 6.6) правильно нашло свое отражение реально наблюдавшееся увеличение увлажненности, диагностированное как палеогидрологическими, так и палеоботаническими реконструкциями. Однако количественное соответствие не достигнуто; имеются обоснованные доводы о том, что все модели занизили осадки по сравнению с теми, которые выпадали 6 тыс. лет назад.

Информацию о недооценке модельных осадков можно получить, сопоставляя модельные аномалии с теми значениями (утолщенные линии на рис. 6.7), которые (при заданных условиях термического и радиационного режима) могли обеспечить переход состояния ландшафтов от пустынь к степным условиям, реально случившийся на месте современной Сахары 6 тыс. лет назад. Нижняя линия дает пороговое условие перехода от пустыни к степи, верхняя – к следующей по состоянию увлажненности градации (условиям саванны). Видно, что для обеспечения этого эффекта не хватает по крайней мере 150 мм/год (для засушливого региона это очень большая величина).

Факт недостаточности модельных осадков был выявлен в (Kohfeld, Harrison, 2000) путем сопоставления палеоплощади оз. Чад 6 тыс. лет назад с той, которая должна была бы получиться, если использовать для ее расчета получающиеся при моделировании разности "осадки минус испарение" над бассейном озера и его зеркалом. Модельная площадь получилась примерно в два раза меньше, что прямо указывает на то, что модели занизили количество осадков (более тонкий анализ показывает, что именно изменение осадков, а не испарения играет здесь определяющую роль).

Наконец, результаты моделирования, проведенного на модели Московского университета (MSU-модель), дают совпадающие с палеореконструкциями результаты в Северной Африке в том случае, если влагосодержание почвы взято несколько превышающим значение влажности завядания. Это также свидетельство недооценки модельных осадков.

В зимнее время в средних и низких широтах существенных отклонений от современного термического режима не наблюдалось (Hastenrath, 1985). Реконструкции температуры в высоких широтах, построенные по разным методикам, плохо согласуются



между собой (Кислов, 2000). Это можно в первом приближении интерпретировать как отсутствие информации о крупной аномалии определенного знака, что позволяет считать, что зимние термические условия напоминали современные. В этом случае можно говорить о том, что результаты моделирования соответствуют эмпирическим данным.

Качественное, а иногда и количественное совпадение результатов моделирования с данными реконструкций позволяет сделать вывод о том, что механизм Миланковича ответствен за существовавшие 6 тыс. лет назад аномалии климата. Только в аридных районах имеются серьезные различия между реконструированными и модельными аномалиями. Их появление наводит на мысль, что в этих регионах функционирует какой-то важный процесс, не воспроизводимый моделями, благодаря которому здесь существенно увеличивается увлажнение и уменьшаются температуры.

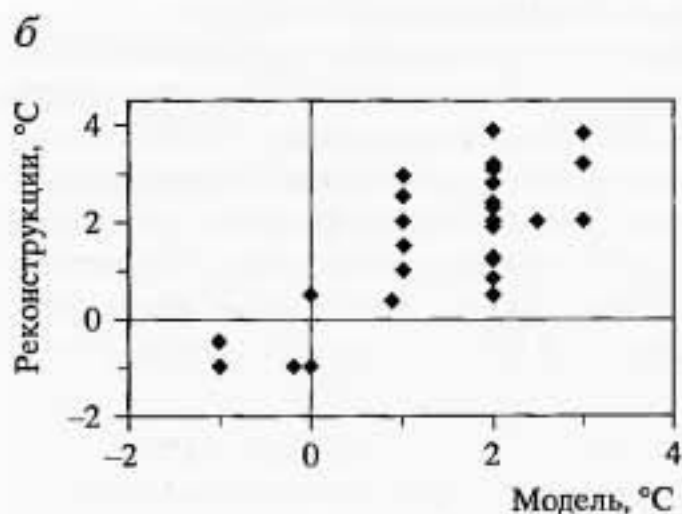
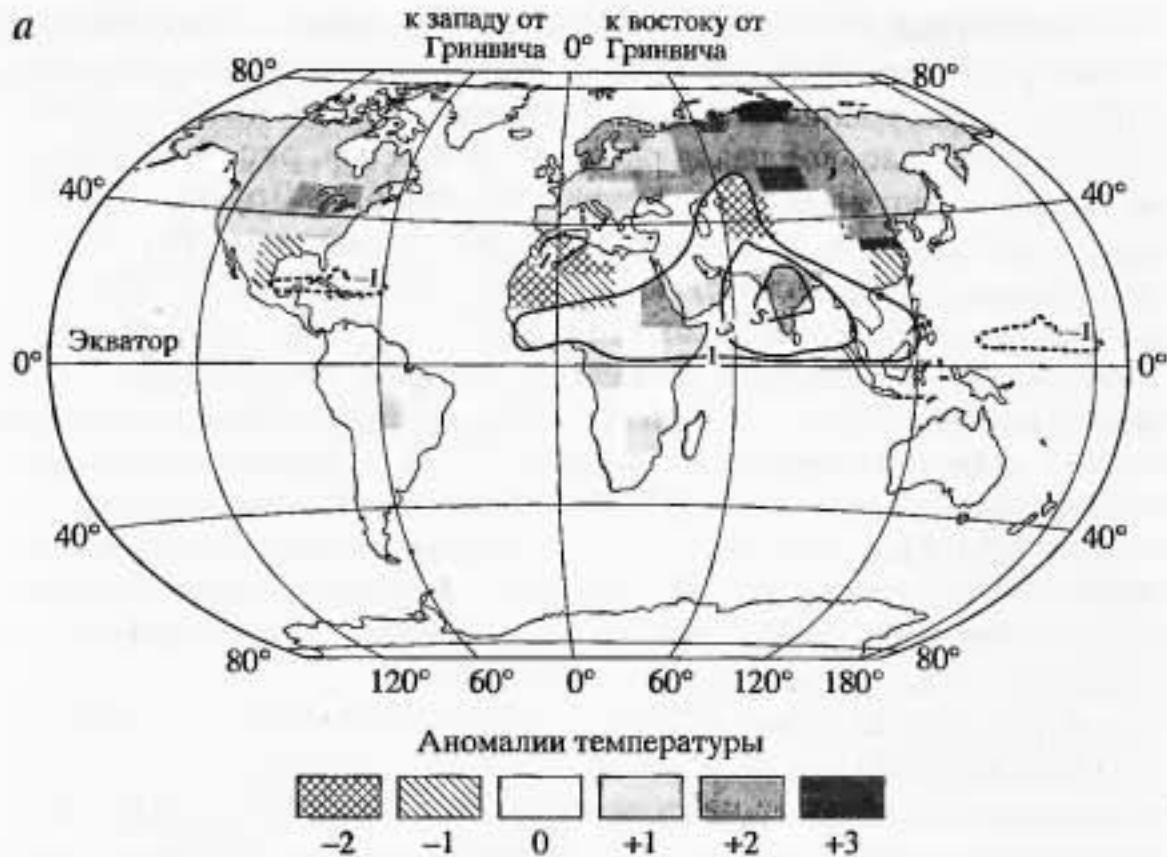
Существует обоснованное предположение, что такого рода недоучтенным фактором явилась обратная связь между изменениями климатического режима и динамикой растительного покрова (Harvey, 1989; Texier et al., 1997). Схематически ее действие выглядит следующим образом. За счет действия планетарных факторов происходит смещение в глубь материка муссонных осадков (явление, воссозданное всеми моделями проекта RMP (см. рис. 6.6, 6.7)). Можно считать, что этот процесс продолжается достаточно долго для того, чтобы растительный покров на увлажненных участках приобрел новые черты – степи у северной границы своего распространения замещаются влажными саваннами, в свою очередь северная граница степи надвигается на пустыню. В этих преобразованных районах существенные изменения претерпевает гидрологический режим. Дело в том, что если ранее, в условиях пустыни, осадки и выпадали, то влага сразу уходила вглубь, шла на формирование грунтовых вод, т.е. изымалась в данном регионе как из атмосферы, так и из активного почвенного слоя. В случае поверхности, покрытой растительностью, дождевая влага, впитавшаяся в почву, перехватывается корнями и частично возвращается обратно в атмосферу в процессе транспирации.

Если затраты тепла на транспирацию превышают рост радиационного баланса (явление, возникающее из-за снижения альбедо), то результирующим эффектом оказывается снижение температур. Вместе с этим рост увлажненности способствует тому, что муссонные потоки, не теряя влагу, проникают глубже в глубь континента, благоприятствуя дальнейшей перестройке свойств поверхности.

В (Кислов, 2000) важность рассмотренного механизма была проверена путем изменения в численном эксперименте граничных условий в соответствии с данными палеореконструкций. Также были изменены условия распространения морского льда в Арктике, чтобы сделать более реалистичным граничные условия (см. выше). На рис. 6.8 показано распределение модельных аномалий температуры и осадков, полученных на модели MSU. Результат численного эксперимента, с точки зрения соответствия действительности, существенно улучшился. Это позволяет считать, что действительно обратная связь климатических условий со свойствами деятельной поверхности может играть важное значение.

Более полно эффект обратных связей изменений регионального климата и вариаций растительности исследован в (Tehieg et al., 1997). Здесь для моделирования климата была использована МОЦА LMD5,3, интерактивно состыкованная с моделью BIOME1. Модель BIOME1 позволяет рассчитывать на основе данных о состоянии модельного климата (выходные данные МОЦА) тип биомов в каждой "точке" земного шара (растительность схематизирована в 17 типов). Выходные данные BIOME1 определяют состояние поверхности суши и используются в МОЦА для корректировки тепло- и влагообмена поверхности с атмосферой. Результаты моделирования позволили установить, что для большинства районов эффект обратной связи существенно слабее, чем влияние орбитально-инициированных изменений. Однако в двух природных зонах ее влияние существенно. Это южная граница пустыни Сахара, где учет обратной связи позволил вдвое увеличить осадки, а сама граница пустыни при этом сдвинулась к северу на  $2,5^\circ$  широты; и зона лесотундры – за счет эволюционирующей растительности общепланетарная площадь тундры сократилась на 25% по сравнению с ситуацией, когда обратная связь была отключена.

Несмотря на успешность использования эффекта обратной связи "климат–растительность", все равно в полной степени не удается воспроизвести те большие суммы осадков, которые привели к столь существенным преобразованиям природы в ныне аридных регионах тропиков и субтропиков Африки, Аравии и некоторых других регионов. По-видимому, определенную роль в усилении муссонной активности должны были сыграть обратные связи между атмосферой и океаном (Bragonnot et al., 1999). Определенные успехи в понимании этого механизма имеются – в некоторых численных экспериментах удается показать, что 6 тыс. лет назад в ответ на изменения ветрового режима и картины выпадения осадков происходило изменение океанской цир-



*Рис. 6.8.* Аномалии температуры и осадков (мм/сут, изолинии) для условий июля 6 тыс. лет назад, воспроизведенные моделью MSU (*а*) при аномалиях инсоляции по Миланковичу и заданных (в соответствии с реконструкциями) свойств ландшафтов в тропиках и субтропиках, и заданных уменьшенными по сравнению с современным состоянием площади морских льдов в Арктике; *б* – сопоставление модельных и реконструированных аномалий температуры

куляции в тропиках Атлантического океана. При этом увеличивались температуры воды в Гвинейском заливе, а это, в свою очередь, активизировало муссонные процессы; соответственно, возрастала глубина проникновения ВЗК на континент и увеличивалось количество выпадающих осадков.



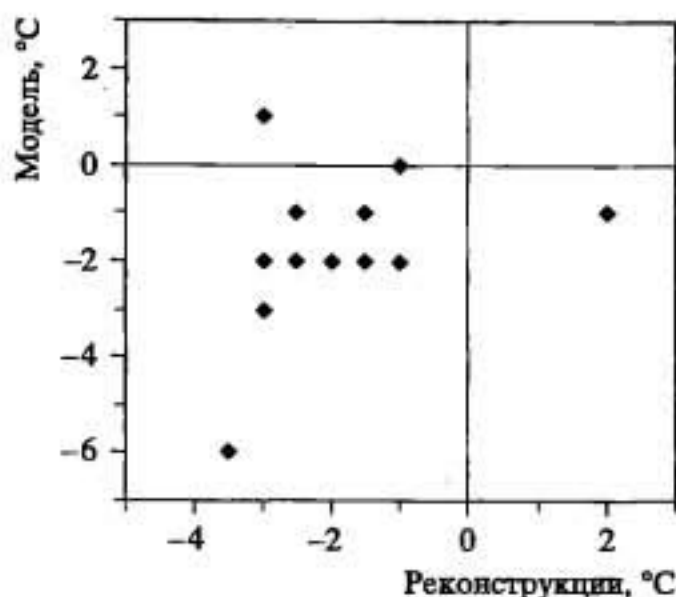
Рассмотрим результаты моделирования климата бореального термохрона (около 9 тыс. лет назад). В это время широтно-сезонная конфигурация аномалий инсоляции была близка к наблюдаемому 6 тыс. лет назад распределению (см. рис. 6.4), только аномалии были выражены резче (см. рис. 6.3). Другое отличие заключалось в том, что в начале голоцена дегляциация Северной Америки еще полностью не завершилась, и для учета этого обстоятельства в граничных условиях на п-ве Лабрадор должны быть заданы свойства ледникового щита. В то же время ландшафтные условия над Африкой и Евразией 6 и 9 тыс. лет назад были близки (Варущенко, Тарасов, 1992). Сравним результаты моделирования климата 6 и 9 тыс. лет назад, осуществленные на модели MSU (Кислов, 2000). Как и следовало ожидать, 9 тыс. лет назад отклик температурного режима в Евразии и Африке получился более ощутимым, чем 6 тыс. лет назад. Это согласуется с палеогеографическими представлениями.

Обратимся теперь к более ранним, доголоценовым этапам послеледникового потепления. Оно не было монотонным: теплые события этого периода палеовремени – беллинг и аллерёд, представляющие собой части единого процесса потепления, разорваны эпохами дриасовых похолоданий (см. табл. 5.1).

Рассмотрим аллерёд. В это время аномалии инсоляции близки к экстремальным (см. рис. 6.3). Содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере было несколько ниже доиндустриального уровня ( $\cong 250$  ppmv). Ледниковый покров занимал часть Скандинавии и всю восточную часть Северной Америки (п-ов Лабрадор и др.) – так что распределение альбедо суши заметно отличалось от условий середины голоцена. Температуры поверхности суши, восстановленные в отдельных регионах – на юге Южной Америки, в Восточной Арктике, в Англии и некоторых других районах, приблизительно равны современным или даже их превосходят.

Для реализации численного эксперимента, направленного на воспроизведение климата аллерёда, были использованы представления о распределении инсоляции на ВГА и изменено альбедо части суши, покрытой ледниками. Для того чтобы создать граничное условие по температуре поверхности океана был использован прием, предложенный в (Kutzbach, Guetter, 1986), и в качестве аномалий задавались 1/4 часть тех отклонений температуры воды от современного состояния, которые имели место в пик позднеплейстоценового криохрона примерно  $18$   $^{\circ}\text{C}$  тыс. лет назад. Величина "1/4" получается как результат линейной интерполяции аномалий между их максимальными значениями (CLIMAP ... , 1976; Seasonal ... , 1981) и нулевыми аномалиями, достигнутыми в начале голоцена.

Рис. 6.9. Сопоставление модельных и реконструированных аномалий температуры для условий июля аллерёда в отдельных регионах Карелии, Прибалтики, центральной части Восточно-Европейской равнины и Сибири



Формирование термического режима аллерёда в летнее время происходило под воздействием положительных аномалий ин-

соляции на ВГА, т.е. в тех же условиях, что и при голоценовых потеплениях. Существенное отличие заключалось в общем сниженном фоне температуры Мирового океана, создающим дополнительную адвекцию холода на континенты. Поэтому распределение температуры на суше, воспроизведенное в численном эксперименте на модели MSU для условий аллерёда, отличалось от того, какое получено для атлантического и бореального потеплений. Над Северной и частью Южной Америки, Северной Евразией, Австралией и Антарктидой аномалия летних температур получилась отрицательной. В то же время в Центральной Америке, Северной Африке, Аравии, Центральной Европе и Центральной части Сибири аномалия равна  $+1^{\circ}\text{C}$ . Над ледниковыми покровами Скандинавии и Северной Америки аномалии составили от  $-11$  до  $-18^{\circ}\text{C}$ . Для количественного сопоставления модельных температур с реконструированными был привлечен массив данных (Климанов, 1994б), покрывающий достаточно подробно Прибалтику и Карелию, в меньшей степени центр Русской равнины; Сибирь представлена лишь 7 разрезами, разбросанными по всей ее территории. Сравнение модельных и реконструированных значений (учитывая погрешности их определения) показало их удовлетворительное соответствие (рис. 6.9), причем не только по знаку, но и по абсолютной величине во всех регионах, кроме Чукотки. В последнем регионе реконструированы положительные аномалии температуры.

Зимой аномалии температуры суши получились в условиях аллерёда повсеместно отрицательными – влияние адвекции холода с океана суммировалось с воздействием отрицательных аномалий инсоляции на ВГА.

Подводя итог, можно сделать вывод, что термохроны голоцена и позднеледниковья возникли как проявление механизма

Миланковича. Его влияние фактически определяет положение кривой, проходящей через положительные экстремумы палеотемператур (беллинг, аллерёд, бореальный и атлантические максимумы). Повышение температуры во многих регионах сопровождалось ростом увлажненности, который реализовался за счет увеличения осадков.

### 6.3. КРИОХРОНЫ ПОСЛЕЛЕДНИКОВЬЯ И ГОЛОЦЕНА

Этап потепления, знаменовавший собой переход от позднеледникового криохрона к голоцену – так называемое позднеледниковье – не был монотонен. Он был осложнен дриасовыми похолоданиями и фактически представляет собой чередование положительных и отрицательных аномалий (раунис – дриас-1 – беллинг – дриас-2 – аллерёд – дриас-3). Вместе с ростом температуры происходило и увеличение концентрации в атмосфере  $\text{CO}_2$ . В разделе 6.2 было показано, что эти последовательные положительные аномалии температуры есть отражение единого процесса потепления, представляющего собой реакцию климатической системы на изменения поля инсоляции на ВГА, усиленную действием интенсифицирующегося с ростом содержания  $\text{CO}_2$  парникового эффекта. В этом контексте дриасовые похолодания логично считать "срывами" глобального процесса потепления и искать специфические факторы, объясняющие их появление.

Этап позднеледниковья изучен далеко не так полно, как голоцен. Кроме того, для этого периода существуют проблемы с определением абсолютного возраста событий, связанные с тем, что в периоды резких перестроек температурного режима сильно менялся и обмен углеродом между атмосферой и океаном. Эти вариации проявлялись и в концентрации атмосферного радиоактивного  $^{14}\text{C}$ , используемого для датировок. В свете этих неопределенностей более обоснованными выглядят эмпирические сведения, относящиеся к событиям, примыкающим к голоцену. Поэтому будем рассматривать цепочку последних событий в серии позднеледниковых колебаний: аллерёд (11,8–11,0 тыс.  $^{14}\text{C}$  тыс. назад) и дриас-3 (молодой дриас) (11,0–10,3 тыс.  $^{14}\text{C}$  лет назад).

Распространенная концепция, объясняющая возникновение похолодания дриас-3, заключается в следующем (Broecker et al., 1985; Broecker et al., 1988). За время аллерёда дегляциация Европы полностью завершилась, а в Северной Америке край ледника отступил к Великим озерам. Все это время воды с тающего Лаврентийского щита собирались по системе рек бассейна Мис-



сисипи и переносились в Мексиканский залив. При смещении края ледника на север талые воды образовали огромное ледниковое озеро (так называемое оз. Агассиз), располагавшееся западнее современного оз. Верхнее. Отсюда вода поступала в Атлантический океан более коротким путем, по долине реки Св. Лаврентия.

В ряде работ развивается представление о том, что имели место катастрофические прорывы оз. Агассиз (такие события подробно изучены для оз. Мезула в Северной Америке (Baker, Bunker, 1985), озер Алтая (Baker et al., 1993) и др.). При этом мощность истечения воды оценивается как 0,35 Sv за время порядка 10 лет (Leverington et al., 2000). Это приводило к распреснению поверхностных вод Северной Атлантики ("легкая", более пресная вода не могла опуститься в глубину, а распространялась в поверхностном слое океана), что сразу же вызвало возрастание устойчивости его стратификации (Street-Perrott, Perrott, 1990). Некоторые авторы склонны считать, что свой вклад в этот процесс внесли и воды тающего Скандинавского ледника (Karguz, Jansen, 1992). Именно в умеренных и полярных широтах, где температура воды невысока, вклад изменений солености в изменение плотности играет существенную роль. Это обусловлено, как было показано в разделе 1.1, нелинейным характером уравнения состояния морской воды. Усиление устойчивости ослабило конвективную деятельность, т.е. опускание водных масс сократилось. Вместе с этим (в соответствии с условием сохранения массы воды) резко уменьшился приток вод в Северную Атлантику в системе Северо-Атлантического течения.

Уменьшение притока теплых вод привело к похолоданию, которое отчетливее всего выразилось в Европе. Оно по своей интенсивности напоминало условия позднеледникового криохрона и продолжалось несколько столетий. За такой короткий срок существенного приращения ледниковых щитов не произошло, однако горные ледники активизировались; существенной была и реакция природных зон. Так, в Западной Европе, Западной Канаде и на Аляске обширные лесные массивы сменились тундрами (Engstrom et al., 1990; Mathews et al., 1993). В удаленных от Северной Атлантики регионах аномалия выражена существенно слабее, чем в Европе. Так, на севере Сибири (см. рис. 5.4), в тропиках Восточной Африки (Maitima, 1991) и других местах похолодание позднего дриаса прослеживается плохо.

Рассмотренная концепция на самом деле недостаточно полно аргументирована. Так, как показано в (Fairbanks, 1989), непосредственные оценки изменений уровня моря говорят о том, что во время, близкое к событию дриас-3, разгрузка континен-

тального ледникового щита Северной Америки была невелика, и перерывы в формировании североатлантических глубинных вод не диагностированы. Последнее обстоятельство отмечается также в (Jansen, Venm, 1990; Street-Petgott, Petgott, 1990). Наконец, существуют реконструкции температуры воды Северной Атлантики за период позднего дриаса (Муратова, 1991), в которых максимальные аномалии зафиксированы не в северной и северо-западных частях Атлантики – как должно было бы быть, если бы произошла "остановка" конвекции, а в субтропиках Восточной Атлантики. Таким образом, отсутствуют непротиворечивые свидетельства того, что похолодание позднего дриаса было обеспечено именно тем механизмом распреснения вод и нарушения океанской циркуляции, какой был изложен выше.

Еще одним доводом не в пользу рассмотренной концепции является решение вопроса о генезисе предшествующих стадий дриасовых похолоданий. Их появление невозможно рассматривать с тех же позиций, поскольку только примерно 11 тыс.  $^{14}\text{C}$  лет назад начался сброс вод непосредственно в Северную Атлантику; ранее южный край североамериканского щита еще не пересек водораздельный барьер и воды стекали по Миссисипи. Распреснение вод Мексиканского залива не могло (см. ниже) создать столь заметных климатических эффектов.

Несмотря на отсутствие прямых эмпирических свидетельств, поставим вопрос – мог ли процесс, запущенный распреснением вод Северной Атлантики, вызвать климатическую аномалию, подобную позднедриасовой? Некоторые ответы на него были получены в специальном численном эксперименте, выполненном на объединенной МОЦА/МОЦО GFDL (Manabe, Stouffer, 1995; 1997). Модель атмосферы имеет 9 уровней по вертикали; горизонтальное разрешение, создаваемое разложением полей по 15 сферическим гармоникам, составляет  $4,5 \times 7,5^\circ$  (широты и долготы). Модель океана содержит 12 уровней по вертикали с горизонтальным разрешением  $4,5 \times 3,7^\circ$  (широты и долготы).

Начальные условия для интегрирования по времени представляют собой сезонное географическое распределение температуры поверхности, солености вод и количества морского льда, при котором объединенная модель находится в равновесном состоянии. При интегрировании возникает модельный дрейф, для уменьшения которого используется процедура коррекции потоков тепла и влаги между атмосферой и поверхностью океана. Эти величины имеют географическую привязку и зависят от сезонов, но не меняются от одного года к другому, т.е., как считают авторы, можно надеяться, что используемая процедура коррекции не влияет на аномалии солености и температуры. При

использовании данной процедуры модельный климат флуктуирует вблизи реалистического состояния равновесия. Подробно использованная версия данной модели и процедура интегрирования описана в (Manabe et al., 1991, 1992).

Стартуя от начальных условий, модель была проинтегрирована на 1000 лет. Процедура коррекции позволила почти полностью ликвидировать тренд (его величина составила в среднем  $-0,023$  °C/100 лет). Тренд температуры в глубоком океане получился немного больше ( $-0,07$  °C/100 лет). Результаты этого 1000-летнего эксперимента используются как контрольные, соответствующие современным условиям.

Чтобы создать возмущения циркуляции, отвечающие рассмотренным представлениям о генезисе события дриас-3, к модели, воспроизводящей современный климатический режим, был подключен источник пресных вод. Он был устроен упрощенным образом – предполагалось, что приток пресной воды ( $0,1$  Sv) равномерно распределен в охватывающем Атлантику поясе  $50$ – $70^\circ$  с.ш. и действует 500 лет. Отметим, что приток задан существенно ббльшим, чем это дают реконструкции (см. выше). Через 500 лет интегрирования источник отключался, и эксперимент продолжался еще 750 модельных лет.

Помимо этого эксперимента был выполнен и другой эксперимент, в котором зона притока пресных вод ( $0,1$  Sv) была расположена в Мексиканском заливе и Карибском море. Этот случай имитировал ситуацию сбрасывания талых ледниковых вод по долине Миссисипи.

Рассмотрим результаты первого эксперимента. На рис. 6.10 показано, как менялись в модельном времени соленость и температуры воды в поверхностном слое океана, а также толщина льда, воспроизведенные в численном 1250-летнем эксперименте в ячейке модели, соответствующей Датскому проливу. Соленость резко уменьшилась в первые несколько сотен лет, затем, до конца действия источника пресных вод (500 лет) ее ход был более спокойный. Причем, как оказалось, ее уменьшение происходило не только из-за принудительного распреснения, но и за счет сокращения адвекции соленых вод с юга. Температура понижалась все 500 лет; поведение морских льдов следует за аномалиями температуры. После того, как распреснение было остановлено, соленость стала быстро расти и вернулась к нормальному состоянию уже к 750 году эксперимента. Температура повела себя иначе, она не возростала еще примерно 100 лет – низкие температуры сохранялись, пока не растаял лед, и только после этого она быстро вернулась к прежнему уровню (примерно на 750 году эксперимента). Этап снижения и роста темпе-



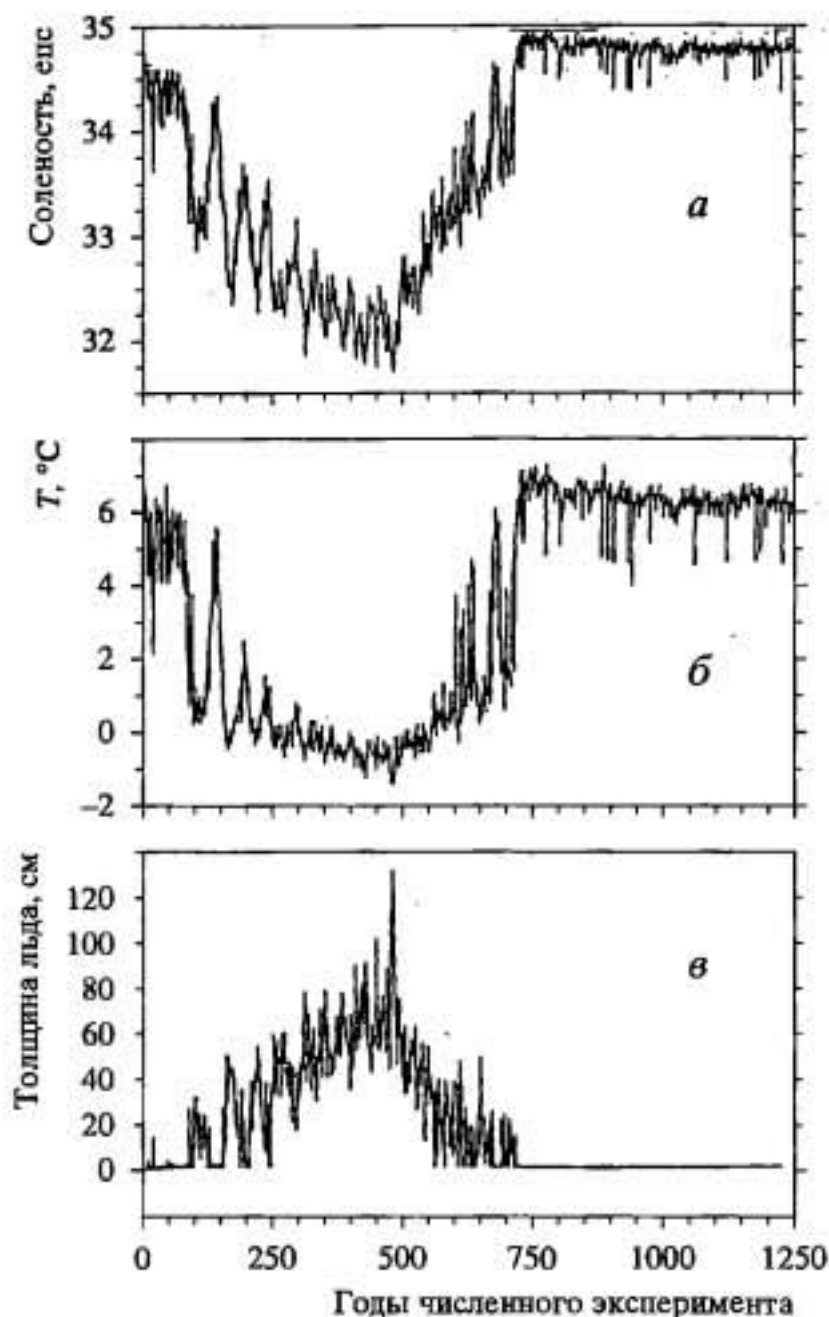


Рис. 6.10. Вариации солености (eps – единицы шкалы практической солености) (а) и температуры (б) воды в поверхностном слое океана, а также толщина льда (в) в Датском проливе, воспроизведенные в численном 1250-летнем эксперименте на МОЦА/МОЦО GFDL.

ратуры и солености был осложнен флуктуациями с характерной периодичностью в несколько десятков лет.

Подобным образом вели себя и другие характеристики модельного климата океана. Так, распреснение привело к уменьшению плотности воды верхнего слоя океана и к ослаблению, а затем и прекращению конвективной деятельности. Одновременно снизилась интенсивность термохалинной циркуляции в Северной Атлантике. Для современных условий МОЦА/МОЦО GFDL воспроизводит ее интенсивность в  $\sim 18,5$  Sv, что находится

в хорошем соответствии с наблюдаемыми значениями (см. рис. 1.5). Впечатляет быстрота, с которой происходит ослабление термохалинной циркуляции – уже в первые 100 лет ее интенсивность уменьшилась в 3 раза, далее снижение шло более медленными темпами, понизившись через 500 лет примерно на 14 Sv.

Географическое распределение аномалий температуры воздуха у поверхности менялось на протяжении эксперимента. В период первых 400–500 лет отрицательные аномалии ( $-3 \div -7$  °C) существовали главным образом над Северной Атлантикой и Гренландией; Скандинавия и Западная Европа оконтуриваются изоаномалой  $-1$  °C. Нулевая изоаномала охватывает умеренные широты Северного полушария, проникает в субтропики на Африканском континенте и в Передней Азии. В главных чертах эта картина отражает реконструированное распределение аномалий, однако количественного соответствия добиться не удалось – реальные аномалии температуры на суше были существенно интенсивнее ( $-2 \div -6$  °C летом и  $-6 \div -12$  °C зимой).

Охлаждение отмечалось не только в Северном полушарии, но также и в Южном океане. Сперва слабые аномалии ( $0 \div -1$  °C) были распределены почти равномерно в умеренных широтах Южного полушария, однако к 900 году интегрирования в Тихоокеанском секторе возле Антарктиды развилась аномалия со значением падения температуры в центральной части  $-6$  °C. Это обстоятельство представляется особенно интересным в контексте проблемы связности процессов, происходящих в разных регионах, и, в частности, в различных полушариях. Получается, что скорость распространения сигнала из Северного полушария в Южное, осуществляемого процессами в океане, такова, что аномалия в Южном полушарии не только не могла закончиться синхронно с вызвавшим ее событием Северного полушария, но должна была еще усиливаться и существовать длительное время и после разрушения аномалии в Северном полушарии.

Рассмотрим результаты второго эксперимента, когда пресная вода была внесена в субтропическую часть Западной Атлантики ( $20,25$ – $29,25$ ° с.ш.,  $52,5$ – $90$ ° з.д.). Это также вызвало некоторое ослабление термохалинной циркуляции, однако оно примерно в 5 раз слабее, чем в первом случае (рис. 6.11). Циркуляция восстановилась к своему основному равновесному режиму гораздо ранее, чем прекратился этап принудительного распреснения. Таким образом, субтропическое распреснение оказалось гораздо менее эффективно в ослаблении термохалинной циркуляции, чем высокоширотное. Этот контрастный результат



Рис. 6.11. Сглаженные высокочастотным фильтром изменения интенсивности термохалинной циркуляции Северной Атлантики (определяемые по максимальному значению ее функции тока), воспроизведенные в численных экспериментах при распреснении Северной Атлантики (50–70° с.ш.) (1) и субтропической части Западной Атлантики (20,25–29,25° с.ш., 52,5–90° з.д.) (2)

двух экспериментов служит косвенным доводом, подтверждающим эффективность перевода стока талых вод из бассейна Миссисипи в р. Св. Лаврентия как механизма, переключающего глобальный климат из теплого состояния в холодное. Одновременно возникает, как отмечалось, проблема объяснения генезиса событий, предшествующих дриасу-3.

Так, во время предшествующего дриасу-2 теплого события беллинг, усилилось таяние и сбрасывание вод в Миссисипи. В пользу этого предположения говорит некоторый рост уровня моря в это время (Fairbanks, 1989). Это должно было создать эффект небольшого похолодания. Однако в работе (Clark et al., 1996) показано, что диагностированный рост уровня моря мог быть только на 10% обеспечен таянием южного сектора Лаврентийского ледникового щита и авторы, по остаточному принципу, допустили возможность сброса пресных вод из Антарктиды.

Несмотря на большое количество неопределенностей, рассмотренная концепция дает основание для следующего предположения, объясняющего ступенчатый характер процесса дегляциации и глобального потепления. Получается, что интенсивное потепление, создающее таяние и разрушение ледникового покрова, через некоторое время завершалось кратковременным похолоданием, которое инспирировалось нарушениями термохалинной циркуляции Атлантического океана при распреснении ее талыми водами.

Значимость результатов эксперимента (Manabe, Stouffer, 1997) снижает то, что приток пресных вод был задан на несколько порядков больше реконструированного значения. Более реалистичный эксперимент был выполнен на МОЦО ИВМ РАН. Это конечно-разностная модель (4 × 5° широты и долготы) с 11 сигма-уровнями по вертикали (Алексеев, Залесный, 1993). В данном эксперименте в условиях современного климата на верхние уровни двух ячеек модели, примыкающих к устью р. Св. Лаврентия, в течение 10 лет добавлялась пресная вода с суммарной интенсивностью 0,35 Sv. После десятилетнего



интегрирования приток пресных вод отключился, а модель интегрировалась еще несколько сотен лет, чтобы оценить возможные долгоживущие эффекты. Главный результат эксперимента – практически полное отсутствие отклика температурного режима. Следовательно, реконструированного количества талых вод совершенно недостаточно для инициирования глобальных нарушений циркуляции вод Северной Атлантики.

В такой ситуации важно принципиально доказать, способна ли атмосферная модель воссоздать климатические условия дриаса-3, если учтен весь комплекс влияющих факторов: возмущения инсоляции на ВГА, снижение содержания  $\text{CO}_2$  (до 240 ppmv), изменения свойств поверхности суши за счет покровных оледенений, аномалии температуры океана. Направленные на решение этой задачи численные эксперименты были выполнены на модели MSU (см.: Кислов, 2000) и GISS (Peteet et al., 1997).

Рассмотрим результаты модели MSU, в которой температура воды в Атлантике была задана по данным работы (Муратова, 1991). Фон температуры в модельных условиях дриаса-3 понижен по сравнению с современным, наибольшие отличия характерны для регионов Северной Америки и севера Скандинавии, занятых ледниками. Здесь аномалии температуры составили  $-10 \div -12$  °C как зимой, так и летом.

Январские отрицательные аномалии температуры над сушей получились гораздо больше по абсолютной величине, чем июльские. Это вызвано совместным действием охлаждающего влияния адвекции холодных воздушных масс с океана, снижением концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере и действием отрицательных аномалий инсоляции на ВГА. Наибольшие отклонения достигнуты в Гренландии и Канадском Арктическом архипелаге – эти районы в условиях дриаса-3 оказываются зимой в глубине сплошного ледникового покрова, образованного морскими и материковыми льдами. В то же время в ряде районов Северной Америки, Сибири и Антарктиды аномалии температуры оказались статистически незначимы из-за высокой фоновой изменчивости.

В летнее время в Передней и Южной Азии обнаруживается даже область положительных аномалий температуры. Здесь повышение радиационного баланса поверхности, обусловленное ростом инсоляции на ВГА, оказывается превалирующим над ослаблением парникового эффекта и ростом адвекции холодных воздушных масс с Атлантики.

Сопоставим результаты моделирования термического режима с палеоданными. Информация, которая может быть ис-

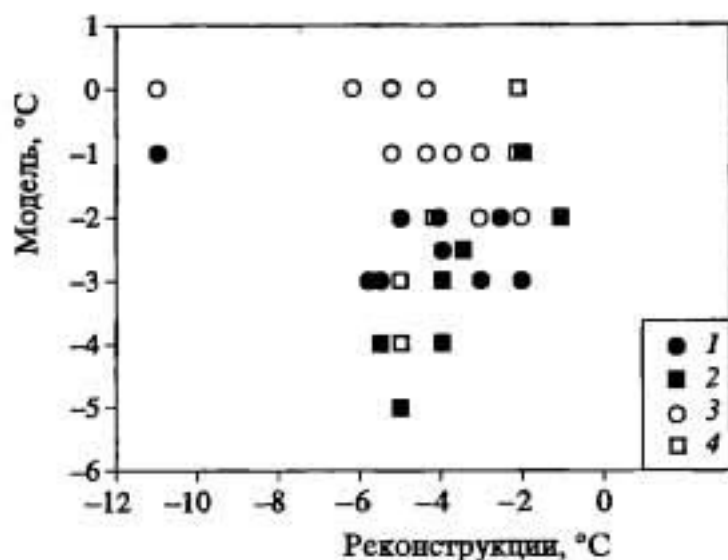


Рис. 6.12. Сопоставление с палеоданными аномалий температуры приповерхностного слоя воздуха над территорией Сибири (1, 3) и Европы (2, 4), воспроизведенных моделью MSU для условий климата позднего дриаса

1, 2 – январь; 3, 4 – июль

пользована, весьма разрежена, она покрывает лишь отдельные регионы Европы и Сибири (Климанов,

1990). Из рис. 6.12 видно, что можно говорить о количественном соответствии результатов моделирования с палеоданными в европейском регионе. В Сибири модель не обеспечила тех низких значений, которые там реконструированы. Особенно велики отличия для летних условий. Это обстоятельство позволяет думать, что исправить результат мог бы, в принципе, более корректный учет в модели условий вечной мерзлоты в Сибири.

Общей тенденцией режима увлажнения является снижение количества осадков, явившееся реакцией на общее снижение температуры. Наиболее масштабно этот процесс протекает в тропиках Гвинейского залива, в Западной Африке, Южной Азии и омывающих ее морях, где произошло значительное ослабление Азиатско-Африканского муссона. Сопоставление с немногими данными реконструкций показало, что модель верно воспроизвела уменьшение осадков над средними и высокими широтами Евразии и снижение увлажнения в некоторых регионах тропиков (Западной Африке, Мексике и др.).

В целом можно констатировать, что основные особенности пространственного распределения аномалий температуры и осадков во время события дриас-3 воспроизведены верно. Это говорит о том, что правильна интерпретация этого и родственных ему событий позднеледниковья как срывов глобального процесса потепления. Можно также говорить, что эти события связаны с нарушениями общей циркуляции океана, однако до конца непонятно, что же могло вызывать такие нарушения.

Для климата голоцена также типично существование короткопериодных пульсаций, правда, не со столь большой амплитудой, как во время флуктуации аллерёд-дриас-3. Например, как отмечалось в разделе 6.2, кульминацию голоценового потепления связывают с фазами атлантического потепления АТЗ

или АТ5, при этом разделяющее их холодное событие диагностируется четко. В это время никаких дополнительных к Гренландии и Антарктиде ледников уже не существовало, так что если пытаться оставаться в рамках концепции о возбуждении аномалий Мирового океана ледниковыми покровами суши, то единственным источником такого рода возмущений остается (учитывая относительные размеры современных ледников) Антарктида. Речь должна идти уже не о сбросах талых вод, а о катастрофическом увеличении айсбергового стока, чтобы их последующее таяние и распреснение вод приводило к климатически значимым аномалиям температуры и солености. Рассмотрим подробнее это явление с климатической точки зрения, т.е. попытаемся оценить степень его возможных воздействий на климат.

Для этой цели были выполнены соответствующие численные эксперименты. Задача ставилась следующим образом. Предполагалось, что возможно быстрое истечение в океан 0,3 млн км<sup>3</sup> льда. Это составляет около 1,4% общей массы антарктического оледенения и примерно соответствует размеру шельфового ледника. Заметим, что в первых, совершенно умозрительных гипотезах речь шла о гораздо больших величинах – предполагался сброс в океан ~30% массы ледникового покрова (Флон, 1980). Лед, оказавшийся в океане, тает весьма быстро, в масштабе климатических изменений можно считать, что этот процесс происходит практически мгновенно. Было сделано предположение, базирующееся на данных работы (Флон, 1980), что 15% льдов тает южнее 60° ю.ш., 35% – в зоне 50–60° ю.ш., оставшиеся 50% – южнее 40° ю.ш. В основном весь этот процесс происходит в Атлантическом секторе.

Если исходить из этих пропорций, то таяние вызовет понижение температуры и снижение солености поверхностных слоев. Так, в верхнем 50-метровом слое, в первой из названных областей, соленость снизится на 1,2 епс (епс – единицы шкалы практической солености), во втором она уменьшится на 2,0 епс, в третьем – на 2,3 епс. Наибольшее понижение температуры будет наблюдаться в районе 40–45° ю.ш., – до 3 °С; падение температуры между 30 и 55° ю.ш. составит около 1 °С (Добролюбов, 1996). Аномалии температуры и солености морской поверхности занимают значительные площади и могут вызвать изменения планетарного масштаба. При этом можно рассматривать "быстрый" отклик, осуществляемый за счет влияния на атмосферу аномальных потоков тепла от морской поверхности, и "медленный" отклик, который произойдет за счет изменений термохалинной циркуляции океана.



"Быстрый" отклик климатической системы на холодную аномалию температуры, расположенную вокруг Антарктиды, изучался с помощью численного эксперимента на модели MSU. В результате получилась следующая картина. Заметные аномалии температуры воздуха ( $-1 \div -3$  °C) проявились над сушей в высоких и умеренных широтах Южного полушария. В тропиках никаких изменений не заметно, в большинстве регионов умеренной зоны Северного полушария аномалия также нулевая, и только в некоторых отдельных регионах она оказалась порядка  $-1$  °C, а в одной точке – даже  $+1$  °C. Таким образом, влияния холодных аномалий оказалось недостаточно для того, чтобы сформировать быстрый глобальный отклик.

Получившиеся в модельном эксперименте возмущения метеорологического режима вместе с первоначальными аномалиями свойств морской поверхности были использованы в специальном численном эксперименте с моделью океана для получения "медленного" отклика. Для этой цели была использована двумерная трехбассейновая модель (Добролюбов, 1996). Результаты численного интегрирования на 200 модельных лет свидетельствуют о заметных изменениях меж океанской циркуляции. Прежде всего, вследствие распреснения поверхностных вод практически прекратилось образование антарктических донных вод, а формирование североатлантической глубинной водной массы, наоборот, стало интенсивнее примерно на 10%. В результате температура в придонном слое Южной Атлантики возросла на  $1-1,5$  °C. В Тихом океане изменения оказались не менее значительными, придонная температура вплоть до северной границы выросла на  $0,2-0,5$  °C. В Южном океане ниже горизонта распресненных талых вод соленость увеличилась на 0,15 епс, что объясняется прекращением конвекции и проникновением более соленой североатлантической глубинной водной массы.

Меридиональный перенос тепла в океанах также претерпел существенные изменения. Так, усилился меридиональный перенос тепла на север (на  $0,1-0,2$  ПВт) в Атлантике, наиболее заметно это увеличение в районе  $20-40^\circ$  ю.ш. Интенсификация переноса тепла представляет собой естественное звено в цепи таких названных событий, как повышение скорости формирования североатлантической глубинной массы и ослабление потока холодных придонных вод с юга (поток антарктической донной воды в Атлантике работал против глобального конвейера, поскольку для его компенсации требовались дополнительные объемы более теплых вод с севера). В Тихом океане поток тепла на север в Северном полушарии также возрос, а в Южном полушарии меридиональный поток тепла на юг

уменьшился. В целом в модели суммарный вынос тепла на север через 20 °ю.ш. по сравнению с современным вырос в 3 раза – с 0,15 до 0,45 ПВт, а поток через экватор на треть – с 0,7 до 0,95 ПВт.

Таким образом, дополнительное истечение льда Антарктиды способствует интенсификации меж океанской циркуляции, увеличивает меридиональный перенос тепла в Северное полушарие, который достаточен для того, чтобы ликвидировать все отрицательные аномалии температуры в Северном полушарии и даже способствовать слабому потеплению. Следовательно, сдвиг Антарктиды не является механизмом, приводящим к глобальному похолоданию климата. Этот факт делает затруднительным использование данного механизма для объяснения происхождения холодных аномалий климата в голоцене.

В то же время имеются эмпирические данные о том, что колебания климата Гренландии запаздывали на 1–2,5 тыс. лет по отношению к колебаниям климата Антарктиды (Blunier et al., 1998). Это позволяет считать, что хотя бы некоторые события Северного полушария инициировались вариациями антарктического ледяного покрова. Конкретный механизм их влияния может осуществляться изменениями уровня Мирового океана.

Следовательно, холодные аномалии голоцена имеют генезис, отличный от позднеледниковых, т.е. это не "срывы" некоторого генерального процесса. По-видимому, они вместе с теплыми событиями являются проявлением стохастических автоколебаний в климатической системе.

#### **6.4. ПОЗДНЕПЛЕЙСТОЦЕНОВЫЙ КРИОХРОН**

В конце плейстоцена произошло одно из самых сильных за плейстоцен похолоданий климата. Оно проявилось во многих палеоиндикаторах и с этих несколько различных позиций получило разные названия: позднеплейстоценовое похолодание (криохрон), поздний вюрм, изотопная стадия 2, последний ледниковый максимум. Отметим, что представления о позднеплейстоценовом криохроне как события планетарного масштаба носят "собираемый" характер, поскольку в различных регионах пик похолодания приходился на разные эпохи. Имея это в виду, будем, все же, считать, что пик приходится на 21 тыс. календарных лет назад ( $18 \pm 2$   $^{14}\text{C}$  тыс. лет назад). Точная определенность абсолютного времени (времени небесной механики) нужна, в частности, для того, чтобы иметь возможность обратиться к конкретным распределениям инсоляции на ВГА, меняющимся в соответствии с абсолютной хронологией.

Во время пика нозднеплейстоценового криохрона содержание  $\text{CO}_2$  было существенно снижено (см. раздел 1.2). Площади и объем континентального оледенения увеличились за счет появления новых ледниковых щитов. Уровень Мирового океана понизился и уменьшилась его площадь, увеличилась площадь морских льдов. Температура поверхности океана уменьшилась (в среднем на  $1,5^\circ\text{C}$ ). Наиболее выраженным было похолодание Северной Атлантики, где температура была ниже современной на  $7-8^\circ\text{C}$ , в высоких широтах Тихого океана отрицательные аномалии составили около  $4^\circ\text{C}$ , в тропиках и Южном океане – от  $1$  до  $4^\circ\text{C}$  (CLIMAP project ... , 1976; Seasonal ... , 1981). Существенные отрицательные аномалии температуры реконструированы и на суше, причем не только в высоких и умеренных широтах, но и в тропиках (Bush et al., 1990; Helmens et al., 1996). Альbedo поверхности континентов возросло за счет ее аридизации. Последний процесс способствовал тому, что запыленность (и замутненность) атмосферы существенно возросла.

В настоящее время накапливаются данные о том, что картина CLIMAP не вполне соответствует реальности. Принципиальные проблемы, связанные с реконструкциями размеров ледниковых щитов, учетом роли подземного оледенения и определением уровня океана, отмечались и ранее. Помимо этого имеются представления о том, что температуры океана в низких широтах должны быть ниже тех, что даны в стандартной реконструкции (Anderson, Webb, 1994; Guilderson et al., 1994; Hostetler, Mix, 1999). Возможно, что и представления о размерах полей морских льдов также должны быть подвергнуты ревизии – существуют данные о том, что летом поверхность Северной Атлантики могла быть покрыта льдами только частично (Weinelt et al., 1996).

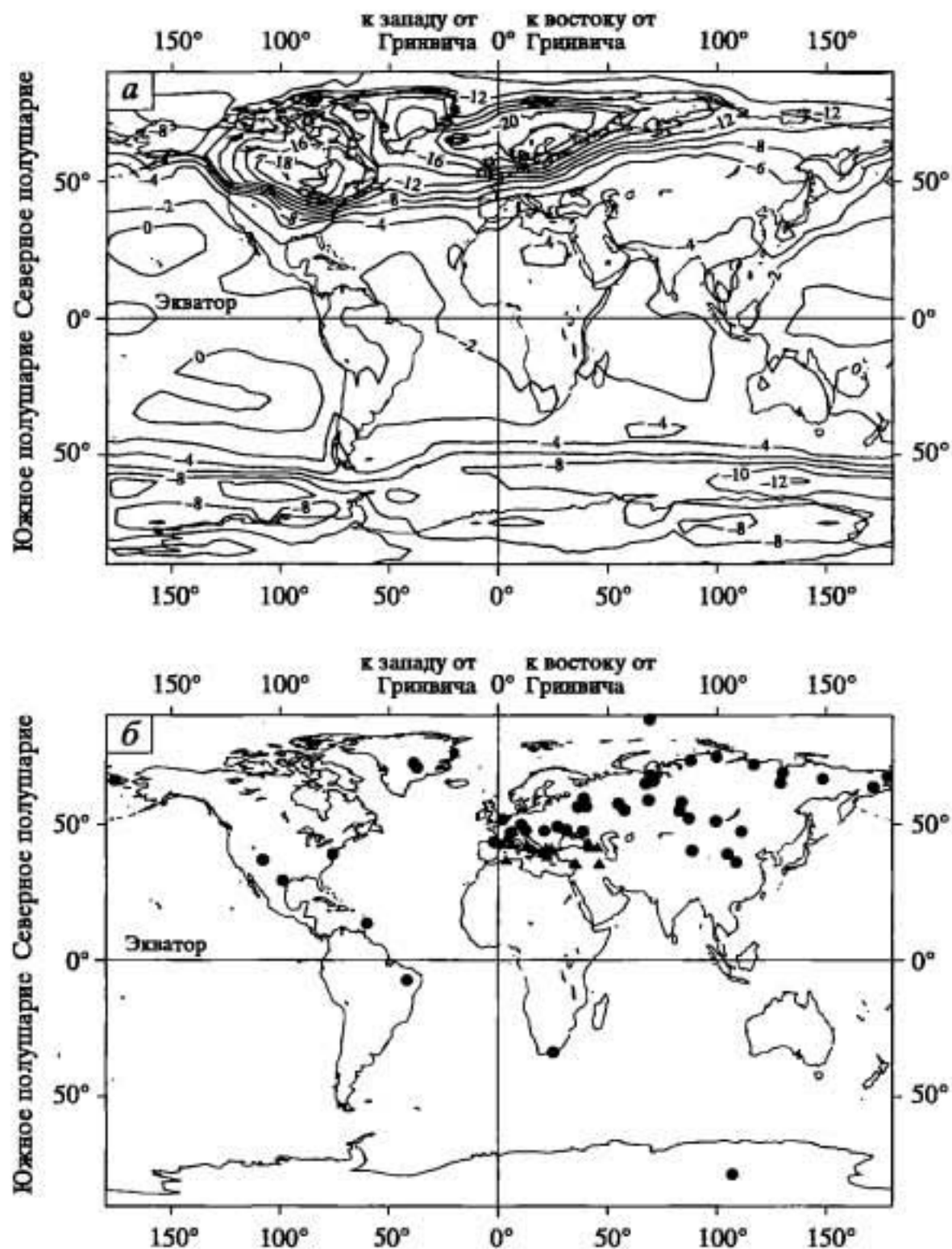
Состояние климата 21 тыс. лет назад неоднократно подвергалось моделированию. При этом ставилась задача воспроизвести реакцию климатической системы на измененные (в соответствии с реконструкциями) граничные условия при распределении инсоляции, соответствующим современному. Смысл выполнения численных экспериментов такого типа заключается в том, чтобы определить, получится ли при заданном в соответствии с реальностью наборе параметров и граничных условий тот термический и гидрологический режим в атмосфере, океане и на суше, который диагностируется палеореконструкциями. Выяснение этого обстоятельства, изучение влияющих факторов, выводы о "достаточности" или требование поиска новых механизмов климатообразования способствуют пониманию генезиса формирования климатических аномалий.



В данной работе для анализа использованы результаты 9 атмосферных моделей, принимавших участие в проекте PMIP (UGAMP, MSU, MRI 2, LMD 5, LMD 4, GENESIS 2, ECHAM 3, CCSR 1, CCC 2). В качестве граничных условий задавались распределение температуры поверхности океана и концентрация  $\text{CO}_2$ , принимаемая равной 200 ppmv. Современное расположение ледниковых щитов было дополнено (в соответствии с (Peltier, 1994)) ледником в Северной Америке (Лаврентийский ледниковый щит с максимальной высотой около 2,5 км) и ледником в Скандинавии (Скандинавский или Феноскандийский щит с максимальной высотой в 1,5 км). Отличия в распределении на ВГА инсоляции 21 тыс. лет назад от современного составляли менее 1%. Несинхронность изменений температуры и инсоляции объясняется инерционностью системы (см. раздел 6.1).

На рис. 6.13, а представлено пространственное распределение среднегодовых отклонений приземной температуры воздуха 21 тыс. лет назад от современной (модельный климат 21 тыс. лет назад минус модельный климат, отвечающий современной эпохе). Значения отклонений получены осреднением данных моделирования по всем указанным моделям. Рассчитанный межмодельный разброс отклонений температуры составил (для всех сезонов) в среднем 30–50% от величины самих средних модельных аномалий. Оценка статистической значимости аномалий, выполненная традиционным путем с использованием *t*-критерия (см. раздел 4.3), показывает, что получившиеся аномалии на 99% уровне значимости характеризуют различия в состояниях температурного режима 21 тыс. лет назад и современного. В этом смысле использование только 9 моделей оправдано – увеличение их количества уже практически не улучшит статистическую значимость результатов. Все модели дали согласованную картину аномалий – пространственный коэффициент корреляции, рассчитанный между полем температуры, средним по всем моделям, и полем аномалий каждой модели в отдельности, оказывается лучше 0,9.

Для среднегодовой картины (и, вообще говоря, для всех четырех сезонов) характерно наличие трех основных областей, где сконцентрированы максимальные по абсолютному значению отрицательные аномалии – северо-запад Евразии, северо-восток Северной Америки и Южный океан. Такое распределение объясняется тем, что в континентальной части этих районов в качестве граничного условия были заданы ледники (Лаврентийский и Скандинавский щиты). В приполярных зонах океанов обоих полушарий было учтено расширение области плавучих льдов. Для зимы и весны максимум похолодания смещен со



**Рис. 6.13.** Пространственное распределение среднегодовых отклонений приземной температуры воздуха 21 тыс. лет назад от современной (а) и расположение точек, для которых выполнены реконструкции (б)

Значения отклонений получены путем осреднения результатов модельных экспериментов, выполненных на 9 различных моделях

Скандинавии на север Атлантики. Здесь в это время года 21 тыс. лет назад поверхность океана покрывалась льдами, которые, смыкаясь с континентальным ледниковым щитом, образовывали единый ледяной покров. Летом же и осенью по модельным данным наибольшие отличия от современных температур совпадают с районом расположения ледниковых щитов. Охлаждающее влияние ледникового покрова очень быстро затухает при удалении от него. В тропической зоне над сушей аномалии температуры составили в среднем  $-2 \div -4$  °С. Для оценки качества моделирования модельные аномалии сравниваются с данными реконструкций (Tarasov et al., 1999; Crowley, Baum, 1997; Helmens et al., 1996; Vasil'chuk, Vasil'chuk, 1995).

На рис. 6.14 показаны сопоставленные "точка с точкой" данные моделирования и реконструкций, причем на рис. 6.14, а сопоставлены все имеющиеся данные, а на рис. 6.14, б только те, которые относятся к равнинным территориям или хотя бы на некотором удалении от побережий. Из сравнения графиков видно, что эта простая процедура позволила отфильтровать большинство точек, создающих картину большого разброса значений на рис. 6.14, а. Можно говорить о том, что на рис. 6.14, б существенны отклонения лишь в трех-четыре точки.

Обе "выскакивающие" точки, принадлежащие южной части Восточно-Европейской равнины, относятся к археологическим стоянкам – видимо, здесь имели место длительные антропогенные изменения природной среды, приведшие к искаженным результатам при датировании по  $^{14}\text{C}$  и интерпретации палеоиндикаторов. Нереальным выглядит и реконструированное значение  $-1$  °С, полученное для арктического побережья Сибири.

Следующий шаг в оценке качества результатов моделирования заключается в учете того, что при сравнении данных в отдельных узлах модели велика "хаотическая" составляющая неопределенности, и ее ликвидация требует пространственного осреднения результатов (см. раздел 4.4). Полностью в рамках имеющегося очень разреженного архива данных (см. рис. 6.13, б) эта процедура не может быть выполнена. Поэтому данные и результаты моделирования были, по возможности, осреднены по равнинным территориям, относящимся к единым регионам. Видно, что процедура осреднения улучшила результаты (рис. 6.15) – точки расположились близко к биссектрисе.

Успешность моделирования может, в частности, явиться важным доводом в пользу признания того, что "стандартный" сценарий состояния окружающей среды (использованный в качестве граничных условий) правдоподобно отражает реальность



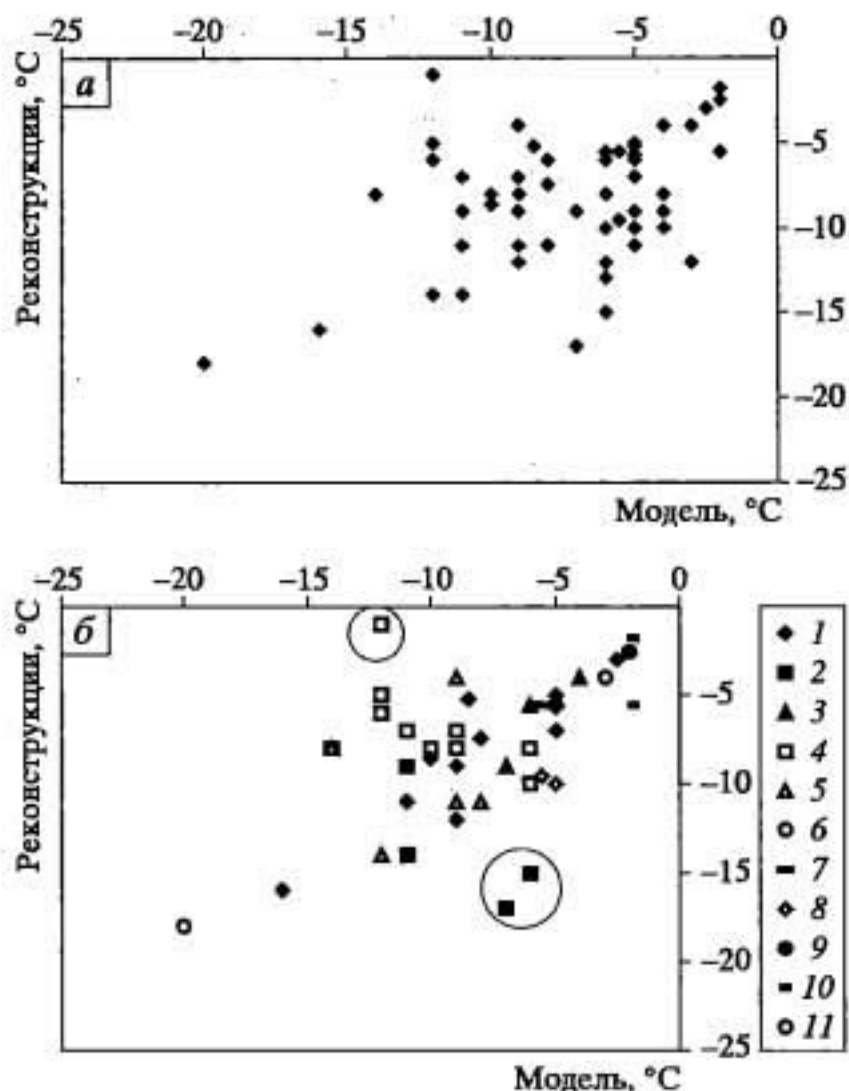


Рис. 6.14. Отклонения среднегодовых значений температуры над сушей 21 тыс. лет назад от современных значений по результатам моделирования (среднее для 9 моделей) и данным реконструкций

*a* – сопоставление модельных данных со всеми доступными данными реконструкций; *б* – сопоставление модельных данных и результатов реконструкций в точках, расположенных на равнинах и удаленных от побережий: 1 – Западная Европа (9), Северная Африка (1); 2 – Восточно-Европейская равнина (5); 3 – северо-восток Северной Америки (4); 4 – Западно-Сибирская равнина (10); 5 – Восточная Сибирь и Чукотка (6); 6 – Гренландия (1); 7 – Антарктида (1); 8 – Монголия (2), Северный Китай (2); 9 – Бразилия (1); 10 – Южная Африка (2); 11 – Австралия (1). В скобках число точек, по которым брались показания

и не требует кардинальных модификаций. Для уточнения этого вывода рассмотрим результаты моделирования климата позднелайстоценового криохрона, основанные на альтернативных сценариях гляциальной обстановки. Сопоставления подобного рода проводились и ранее, например в (Shinn, Вагтон, 1989). Следуя идеям работы (Васильчук, 1992), из рассмотрения были исключены обширные ледниковые щиты над Европой и Северной Америкой, вместе с тем предполагалось, что зона мерзлоты охватывала значительные области, причем не только

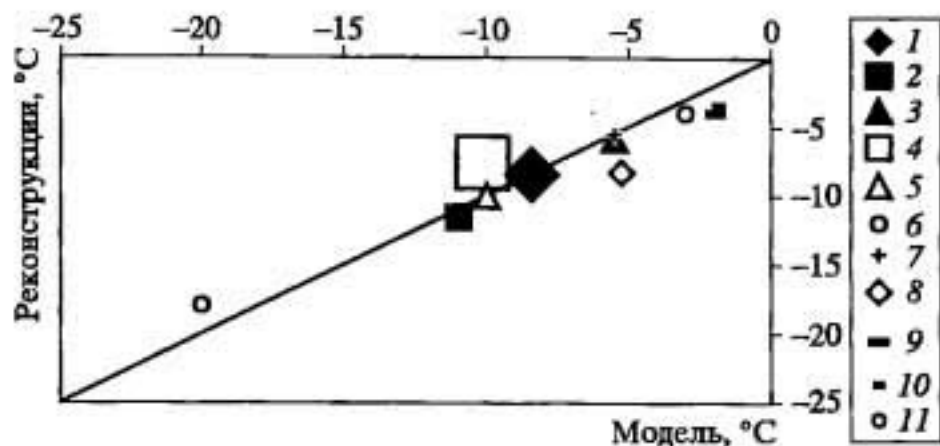


Рис. 6.15. Сопоставление (для равнинных территорий) пространственно осредненных модельных данных и результатов реконструкций. В скобках указано количество точек, отнесенных к отдельной территории. Размер маркеров выбран пропорционально количеству осредняемых значений

1–11 – см. на рис. 6.14

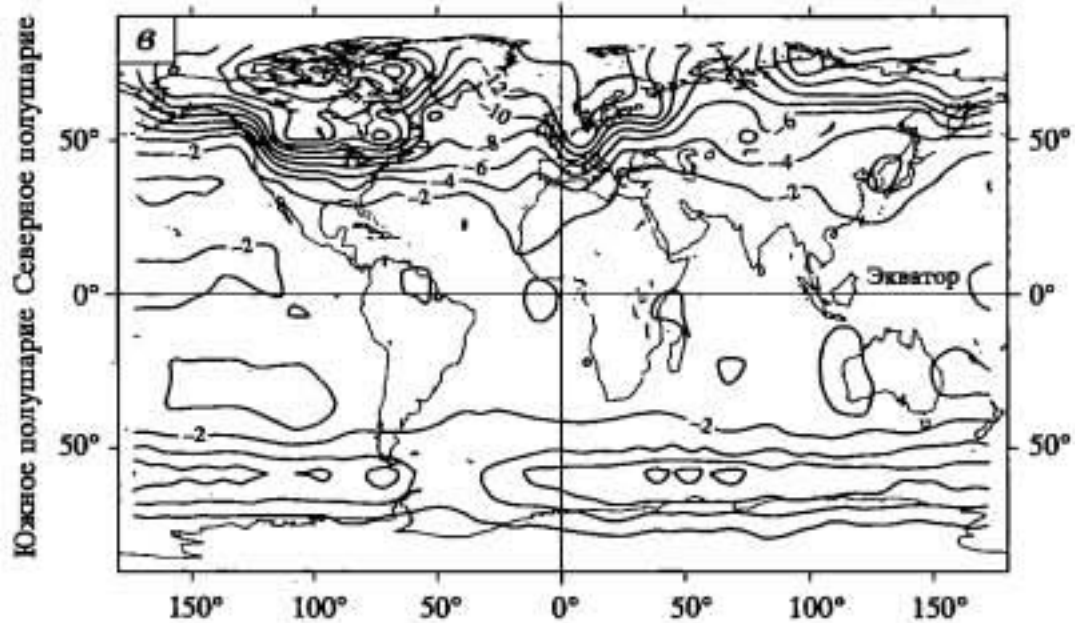
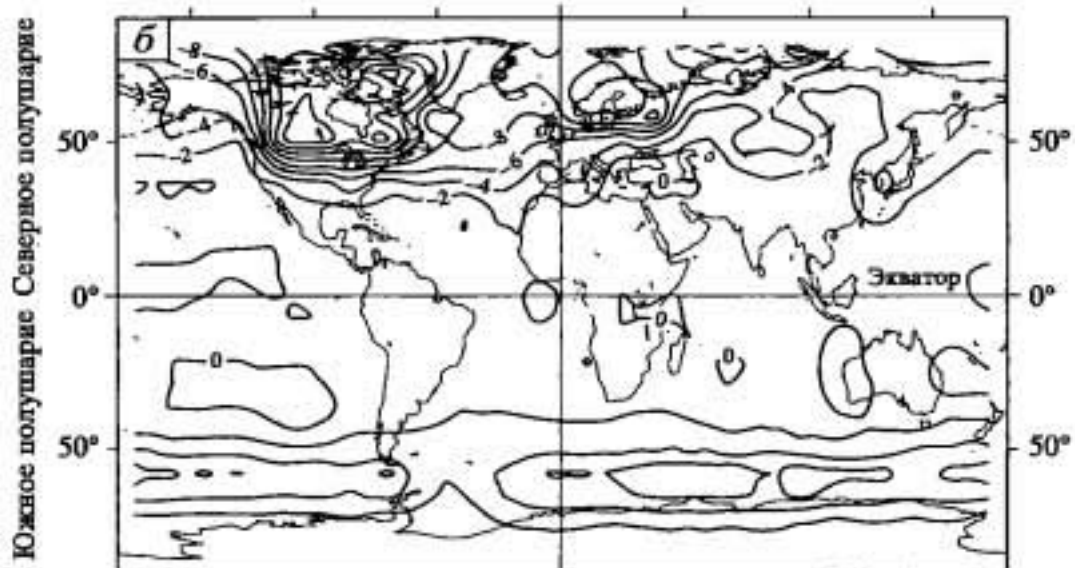
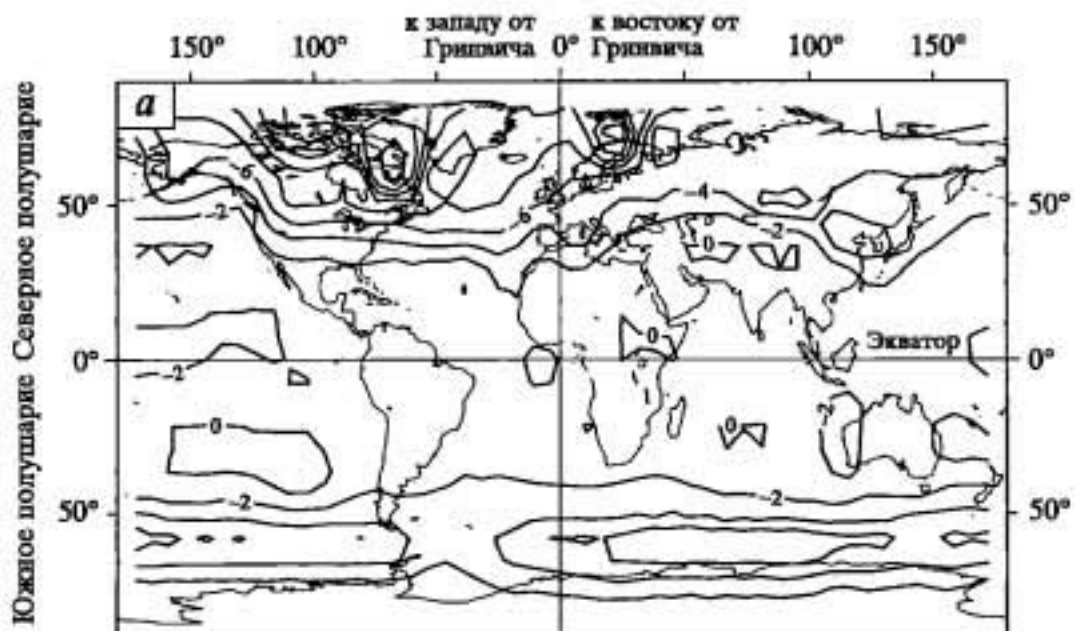
в Сибири, но и в Европе и в Северной Америке. Результаты моделирования этой "минимальной" ситуации представлены на рис. 6.16, а, б. В тех районах, где с территории в модели был убран ледниковый щит, летние температуры оказались выше на 6–7 °С. Напротив, над Сибирью в условиях "минимального" сценария температуры получились немного ниже (на 2 °С) – здесь сказалось добавление к "стандартному" сценарию влияния вечной мерзлоты, обеспечившей дополнительный сток тепла.

Обратимся теперь к "максимальному" сценарию (Гросвальд, 1983, 1999). Наибольшие (рис. 6.16, в), по отношению к сценарию CLIMAP, отличия получены для тех районов, в которых дополнительно "вставлены" ледниковые щиты.

Полученные различия в модельных данных порядка нескольких градусов, относящиеся к различным сценариям, выглядят внушительно. Однако в условиях существенного межмодельного разброса такие аномалии статистически незначимы.

Следовательно, имеющаяся неоднозначность информации в граничных условиях о состоянии гляциации суши не является критичной для воспроизведения главных особенностей планетарного поля температуры. По-видимому, более важную роль играет неопределенность о состоянии температуры Мирового океана, особенно в тропиках.

Рассмотрим осадки (рис. 6.17). Максимальные отклонения от современных значений наблюдаются в тропической зоне. Во внетропических широтах аномалии составляют, как правило, около –1 мм/сут. Конечно, здесь и сами суммы осадков гораздо меньше, чем в низких широтах, так что и такие небольшие аномалии могут составлять около 50% от современных значений.





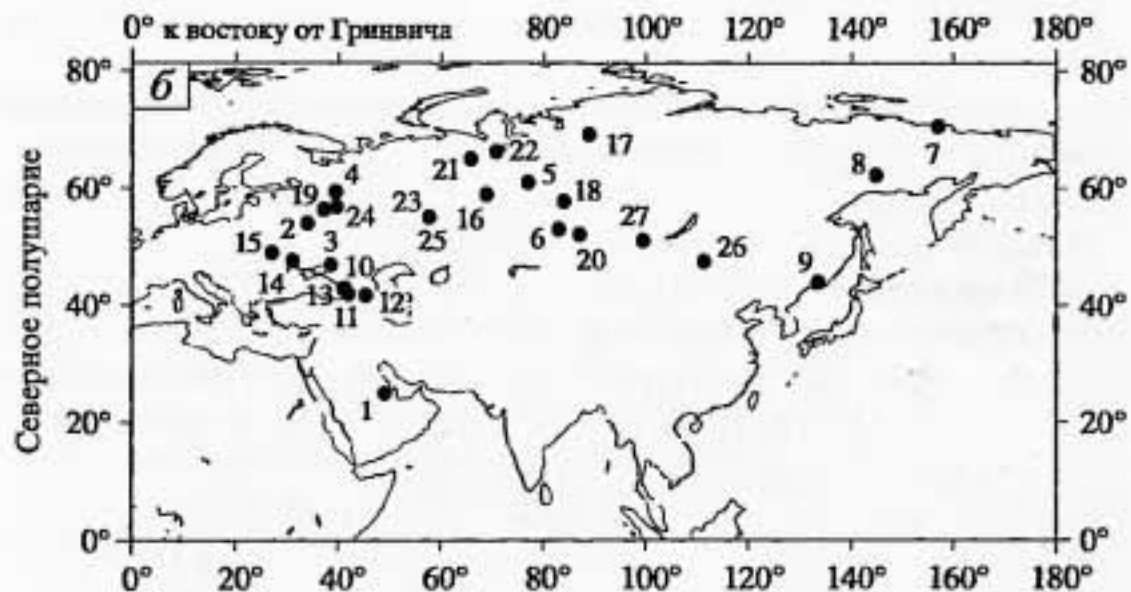
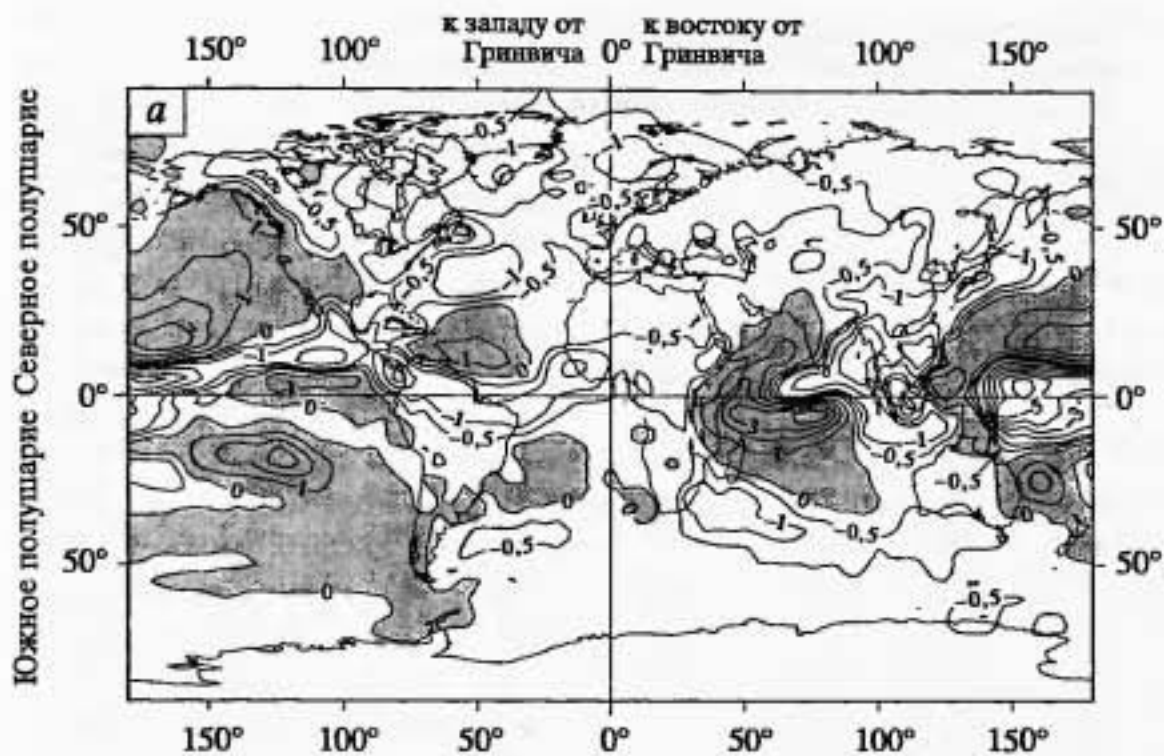


Рис. 6.17. Среднегодовые аномалии осадков (мм/сут) 21 тыс. лет назад по сравнению с современными условиями (а) и местоположение точек, для которых имеются данные палеорекострукции (б)

Рассматривая более подробно структуру аномалий в тропической зоне можно отметить некоторое уменьшение муссонных осадков над материками. Этого и следовало ожидать, поскольку охлаждение суши было существеннее, чем снижение темпе-

Рис. 6.16. Модельные (по данным модели MSU) отклонения средней для июня, июля, августа температуры воздуха (°C) от современной в условиях позднелейстоценового криохрона по: Васильчук, 1992 (а), Seasonal ... , 1981 (б) и Гросвальд, 1983 (в)

**Результаты реконструкций осадков  
в условиях позднелейстоценового криохропа  
(помера соответствуют приведенным на рис. 6.17, б)**

№ п/п	° в.д.	° с.ш.	мм/сут	№ п/п	° в.д.	° с.ш.	мм/сут
1	49	25	-0,7	15	27,2	48,9	-1,5
2	34	54	-1,1	16	68,9	59	-0,9
3	38,5	47	-0,1	17	89	69,3	-0,4
4	39,5	59,5	-0,1	18	84	57,8	-1,4
5	77	61	-0,5	19	37,2	56,4	-1,0
6	83	53	-0,1	20	87,1	52,2	-0,8
7	157	70,6	-0,1	21	65,8	65	-0,8
8	145	62,3	0,3	22	70,8	66,3	-1,0
9	133,6	44	0,1	23	57,6	55,2	-1,1
10	41,3	43	-1,3	24	39,6	56,9	-1,2
11	42	42	-2,6	25	57,7	55,1	-1,0
12	45,5	41,7	-1,3	26	111,3	47,5	-0,3
13	40,9	42,9	-2,8	27	99,5	51,2	-0,5
14	31,1	47,7	-1,0				

ратуры океана. Пространственную периодичность аномалий осадков в зональном направлении ( $10^\circ$  ю.ш.– $10^\circ$  с.ш.) можно интерпретировать как наличие трех стоячих волн.

Анализ результатов моделирования ситуации 21 тыс. лет назад (Kageyama et al., 1999), основанный на совместном анализе полей осадков внетропической зоны, изменчивости поля давления и компонент вектора  $\vec{E}$  (см. раздел 3.3), показал, что 21 тыс. лет назад бароклинность в атмосфере возросла. Над Тихим океаном область бароклинной активности (при некоторой интенсификации) не изменила своей широтной конфигурации. Этот эффект выразился в том, что аномалии осадков здесь получились положительными.

Над Атлантикой и Европой область бароклинной активности сжалась в меридиональном направлении и стала существенно более зональной за счет сдвига в низкие широты ее северной границы, однако расположение южной границы области не изменилось. Это позволяет пересмотреть традиционно используемое представление о том, что в гляциальных условиях пути циклонов сдвигались на юг – оказывается, что южная граница их распространения сильно не меняется.

Сопоставим модельные аномалии осадков с эмпирическими результатами. На рис. 6.17, б показано расположение точек, где имеются реконструкции осадков. В таблице для них даны соответствующие значения. Модельные аномалии для терри-

тории, по которой имеются реконструкции, получились примерно одинаковыми и составили около  $-0,5$  мм/сут. Реконструкции характеризуются большим разнообразием – отклонения от современных значений составляют от  $-2,8$  до  $0,3$  мм/сут. Причем, кроме точек 8 и 9 (данные по Дальнему Востоку) все остальные аномалии отрицательны и в целом имеют тот же порядок, что и результаты моделирования. Учитывая типичные погрешности реконструкций, можно говорить о том, что поле осадков 21 тыс. лет назад воспроизведено в численных экспериментах неплохо.

В тех районах, где отсутствуют данные реконструкций, модельные осадки можно сопоставить с восстановленными уровнями воды в озерах. Для района Гвинейского залива и Центральной Америки, где уровень озер 21 тыс. лет назад был понижен (Kohfeld, Harrison, 2000), модели демонстрируют уменьшение осадков (см. рис. 6.17). На Западе Северной Америки, где фиксировался рост уровня, также имеется совпадение с данными моделирования. В то же время существуют и различия. Так, по данным реконструкций рост уровня восстановлен для озер, расположенных в Южной, Северной, Центральной и Восточной Африке и Средиземноморье, а по результатам моделирования количество осадков 21 тыс. лет назад в этих районах несколько меньше современного.

Изучение особенностей циркуляции океана во время криохрона 21 тыс. лет назад выполнено с помощью экспериментов на различных МОЦО. В этом случае климатическое распределение напряжения ветра на поверхности океана и данные о потоке пресной воды берутся из соответствующих экспериментов с МОЦА, температура – по сценарию CLIMAP.

Все модельные результаты демонстрируют, что во время криохрона произошли существенные изменения циркуляции вод в Северной Атлантике (ср. рис. 6.18 и рис. 1.5). Так, регион образования североатлантических глубинных вод сместился далеко к югу, на  $55-60^\circ$  с.ш. В Гренландском, Исландском и Норвежском морях, где в современных условиях главным образом протекает этот процесс, конвекция полностью прекращается. Образование североатлантических глубинных вод уменьшилось с 19 до 14 Sv ( $\sim 25\%$ ), и их перенос в Южный океан снизился с 14 до 10 Sv ( $\sim 30\%$ ) по сравнению с современным.

В (Webb et al., 1997) показано, что в гляциальных условиях криохрона 21 тыс. лет назад, перенос тепла в океане остается в главных чертах тем же, что и в современных условиях. Поток к северу несколько вырос в приэкваториальных условиях (при-



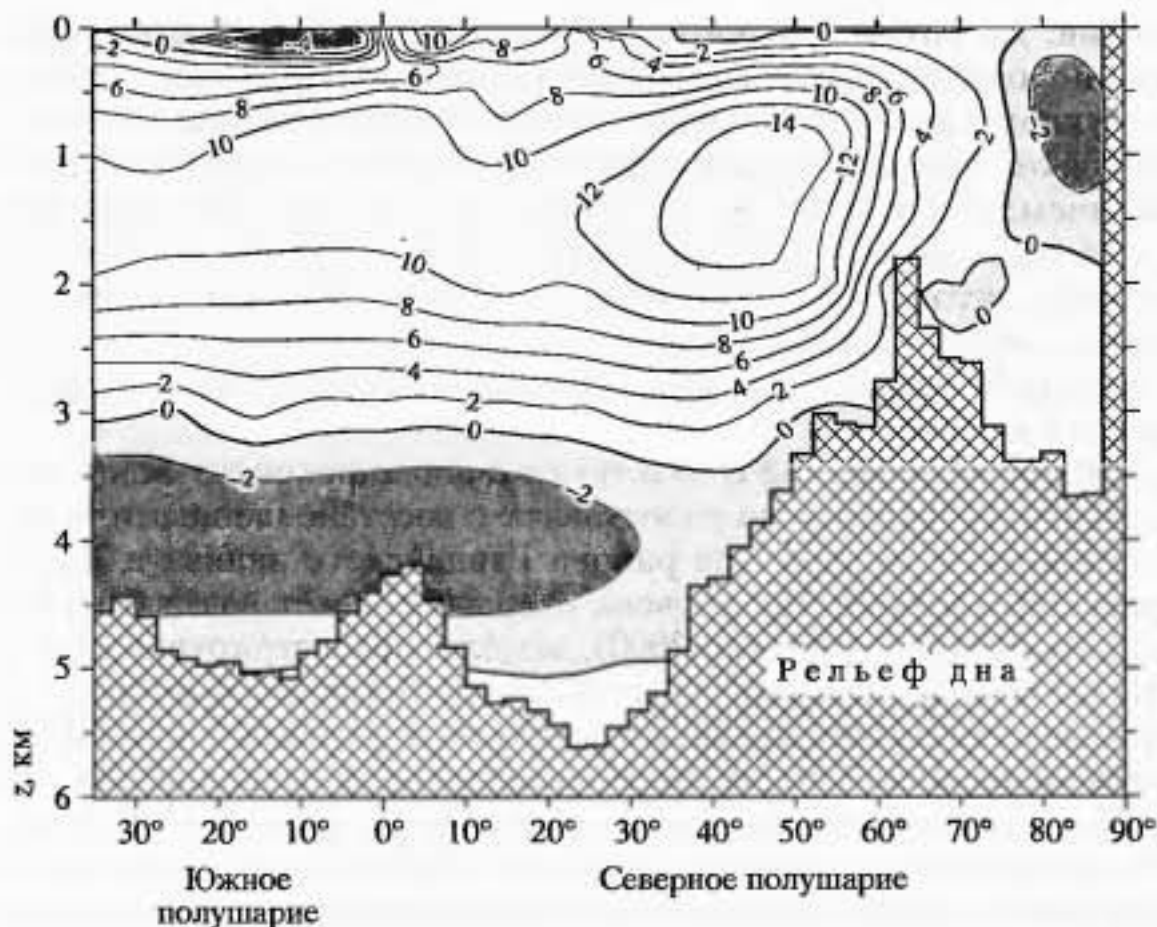


Рис. 6.18. Линии тока меридиональной циркуляции вод Атлантического океана ( $S_v$ ) в условиях криохрона 21 тыс. лет назад (по результатам моделирования на МОЦО LSG)

мерно на 0,5 ПВт) и умеренных (0,2 ПВт) широтах Северного полушария; в тропиках Южного полушария перенос тепла к югу уменьшился примерно на 0,2 ПВт. Причем эти изменения произошли за счет процессов в Тихом и Индийском океанах.

Обычно принимается, что начальная стадия глобального похолодания развивается в Северном полушарии. В этом случае возникает вопрос о том, как формируется глобальная картина криохрона. В работах (Manabe, Broccoli, 1985; Hyde et al., 1990) показано, что общая циркуляция атмосферы не способна передать информацию о существовании холодной аномалии в Южное полушарие – эту роль берет на себя снижение  $CO_2$ , развивающееся вместе с понижением температуры.

## 6.5. АНОМАЛИИ ГИДРОЛОГИЧЕСКОГО РЕЖИМА СУШИ

Описываемые в предыдущих разделах изменения климата прошлого в основном рассматривались с точки зрения изменений термического режима. Это вполне естественно, так как его восстановление по косвенным данным осуществляется гораздо

надежнее, чем определение характеристик увлажнения. Так, в разделе 5.2 подчеркивалась неопределенность имеющейся информации по такому интегральному показателю водного бюджета, как поведение уровня Мирового океана. То же самое касается и моделирования – воспроизведение поля температуры осуществляется с гораздо меньшими погрешностями, чем, скажем, распределение осадков (см. раздел 4.4), не говоря уже о таких сложных величинах, как речной сток.

С еще большими проблемами приходится сталкиваться при попытках реконструирования глобальной картины изменяющейся в прошлом гидрологической обстановки на континентах. Как уже отмечалось, существует большой разброс в толковании индикаторов показателей увлажнения. Кроме этого, важно иметь в виду то, что общепланетарное климатическое влияние, прихотливо преломляясь в разных физико-географических условиях, создает сложную мозаику аномалий увлажнения (влагозапасов почвы, стока рек, уровней озер) регионального масштаба. Фактически требуется построение отдельной теории для каждой более менее крупной водосборной системы. Некоторые попытки продвижения в этом направлении, связанные с составлением "каталога" аномалий гидрологического режима в отдельных регионах, предприняты в (Варущенко и др., 1987; Клиге и др., 1998).

Разнородность и противоречивость палеогидрологической информация нарастает с ростом временных масштабов. Это происходит так быстро, что уже за пределами голоцена часто приходится встречаться с взаимоисключающими концепциями. Именно отсутствие надежной информации открывает возможность развития спекулятивных построений.

Рассмотрим в качестве примера гипотезу преобразования речного стока Евразии, происходившего в эпохи оледенений (Гросвальд, 1999; Grosswald, 1998). Считается, что ледники, покрывавшие шельф Северного Ледовитого океана и побережье Евразии, создавали препятствие для текущих на север рек Восточно-Европейской равнины и Сибири. В результате подпруживания образовались озера, вода из которых нашла иной путь движения. Так, на Восточно-Европейской равнине и в Западной Сибири воды потекли на юг, попадая в Черное море и в Каспий. В Восточной и Центральной Сибири сформировались транссибирская система стока, по которой воды, двигаясь на юго-запад вдоль горных систем, транспортировались в Среднюю Азию, увеличивая объемы Аральского и Каспийского морей, а затем, по Манычевскому спилвею, выносились в Черное море. По другую сторону гор Восточной и

Центральной Сибири образовалась Гоби-Амурская система стока, выносящая воды в Тихий океан.

Одна из центральных идей данной гипотезы заключается в том, что перетекание вод через современные водораздельные препятствия носило характер катастрофических прорывов. Это были плоскостные потоки большой мощности, которые оставляли следы в виде специфических, четко обнаруживаемых на космических снимках флювиальных форм (ложбины древнего стока, поля грив, бэровские бугры и др.). Для них характерна прямолинейность и параллельность, сохраняющиеся на протяжении сотен километров. Гидравлические параметры этих потоков свидетельствуют о расходах воды в пиковой ситуации  $\sim 10^7 - 10^9$  м<sup>3</sup>/с при скоростях течений в 10–30 м/с. Суммарные объемы стока достигали  $\sim 10^{15}$  м<sup>3</sup>.

Данная концепция дает объяснение хвалынской трансгрессии Каспийского моря (20–10 тыс. лет назад, с максимумом около 15 тыс. лет назад), во время которой его уровень был выше современного на 78 м (Свиточ, 1997). Имеются и другие подтверждения общей идеи; в частности, интересны результаты, полученные при обработке материалов бурения отложений на дне Босфора (Tshepalyuga, 2000). Было показано, что 26 тыс. лет назад (самая древняя датированная отметка в керне) вода в Босфоре была малосоленой, и существовало ее одностороннее течение из Черного моря в Средиземное. Обеспечить это движение могло высокое стояние Черного моря и падение уровня Средиземного моря (и Мирового океана) по крайней мере на 105 м по сравнению с современным. Возможно, что в виде канала, отводящего пресную воду, попадающую в Черное море с огромной территории Восточной Европы и Сибири, функционировал не только Босфор, сечение которого ( $\sim 20 \times 1000$  м<sup>2</sup>) не настолько велико, чтобы пропустить предлагаемые выше "сверхбольшие" объемы воды. При высоких уровнях Черного моря вода могла сбрасываться по руслу ныне впадающей в Черное море р. Кызыл-Ирмак, расположенной восточнее Босфора, и далее через оз. Туз найти дорогу в Мраморное море.

Такова гипотеза в главных чертах. С другой стороны имеется своего рода "стандартный" вариант развития природы Северной Евразии в плейстоцене (Герасимов, Марков, 1939; Величко, Фаустова, 1989; Павлидис и др., 1998), согласно которому оледенения этого региона были представлены разобщенными ледниковыми шапками, которые располагались преимущественно в районах полярных архипелагов. Такой ледниковый покров никак не мог помешать движению рек на север, следовательно, никакого крупномасштабного преобразования системы стока



она вызвать не могла. Другое возражение заключается в том, что непонятно, откуда могло взяться требуемое количество воды, способное обеспечить формирование названных форм рельефа.

Если считать, что преобразования стока в таком объеме не было, то факт подъема уровня Каспийского моря в хвалынское время требует иного объяснения.

Изложенные соображения иллюстрируют глубокую неопределенность представлений о состоянии окружающей среды в сравнительно недалеком прошлом. Естественно, что в этих условиях построение строгой теории происходивших изменений невозможно.

В данном разделе внимание будет сосредоточено на анализе тех палеогидрологических аномалий, извлеченных из общей массы, генезис которых можно достаточно полно объяснить действием климатических факторов. Хорошо интерпретируемым событием такого рода является поведение увлажненности в течение голоцена в ряде районов тропиков и субтропиков.

Данные, представленные на рис. 6.19 демонстрируют изменение уровней озер в некоторых регионах тропиков (Hastenrath, 1985; Street, Grove, 1979). Так, в Северной Америке (юго-западной части США) (см. рис. 6.19, а) высокие уровни озер отмечались в ледниковое и послеледниковое время, а с началом голоцена наступили условия, сходные с современными.

Иное поведение увлажненности отмечается в Африке (см. рис. 6.19, б) – здесь близкое к современному состояние засухливости установилось около 4 тыс. лет назад, а ранее состояние увлажненности было выше современного. Об этом же говорят геоморфологические признаки. Так, в Западной Сахаре активизировались реки Сенегал и Нигер – об этом свидетельствует большое количество аллювиального материала, переносимого ими в это время (Petit-Marie, Riser, 1987). В Центральной Сахаре, на северном и восточном склонах нагорья Тибести во время влажной фазы голоцена брали начало две реки, впадавшие в Средиземное море (Pachur, 1993). Озеро Чад имело существенно большие размеры. Есть основания считать, что в него в это время дополнительно впадали воды, текущие с южного склона нагорья Тибести (эти потоки были существенно слабее тех, которые текли на север) и с восточного склона плато Энди и Дорфур.

В Восточной Сахаре изменения водного режима проявились в росте многоводности Нила за счет действия рек, впадающих в него с востока (Pachur, Altmann, 1987). В это же время (7–12 тыс. лет назад) реконструирован пик активности паводков большой

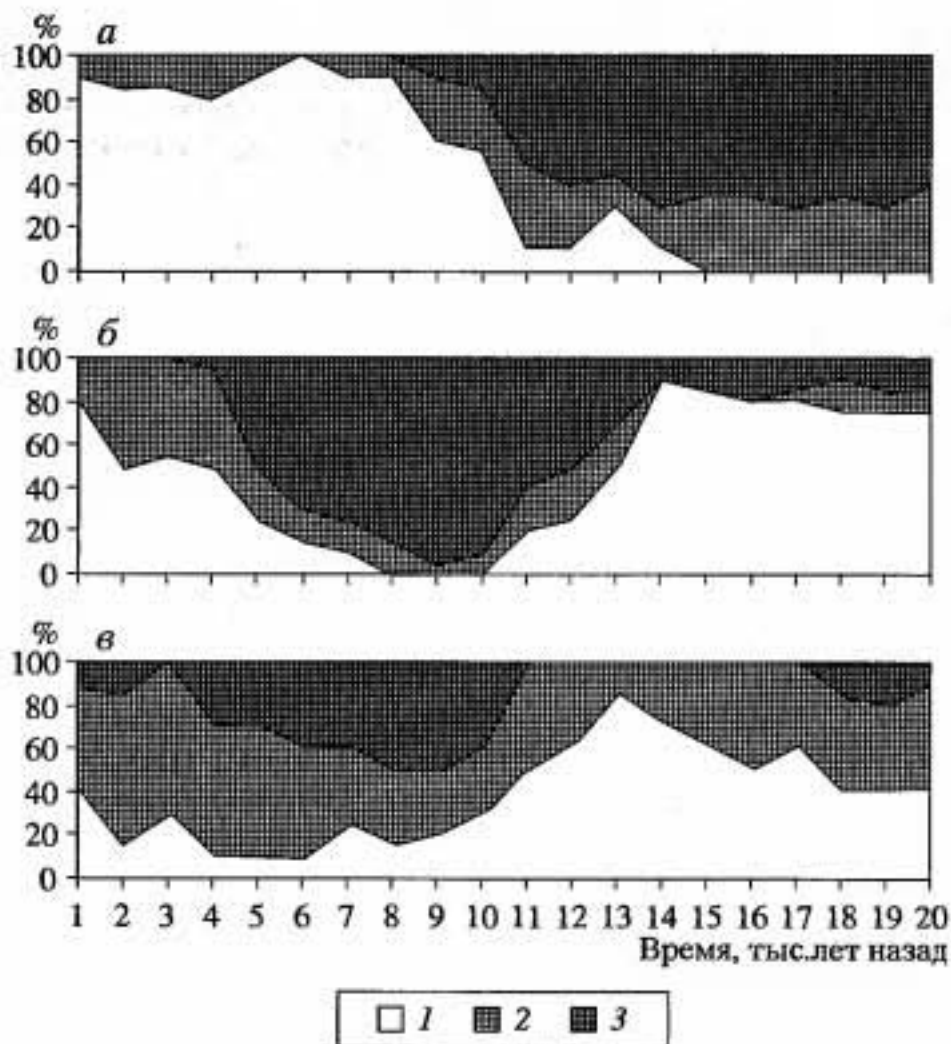


Рис. 6.19. Изменения в палеовремени (по данным гидрологических реконструкций) доли озер (%), имеющих низкие (1), промежуточные (2) и высокие (3) уровни воды, Северной Америки (юго-запад) (а) и Африки (Северное полушарие) (б) и Северной Австралии (в)

мощности на речных системах Голубого и Белого Нила (Thomas, 1998).

О большей увлажненности свидетельствует и проникший в мифологию Древнего Египта образ кобры (в современной пустыне Сахара кобры не обитают), и наскальная живопись – изображения в центре Сахары крокодилов и гиппопотамов. В это же время повышенные значения увлажнения отмечены в Южном Китае (диагностированные по анализу лёссовых отложений) (Zhisheng, 1991) и Индии (восстановленные на основе споро-пыльцевого метода) (Bryson, Swain, 1981). Ход увлажненности Австралии, напоминает тот, что имел место на африканском континенте (рис. 6.19, в).

Объяснить эти пространственные различия позволяют результаты численных экспериментов (см. раздел 6.2). Как было надежно установлено, в период теплых событий голоцена и

позднеледниковья активизировалось действие тропических муссонов, благодаря чему и создавались положительные аномалии осадков на суше в муссонных районах Северной Африки и Азии.

Рост увлажнения в середине голоцена на северном побережье Африки связан, в основном, с повышением количества зимних осадков, выпадающих здесь на средиземноморской ветви полярного фронта (Lamb, Grasse, 1995).

Юго-западная часть тропиков Северо-Американского континента не относится к муссонным районам, здесь высокие уровни озер создавались за счет талой воды ледниковых покровов. В начале голоцена льды в этом районе заметно деградировали, и общее состояние увлажнения сильно снизилось, приблизившись к современному.

В умеренной зоне колебания условий увлажнения не имеют столь четко выраженных региональных зависимостей, как в тропиках. Рассмотрим Европу, так как сделанные для ее территории реконструкции основаны на большом фактическом материале, и поэтому они гораздо надежнее, чем для других территорий. Здесь, как в начале голоцена, так и в его середине преобладали положительные аномалии осадков, четко диагностированные почти во всех районах Восточной Европы. В работе (Тарасов и др., 1997) представлена обобщенная картина поведения уровней семи небольших озер, расположенных на Восточно-Европейской равнине между 55 и 65° с.ш. Здесь с начала голоцена наблюдалось постоянное понижение уровня – минимальная отметка (несколько ниже современного значения) достигнута 4 тыс. лет назад. После этого 2–3 тыс. лет назад произошло небольшое увеличение увлажнения, затем вновь падение (до современных значений).

Интегральным индикатором гидрологических процессов, происходящих в умеренных широтах Восточной Европы и субтропиках западной части Средней Азии, выступают вариации уровня Каспийского моря. Так, во второй половине плейстоцена существовали три крупные трансгрессии Каспийского моря (Свиточ, 1997): бакинская (~450 тыс. лет назад), хазарская ~250 тыс. лет назад) и хвалынская (~15 тыс. лет назад). Трансгрессивные эпохи были в 3–4 раза длительнее регрессивных. В отдельных случаях уровень Каспия достигал отметки +50 м (современный уровень составляет –28 м). При этом затоплялась вся Прикаспийская низменность и предгорная равнина Кавказа.

После пика хвалынской трансгрессии уровень моря резко понизился, и затем, на протяжении последних 9–10 тыс. лет испытывал нерегулярные флуктуации около некоторого среднего положения. Они могли происходить за счет изменчивости



климатических условий; возможны, в принципе, влияния тектонических процессов (однако они обеспечивают смещения порядка 1 мм/год (Лилиенберг, 1993), в то время как ежегодные изменения уровня моря составляют 10–20 см).

В современных условиях водный баланс Каспийского моря определяется притоком вод за счет осадков (~75 км<sup>3</sup>) и поверхностного стока (~313 км<sup>3</sup>, более 80% приходится на сток Волги), обеспечивающих прирост уровня на ~190 и ~790 мм/год соответственно; и расходом вод, в который главный вклад вносит испарение, составляющее ~384 км<sup>3</sup> (или 970 мм/год). Подземный приток (~5 мм/год) и отток воды из моря в залив Кара-Богаз-Гол (~50 мм/год) играют меньшую роль (Каспийское ... , 1969).

Чтобы увязать между собой динамику климата и вариации уровня моря, будем предполагать, что уровень моря стремится занять равновесное состояние, т.е. при изменении климата его отклонение от сложившегося в предыдущее время равновесного состояния будет меняться до тех пор, пока водный баланс не приблизится к нулю за счет изменений площади озера и соответствующих изменений испарения с зеркала водоема (Калинин, 1968). Условие равенства приходной и расходной частей для бессточного водоема с площадью  $f$  имеет вид:

$$ef = YF, \quad (6.5.1)$$

где  $e = E - P$  – разность "испарение минус осадки";  $Y$  – речной сток, собираемый с бассейна площадью  $F$ . Изменения площади озера относительно современного уровня записываются как:

$$\Delta f = F\Delta Y/e_0 + Y\Delta F/e_0 - f\Delta e/e_0.$$

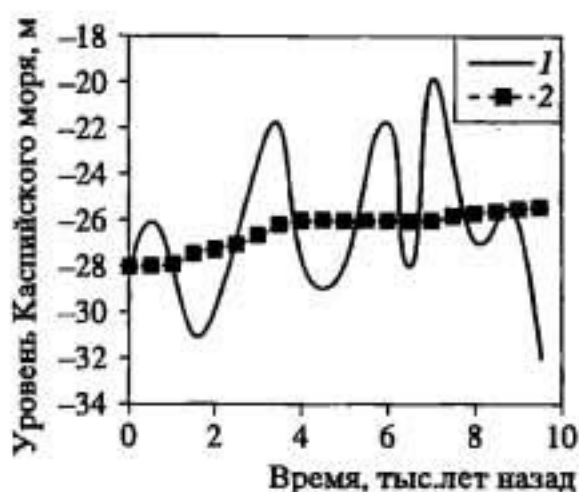
В данном выражении  $e_0 = E_0 - P_0$  характеризует "видимое" испарение в современных климатических условиях. Эта величина может быть оценена по результатам численного эксперимента, воспроизводящего условия современного климата;  $\Delta e$  и  $\Delta Y$  – характеризуют отклонения видимого испарения и стока в определенную эпоху от современных значений.

Изменения уровня озера  $\Delta h$  связаны с  $\Delta f$  хорошо известной эмпирической зависимостью, определяемой морфологией дна и берегов. Таким образом, имеем:

$$\Delta h = (\Delta h)_Y + (\Delta h)_F + (\Delta h)_e, \quad (6.5.2)$$

т.е. вариации уровня можно оценить, рассматривая по отдельности вклад вариаций стока и видимого испарения, а также изменений площади водосбора.

Рис. 6.20. Изменения уровня Каспийского моря в голоцене по данным реконструкций (Рычагов, 1993) (1) и результатам моделирования (MSU) (Kislov, Surkova, 1998) (2)



Рассмотрим, прежде всего, вопрос о возможной роли изменений площади водосбора в изменениях уровня озера. Для голоцена влияние данного фактора может быть интерпретировано как подключение к Каспию Амударьи.

В настоящее время ее сток оценивается примерно в  $42 \text{ км}^3$ , так что его попадание в Каспий не осталось бы незамеченным. Амударья в голоцене несколько раз меняла русло (Кесь, 1991), сбрасывая иногда в Сарыкамышскую котловину достаточно много воды. Оттуда воды через русло ныне не функционирующей р. Узбой могли попадать в Каспийское море. К сожалению, эмпирические оценки изменений стока Амударьи в прошлом, представленные различными авторами (см. (Варущенко и др., 1987)), различаются более, чем на порядок. Данный процесс мог активизироваться усилением водности Амударьи в случае роста увлажненности Памира.

Однако результаты моделирования РМIP показали, что ни годовые суммы осадков, ни величины  $(P - E)$  6 тыс. лет назад практически не отличались от современных. Таким образом, можно констатировать, что роста стока с Памира не происходило. Следовательно, можно считать, что и влияние Амударьи не могло быть существенным для изменений уровня Каспия в голоцене и фактор  $\Delta h_F$  в формуле (6.5.2) важной роли не играл.

Для оценки  $(\Delta h)_F$  и  $(\Delta h)_E$  использованы результаты численных экспериментов (Kislov, Surkova, 1998), осуществленных с помощью модельного комплекса MSU/LAMBLS (см. раздел 4.3). Для каждого момента палеовремени использовалось свое распределение инсоляции на ВГА, рассчитанное в соответствии с теорией Миланковича. Кроме этого, были изменены условия подстилающей поверхности в соответствии с данными реконструкций палеоэкологической обстановки для того, чтобы учесть обратную связь климатического режима с региональными изменениями растительности.

Рассмотрим для среза палеовремени 6 тыс. лет назад результаты моделирования. Видимое испарение возросло: в среднем для акватории Каспийского моря  $\Delta e = 0,24 \text{ мм/сут}$  в летнее время. Зимой получилось  $\Delta e = 0$ . Относительные

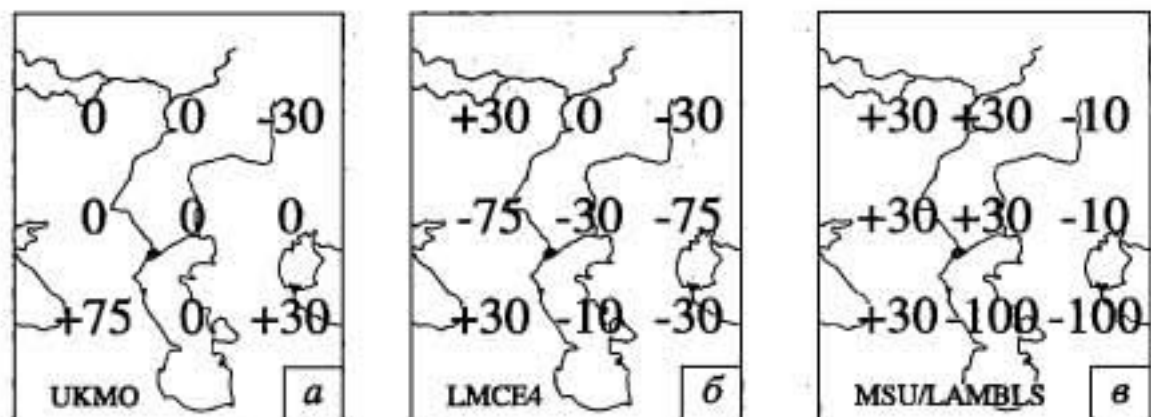


Рис. 6.21. Годовая аномалия разности  $P-E$  (мм/год) над регионом Каспийского моря и бассейном Волги по разным (а – в) модельным данным

годовые отклонения видимого испарения ( $\Delta e/e_0$ ) получились равными  $\sim 3\%$ . За счет этого фактора уровень моря должен быть ниже современного не более, чем на  $-0,5$  м.

Вклад колебаний стока может быть охарактеризован разностью годовых значений ( $P - E$ ) над бассейном. Оценки вариации этой величины (6 – 0 тыс. лет назад) составили по данным численных экспериментов около 30 мм/год. Это обеспечивает приращение уровня  $(\Delta h)_y = 2,5$  м. Следовательно, общее изменения уровня  $\Delta h = 2$  м. Подчеркнем то, что основной вклад в вариации водного баланса вносят колебания стока. Принципиально такой же результат получен и для современного водного бюджета Каспия (см. раздел 7.5). Обратимся к палеоданным. Все авторы (Величко и др., 1987, 1992; Тарасов, 1997; Guiot et al., 1993) определили одинаковую картину роста увлажнения региона, включающего бассейн Волги.

Аналогичные эксперименты были выполнены для других условий инсоляций, соответствующих срезам палеовремени от 0 до 10 тыс. лет назад, причем данные о состоянии ландшафтов линейно интерполировались между "возмущенными" состояниями 6 и 9 тыс. лет назад и современными. Получившиеся в результате изменения уровня Каспия сопоставлены на рис. 6.20 с эмпирическими данными.

Результаты численных экспериментов характеризуют фоновое состояние климата, в котором действуют определенные орбитальные факторы. В этом плане можно констатировать, что модель успешно воспроизвела то, что уровень Каспия на протяжении голоцена был несколько выше современного. В то же время модель не воспроизвела большие, сравнительно короткопериодные флуктуации уровня моря. Их генезис, очевидно, никак не связан с орбитальными влияниями.



Естественным является вопрос о том, изменится ли, если использовать другую климатическую модель, данный принципиальный результат, т.е. насколько он является "модельно-зависимым". Для того чтобы выяснить это, обратимся к другим моделям. Некоторые примеры представлены на рис. 6.21. Видно, что картина распределения аномалий  $\Delta(P - E)$  (т.е. фактически, аномалий годового стока) получилась у разных моделей разной, демонстрируя типичный региональный межмодельный разброс результатов моделирования. Причем отклонения достаточно велики в том смысле, что они могут обеспечить разные результаты поведения уровня. Так, если аномалии модели UKMO интерпретировать в терминах стока, то  $\Delta h \approx 0$ ; а по модели LMCE4 получается даже слабое снижение уровня.

## **ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 1000–1500 ЛЕТ И В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ**

### **7.1. ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 1000–1500 ЛЕТ**

Субатлантический этап, продолжающийся последние 2,5 тыс. лет, – это время, когда климат был близок к его современному состоянию. Однако климат не был стабильным. Чередующиеся теплые и холодные события (см. табл. 5.1) имели типичные для голоценовых аномалий амплитуды и продолжительности, за исключением последнего этапа – потепления XX в.

Изучение "тонкой структуры" таких явлений, т.е. колебаний климата, имеющих продолжительность порядка десятков лет, может быть проведено только по материалам, близким к современному времени, так как лишь эта информация обладает достаточной для решения поставленной задачи временной разрешающей способностью. При этом, используя принцип актуализма, предполагается, что флуктуации с такими свойствами существовали во все эпохи, а не являются какой-то специфической особенностью именно данного состояния климата.

Данные глобальной сети метеорологических наблюдений охватывают немногим более 100 последних лет, и требуются специальные усилия, чтобы "протянуть" информацию в прошлое еще на несколько десятков лет. Исключение составляют "сверхдлинные" ряды наблюдений, такие как "ряд Мэнли" (с 1400 г.) (Монин, Шишков, 1998), однако при их использовании всегда существуют сомнения относительно однородности данных. Кроме этого, информация по одной станции, описывая местные условия, может и не быть репрезентативной для характеристики целого региона или, тем более, всего земного шара.

Представления о колебаниях климатического режима за существенно больший, чем 100-летний промежуток времени дают ряды различных косвенных показателей: гляциологических, лимнологических, гидрологических, дендрологических,

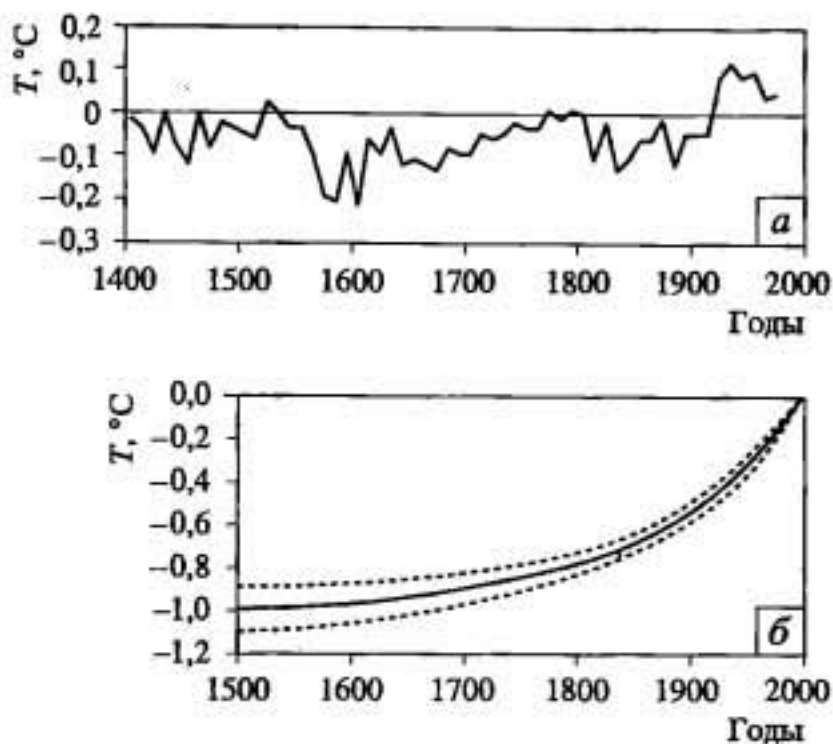


Рис. 7.1. *а.* Изменение температуры воздуха за последние 600 лет (для летних условий Северного полушария), пересчитанные по данным о динамике температурного индекса (Bradley, Jones, 1993) в соответствии с его градуировкой по современным данным (1861–1960 гг.) (1 индекс = 0,12 °С). *б.* Изменение температуры поверхности суши за последние 500 лет, воспроизведенные по данным измерений температуры в скважинах

Использовано 616 профилей, расположенных, главным образом, в Северной Америке, Западной Европе, Южной Африке и Австралии; разреженная сеть в Южной Америке, Средней Азии и Юго-Восточной Азии (Huang, Pollack, 1999). Пунктирные кривые – стандартная ошибка

археологических и исторических. Как и в случае палеоклиматических реконструкций, ориентированных на события более далекого прошлого, здесь существуют большие проблемы интерпретации индикаторов в терминах климатических показателей. Некоторые авторы, понимая недостаточность обоснованности градуировочных связей, отказываются от использования климатических переменных, привлекая для анализа первичный материал.

На рис. 7.1, *а* представлен ход так называемого "температурного индекса", характеризующего аномалии (относительно современного уровня) летних температурных условий Северного полушария. При построении этого графика были осреднены 16 рядов косвенных индикаторов для Европы, Северной Америки и Восточной Азии. На рис. 7.1, *б* показаны изменения температуры поверхности суши, осредненные по Северной Америке (умеренная зона), Центральной Европе, Южной Африке, Австралии, и гораздо более редким точкам в Южной Америке, Средней Азии и Юго-Восточной Азии.



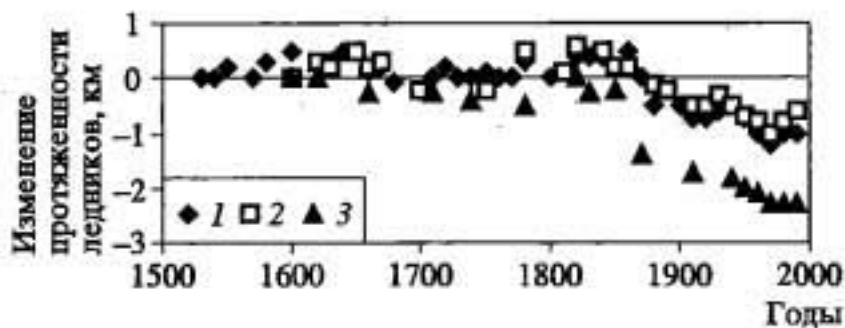


Рис. 7.2. Изменение длины некоторых ледников в Альпах относительно условной точки отсчета (Oerlemans, 1994)

Ледники: 1 – Untere Grindelwaldgletscher; 2 – Rhonegletscher; 3 – Glacier d’Argentiere

Из рис. 7.1 видно, что примерно с 1400 по 1900 г. климат был холоднее современного, причем если летние температуры в конце XVII в. были ниже современных примерно на  $0,3^{\circ}\text{C}$ , то аномалия среднегодовых температур на суше оказывается примерно в три раза больше. Холодный период не был однороден – существовали три холодные фазы с экстремумами в конце XVI в., в середине XVII в. и начале XIX в. Современный этап истории климата характеризуется потеплением.

Температурные аномалии наглядно проявились в поведении горных ледников (рис. 7.2). Именно четко выраженный факт повышенной (по сравнению с современной) гляциальности горных стран дал основание назвать холодный период XV–XIX вв. "малой ледниковой эпохой" (LIA – Little Ice Age).

LIA проявлялась не во всех регионах с одинаковой интенсивностью. На рис. 7.3 показаны изменения во времени содержания во льду изотопа  $^{18}\text{O}$ , которые служат индикатором происшедших изменений температуры. Видно, что аномалия, соответствующая LIA, может быть выделена лишь в Андах. Во всех других регионах типичными являются короткопериодные флуктуации климата. В то же время имели место ситуации, когда теплые или холодные аномалии статистически преобладали в течение продолжительного времени. Обращает на себя внимание то, что длительность отдельной аномалии одного знака никогда не превышала 50–60 лет. В Феноскандии XV в. (время LIA) был одним из наиболее теплых за последнюю тысячу лет (Briffa et al., 1990; Briffa et al., 1992). На Галапагосских островах (Dunbar et al., 1994) минимальные за последние 350 лет температуры приходятся на современное время.

В центральной части России наиболее часто холодные зимы наблюдались в XV, XVII, XVIII, XIX вв.; на Украине – в XVII, XVIII вв.; в Центральной Европе – в XIX в. Летние аномалии напоминают о LIA только в Центральной России, где количество теплых событий сократилось по сравнению с предыдущими и

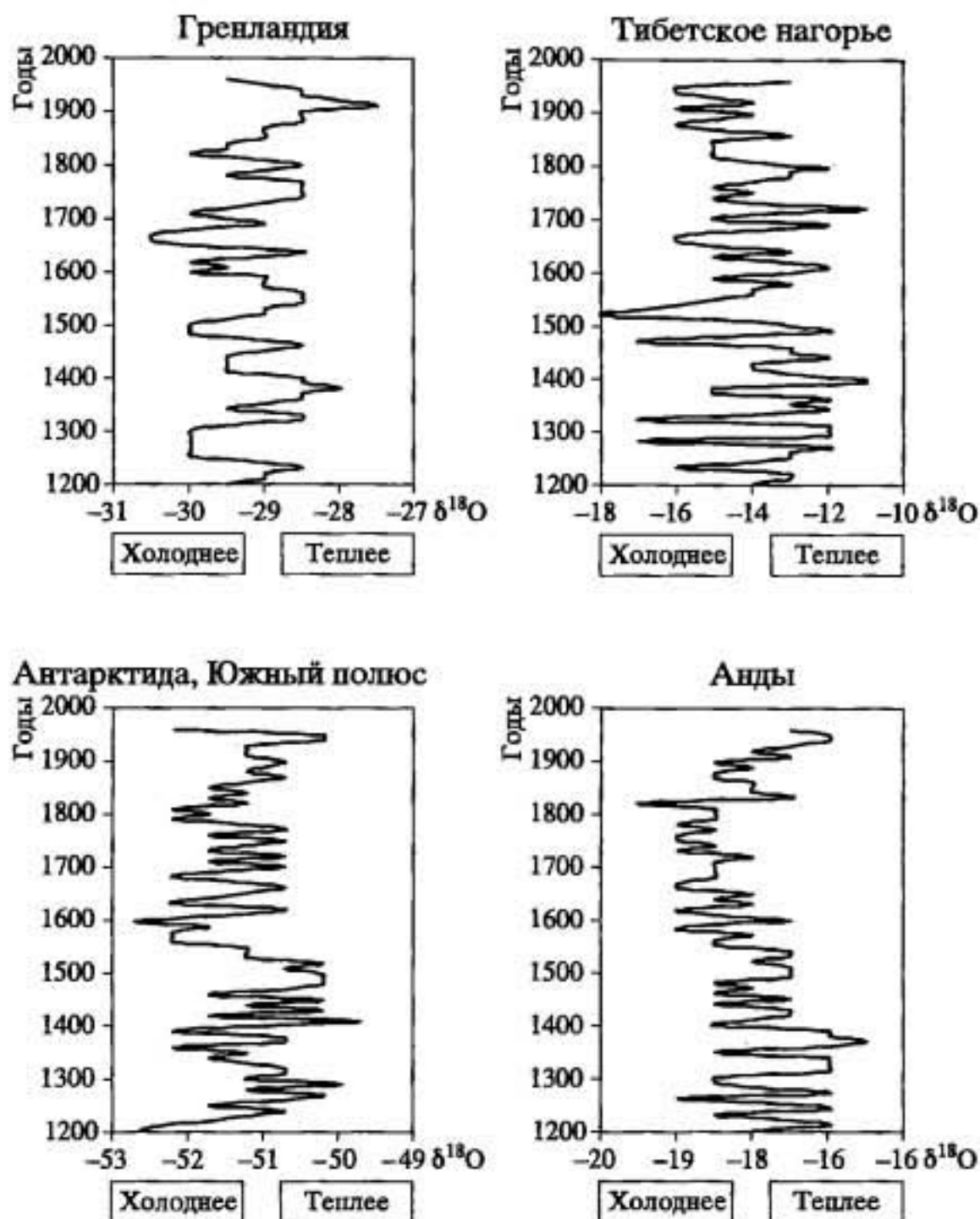


Рис. 7.3. Кривые изменений во времени содержания тяжелого изотопа кислорода в ледниковых ядрах (Thompson et al., 1993)

последующими эпохами. На Украине аномальных лет было вообще очень мало. В Центральной Европе, в противоположность зимним условиям, летом преобладали теплые аномалии (Кренке и др., 1995). Реконструированный температурный режим центра Восточно-Европейской равнины (см. рис. 7.19) (Климанов и др., 1995) напоминает изображенный на рис. 7.1.

В Китае холодный период приходится на 1450–1890 гг. (Zhang, Crowley, 1989). Как и в других регионах, он был не однороден, а осложнен рядом теплых событий.

Восстановленные за последние 400 лет изменения температурного режима американской и азиатской частей Арктики происходили сходным образом (Ваганов и др., 2000) – современному теплomu периоду предшествовали минимальные значения LIA.

Таким образом, LIA прослеживался во многих регионах земного шара, т.е. представлял собой глобальное событие. Однако это не была эпоха стабильно сниженной температуры. Фактически LIA представлял собой статистический результат некоторого преобладания короткопериодных холодных аномалий над теплыми.

Рассмотрим, каковы были в рассматриваемый период аномалии увлажнения. В центре Восточно-Европейской равнины заметных отклонений от современного состояния не наблюдалось (Климанов и др., 1995).

Более серьезные изменения режима осадков реконструированы в тропиках и субтропиках Северной Африки – так называемой зоне Сахеля (арабское слово "сахель" означает "берег" – имеется в виду южная граница пустыни Сахара). Здесь за последнюю тысячу лет неоднократно чередовались влажные и сухие эпохи (Nicholson, 1994). Так, X–XIII и XVI–XVIII вв. были влажными, а XIV, XV вв. – сухими. Сильные засухи наблюдались в 1680-х и 1740–1750-х гг. Засушливая эпоха XIX в. достигла пика в 1820–1830 гг. В конце XIX в. увлажнение выросло, затем вновь упало в начале XX в. Последнее столетие в целом было одним из самых сухих за тысячелетие; пик аридизации пришелся на 1968–1993 гг.

Во время LIA горное оледенение было развито гораздо лучше, чем в современную эпоху (см. рис. 7.2). Это свидетельствует о наличии длительного непрерывного промежутка преобладания гляциальных условий, сменившегося этапом отступления ледников. Противоречия с представлениями о режиме короткопериодных флуктуаций температуры и увлажнения здесь нет – ледник выступает как интегратор короткопериодных вариаций и, суммируя результат многих аномалий, меняет свое состояние, медленно эволюционируя в ту или другую сторону.

Период времени, предшествующий LIA, называют средневековой теплой эпохой (MWE – Medieval Warm Epoch). Этот этап хорошо заметен на Восточно-Европейской равнине (см. рис. 7.19) в IX–XII вв. Также хорошо проявилось это событие в Скандинавии (Griffa, 1990, 1992) между 900 и 1100 гг. и в ряде горных регионов Европы. Этот период также не был стабильным – положительные и отрицательные аномалии чередовались между собой. Географическое распределение аномалий



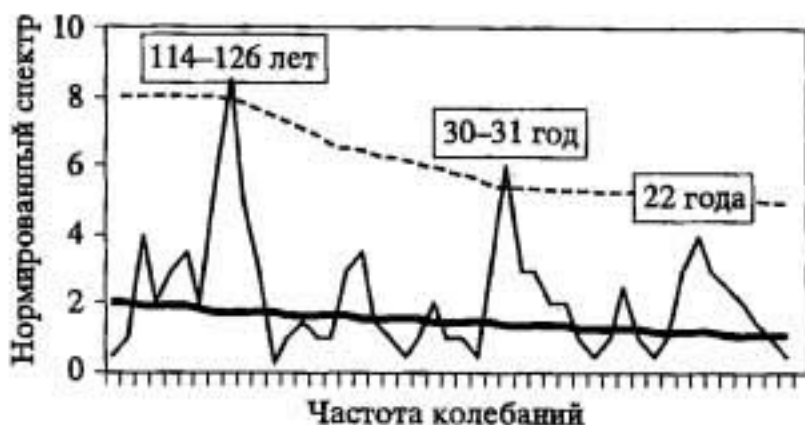


Рис. 7.4. Нормированный спектр изменений во времени ширины колец деревьев, Альпы

Толстой линией изображен спектр авторегрессионного процесса первого порядка, соответствующий ему 95%-й доверительный интервал показан пунктиром (Stuiver, 1980)

температуры в это время было, в главных чертах, квази-зональным (Клименко, Климанов, 2000). Так, в центре Восточно-Европейской равнины аномалии (как летом, так и зимой) были порядка  $1^{\circ}\text{C}$ , на широте Каспийского моря — менее  $0,5^{\circ}\text{C}$ , а у арктического побережья —  $1,5\text{--}2^{\circ}\text{C}$ . Косвенным доводом в пользу существования теплого периода служат исторические сведения о путешествиях викингов в арктических морях, которые могли быть возможны лишь при их малой ледовитости. К этому же периоду относится и колонизация Гренландии, которая в то время не была полностью покрыта ледниковым щитом (Монин, Шишков, 1979; Гриббин, Лем, 1980). Эти данные позволяют ряду авторов считать MWE глобально прослеживаемым событием (Климанов, 1994а; Клименко, Климанов, 2000). В то же время в некоторых регионах этот максимум температуры не проявлялся, во всяком случае его обоснованность существенно меньше, чем у ЛА. Поэтому в (IPCC, 1996) делается осторожный вывод о том, что нельзя уверенно говорить, что температура в масштабе планеты существенно понизилась после XI–XII вв.

Информация о состоянии климата за пределами последних 1000 лет становится менее достоверной. По-видимому, событию MWE предшествовала холодная аномалия. Помимо данных некоторых реконструкций, в пользу этого предположения говорят некоторые исторические признаки. Такими являются, как считается, противоречащие реальности названия островов Исландии и Гренландии. Название острова "Исландия", колонизированного в VIII–IX вв., служит косвенным доводом в пользу предположения о том, что то время было холоднее современного. И, наоборот, название "Гренландия" говорит о том, что во время колонизации этого острова его климат был существенно теплее современного.

Периоды, соответствующие статистически значимым колебаниям, обнаруженным в спектрах различных индикаторов в разных регионах Северного полушария (по: Stocker, Mysak, 1992, с добавлениями)

Америка	Арктика	Европа	Америка	Арктика	Европа
В (330)	О (350)		О (110)	О (100)	Н (130)
В (300)			Т (110)		Т (120)
О (330)			В (95)	Т (90)	І (100)
О (250)	Т (204)		TSS (83)	TSS (83)	TSS (83)
С (200)	О (170)		Т (70)	О (70)	G, I (60–70)
В (170)			Т (60)	О (55)	Н <sub>у</sub> (60)
С (160)			В (50–60)	G, H (5)	
В (125)	О (110)	Н <sub>у</sub> (150)			

*Примечание.* Цифры в скобках – значение периодичности колебаний (годы). Буквами обозначен вид данных: В – биологические; С – по  $^{14}\text{C}$ , G – гляциологические; Н – исторические; Н<sub>у</sub> – гидрологические; І – инструментальные; О – по  $\delta^{18}\text{O}$ , Т – дендроклиматические, TSS – глобально осредненные данные по температуре морской воды на поверхности.

Рис. 7.4 иллюстрирует типичный, в некотором смысле, спектр климатических флуктуаций. Его форма свидетельствует о существовании некоторых преимущественных периодичностей, но их статистическая значимость мала. Это подтверждается анализом большого числа примеров изменчивости различных индикаторов – статистически значимые пики иногда проявляются, но относятся к разным периодичностям (табл. 7.1). Чаще всего встречаются колебания с периодами порядка 50–100 лет, однако, имея в виду, что разрешающая способность многих индикаторов составляет 10–50 лет, сделать какой-либо более четкий вывод по эмпирическим данным не представляется возможным.

Низкая статистическая значимость экстремумов в сочетании с отсутствием какого-то преобладающего периода колебаний является важным доводом в пользу предположения об отсутствии детерминированного фактора, который мог бы быть ответствен за возбуждение колебаний на масштабе времени в несколько десятков лет.

## 7.2. ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 100–150 ЛЕТ

Изучение изменений гидрометеорологического режима, происшедших в последние 100–150 лет, имеет особенную ценность, поскольку для анализа используются данные наблюдений, а не косвенные показатели.

Рассмотрение изменений современного климата начнем с анализа динамики глобально-осредненной температуры воздуха у поверхности Земли (рис. 7.5). Видно, что наблюдаемые изменения складываются под влиянием колебаний разных масштабов. Во-первых, это изменения от года к году (межгодовые колебания); во-вторых, флуктуации с характерной ритмичностью порядка десятка (или нескольких десятков) лет ("декадные колебания"). Их характерным примером служит потепление 1940-х гг. и похолодание 1960-х гг. Третья особенность – это глобальный тренд температуры.

Однако, несмотря на казалось бы очевидный факт роста температуры, вывод о глобальном потеплении делается с некоторым сомнением. Во-первых, использованный при построении (см. рис. 7.5) массив данных неоднороден, и устранить это полностью не удастся. Результаты наблюдений XX в. более надежны, чем XIX в., хотя бы с точки зрения того, что сеть станций в XX в. стала гораздо более глобальной, так что расчет планетарных средних более оправдан. Если же данные XIX в., как менее надежные, исключить из рассмотрения, то 100-летний тренд исчезает. Вместо него можно говорить лишь о росте температуры в 80-х и 90-х гг., считая, что это, возможно, пример положительной аномалии типа потепления 1940-х гг.

Другое замечание, также касающееся качества данных: многие гидрометеорологические станции, в начале XX в. находившиеся внутри природных ландшафтов, впоследствии оказались внутри урбанизированных территорий. Поэтому можно опасаться, что "глобальное" потепление, фиксируемое ими, является на самом деле локальной аномалией. Понимая серьезность данной проблемы, для анализа стараются использовать станции, расположенные в фоновых местах земного шара.

Если проанализировать изменения термического режима отдельных регионов, то можно сделать вывод, что современное потепление диагностируется практически повсеместно, однако проявляется с разной степенью. Наибольшие изменения отмечены над континентами между 40 и 70° с.ш., над сухими, аридными районами. Над морем изменения меньше. Этот эффект иногда обозначают аббревиатурой COWL (Cold Ocean, Warm Land)



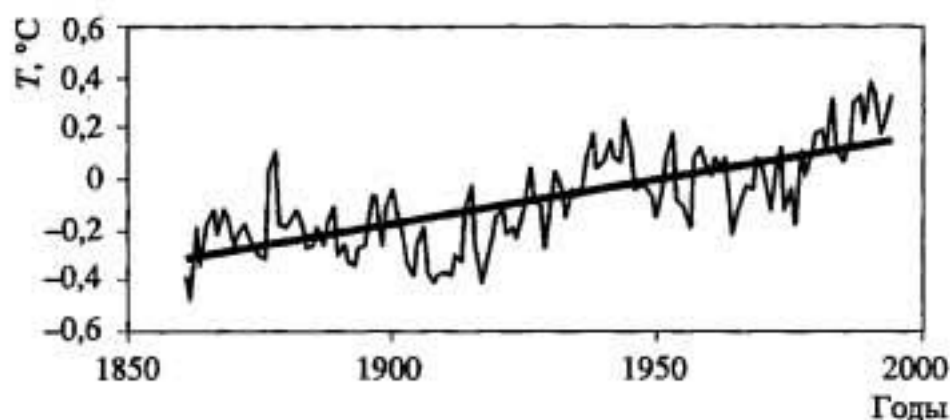


Рис. 7.5. Изменение глобально-осредненной (относительно среднего за 1951–1980 гг. значения) среднегодовой температуры воздуха у подстилающей поверхности

(Wallace et al., 1996). Так, практически повсеместный положительный тренд среднегодовых значений температуры обнаружен на территории России: на ее Европейской территории, Дальнем Востоке и Чукотке это  $0,3\text{--}0,4\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет и  $0,5\text{--}0,7\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет в Сибири (Булыгина и др., 2000). Основной вклад создается ростом температур холодного сезона (для зимних температур тренд в Центральной и Южной Сибири составляет  $1,5\text{--}1,7\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет), летом статистически значимый рост не диагностирован. Следует отметить, что наряду со средними значениями растет и повторяемость экстремально теплых значений (Булыгина и др., 2000). Аналогично (и также, главным образом, за счет холодного сезона) увеличиваются температуры в Центральной и Южной Европе. На Скандинавском полуострове, где длительное время (с 30-х по конец 80-х годов XX в.) тренд температур отсутствовал, в последние годы отчетливо стало проявляться нарастание зимних температур.

Именно рост температуры воздуха у земной поверхности, особенно ярко выраженный в конце XX в., является главной особенностью современных климатических изменений. Анализ поведения во времени других показателей заключается, прежде всего, в ответе на вопрос – видны ли какие-либо особенности поведения в интервале времени, соответствующем глобальному потеплению и скоррелированы они с ним или нет.

Рассмотрим поведение температуры в свободной атмосфере. Как показал анализ данных с 1958 г. по настоящее время, в тропосфере каких-либо трендов не наблюдается. Температура нижней стратосферы (рис. 7.6) статистически значимо снизилась за последние два десятилетия (коэффициент линейного тренда составил  $\sim -0,34\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет). Короткие резкие всплески потепления в начале 1980-х и 1990-х гг. связаны с появлением в стратосфере частиц вулка-

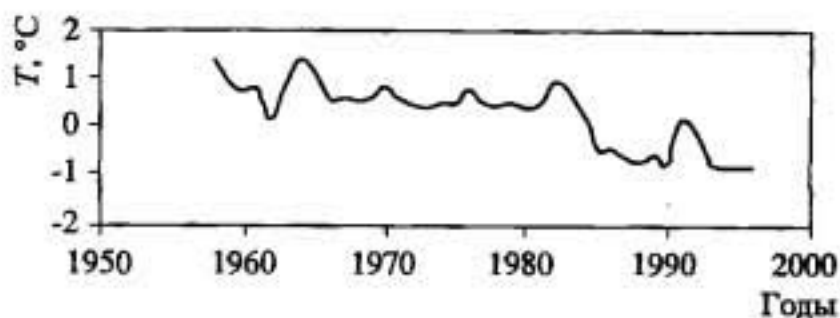


Рис. 7.6. Глобально-осредненные средние за год аномалии температуры воздуха (относительно средней за период 1979–1994 гг.) в нижней стратосфере (100–50 гПа) (IPCC, 1996; Рейтенбах и др., 1998)

нического происхождения после мощных взрывных извержений вулканов Эль-Чичон и Пинатубо. В верхней стратосфере заметных изменений температуры не происходит. Однако в мезосфере, в слое от 50 до 90 км, наблюдается похолодание с весьма большими градиентами ( $\sim 1^\circ\text{C}/\text{год}$ ). В еще более высоких слоях (100–110 км) тренд меняется на положительный (Лысенко и др., 1999).

Рассмотрим осадки. За 100-летний период над континентами во внетропических широтах отмечается их положительный тренд ( $\sim 10\%$  от годовой суммы). Снижение осадков имело место в тропиках Северной Африки (10–25%) и в Юго-Восточной Азии ( $\sim 10\%$ ). Более выраженными являются аномалии, если их рассматривать за более короткие, чем 100-летний, отрезки времени. Так, в последние 45 лет обнаруживаются значимые возмущения режима увлажнения в нескольких регионах (IPCC, 1996). Это, прежде всего, уже названное существенное снижение осадков в тропиках Северной Африки (на 100 и даже 200%). Это явление известно как засуха Сахеля. Менее резко выражен, но отчетливо диагностируется рост осадков в юго-западной части субтропиков Северо-Американского континента. В западной части Австралии наблюдается рост осадков, а в восточной части – снижение (на 50–100%).

На территории России (Булыгина и др., 2000) картина неоднозначна. Так, в зимний период осадки возросли в Западной Сибири (отношение к норме сумм атмосферных осадков увеличилось от 1 до 13% за 10 лет) и уменьшились на всем арктическом побережье (на Чукотке до 30–35% за 10 лет). Весной в Западной Сибири, на Урале и востоке Европейской части России обнаружена тенденция увеличения сумм осадков. Значимые отрицательные коэффициенты линейного тренда получены на арктическом побережье, Дальнем Востоке, в Забайкалье. Летом на Европейской части территории, в Восточной Сибири и Забайкалье имеет место рост осадков

(2–15% за 10 лет). В Западной Сибири количество осадков уменьшается (до 20% за 10 лет в ее северной части). Для осени был характерен рост осадков в южных областях и уменьшение на севере. Распределение коэффициентов линейного тренда годовых сумм осадков близко к летнему распределению. Количество экстремальных случаев не претерпело изменений (Булыгина и др., 2000).

Изменения осадков отразились в поведении речного стока, режиме подземных вод и запасах почвенно-грунтовой влаги. Так, для Восточно-Европейской равнины и Западной Сибири имеются сведения о том, что повсеместной особенностью является увеличение влагозапасов почвогрунтов, повышение уровня водоносных горизонтов, увеличение запасов подземных вод. Начиная со второй половины 70-х годов, здесь происходят идентичные (чего никогда не было ранее) изменения внутригодового распределения стока рек: увеличение водности в меженные месяцы (для Волги, Дона, Днепра, Урала, Оби оно составило 20–40%) и снижение стока весеннего половодья; также наблюдается некоторое возрастание годового стока. В бассейнах рек Восточной Сибири и горных рек подобных однонаправленных изменений не отмечается (Георгиевский и др., 1996).

В целом можно говорить о слабовыраженном согласованном росте температуры и осадков в умеренных и средних широтах (IPCC, 1996). Как отмечалось в разделах 6.2, 6.5, подобная связь типична для крупных потеплений прошлого.

Изучение динамики сезонного снежного покрова показало, что в масштабах Северного полушария она происходит согласованно с колебаниями температуры (рис. 7.7). Наибольшие изменения связаны с сокращением продолжительности залегания снега. В поведении морских льдов четко выраженные тенденции отсутствуют.

Мониторинг поведения горных ледников (см. рис. 7.2) показывает, что практически повсеместным фактом является отрицательность баланса их массы, т.е. таяние преобладает над количеством осадков. Этот факт может служить индикатором не только глобального потепления, но также отражать изменения радиационного режима (за счет влияния облачности (Hastenrath, 1985; IPCC, 1996) и уменьшение осадков. В отдельных регионах относительная важность рассмотренных эффектов может быть различна, однако главной является все-таки реакция ледников непосредственно на рост температуры.

Если рассматривать не отдельные ледники, а регионы, то картина оказывается еще более однозначной. Так, оледенение Тянь-Шаня характеризуется направленным процессом эволю-



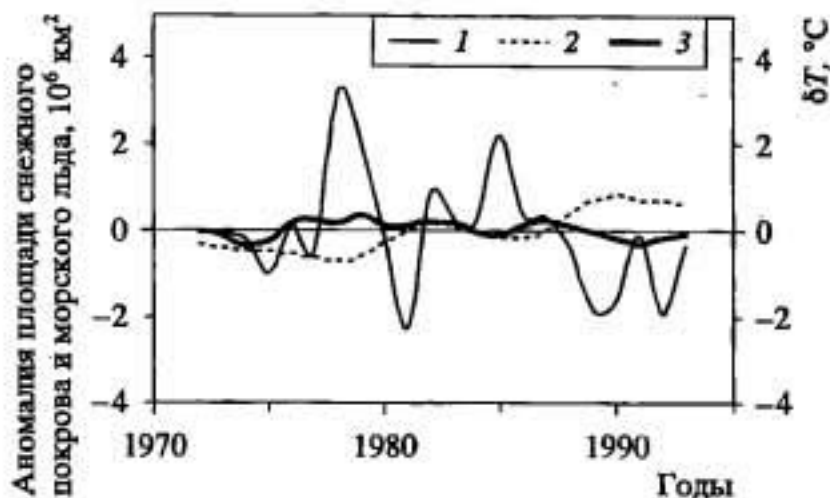


Рис. 7.7. Аномалии площади снежного покрова (среднее для периода декабрь–март) в Северном полушарии (исключая Гренландию) (1), аномалии осредненной в масштабе Северного полушария температуры воздуха (2) и площади морских льдов (среднее для периода декабрь–февраль) (3)

ции – независимо от положения в горной системе площади всех ледников повсеместно сокращаются, все они имеют отрицательный среднеголетний баланс, изменяющийся в пределах от 10 до 440 мм. Небольшие темпы деградации типичны только для крупнейших ледников Тянь-Шаня (ледник Семенова, ледник Энилчек и др.), что обусловлено наличием обширных площадей фирновых полей, расположенных на больших высотах (4–7 км) (Диких, 1998).

В работе (Калужинова, 1999) обобщены представления о поведении ледников Арктики. Показано, что в целом их режим хорошо согласуется с межгодовыми колебаниями температуры, особенно если зимнее осадконакопление не сильно изменяется год от года.

В (Oerlemans et al., 1998) сделана попытка, сопоставляя между собой ледники, находящиеся в разных регионах и на разных высотах, исключить действие всех факторов, кроме температурных. Таким способом было оценено, какое приращение глобальной температуры требуется для того, чтобы объяснить наблюдаемое в настоящее время отступление ледников. Оказалось, что для этого нужно потепление, идущее со скоростью примерно  $0,66 \text{ }^{\circ}\text{C}/100 \text{ лет}$ . Это значение очень хорошо согласуется с оценкой глобального тренда температуры, основанной на анализе данных непосредственных измерений температуры.

Рассмотрим Мировой океан. Важнейшим эффектом, характеризующем глобальные изменения, является рост его уровня (рис. 7.8) (IPCC, 1996; Клиге и др., 1998). Он создается, во-первых, за счет таяния горных ледников, обеспечивших прирост уровня на 2–5 см за 100 лет. Масса ледников Гренлан-

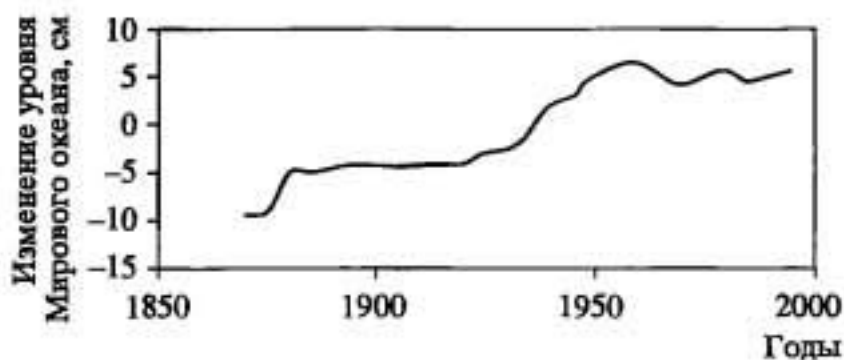


Рис. 7.8. Современные изменения уровня Мирового океана (межгодовые колебания ( $\pm 1$  см) — отфильтрованы)

дии и Антарктиды остается практически неизменной. Последнее обстоятельство можно объяснить тем, что потепление, приводящее к усилению потерь массы ледников, сопровождается проникновением теплых масс воздуха, вместе с которым увеличиваются осадки. Вторым фактором выступает термическое расширение верхних слоев океана при росте температуры, ответственное за повышение уровня на 2–7 см за 100 лет.

Продолжительность океанологических наблюдений невелика, однако и в океане уже удалось наблюдать некоторые крупномасштабные аномалии. Наибольший интерес представляет так называемая "Великая соленостная аномалия". Это явление заключается в том, что 200-метровый слой воды к востоку от Гренландии оказался в начале 70-х годов распресненным на 0,1‰ (вместо 34 наблюдалось 33,9‰) (Dickson et al., 1988). Это климатически значимый феномен как с точки зрения тех "усилий", которые потребовались для его создания (компенсация аномалии требует испарения слоя воды в 570 мм — это годовая норма испарения в этих широтах), так и из-за его воздействия на процессы в атмосфере и океане.

Холодная и распресненная водная масса циркулировала в верхнем слое субполярного круговорота на протяжении десятилетия, а в 1982 г. она вновь оказалась у Гренландии. Поскольку "Великая аномалия" препятствовала образованию глубинных вод, а для распреснения поверхностных и промежуточных вод северный субполярный фронт являлся преградой, в 70-е гг. XX в. меридиональный обмен между субполярным и субтропическим круговоротами Северной Атлантики происходил слабее обычного. Это привело к росту контраста температур поверхности и сказалось на интенсификации циклогенеза в атмосфере. Другим следствием "Великой аномалии" явилось усиление ледовитости Северного Ледовитого океана, выглядящее парадоксально в ряду общепланетарного потепления климата.

Вместе с аномалиями отдельных метеорологических элементов развиваются и диагностируются флуктуации общей циркуляции атмосферы и океана. Наиболее яркое событие – это Эль-Ниньо – Южное колебание, существующее в виде так называемой теплой (Эль-Ниньо) и холодной (Ла-Нинья) стадий. Оно квазирегулярно функционирует в тропиках Тихого океана и отражается на метеорологическом режиме некоторых других регионов тропической зоны. Установить связь Южного колебания с климатическим режимом отдельных регионов внетропической зоны непросто, поскольку в средних широтах существует собственный источник изменчивости – циклогенез, так что приходится выявлять сигнал на фоне шума.

Если попытаться установить такие связи непосредственным корреляционным анализом, то можно констатировать, что они практически отсутствуют во всех регионах (Груза, Ранькова, 1996; Петросянц, Гущина, 1998; Гущина, Петросянц, 1998; Hurrell, 1996), кроме Тихоокеанско-Американского (Pacific-North American – PNA) и Тихоокеанско-Североазиатского (Гилл, 1986; Стерин и др., 2000). Однако теоретический анализ происхождения аномалий затруднителен даже для района PNA – одни и те же события могут быть интерпретированы по-разному. Так, генезис "канонических" для Северной Америки аномалий режима увлажнения (1988 г. – весенняя засуха, и 1993 г. – аномально влажная ситуация) в (Trenberth, Guillemot, 1996) объясняется откликом на аномалии температуры в низких широтах Тихого океана. Однако по оценке (Liu et al., 1998) роль тропических влияний в формировании тех же событий 1988 и 1993 гг. была незначительна.

В то же время имеются попытки установления дальних связей путем рассмотрения "представительных выборок", отвечающих событиям Эль-Ниньо и Ла-Нинья (Бышев, Лебедев, 2000). Так, оказалось, что при переходе от Ла-Нинья к Эль-Ниньо типичное углубление алеутского минимума (2–2,5 гПа) – это район PNA, здесь реакция циркуляции умеренной зоны наиболее заметна. В Северной Атлантике межширотный градиент давления уменьшается (в азорском максимуме давление падает на 1 гПа, а в исландской депрессии – растет на 1 гПа). Реакция температуры воздуха оказывается особенно заметна в холодный сезон – так, в стадии Эль-Ниньо аномалии температуры в Средней Сибири достигают – 3 °С, а на Аляске +2 °С. Также и снежный покров умеренных широт ощущает влияние тропиков – на основе анализа четырех событий положительной и четырех событий отрицательной фазы Южного колебания показано, что в годы Эль-Ниньо на Русской равнине и на севере



Сибири наблюдались отрицательные аномалии водного эквивалента снежного покрова. В годы Ла-Нинья ситуация обратная (Кренке, Китаев, 1999).

Квазирегулярное поведение явления Эль-Ниньо – Южное колебание заставляет относиться к нему не как к аномалии климатического состояния, а как к неизменному атрибуту климатического режима. Существуют надежные представления о том, что при крупных изменениях климата его показатели  $\delta^{18}\text{O}$  в древних коралловых отложениях Большого Барьерного рифа, а также археологические и палеоклиматические данные по Южной Америке испытывали изменения. Причем, в среднем голоцене Эль-Ниньо – Южное колебание было существенно слабее современного, поскольку реконструировано гораздо меньше следов "сильных" событий (Cane et al., 2000; Sandwies et al., 1996; Rodbell et al., 1999). В условиях современных климатических изменений пока нет точных свидетельств, что изменения режима ЭНЮК происходят, хотя их поискам уделяется пристальное внимание (IPCC, 1996).

Рассмотрим динамику циркуляционных процессов внетропических широт. Их исторически сложившейся характеристикой служат различные показатели. Распространенным индикатором состояния циркуляции Северной Атлантики и Европы является индекс Северо-Атлантического колебания (NAO) (рис. 7.9, а). Его положительная фаза (NAO<sup>+</sup>) характеризует существование глубокой ложбины над Северной Атлантикой в сочетании с хорошо выраженным субтропическим азорским антициклоном. Уменьшение индекса (NAO<sup>-</sup>) означает слабость обоих центров действия и ослабление циркуляции над Восточной Атлантикой.

Другим примером служит классификация Вангенгейма, в которой все многообразие циркуляционных процессов сведено к трем основным формам. Это W – зональный тип, при котором в нижней и средней тропосфере Атлантико-Европейского сектора существует западный квазизональный поток с волнами малой амплитуды. Два других типа характеризуют меридиональные процессы. Это тип С, при котором высотный гребень расположен над востоком Атлантики и Западной Европой, и высотная ложбина над Восточно-Европейской равниной. Другой меридиональный тип – Е, при котором над Восточной Атлантикой и Западной Сибирью устанавливается глубокая ложбина, а над Европой высотный гребень. Изменения повторяемости названных форм атмосферной циркуляции представлены на рис. 7.9, б. Видно, что за последнее столетие частота появления западных форм уменьшается, а количество восточных форм (Е) увеличивается (Груза, Ранькова, 1996; Клиге и др., 2000). На фоне этих

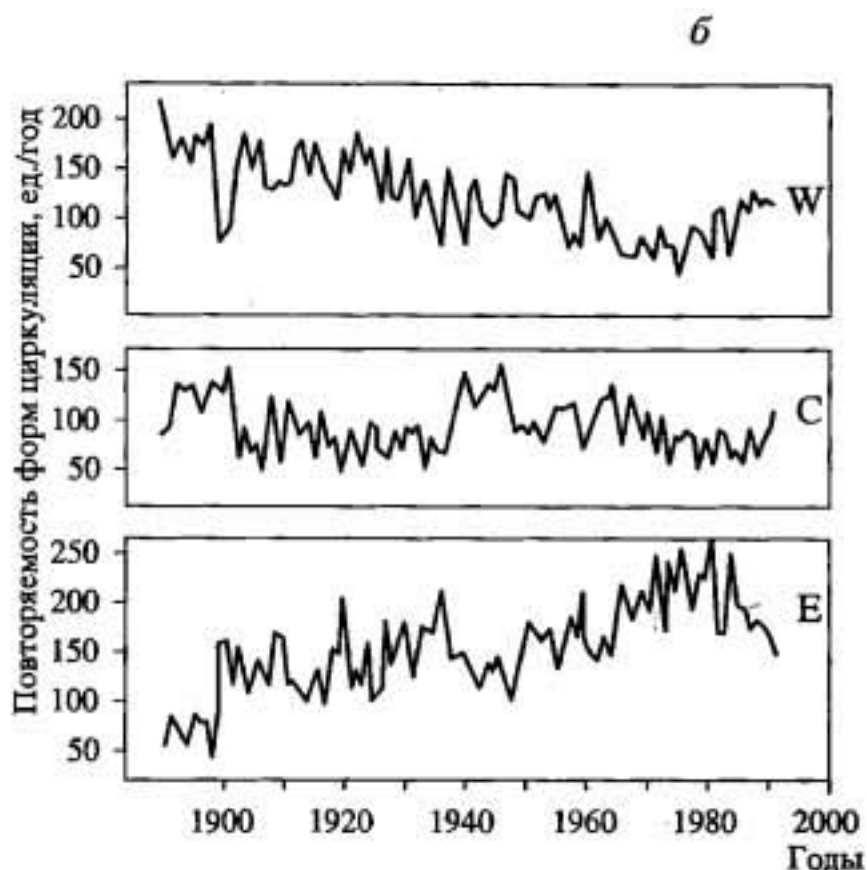
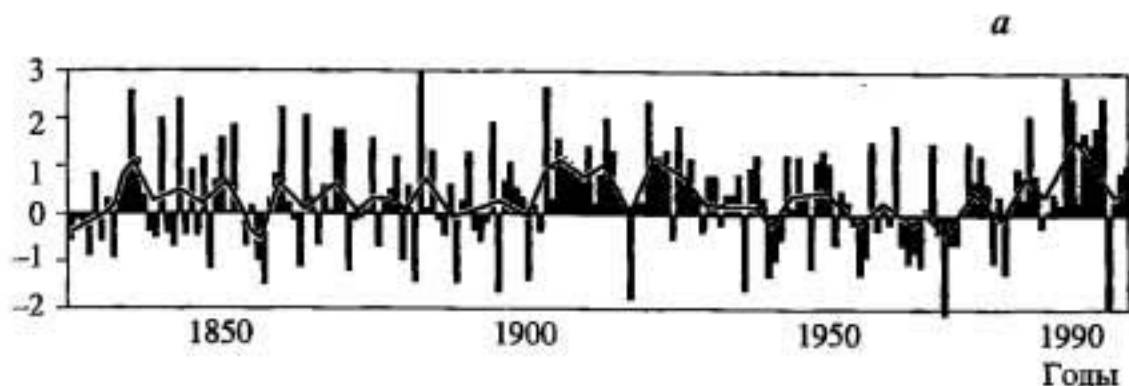


Рис. 7.9. Изменение во времени индекса Северо-Атлантического колебания (NAO) (*a*) (Sarachic, Alverson, 2000) и повторяемости форм циркуляции W, C и E (*б*) (Груза, Ранькова, 1996)

трендов, тип циркуляции C изменялся с ритмичностью примерно в 30 лет. Как видно из рис. 7.9, *a* в поведении NAO прослеживается характерный для формы циркуляции E минимум в 50-х годах и дальнейший рост; высокие значения NAO в начале столетия больше соответствуют, по-видимому, повышенным значениям W в это время, хотя корреляция с E по-прежнему имеет место. Таким образом, NAO<sup>+</sup> соответствует сочетанию W + E по Вангенгейму.

В Тихоокеанско-Американском секторе может быть использована классификация, аналогичная Европейско-Атлантической,



Рис. 7.10. Спектр вариаций глобально-осредненных значений температуры, полученных на основе прямых измерений на метеорологической сети станций в течение 140 лет

причем оказалось, что связность во времени форм циркуляции в этих секторах умеренной зоны отсутствует (Груза, Ранькова, 1996).

Следующим примером типизации циркуляционных событий является классификация Дзерdzeевского. Она устроена более сложно, поскольку в ней выделяется больше элементарных циркуляционных механизмов (Дзерdzeевский, 1968). В рамках данной классификации установлено (Груза, Ранькова, 1996), что на протяжении последних 100 лет на Восточно-Европейской равнине происходил непрерывный рост частоты так называемых меридиональных южных процессов (выходов южных циклонов). Это хорошо согласуется с обсуждавшимися ранее фактами уменьшения частоты повторяемости типа W и нарастание E.

Отмеченный рост меридиональности над Восточной Европой обеспечивает усиление межширотного тепловлагообмена и в значительной степени именно этот процесс ответствен непосредственно за наблюдаемый в третьей четверти XX в. рост температур и количества осадков в средних и высокоширотных регионах Восточной Европы.

Теперь, после примеров поведения различных климатических показателей, рассмотрим спектры климатических флуктуаций в диапазоне  $10^0 \div 10^2$  лет. На рис. 7.10 показан спектр вариаций глобально-осредненных значений температуры воздуха, полученных на основе прямых измерений на метеорологической сети станций. Функция спектральной плотности имеет локальный максимум в высокочастотной области, демонстрирующий некоторое преобладание флуктуаций с периодичностью около 5 лет. Так проявилось влияние Южного колебания – Эль-Ниньо. Это единственный квазипериодический ритм, сохраняющий свои свойства достаточно долгое время, и достаточно мощный, чтобы отразиться в глобальном поле температуры.

График функции спектральной плотности имеет вид сплошного спектра. Его значения растут с убыванием частоты  $\omega$ , однако не так быстро, как это демонстрируют климатические индикаторы, для спектра которых на масштабах  $\sim 0,5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3$  лет характерна зависимость от частоты  $\sim \omega^{-2}$ .



Для того чтобы "склеить" спектры, принадлежащие к этим разным частотным диапазонам, требуется значительное нарастание вариаций в низкочастотной области (см. рис. 7.10). Непосредственная проверка этого результата по данным наблюдений невозможна из-за их короткой длины. Возможно, конечно, и то, что вариации индикаторов завышают реальную изменчивость климатического режима.

### **7.3. ВНЕШНИЕ ФАКТОРЫ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА**

Изменения климата являются проявлением двух принципиальных эффектов. Первый – это внутренняя изменчивость, когда флуктуации спонтанно возникают внутри самой системы. Во втором случае изменения климата есть отклик на вариации внешних факторов. В реальных условиях оба механизма работают совместно, т.е. реакция климатической системы на внешние изменения может усиливаться или ослабляться действиями внутренних механизмов.

В данном разделе будут рассмотрены внешние факторы, определяющие колебания климата на масштабах времени от десятков до сотен лет. Во-первых, это солнечная активность. Во-вторых, изменения прозрачности атмосферы, как в диапазоне волн солнечного спектра, так и в ИК области обусловленные естественными и антропогенными влияниями. В-третьих, непрерывно происходящие изменения свойств подстилающей поверхности. Наконец, в-четвертых, существенно повлиять на характер планетарных процессов может столкновение Земли с крупными космическими телами – редкое, но вполне возможное событие (см. раздел 5.1).

Рассмотрим вопрос о роли солнечной активности в качестве фактора короткопериодной климатической изменчивости. Как было показано в разделе 2.1, солнечная активность выступает как индикатор изменений солнечной постоянной. Так, было установлено существование так называемого минимума Маундера, который приходится на вторую половину XVII в., во время которого количество солнечных пятен и факелов было мало и светимость, как предполагается, была ниже современной. В дальнейшем солнечная постоянная возросла на 0,2% за 300 лет (Lean, 2000). Радиационное воздействие на климат за счет названных вариаций солнечной постоянной может быть оценено (в соответствии с выражением  $0,25I_0(1 - \alpha)$ , см. раздел 2.1), как 0,6–1,4 Вт/м<sup>2</sup>. Имеются и иные взгляды на минимум Маундера. В ряде работ его реальность подвергается сомнениям, в других,

напротив, обосновываются более значительные возмущения величины солнечной постоянной. Так, в (Nesme-Ribes et al., 1993) считается, что изменения достигали 0,6%.

Тренд и флуктуации температуры воздуха у поверхности Земли с конца XVII в. (см. рис. 7.1) коррелируют с реконструированными изменениями солнечной постоянной (см. рис. 2.4), подчеркивая этим то, что именно внешние изменения, связанные с изменениями состояния Солнца, могли вносить основной вклад в колебания климата на протяжении последних 400 лет. Особенно тесной получается связь с 1600 по 1800 г., когда летние температуры выросли на 0,11 °С, а солнечная постоянная увеличилась на 0,14% (таким образом, чувствительность климатической системы составляет 0,8 °С при изменениях на 1% солнечной постоянной). Оценки этой же величины, выполненные для среднегодовых условий, дают в два раза большее значение.

Корреляция кривой изменений солнечной постоянной и аномалий температуры остается высокой и в XIX и XX вв., указывая, что этот фактор мог играть определенную роль в генезисе современного потепления. Количественные оценки будут представлены ниже.

Информация о поведении светимости Солнца в более далеком, чем средние века, прошлом, восстанавливается на основе данных о содержании изотопов тех атомов, которые возникают в атмосфере под воздействием космических лучей. Интенсивность последних зависит от состояния Солнца – когда Солнце более активно, его магнитное поле экранирует Землю от космических лучей. И, наоборот, в стадии более слабой активности Земля принимает гораздо больше космических лучей. Для восстановления информации о состоянии солнечной активности оказалось удобно использовать изотопы  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , которые извлекаются из колец деревьев (обеспечивая, таким образом, их абсолютную датировку) и кернов льдов. В настоящее время имеются данные реконструкций этих величин, охватывающие тысячи лет.

На рис. 7.11 показаны восстановленные таким способом вариации солнечной постоянной. Этот результат имеет во многом гипотетический характер, поскольку базируется на недостаточно надежно обоснованных положениях.

Рассмотрим связь глобальных изменений прозрачности атмосферы и климата. Изменения прозрачности связаны с изменением содержания в атмосфере оптически активных веществ, т.е. субстанций, определяющих ее оптическую толщину. Для солнечного диапазона электромагнитных волн это водяной пар, озон и аэрозоли (облака). Для ИК области это водяной пар, облачность, а также вещества, определяющие непрозрачность

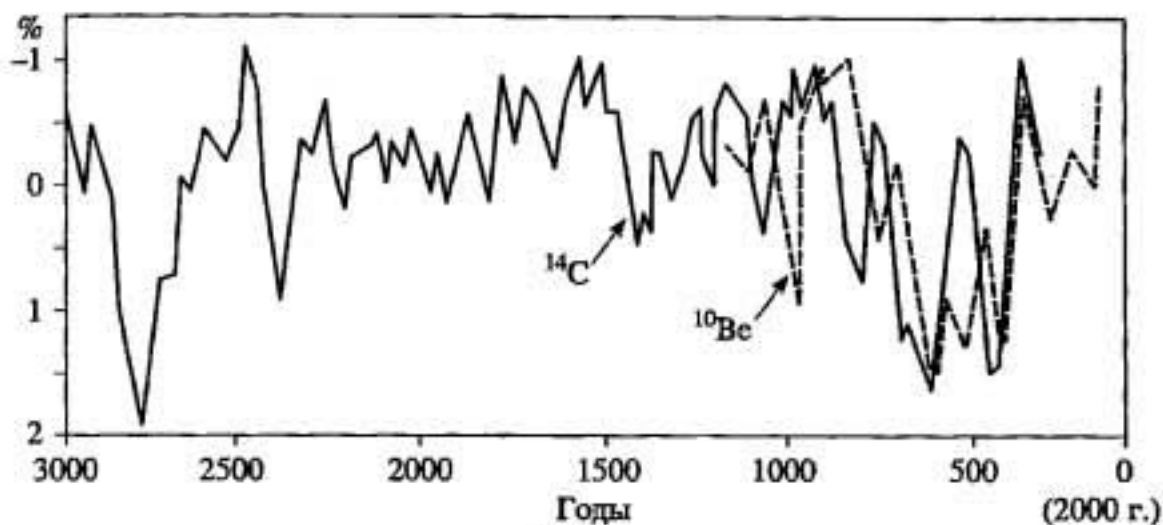


Рис. 7.11. Восстановленные на основе постулируемых связей с солнечной активностью колебания солнечной постоянной (%) (Lean, Rind, 1996)

атмосферы в "окне" 8–12 мкм ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ , фреоны, углеродсодержащие аэрозоли). В табл. 7.2 перечислены антропогенные источники и стоки названных веществ.

Динамика углеродного цикла на масштабах времени в несколько десятков лет не так тесно связана с климатическим режимом, как на больших масштабах времени (см. раздел 5.2). Поэтому можно считать, что в современных условиях карбонатная система эволюционирует без обратных связей со стороны климатической системы, т.е. изменения содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере являются внешним фактором. Также можно относиться и к другим "парниковым" газам, а также к аэрозолям не относящимся к облачности.

Рост содержания в атмосфере  $\text{CO}_2$ , наблюдаемый в последние 100–150 лет, был рассмотрен ранее (см. раздел 1.2). Вместе с  $\text{CO}_2$  увеличивается содержание в атмосфере и других парниковых газов (табл. 7.3).

Общее содержание озона несколько снижается. Причем уменьшается количество стратосферного озона, но растет его содержание в тропосфере (рис. 7.12).

Наблюдающееся усиление парникового эффекта может быть количественно охарактеризовано изменением глобально осредненного радиационного бюджета на верхней границе атмосферы. По существующим оценкам суммарный радиационный эффект  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  и фреонов составляет в настоящее время  $2,45 \text{ Вт/м}^2$  (с погрешностью в 15%), а относительный вклад каждого компонента соответственно равен 1,55; 0,45; 0,15 и  $0,30 \text{ Вт/м}^2$ .

Прямое влияние роста тропосферного озона (на 8 ед. Добсона с 1850 по 1990 г.) дает вклад, оцениваемый примерно в



**Антропогенные источники и стоки основных атмосферных газов и аэрозолей (McMichael et al., 1996)**

Вещества	Источник	Сток
CO <sub>2</sub>	Сжигание топлива и биомассы, сведение лесов, производство цемента	Океан и земная биосфера
CH <sub>4</sub>	Рисовые плантации, заболоченные области, сжигание топлива и биомассы, термиты, животные, свалки	Реакции с радикалом гидроксила в атмосфере
N <sub>2</sub> O	Биологические процессы в почве и водоемах, сжигание биомассы, удобрения, промышленные выбросы	Фотолитическое разрушение в стратосфере
Фреоны	Промышленные источники	Фотолитическое разрушение в стратосфере
H <sub>2</sub> O	Испарение с океанов, воздушный транспорт, процессы горения, охлаждение высотных зданий	Образование осадков
Аэрозоли	Сжигание топлива и биомассы, сажа, вулканическая активность, пыль, морская соль, пыльца растений	Вымывание осадками, осаждение

Таблица 7.3

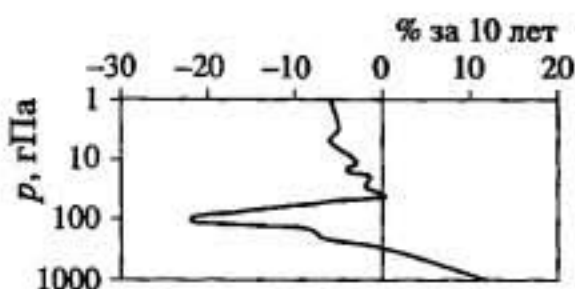
**Содержание в атмосфере важнейших парниковых газов (IPCC, 1996)**

Газ	Годы			Единицы измерения
	1979	1982	1994	
CO <sub>2</sub>	335,6	340,3	357,1	ppmv
CH <sub>4</sub>	1561	1600	1723	ppbv
CFC-11	152	179	263	pptv
CFC-12	286	339	517	pptv
N <sub>2</sub> O	301,0	303,4	311,5	ppbv

0,4 Вт/м<sup>2</sup> (в отдельных регионах – до 0,9 Вт/м<sup>2</sup>), а уменьшение стратосферного озона способствует потерям энергии –0,1 Вт/м<sup>2</sup>. Погрешность этих результатов оценивается в 50%.

Перейдем к рассмотрению радиационных эффектов, создаваемых изменением оптических свойств атмосферного аэрозоля. Хорошо известным механизмом такого рода являются мощные вулканические извержения взрывного типа, осуществляющие выброс продуктов извержения в стратосферу. Образующиеся при этом облака серосодержащих аэрозолей (капельки серной

Рис. 7.12. Скорость изменения (линейный тренд, % за 10 лет) содержания озона на разных уровнях в атмосфере (Hansen et al., 1997)



кислоты), покрывающие весь земной шар, способны эффективно влиять на баланс солнечной радиации за счет увеличения планетарного альбеда. Климатические эффекты обусловлены именно изменением радиационных свойств стратосферы, потому что попавшие туда вещества способны находиться там длительное время. Дело в том, что в стратосфере отсутствуют те эффективные процессы удаления аэрозолей (связанные с вертикальными движениями и вымыванием частиц осадками), которые активно функционируют в тропосфере. Стратосферные аэрозоли могут быть удалены довольно медленным процессом оседания и вертикальной диффузии.

Большое влияние на понимание процессов такого типа оказал анализ последствий извержения вулкана Эль-Чичон в 1982 г. (Мексика, 17,33° с.ш., 93,20° в.д.). Предыдущее взрывное извержение такого же класса (вулкан Агунг) произошло в 1963 г., когда еще не были в достаточной степени развиты специальные средства дистанционного зондирования, мониторинга стратосферных загрязнений, моделирования атмосферных процессов, специальных разделов химии атмосферы. Извержение вулкана Эль-Чичон включало две стадии: 29 марта (выброс материалов имел место до высоты 20 км) и 3–4 апреля (выброс изверженных веществ достиг 30 км). Таким образом, на первом этапе весь столб атмосферы до высоты в 30 км заполняли продукты извержения. Затем те, которые оказались в стратосфере (примерно 10 Мт), стали переноситься на запад. Тропосферная часть облака (масса которой оценивается в 3–7 Мт) двинулась в противоположном направлении и довольно быстро прекратила свое существование под влиянием процессов вымывания.

Стратосферная часть облака сделала несколько ощутимо диагностируемых оборотов вокруг Земли. При этом происходила диффузия облака по горизонтали, упрощалась его вертикальная структура, принципиальные изменения претерпевал характер слагающих его частиц. Так, уже через два месяца произошло гравитационное оседание крупных частиц. Одновременно происходило появление новых, почти мономодальных частиц (с радиусом 0,3–0,5 мкм), сформировавшихся из изверженных серосодер-

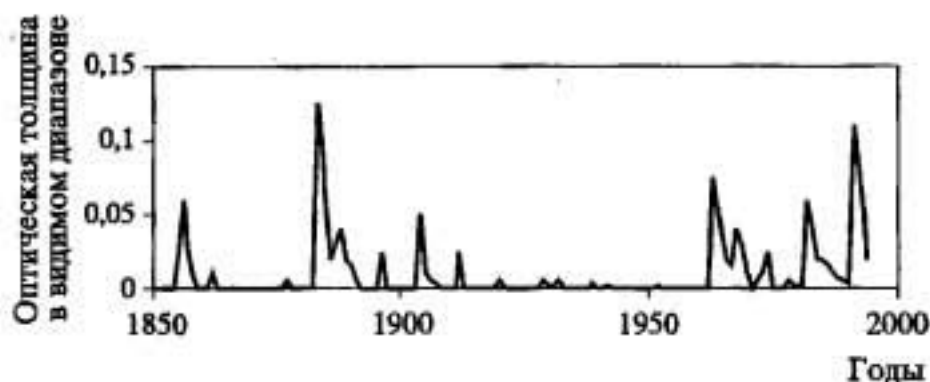


Рис. 7.13. Реконструированные вариации оптической толщины стратосферного аэрозоля (средней для земного шара) для видимого диапазона спектра (0,55 мкм) (Sato et al., 1993)

жащих газов, продолжавшееся в течение 5 месяцев после извержения. Измерения на станции Мауна-Лоа (Гавайские острова) показали, что к декабрю 1982 г. максимум концентрации (располагавшийся в июле на высоте 28 км) опустился до уровня 21–23 км, а его величина уменьшилась (за счет действия горизонтальной диффузии) примерно в 6 раз. Обработка актинометрических данных мировой сети показала, что понадобился примерно 1 год, чтобы аэрозоль равномерно распределился в нижней стратосфере Северного полушария. В дальнейшем его концентрация уменьшалась по экспоненциальному закону с постоянной во времени, равной примерно 8 месяцам. Таким образом, характерное время влияния единичного крупного извержения на климат составляет порядка 3 лет.

Следующим крупным извержением взрывного характера, оказавшим серьезное влияние на стратосферный аэрозоль, было извержение вулкана Пинатубо (Филлипины, июнь 1991 г.). В принципиальном смысле развитие стратосферного облака и формирование радиационных эффектов протекало сходно с вышеизложенным, хотя это последнее извержение было более мощным. Эффективный радиус аэрозольных частиц составил 0,5–0,6 мкм, оптическая толщина в видимой части солнечного спектра возросла до примерно 0,15 (Коломеев и др., 1993; Hansen et al., 1997). Величины радиационных эффектов оценены следующим образом: ~2,0; ~1,5 и ~3,5 Вт/м<sup>2</sup> для извержений вулканов Агунг, Эль-Чичон и Пинатубо соответственно.

Анализ кислотности минеральных веществ, включенных в ледниковые керны разного возраста, позволил не только восстановить крупные вулканические извержения, но и определять изменения оптической толщины. Из рис. 7.13 видно, что примерно с 1920 до 1960 г. аэрозольная замутненность стратосферы была низкой по сравнению с предшествующей.



**Каталог крупных извержений вулканов, составленный путем сопоставления данных о кислотности аэрозоля, включенного в ледяные слои Антарктиды разного возраста, с геологическими данными и историческими хрониками (Cole-Dai et al., 1997, с добавлением материалов из работы (Briffa et al., 1998))**

Абсолютная отметка времени, соответствующая росту содержания продуктов вулканического происхождения в керне антарктического льда	Вулкан и дата извержения	Абсолютная отметка времени, соответствующая росту содержания продуктов вулканического происхождения в керне антарктического льда	Вулкан и дата извержения
–	Пинатубо (1991)	1695–1696	?
–	Эль-Чичон (1982)	1693	Ревентадор (1691)
1964–1965	Агунг (1963)	1673–1674	?
1937	?	1640–1641	Паркер (1641)
1912	Катмай (1912)	1622	?
1886	Таравера (1886)	1619	?
1884	Кракатау (1883)	1599–1602	Гуанопатина (1601)
1836–1837	Косигнина (1835)	1593–1555	?
1832	?	1454–1457	Куае (1453)
1816–1817	Тамбора (1815)	1443	?
1810–1811	Безымянный (1809)		

щим и последующим периодами времени. Общий рост прозрачности был диагностирован в это время и по данным мировой актинометрической сети (Винников, 1986). Данное обстоятельство должно было способствовать росту глобальных температур в это время.

"Следы" извержений в ледяных кернах, количественно характеризующиеся специальными индексами, позволили составить каталог крупных извержений. В табл. 7.4 он сравнивается с историческими свидетельствами и геологическими признаками.

Наиболее мощным, существенно превосходящим все остальное было извержение Тамбора в 1815 г. – одно из четырех наиболее крупных извержений за всю голоценовую историю Земли. Несколько слабее были извержения перуанского вулкана Гуанопатина в 1601 г., вулкана Паркер (Филлипины) в 1641 г., вулкана Куае, расположенного в юго-западной части Тихого океана, в 1453 г., вулкана Катмай (Аляска) в 1912 г. Еще слабее,

но все-таки заметными были извержения Агунг (1963 г.) и Ревен-тадор (1691 г.). Два последних крупных извержения – Эль-Чичон и Пинатубо – произошли так недавно, что составить представление об их интенсивности по ледниковым кернам невозможно, однако, судя по аномалиям прозрачности (см. рис. 7.13), они были по мощности аналогичны извержению вулкана Агунг. Остальные события, перечисленные в табл. 7.4, были, судя по количеству вулканического материала в ледяном керне, на порядок слабее.

Отклик температурного режима на замутнение атмосферы вулканическими материалами проявляется в разных регионах с неодинаковой интенсивностью. Так, за последние 400 лет обратная синхронность проявилась в северной части Сибири, но не обнаружилась в Северной Америке (Ваганов и др., 2000). В работе (Briffa et al., 1998) сопоставлены аномалии летних температур над Северным полушарием, восстановленные по результатам обобщения имеющегося архива дендроклиматических данных (380 пунктов) со специальным индексом, характеризующим мощность (магнитуду) извержения. Показано, что коэффициент корреляции между рядами данных равен  $-0,33$ , т.е. далеко не все холодные аномалии были связаны именно с воздействием извержений на оптические свойства атмосферы. Однако некоторые события определенно совпадают. Так, крупнейшая за 600 последних лет аномалия от средней температуры за период 1881–1960 гг., составившая  $-0,8$  °С, соответствует извержению вулкана Гуанопатина в 1601 г. Извержение вулкана Тамбора совпало с аномалией  $-0,5$  °С и т.д.

Вулканические извержения обычного типа, процессы подъема аэрозолей с поверхности суши и Мирового океана, а также промышленное производство и теплоэнергетика являются важными источниками загрязнения тропосферы аэрозолями. Характерное время пребывания аэрозолей очень мало – порядка 6 суток, из-за быстро протекающих процессов сухого и влажного осаждения. Поэтому в масштабах земного шара тропосферное поле аэрозолей очень изменчиво в пространстве и определяется интенсивностью локальных источников. Воздействие серосодержащих аэрозолей на глобальный радиационный баланс (с 1850 по 1994 г.) оценивается приблизительно как  $-0,4$  Вт/м<sup>2</sup>, неопределенность этой величины составляет порядка 50% (IPCC, 1996; Dorland et al., 1997). Радиационный эффект углеродсодержащих аэрозолей оценивается примерно в  $0,1$  Вт/м<sup>2</sup> (IPCC, 1996).

Рассмотренные эффекты относятся к "прямым" воздействиям, поскольку имеется в виду непосредственное влияние аэрозоля на радиационные потоки. Однако можно ожидать и

"непрямых" эффектов, связанных с облачностью. Это многоаспектная проблема. Например, эффективность поглощения радиации аэрозольной частицей существенно возрастает, когда она находится внутри облака (в облаке – сильномутной оптической среде, во много раз по сравнению с внеоблачной атмосферой возрастает оптический путь фотона, поэтому повышается вероятность встретить поглощающую частицу). Следовательно, имеет смысл рассматривать не только оптическую толщину аэрозоля, но и то, как распределен аэрозоль в атмосфере. Другой процесс связан с тем, что избыток аэрозолей (действующих как ядра конденсации), приводит к уменьшению размеров облачных капель. За счет этого (при прочих равных условиях) увеличивается отражательная способность облаков. Предлагаются и другие механизмы. К сожалению, их проверка исключительно сложна, а эффект за счет возможного действия этих гипотетических механизмов оценивается очень приблизительно, как  $-1,5 \text{ Вт/м}^2$ .

Выше уже говорилось о том, что от характера поверхности суши зависит содержание находящихся в атмосфере аэрозолей континентального происхождения. Кроме того, изменения свойств растительности и почвогрунтов влияют на альбедо, шероховатость, теплоемкость и тепло- и влагопроводность грунта, т.е. меняют параметры энергообмена и водообмена поверхности с атмосферой. Сильное изменение свойств происходит при так называемом опустынивании. Анализ генезиса этого процесса, выполненный для условий Средней Азии и Западной Африки (Золотокрылин, 2001), позволил установить, что преобладающее влияние имеет опустынивание за счет климатических факторов, антропогенный вклад пока невелик.

Помимо процесса опустынивания, определенное воздействие на вариации глобального бюджета энергии может, в принципе, оказывать своеобразное перераспределение ландшафтов. Так, в настоящее время около 30% суши покрыто лесами. Во влажных тропиках происходит быстрое уничтожение первичных лесов (территории быстро зарастают вторичными лесами или начинают использоваться в сельскохозяйственных целях), в то время как в умеренной зоне происходит прирост площади лесов как за счет благоприятных климатических изменений в зоне тайги и лесотундре (см. главу 8), так и за счет мероприятий по восстановлению лесов. Климатический эффект сведения влажных тропических лесов может иметь заметный отклик не только на локальном, но и на региональном уровне (Gedney, Valdes, 2000).

Помимо непосредственного воздействия на отражательные свойства изменения, происходящие на поверхности суши, спо-



способны оказывать косвенное влияние на особенности радиационного режима климатической системы, благодаря воздействию на обмен углеродом между растительным покровом суши и атмосферой. Некоторые представления об этом эффекте дает рост амплитуды сезонного цикла концентрации атмосферного  $\text{CO}_2$ , зарегистрированный на станции Мауна Лоа (Keeling et al., 1996). По сравнению с уровнем 60-х гг. размах сезонных колебаний в 90-е годы увеличился почти в два раза, что несомненно связано с изменениями состояния биоты суши Северного полушария.

Попытки обнаружения климатических откликов от названных эффектов пока не дали надежных результатов. В некоторых работах изучалась чувствительность климата к вариациям тех или иных параметров, контролирующих теплообмен поверхности суши с атмосферой. Таковы, например, эксперименты на МОЦА Хэдлевского центра Великобритании, в которых сопоставлены модельные равновесные климаты в современных условиях, и в тех же условиях, но с удаленными с материков агроландшафтами – они заменены природными ландшафтами (Terrestrial ... , 1996). Оцененный таким способом эффект преобразования поверхности сельскохозяйственной деятельностью оказался пространственно неоднороден – он отчетливо проявился в Восточной Европе и на Кавказе, Урале и Западной Сибири, на Дальнем Востоке, в субтропиках Китая, а также в восточной части Гренландии – везде различия температурного режима получились  $\sim 1^\circ\text{C}$ .

Следовательно, современное потепление климата должно в значительной степени определяться интенсификацией парникового эффекта при дополнительном вкладе (менее 30%) фактора нарастания величины солнечной постоянной. Следует, однако, отметить неопределенность в понимании роли отдельных механизмов (в основном, касающихся роли "непрямых" эффектов аэрозоля). Ее величина настолько существенна, что создает неуверенность в том, насколько правильно понимается природа изменений климата.

Если обратиться к более коротким промежуткам времени (порядка двух-трех десятилетий), то здесь картина влияния внешних факторов будет иной. Изменения количества парниковых газов и "вековые" вариации солнечной постоянной слишком медленны для таких интервалов времени. На первый план выходит изменчивость содержания стратосферных аэрозолей, корректируемая вариациями солнечной радиации в течение 11-летнего цикла. Причем в эпохи слабых извержений эти факторы могут быть сравнимы, однако при извержениях типа Агунг, Эль-Чичон или Пинатубо преобладающим является возмущение

планетарного альбедо. Именно интерпретация такого типа была сделана при объяснении генезиса колебаний климата первой половины XX в. (Винников, 1986) – потепление 40-х годов соотносится с эпохой очищения стратосферы от аэрозолей вулканического происхождения, а похолодание 60-х – с новым периодом повышенного вулканизма.

Наконец, на масштабах времени в сотни лет картина выглядит следующим образом. Содержание парниковых газов оставалось практически неизменно (находится около "доиндустриального" значения – см. раздел 1.2). Вариации стратосферного аэрозоля происходили случайным образом, однако можно говорить о длительной эпохе повышенного проявления вулканической активности в середине XX в., в середине и конце XVII в., и в начале XIX в. Вместе с климатически значимыми вариациями солнечной постоянной (восстановленными на основе гипотетических связей с солнечной активностью), это могло обеспечить те изменения температурного режима, которые были определены как малая ледниковая эпоха.

К действующим факторам следует добавить и собственные флуктуации (типа автоколебаний), которые могут иметь место в климатической системе (см. разделы 7.4, 7.6).

#### **7.4. КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА, ПОРОЖДАЕМЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА**

Для поведения во времени климатических показателей характерна неупорядоченность флуктуаций, которая не может быть объяснена простым откликом на внешнее воздействие. Это наводит на мысль, что источником "шума" может быть сама климатическая система, причем, если рассматривать не слишком протяженные интервалы (не требующие учета динамики ледниковых щитов), то стохастичность поведения должна создаваться взаимодействием океана и атмосферы.

Будем совместно рассматривать наблюдаемую изменчивость и флуктуации модельного режима, генерируемые климатической моделью. Используем результаты численных экспериментов, выполненных на различных версиях модели GFDL (Stouffer et al., 1994; Manabe, Stouffer, 1996). В первой версии модель общей циркуляции атмосферы была состыкована с глобальной моделью океана (МОЦА/МОЦО). В другой океан был представлен своим деятельным слоем (МОЦА/ДСО) – однородным слоем, в котором теплообмен с более глубокими слоями задается в зависимости от сезона и координат, но не меняется год от года. В

третьей версии температура поверхности океана просто задавалась в зависимости от сезона и координат в качестве граничного условия (МОЦА/ТПО). Эксперимент с моделями выполнялся за период модельного времени в 1000 лет. Чтобы препятствовать модельному дрейфу в объединенной модели "океан-атмосфера", в каждом счетном узле поверхности океана проводилась сезонная процедура коррекции потоков тепла и влаги, одинаковая в течение всех лет интегрирования. Применение коррекции позволило модели остаться вблизи состояния равновесия на протяжении всего времени интегрирования.

В ходе численных экспериментов с этими моделями были получены пространственные распределения значений среднего квадратичного отклонения (СКО) приземной (приводной) температуры воздуха для данных, осредненных за 1 год, 5 и 25 лет ( $\sigma_1, \sigma_5, \sigma_{25}$  соответственно). Географическое распределение полей  $\sigma_1, \sigma_5, \sigma_{25}$  в главных чертах сходно между собой, а по величине  $\sigma_5, \sigma_{25}$  меньше, чем  $\sigma_1$ , в 2 и 4 раза соответственно. Оказалось, что при любом масштабе осреднения изменчивость всегда больше над континентами, чем над океанами и увеличивается с ростом широты. Так, в умеренных широтах над континентами  $\sigma_1 \sim 1^\circ\text{C}$ , а над океанами  $\sigma_1 \sim 0,5^\circ\text{C}$ ; в тропиках  $\sigma_1 \sim 0,6^\circ\text{C}$  над материками и  $\sim 0,2^\circ\text{C}$  над океанами. Сравнивая эти величины с  $\sigma_1$ , полученным по данным наблюдений (Jones, Wigley, 1991), видим, что модели дали несколько завышенное значение.

Сопоставление особенностей картины изменчивости температуры воздуха, генерируемых МОЦА/ДСО и МОЦА/МОЦО, показывает, что вариации температуры в полной модели немного меньше, чем в МОЦА/ДСО. Суть в том, что эффективная термическая инерция океанов в полной модели больше, чем в океане, представленным одним ДСО. Рассмотрение отношения СКО, полученного в эксперименте с задаваемым распределением температуры океана, к СКО, которое получается в МОЦА/МОЦО, показало, что над континентами оно около 0,9, а над океанами – 0,6–0,8. Это можно интерпретировать так: интерактивно состыкованный с атмосферой океан в объединенной модели генерирует значительную долю декадной изменчивости над океанами и вносит некоторый вклад в формирование изменчивости над континентами.

Если составить ряды аномалий температуры, осредненные отдельно над континентами и океанами, то оказывается, что коэффициенты корреляции между ними составляют 0,62; 0,74 и 0,82 для 1-, 5- и 25-летнего осреднения, т.е. связность аномалий возрастает с ростом масштаба осреднения.



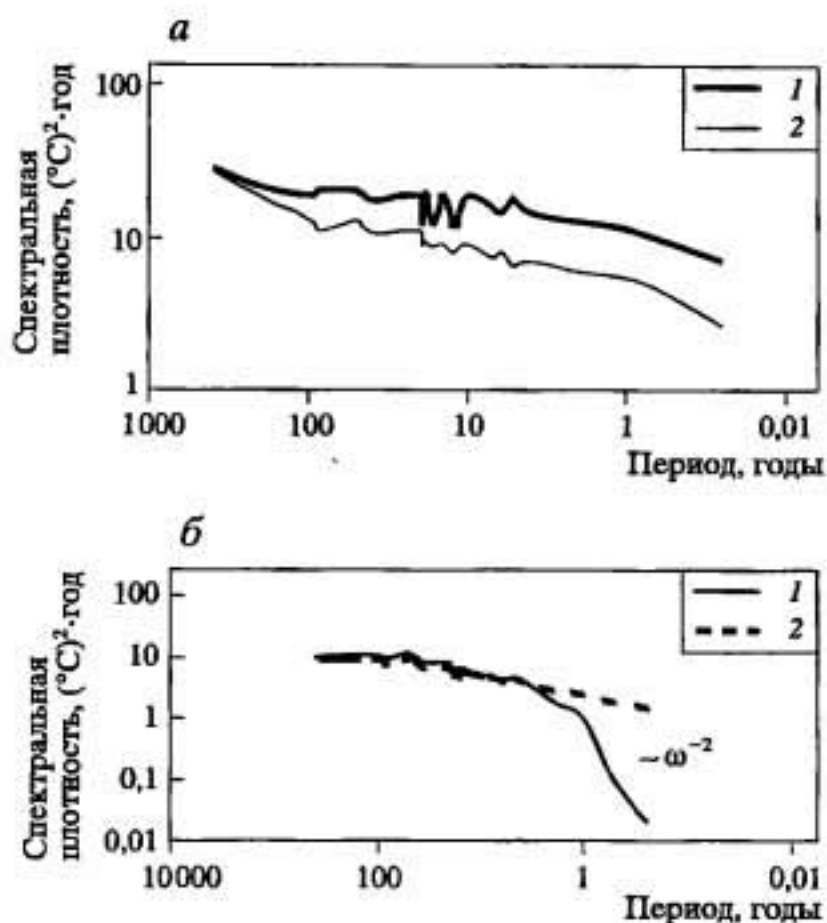


Рис. 7.14. Функции спектральной плотности воспроизведенных МОЦА/МОЦО при интегрировании на 1000 лет флуктуаций среднемесячных значений температуры воздуха у поверхности суши (1) и у поверхности океана (2) (осредненных внутри широтного пояса 30–60° с.ш.) (а) и флуктуаций среднемесячных значений температуры поверхности океана (1) и воздуха у поверхности океана (2) (осредненных внутри широтного пояса 29–42° с.ш.) (б)

На рис. 7.14, а представлены флуктуации температуры воздуха, воспроизведенные МОЦА/МОЦО для океанических и континентальных районов (между 30 и 60° с.ш.). Спектр флуктуаций температуры над материками выглядит как белый шум в широком диапазоне частот. С уменьшением частоты над океанами величина спектральной плотности слабо возрастает ( $\sim \omega^{-0,1}$ ). Она меньше, чем над материком, особенно это заметно на высоких частотах, где термическая инерционность океана уменьшает амплитуду развивающихся у его поверхности аномалий.

Сопоставим теперь флуктуации температур воздуха (над океаном) и воды (поверхности океана). На рис. 7.14 показаны соответствующие функции спектральной плотности. Отметим, что на рис. 7.14, а и рис. 7.14, б вид кривых для температуры воздуха над морем получился очень похожим, поскольку расчеты проведены примерно по одному и тому же массиву данных. Вид

функции спектральной плотности флуктуаций температуры воды хорошо соответствует модели красного шума. Спектры колебаний температуры поверхности океана и воздуха над океаном (см. раздел 7.14, б) оказываются практически подобны в низкочастотной области, однако на высоких частотах изменчивость температуры воды получилась существенно меньше. По-видимому, здесь сказывается различие в инерционности двух сред. На низких частотах ситуация иная – здесь атмосфера имеет достаточно времени, чтобы приспособиться к аномалиям на поверхности океана, и спектры оказываются хорошо согласованными.

Появление в спектре красного шума указывает на то, что поведение временных флуктуаций температуры океана может быть описано в рамках локальной стохастической теории (см. раздел 4.2). Интересно оценить (Hall, Manabe, 1997), в каких регионах Мирового океана это соответствие имеет место и почему в других областях теория не применима.

Рассмотрим уравнение, описывающее изменчивость величины  $\theta'$ , представляющей собой аномалию температуры или солености в примыкающем к поверхности океана слое:

$$c \frac{\partial \theta'}{\partial t} = \xi' - c(\bar{v}_2 \nabla_2 \theta')'. \quad (7.4.1)$$

Здесь  $c$  – характеризует инерционность системы;  $\xi'$  – аномалия потока через поверхность раздела океан–атмосфера. В случае рассмотрения температуры это поток энергии (т.е. так называемый тепловой баланс поверхности (см. раздел 3.2), а для солености – поток пресной воды – разность "осадки минус испарение"). Второе слагаемое описывает вклад аномалий горизонтальной адвекции. Эта схема не учитывает конвекцию, даунвеллинг и апвеллинг, т.е. те процессы, каждый из которых способен генерировать аномалии температуры и солености независимо от теплообмена океана с атмосферой.

Как известно, адвективное слагаемое в (7.4.1) может быть в разных ситуациях моделью различных физических процессов, отражая, эффекты как "демпинга", так и "форсинга". Там, где скорости течений слабы и мала вихревая активность, этот член интерпретируется как мелкомасштабный процесс турбулентной диффузии, за счет действия которой существующие аномалии размываются. Диффузионный эффект может быть параметризован следующим выражением (см. раздел 4.2):  $-\lambda_d \theta'$ , где  $\lambda_d$  – константа. В регионах, где активны динамические процессы, адвективное слагаемое может создавать и поддерживать существование аномалии, т.е. играть роль "форсинга".

Будем рассматривать ситуацию, когда преобладающую роль играет процесс демпфирования аномалий за счет диффузии. В этом случае уравнение (7.4.1) преобразуется к виду:

$$c \frac{\partial \theta'}{\partial t} = \xi' - \lambda_d \theta'. \quad (7.4.2)$$

В таком виде оно применимо для моделирования аномалий солёности, однако при рассмотрении аномалий температуры требуются уточнения, поскольку локальный поток энергии определяется не только атмосферными условиями, но зависит и от самой температуры океана ( $T_s$ ). В самом деле, поток явного тепла  $P_s \sim (T_a - T_s)$ , где  $T_a$  — температура приповерхностного слоя воздуха; поток скрытого тепла  $LE_s \sim q_a - q^*(T_s) = f_a q^*(T_a) - q^*(T_s)$  (здесь  $q_a$  и  $f_a$  — удельная и относительная влажность воздуха, а  $q^*$  — насыщающее значение удельной влажности). При малых отклонениях значений температуры получаем, что  $LE_s \sim (T_a - T_s)$ . Радиационный бюджет поверхности складывается из коротковолновой  $Q(1 - \alpha_s)$  и длинноволновой составляющих  $(E_a - \sigma T_s^4)$  (здесь  $\alpha_s$  — альbedo поверхности;  $E_a$  — встречное длинноволновое излучение атмосферы). Вновь, поскольку температура поверхности и атмосферы различаются не сильно, можно получить, что баланс длинноволновой радиации  $\sim T_a^3(T_a - T_s)$ . Обозначим как  $\eta'$  те слагаемые энергетического бюджета, которые зависят только от атмосферных параметров, запишем  $\xi' = \eta' - \lambda_d \theta'$  и, соответственно, получим:

$$c \frac{\partial \theta'}{\partial t} = \eta' - (\lambda_a + \lambda_d) \theta'. \quad (7.4.3)$$

Уравнение такого вида и его свойства были рассмотрены в разделе 4.2. Там было показано, что функцию спектральной плотности случайного процесса  $\theta'$  (солёности или температуры) можно записать, как

$$S_\theta = \frac{\frac{S_\eta}{c^2}}{\omega^2 + \left(\frac{\lambda_a + \lambda_d}{c}\right)^2}, \quad (7.4.4)$$

причем спектральная плотность атмосферных воздействий  $S_\eta$  представляет собой спектр белого шума для тех аномалий океана, продолжительность которых существенно больше характер-



ного времени типичных атмосферных возмущений. В самом деле, атмосферную изменчивость создают, главным образом, возмущения синоптического масштаба, чье характерное время корреляции составляет порядка нескольких суток. Это гораздо меньше типичных масштабов изменчивости полей в океане.

Вначале используем данную теорию для описания изменчивости температуры поверхности суши. При этом  $\lambda_a = 0$ . Имея в виду, что теплоемкость настолько мала, что в (7.4.4)  $(\lambda_a / c)^2 \gg \omega^2$ , получим выражение  $S_\theta = \frac{S_\eta}{\lambda^2}$ , из которого следует, что на климатическом масштабе спектральная функция колебаний термического режима суши должна представлять собой белый шум.

Теперь рассмотрим более подробно изменчивость температуры и солености в океане. На относительно высоких частотах, где в (7.4.4)  $\omega \gg (\lambda_a + \lambda_d) / c$ , спектр "отклика" пропорционален  $\omega^{-2}$  (красный шум). На низких частотах  $\omega \ll (\lambda_a + \lambda_d) / c$  и спектр выполаживается. Поскольку, как было показано выше,  $(\lambda_a + \lambda_d)$  больше для температуры, чем для солености, выход на плато для температурного спектра наступает на более высоких частотах, чем в случае солености. Это последнее обстоятельство служит важным доводом (вместе с наличием красношумного характера спектра) о применимости или неприменимости линейной стохастической модели.

Для решения этого вопроса данные наблюдений (многолетние измерения на кораблях погоды) за температурой и соленостью в нескольких точках на акватории Мирового океана были сопоставлены с результатами численных экспериментов, воспроизводящих (в рамках МОЦА/МОЦО) температуру и соленость в этих же точках. Данные моделирования – это результаты использованного ранее тысячелетнего численного эксперимента, из которых последние 500 лет были использованы для статистического анализа.

Рассмотрим результаты, относящиеся к северо-восточной части Тихого океана. Известно, что это относительно неактивный в динамическом отношении район. Здесь средние годовые скорости составляют около 0,4 см/с и практически отсутствуют области вертикальных движений.

На рис. 7.15 сравниваются спектры, рассчитанные по данным наблюдений и модельным экспериментам. В диапазоне высоких частот их форма хорошо соответствует закономерности  $\omega^{-2}$ , на низких частотах спектры стремятся к постоянной величине,

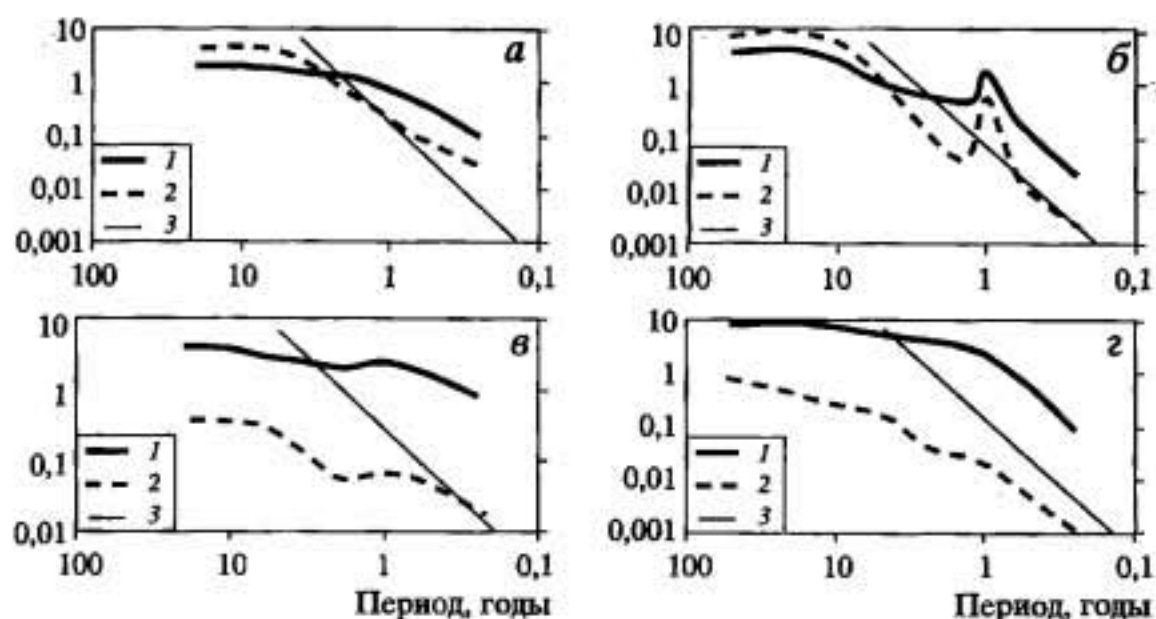


Рис. 7.15. Нормированные спектры колебаний температуры (1) и солёности (2) в северо-восточной части Тихого океана (а, б) и в районе Бермудских о-вов, Атлантический океан (в, г) по данным измерений (а, в) и результатам моделирования (б, г). Прямая линия (3) соответствует графику  $-\omega^{-2}$

причем спектр солёности "краснее" – он выходит на плато на более низких частотах, чем спектр температуры. Анализ когерентности показал, что на любых частотах аномалии температуры и солёности ведут себя независимо. Эти результаты позволяют утверждать, что в данном регионе (и других родственных по характеру протекающих процессов регионах) изменчивость полей в верхнем слое океана порождается локальным взаимодействием океана с атмосферой и хорошо может быть описана линейной стохастической теорией.

Результаты моделирования в качественном отношении находятся в соответствии с данными наблюдений, однако количественное соответствие недостаточно хорошее. Так, величины дисперсии, использованной для нормирования, составили:  $0,616 (^\circ\text{C})^2$  и  $0,0096(\text{епс})^2$  для данных наблюдений, и  $0,712(^\circ\text{C})^2$  и  $0,0733(\text{епс})^2$  для модельных величин, т.е. модельные флуктуации более активны. В модельном спектре выход на плато сдвинут в область более низких частот, иными словами, коэффициент затухания  $(\lambda_a + \lambda_d)/c$  получился меньше, чем в реальности. Последнее обстоятельство может быть объяснено тем, что в модели океана толщина верхнего слоя задавалась не тоньше, чем 50 м, в то время как в реальном океане она могла в летние месяцы быть меньше этой величины. В это время значение  $c$  относительно мало и, соответственно,  $(\lambda_a + \lambda_d)/c$  получается большим. Другая причина заключается в том, что процессы

формирования изменчивости в модельной и реальной системе океан–атмосфера протекают не совсем одинаково. В модели изменчивость метеорологического режима генерируется в масштабе сотен километров, задаваемом горизонтальным разрешением; в реальности же вариации температуры, осадков и др., создаются на меньших масштабах, где и процессы диффузии более эффективны.

Рассмотрим условия субтропиков Северной Атлантики (район Бермуд). Здесь, судя по данным спектрального анализа (см. рис. 7.15), модельная и реально наблюдающаяся изменчивость устроены по-разному. Прежде всего, в спектре, построенном по данным наблюдений, закономерность  $\omega^{-2}$  не выполняется. Модель не воссоздает высокий уровень изменчивости (как температуры, так и солености) на высоких частотах. Повидимому, вариации на коротких масштабах времени не воспроизводятся потому, что в модельном океане не воссоздаются в полном объеме вихри, свойственные этой области.

Таким образом, теория не применима, поведение аномалий в этом районе связано не с локальным взаимодействием атмосферы и океана, а определяется океанской циркуляцией, которая недостаточно хорошо воспроизводится моделью.

Рассмотрим Северную Атлантику. Здесь нормированные функции спектральной плотности отличаются от представленных на рис. 7.15 тем, что спектры температуры и солености практически идентичны. Такое же поведение демонстрируют модельные данные. Отсутствие различий в спектрах позволяет утверждать, что и здесь локальный стохастический механизм не может быть ответственным за генерацию изменчивости.

Расчет функции когерентности между рассматриваемыми аномалиями показал, что в Северной Атлантике процессы связаны на низких частотах. Объяснение этого феномена заключается в том, что осредненные значения температуры и солености здесь возрастают с севера на юг. Поэтому крупномасштабная изменчивость океанской циркуляции будет вызывать согласованные флуктуации температуры и солености. Следовательно, долгопериодные изменения в адвекции играют более важную роль, чем локальные воздействия атмосферы.

Распространяя результаты, относящиеся к различным станциям погоды, на родственные по протеканию процессов регионы, можно составить представление о том, какие регионы Мирового океана не могут быть описаны с позиций локальной стохастической теории (Hall, Manabe, 1997). Это Северная Атлантика (от границы тропиков), Южный океан (южнее  $50^\circ$  ю.ш.)



Рис. 7.16. Нормированное количество глобально-осредненных среднегодовых температурных аномалий разной продолжительности, во время которых сохранялся знак и величина определенного тренда (более  $0,5^\circ$  за 100 лет (1) и более  $0,25^\circ$  за 100 лет (2)) по данным 1000-летнего эксперимента с МОЦА/МОЦО GFDL. (Stouffer et al., 1994)



и северо-западная часть Тихого океана (севернее  $30^\circ$  с.ш.), примыкающая к азиатскому материку.

Результаты 1000-летнего эксперимента наглядно показали, что взаимодействие атмосферы и океана способно генерировать флуктуации случайного характера, статистические характеристики которых (дисперсии, спектры) напоминают в главных чертах те, что являются показателями изменчивости реального климата. В этом же плане рассмотрим важный вопрос о продолжительности тех аномалий, которые преимущественно генерируются.

Рис. 7.16 представляет собой построенную на данных моделирования функцию распределения повторяемости продолжительности трендов, характеризующих скорость изменения температуры быстрее, чем  $0,25$  и  $0,5^\circ\text{C}/100$  лет. Данные масштабы изменений температуры выбраны в соответствии с реальными значениями аномалий, которые диагностированы в климатической системе (см. разделы 7.1, 7.2). Хорошо видно, что высокие темпы изменений температуры были свойственны, в основном, коротким промежуткам времени. Ни разу продолжительность непрерывных этапов роста или падения температуры со скоростями порядка  $0,5^\circ\text{C}/100$  лет не превосходила 50–60 лет. Тренды в  $0,25^\circ\text{C}/100$  лет отмечались на непрерывных периодах короче чем 90 лет.

Следовательно, типичным свойством климатической системы являются колебания ее состояния продолжительностью до примерно 40 лет. Это очень важный результат, поскольку он создает реальную основу объяснения нерегулярных флуктуаций климата (как выявленных по результатам наблюдений, так и восстановленных по косвенным данным) как проявление случайных автоколебаний во взаимодействии океана и атмосферы.

Принципиальная невозможность генерирования длительных изменений определенного знака может быть истолкована как свидетельство того, что наблюдаемое современное потепление

климата (продолжающееся с конца XIX в. (см. раздел 7.2)) имеет генезис, отличный от флуктуаций в системе океан–атмосфера (Stouffer et al., 1994). Следовательно, оно может быть истолковано, как реакция на изменение внешних факторов. В таком же ключе могут интерпретироваться и другие длительные аномалии.

Данное обстоятельство может служить косвенным доводом в пользу предположения об антропогенной обусловленности изменений климата XX в. Однако здесь имеется некоторая неопределенность – в самом деле, неясно, подпадает ли современное потепление под условие непрерывности тренда определенного знака, использованное выше при анализе результатов 1000-летнего эксперимента.

## 7.5. ДИНАМИКА ВЛАЖНОСТИ ПОЧВЫ КАК ХАРАКТЕРИСТИКА УВЛАЖНЕНИЯ МАТЕРИКОВ

Вариации режима увлажнения на суше более сложны и многообразны, чем изменения ее температуры, и конкретный механизм их формирования часто неодинаков в различных регионах. Тем не менее, оказывается возможным рассмотреть общую схему, позволяющую объяснить ряд основных черт изменчивости. Основой является теория стохастического резервуара, позволяющая изучить поведение объекта во времени без детального рассмотрения конкретных механизмов функционирования. Некоторые принципиальные вопросы этой проблемы, связанные с использованием определенных классов стохастических дифференциальных уравнений, были обсуждены ранее (см. разделы 4.2 и 7.4). С другой стороны, данный подход ограничен в применении тем, что предполагает сохранение неизменным фонового климатического режима (это совсем не предполагает неизменность составляющих влагооборота).

Рассмотрим влажность почвы, являющуюся интегральной характеристикой состояния увлажнения материков. Закономерности, определяющие изменения этой величины, удобно рассмотреть на основе модельного соотношения, описывающего баланс влаги ( $w$ , мм) в вертикальном столбе почвы единичного сечения глубиной  $H$ :

$$\frac{dw}{dt} = -E_s + P + F_H - bH_*(w - w_*). \quad (7.5.1)$$

Здесь  $E_s$  – интенсивность (мм/сут) испарения (физическое испарение плюс эвапотранспирация);  $P$  – количество осадков;  $F_H$  –

характеризует обмен влагой выделенного слоя с нижележащими горизонтами. Последнее слагаемое описывает условия формирования поверхностного стока, возникающего в том случае, когда влажность почвы превосходит критическое значение  $w_*$ , отвечающее условию, когда все поры в почве заняты водой ( $H_*$  – функция Хевисайда:  $H_*(x) = 0$ , если  $x \leq 0$ , и  $H_*(x) = 1$ , если  $x > 0$ ).

В уравнении (7.5.1)  $w$  отражает вариации подвижной части почвенной влаги. Полное влагосодержание складывается из величины  $w$  и так называемой влажности завядания ( $w_s$ ) (Мичурин, 1975).

Для описания процесса испарения используем концепцию М.И. Будыко, согласно которой  $E_s = E_0 w/w_k$ , где  $w_k$  – критическая величина влагозапасов метрового слоя равная 150–200 мм (Зубенок, 1975). Сравнение рассчитанных таким образом значений скорости испарения с реально наблюдающимися величинами показало, что соответствие нарушается при попытках воспроизвести суточный ход; при масштабах осреднения, превышающих суточный, данная зависимость демонстрирует надежные результаты.

Водообмен через нижнюю границу почвенного слоя может быть представлен в следующем виде (Мичурин, 1975):

$$F_H = k(\theta) \left[ \frac{dh(\theta)}{dz} + 1 \right] = D' \frac{d\theta}{dz} + K, \quad (7.5.2)$$

где  $\theta = w + w_s$ ,  $h(\theta)$  – капиллярно-сорбционный потенциал,  $k(\theta)$  – коэффициент гидравлической проводимости.

Будем предполагать, что уравнение (7.5.1) описывает осредненные за сутки величины, представляющие собой средние значения по большим территориям (порядка характерной разрешающей способности климатической модели). Будем также считать, что глубина изучаемого слоя почвы составляет  $H = 1$  м. Выбор таких пространственных масштабов позволяет отказаться от рассмотрения в уравнении слагаемого, ответственного за описание поверхностного стока – это явление на больших площадях не наблюдается. На таких пространственных масштабах неэффективен учет последнего слагаемого в формуле (7.5.2), отражающий эффекты быстрого просачивания влаги в нижележащие горизонты при повышении некоторого критического значения водосодержания. Запишем  $F_H = D(w_d - w) + K$ . Здесь  $w_d$  – влажность почвы на нижней границе деятельного слоя, коэффициент  $D$  есть функция от влагосодержания, т.е.  $D = D(\theta)$ .



С учетом сделанных предложений уравнение (7.5.1) переписывается следующим образом:

$$\frac{dw}{dt} = -\lambda w + P + Dw_d + K. \quad (7.5.3)$$

Здесь  $\lambda = E_0/w_k + D$ . Главный вклад практически повсеместно (кроме высокоширотных регионов, где близко к поверхности располагаются грунтовые воды) вносит  $E_0/w_k$ . Величина  $\lambda^{-1}$  дает оценку характерного времени изменений  $w = w(t)$  за счет действия процессов испарения и водообмена. Расчеты показали, что по территории б. СССР  $\lambda^{-1}$  меняется от 0,5 до 5,5 месяцев.

Нерегулярный характер выпадения осадков позволяет рассматривать функцию  $P = P(t)$  как случайную, а уравнение (7.5.3) – как стохастическое (ср. (4.2.7) и (7.4.3)). Для его решения введем начальное условие  $w(t=0) = w^0$ , которое считается случайной величиной со средним значением  $\bar{w}^0$  и дисперсией  $\sigma_{w,0}^2$ . Рассмотрим особенности решения уравнения (7.5.3) применительно к изучению основных черт изменчивости влажности почвы на территории б. СССР. Ее удобно использовать прежде всего потому, что она включает контрастные природные регионы, в которых поведение влажности почвы освещено данными многолетних наблюдений.

О высоком уровне изменчивости влажности почвы в начале теплого сезона свидетельствуют данные наблюдений, сгруппированные по так называемым агрогидрологическим районам Европейской части б. СССР (табл. 7.5). Обращает на себя внимание то, что значения дисперсии достаточно близки между собой, поэтому учитывая сложное распределение по территории отдельных районов и неодновременность схода снежного покрова, можно принять в качестве характеристики изменчивости единое для всей территории значение  $\sigma_{w,0} \approx 40$  мм.

Запишем вид точного решения уравнения (7.5.3) (см. раздел 4.2):

$$w(t) = w^0 e^{-\lambda t} + \frac{Dw_d + K}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) + e^{-\lambda t} \int_0^t e^{\lambda \xi} P(\xi) d\xi. \quad (7.5.4)$$

Данное выражение получено в предположении, что изменения  $\lambda$  в сезонном ходе являются гораздо более медленными, чем флуктуации влажности почвы. Статистическое усреднение выражения (7.5.4) дает:

$$\bar{w} = \bar{w}^0 e^{-\lambda t} + \frac{\bar{P} + Dw_d + K}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.5.5)$$

Среднее квадратичное отклонение запасов влаги под озимыми зерновыми культурами (по агрогидрологическим районам) в слое 0–100 см для третьей декады апреля (Жельчевская, 1983)

$\sigma_{w,0}$	Район								
	ОБВ	МКУ	ПКУ	ВИУ	КППВ	ПВП	УВП	СВП	ОСВП
Минимум	46,3	40,2	37,4	33,3	30,0	38,2	37,0	33,5	26,8
Максимум	62,9	58,8	52,9	54,5	31,1	44,7	41,0	37,1	42,6

*Примечание.* Районы: обводнения (ОБВ), максимального капиллярного увлажнения (МКУ), периодического капиллярного увлажнения (ПКУ), временного избыточного увлажнения (ВИУ), капиллярно-подперто-подвешенной влаги (КППВ), полного весеннего промачивания (УВП), слабого весеннего промачивания (СВП), очень слабого весеннего промачивания (ОСВП).

Отсюда следует, что с возрастанием  $\lambda$  уменьшается интервал времени, в течение которого на величине  $\bar{w}$  сказываются начальные условия (и соответственно возрастает относительный вклад второго слагаемого в формуле (7.5.5)). Стационарное состояние (при  $\lambda t \gg 1$ ) может быть достигнуто только в том случае, если достаточно велика продолжительность периода активного испарения. Этот интервал времени естественно соотнести с продолжительностью теплого периода года ( $T$ ), который на территории б. СССР меняется от 1,5 до 7 месяцев. Расчеты показали, что условие  $T > \lambda^{-1}$  выполняется только южнее  $50^\circ$  с.ш., так что нестационарная компонента ощущается на большей части рассматриваемой территории.

Определим дисперсию процесса  $w(t)$ . Для этого вычтем из выражения (7.5.4) выражение (7.5.5), возведем получившееся выражение в квадрат и выполним операцию статистического усреднения. При этом предполагается, что отсутствует корреляция между аномалией исходного состояния влажности почвы и флуктуациями осадков в теплый период года. Получим

$$\sigma_w^2 = \sigma_{w,0}^2 e^{-2\lambda t} + e^{-\lambda t} \int_0^t \int_0^t e^{\lambda(\xi+\eta)} \overline{[P(\xi) - \bar{P}][P(\eta) - \bar{P}]} d\xi d\eta. \quad (7.5.6)$$

Для вычисления данного интеграла необходимо знать корреляционную функцию флуктуаций осадков. Это убывающая функция, поведение которой может быть аппроксимировано экспоненциальной зависимостью  $\sigma_p^2 \exp(-|\tau|/\tau_p)$ . Здесь  $\sigma_p^2$  – дисперсия флуктуаций осадков, а  $\tau_p$  – характерное время существования корреляций. Отметим, что для настоящей задачи кон-

кретный вид данной зависимости не важен, необходимо лишь чтобы данная функция быстро убывала с ростом  $|\tau|$ . Оценка  $\tau_p$  может быть выполнена следующим образом (Кислов, 1991). Рассмотрим сумму осадков за интервал времени  $\Delta t$ :

$$R = \int_0^{\Delta t} P(\xi) d\xi.$$

Из-за нерегулярности флуктуаций осадков  $R(t)$  представляет собой случайный процесс. Усреднение данного выражения дает  $\bar{R} = \bar{P}\Delta t$ , а выражение для дисперсии имеет следующий вид (Ахманов и др., 1981):

$$\sigma_R^2 = 2\sigma_p^2\tau_p^2[\Delta t/\tau_p - 1 + \exp(-\Delta t/\tau_p)].$$

При  $\Delta t \gg \tau_p$  получается  $\sigma_R^2 = 2\sigma_p^2\tau_p\Delta t$ . Выражение для показателя относительной изменчивости (коэффициента вариации) запишется тогда следующим образом:

$$\frac{\sigma_R}{\bar{R}} \equiv C_{v,R} = \sqrt{\frac{2\tau_p}{\Delta t}} C_{v,p}.$$

Данное выражение демонстрирует связь коэффициента вариации с масштабом усреднения  $\Delta t$ . Сопоставление коэффициентов вариации сумм осадков, относящихся к различным  $\Delta t$ , позволило оценить  $\tau_p$ . Для территории б. СССР среднее значение получилось равным 1,5 сут., (диапазон изменений составил от 1,1 до 1,9 сут.).

Возвращаясь к формуле (7.5.6) и используя для корреляционной функции представленное выше выражение, а также учитывая, что  $\lambda^{-1} \gg \tau_p$ , получаем:

$$\sigma_w^2 = \sigma_{w,0}^2 e^{-2\lambda t} + \frac{\tau_p \sigma_p^2}{\lambda} (1 - e^{-2\lambda t}). \quad (7.5.7)$$

Второе слагаемое получилось таким, как если бы функция  $P(t)$  представляла собой стационарный дельта-коррелированный процесс с корреляционной функцией равной  $C\delta(\tau)/2$ ,  $C = 2\tau_p\sigma_p^2$ . Этот результат достигается за счет того, что корреляционная функция оказывается достаточно "острой" при  $\tau \ll \lambda^{-1}$ .

Таким образом, существуют два фактора, определяющие изменчивость состояния влажности почвы: зависимость от аномалий ее начального состояния и воздействие текущей изменчивости осадков, проявляющейся на фоне стабилизирующего



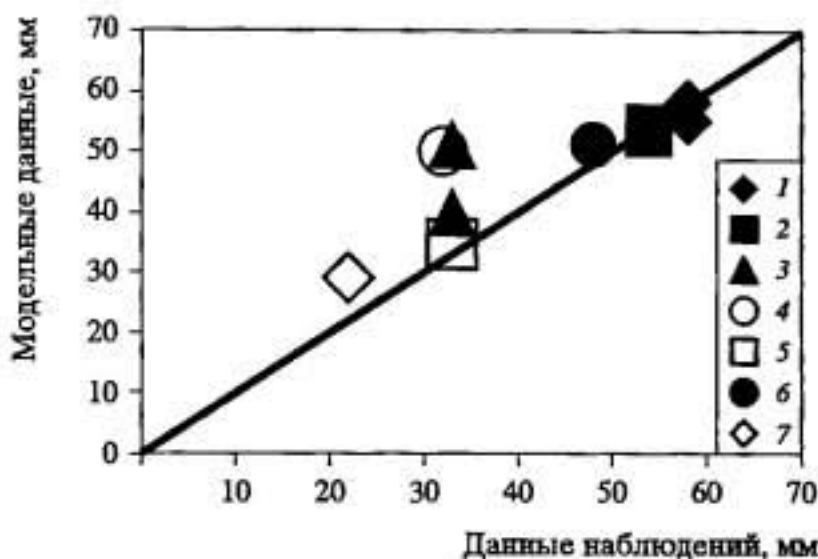


Рис. 7.17. Сопоставление наблюдаемых в третью декаду июля значений среднего квадратического отклонения влажности почвы (мм) и рассчитываемых по стохастической модели для агрогидрологических районов Восточно-Европейской равнины: 1 – обводнения (ОБВ); 2 – максимального капиллярного увлажнения (МКУ); 3 – капиллярно-подперто-подвешенной влаги (КППВ); 4 – полного весеннего промачивания (ПВП); 5 – умеренного весеннего промачивания (УВП); 6 – периодического капиллярного увлажнения (ПКУ); 7 – очень слабого весеннего промачивания (ОСВП)

влияния испарения и водообмена через нижнюю границу деятельного слоя почвы. Эти последние процессы определяют интервал времени  $t \gg (2\lambda)^{-1}$ , необходимый для достижения дисперсией стационарного значения

$$\sigma_w^2 = \frac{\tau_p \sigma_p^2}{\lambda}. \quad (7.5.8)$$

Отметим, что для выполнения расчетов по формулам (7.5.7) и (7.5.8) необходимо учесть факт медленных изменений величины  $\lambda(t)$ , в котором главная роль принадлежит изменениям

$$\text{величины испаряемости } \lambda(t) = \frac{1}{t} \int_0^t \lambda(\zeta) d\zeta.$$

Для оценки качества модели, расчетные величины были сопоставлены с данными наблюдений об изменчивости влажности почвы. Для этой цели использованы эмпирические величины  $\sigma_w$ , относящиеся к середине лета (третья декада июля), соответствующие конкретному агрогидрологическому региону. Модельные величины рассчитывались по формуле (7.5.7). Результаты сравнения представлены на рис. 7.17. Можно констатировать, что модель правильно воспроизводит основные черты существующей изменчивости влажности почвы. Таким образом, верны основные принципы, положенные в основу модели.

Относительный вклад аномалий начального состояния и вариаций осадков будет зависеть от времени, роль первого будет постепенно уменьшаться. Для характеристики этого эффекта можно рассмотреть показатель  $\delta$ , характеризующий вклад второго слагаемого в общую величину изменчивости:

$$\delta = \frac{\sqrt{\tau_p \sigma_p^2 (1 - \exp(-2\lambda t)) / \lambda}}{\sigma_w}$$

Анализ географического распределения этой величины по территории б. СССР показал, что на Восточно-Европейской равнине, в Западной Сибири, в Средней Азии и на юге Приморского края  $\sigma_w$  в середине лета на 85–95% определяется текущими флуктуациями режима осадков (Кислов, 1991). Существенно иные условия в Восточной Сибири. Здесь текущая изменчивость обеспечивает к середине лета 70–40% общей изменчивости, т.е. вклад аномалий исходного состояния гораздо больше, чем в других регионах. Объясняется это, прежде всего, малой продолжительностью теплого периода (за время которого большие аномалии влажности почвы просто не успевают сформироваться) и сравнительно небольшой дисперсией осадков.

## **7.6. КОЛЕБАНИЯ УРОВНЯ КАСПИЙСКОГО МОРЯ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ИЗМЕНЕНИЯ В СУБАТЛАНТИЧЕСКОЕ ВРЕМЯ**

Теперь в качестве характеристики увлажнения суши рассмотрим динамику уровня Каспийского моря. Его поведение отражает вариации климата и режима увлажнения Восточно-Европейской равнины и западной части Средней Азии. Уровень Каспийского моря непрерывно флуктуирует. Это и сезонные колебания (~20 см), и нерегулярные изменения, связанные с нагонами воды, и межгодовая изменчивость. Вариации уровня за период голоцена были рассмотрены ранее (см. раздел 6.5). Настоящий раздел посвящен анализу современных колебаний и тех изменений, которые происходили в последние две тысячи лет (в субатлантическое время).

Суммировать представления об особенностях водного режима озера можно, рассматривая модель его водного баланса. Основное уравнение (см. (6.5.1)), записанное относительно изменений объема содержащейся в нем воды, может быть представ-

лено в следующем виде:

$$\frac{dW(t)}{dt} = v^+(t) - f(t)e(t) - v^-(t). \quad (7.6.1)$$

Здесь  $W(t) = W_* + \int_{h_*}^{h(t)} f dz$ ;  $e$  – представляет собой разность "испарение минус осадки"; приходная и расходная составляющие  $v^+(t)$  и  $v^-(t)$  отражают вклад речного стока, собираемого с бассейна, и вытекающей воды.

Уравнение (7.6.1) может быть записано в более простой форме. Во-первых, сток воды из озера, обычно записываемый как  $v^- = pH^q$  ( $p, q$  – константы), может быть представлен линейным слагаемым разложения в ряд Тейлора:  $v^- = v_0^- + \alpha_* h(t)$ . Это так называемая гидравлическая зависимость, в которой первое слагаемое представляет собой величину среднемноголетнего стока. Во-вторых, следует учесть, что в диапазоне реально наблюдающихся колебаний уровня с достаточно высокой степенью точности выполняется линейное соотношение, связывающее положение уровня с площадью зеркала озера, т.е.  $f = a + bh$ . Имея в виду, что колебания уровня относительно среднемноголетнего значения малы, т.е. вклад первого слагаемого является превалирующим, можем записать:  $(a + bh)^{-1} \approx 1 - hb/a$ . Уравнение (7.6.1) запишется теперь относительно изменений уровня так (Фролов, 1985):

$$\frac{dh(t)}{dt} = -\frac{bv^+(t)}{a^2} h(t) - \left( \frac{\alpha_*}{a} - \frac{v_0^- b}{a^2} \right) h(t) + \frac{v^+(t) - v_0^-}{a} - e(t). \quad (7.6.2)$$

Если перейти к среднегодовым величинам, то оказывается, что с достаточно большой точностью выполняется соотношение  $\overline{(v^+(t)h(t))} \approx \overline{(v^+(t))} h(t)$ . Это позволяет записать уравнение (7.6.2) в следующей форме:

$$\frac{dh(t)}{dt} = -\alpha h(t) + g(t). \quad (7.6.3)$$

Данное уравнение может быть решено при начальном условии  $h(t_0) = h_0$ .

Вынуждающий процесс  $g(t)$  складывается под воздействием флуктуаций стока и колебаний видимого испарения. Для разных озер соотношение между этими факторами может быть различным, однако часто оказывается возможным, не разделяя их вклад, аппроксимировать функцию  $g(t)$  процессом авторегрессии



первого порядка:

$$\frac{dg(t)}{dt} = -\gamma g(t) + \eta(t).$$

Здесь  $\gamma = -\ln r$ ;  $r > 0$  – коэффициент корреляции между  $g(t)$  и  $g(t+1)$ ;  $\eta(t)$  – функция, описывающая белый шум.

Решение уравнения (7.6.3) дает зависимость  $h = h(t)$ . Ее усреднение (в различных комбинациях) позволяет получить выражения для корреляционной функции и спектров.

Теперь более подробно рассмотрим, используя схематизации стохастической модели, особенности поведения в современную эпоху Каспийского моря.

Для Каспия в соотношении  $f = a + bh$ :  $a = 366$  тыс. км<sup>2</sup>,  $b = 14$  тыс. км<sup>2</sup>/м при  $h$ , отсчитываемом в метрах относительно отметки  $h_* = -28,5$  м. Речной сток  $v_0^+ = 275$  км<sup>3</sup>/год, сток в залив Кара-Богаз-Гол оценивается как  $v^- = 8,8 + 8,6h$ , км<sup>3</sup>/год. Показатель  $\alpha$  складывается из двух составляющих:  $\alpha_1 = \frac{b}{a^2} v^+$ ,

$\alpha_2 = \frac{\alpha_*}{a} - \frac{v_0^- b}{a^2}$ , причем  $\alpha_1 = 0,03$  и  $\alpha_2 = 0,02$  год<sup>-1</sup>. Величина  $\gamma$  для Каспия составляет 1,2 год<sup>-1</sup>, так что  $\alpha^{-1} \gg \gamma^{-1}$ , т.е. время корреляции его уровня существенно превосходит характерный масштаб времени воздействий. Это означает, что изменения уровня проявляются тогда, когда накопится достаточно большая сумма отклонений определенного знака. Расчет спектра показал, что действительно, более 90% энергии колебаний уровня связано с изменчивостью с характерным временем в 20 лет и более (Николаенко, 1997).

Из компонентов водного баланса Каспийского моря наиболее быстро и ощутимо изменяется речной сток, основу которого составляет сток Волги. Например, для условий современных колебаний уровня Каспийского моря величина дисперсий флуктуаций стока и колебаний видимого испарения составляет 0,026 и 0,007 (м/год)<sup>2</sup> соответственно. Практически это выражается в хорошей скоррелированности ежегодных колебаний уровня не с вариациями результирующего водного баланса моря, а с накопленными разностями волжского стока (рис. 7.18, а).

Изменчивость гидрометеорологического режима бассейна Волги определяется характером циркуляционных процессов. Действительно, уровень Каспия хорошо коррелирует с количеством так называемых "дождливых" синоптических процессов (Исаев и др., 1995). Первая треть XX в. характеризовалась преобладанием "сухих" процессов (рис. 7.18, б) – это посте-

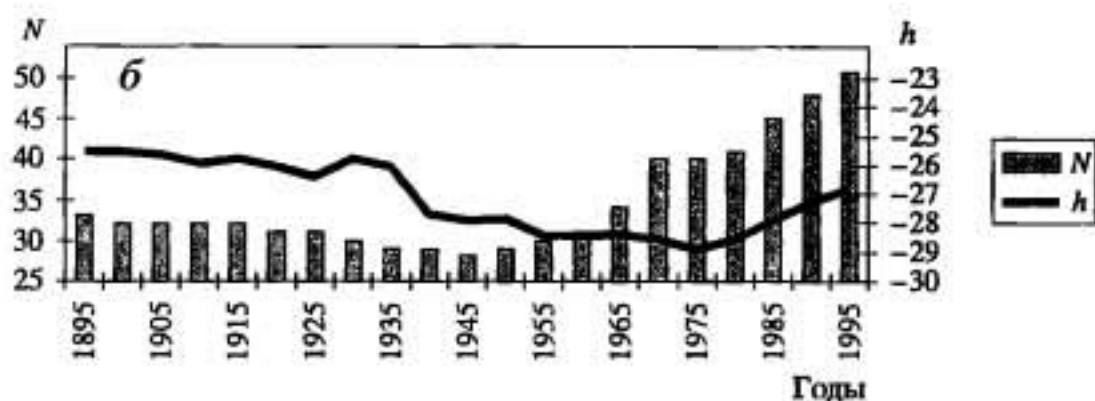
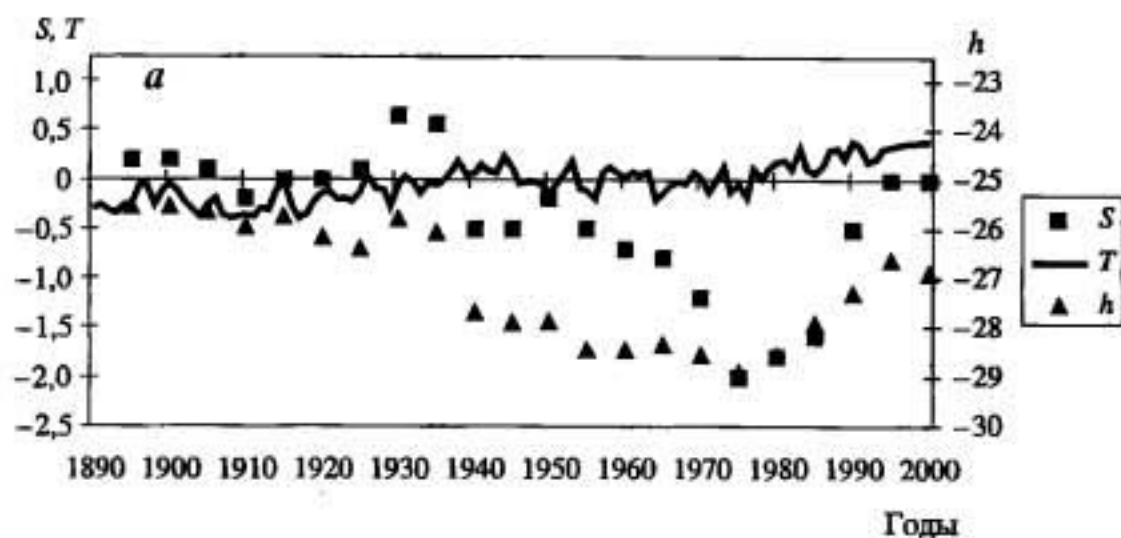


Рис. 7.18. а. Сопоставление за последние 110 лет колебаний уровня Каспийского моря ( $h$ ), глобальных изменений температуры ( $T$ ) и поведения интегральной разностной кривой волжского стока

$\left( S = \sum_{i=1}^t \frac{W_i - W_0}{W_0} \right)$  (Косарев и др., 1996). б. Число "дождливых" (по классификации Л.В. Клименко) синоптических процессов ( $N$ ) и изменения уровня Каспийского моря ( $h$ ) в течение 100 лет

пенно привело к снижению уровня. В середине 60-х годов произошло резкое возрастание повторяемости "дождливых" процессов – уровень моря отреагировал на него через полтора десятка лет. Дополнительным фактором явилось снижение величины видимого испарения (Голицын и др., 1998).

При выводе уравнения (7.6.3) подразумевалась неизменность климата – это условие проявляется в том, что  $\alpha$  принимается константой. Однако если климат меняется, то происходят не только изменения  $\nu^+(t)$  и  $e(t)$ , но и изменения величин  $\nu^+, \nu_0^-$ , входящих в  $\alpha$ . Таким образом, в динамике уровня Каспийского моря изменения климата сказываются и прямо (уровень реагирует на изменения водного баланса), и косвенно, поскольку

меняется степень инерционности водной толщи по отношению к характерному поведению вынуждающего колебания процесса.

В случае изменений климата использование простого уравнения (7.6.3) невозможно. В этом случае для расчета динамики уровня необходимо применение глобальной климатической модели – МОЦА. В такого рода моделях описываются все звенья влагооборота, что позволяет осуществить непосредственный расчет компонент водного баланса Каспийского моря и, используя уравнение (7.6.1), определить изменение объема воды и поведение уровня.

Ранее было показано (см. раздел 4.4), что существует зависимость уровня погрешности модельных данных от площади, по которой данная величина усреднена. Это обстоятельство определяет то, что в рамках МОЦА более надежно может быть рассчитана величина стока крупных рек (поскольку воды собираются с большой территории), чем видимое испарение. Пример расчета компонент водного баланса Каспия по данным 21 модели АМР (см. раздел 4.4) представлен в (Мелешко и др., 1998). Межмодельный разброс результатов получился существенным, хотя, по крайней мере качественно, данные большинства моделей напоминают данные наблюдений. Сопоставление среднеквадратических отклонений видимого испарения и стока за период интегрирования моделей показывает, что изменчивость модельного стока получается гораздо более высокой. Как отмечалось выше, это характерно для рассматриваемого объекта.

Рассмотрим особенности изменения уровня Каспийского моря в современную эпоху и связь с глобальными климатическими процессами. В этот период – период инструментальных наблюдений – динамика уровня моря описывается наиболее полно и поэтому служит естественным эталоном, на котором проверяются физические гипотезы и отлаживаются сценарии изменений Каспия в прошлом и будущем. Однако при всей привлекательности использования данных наблюдений следует иметь в виду, что столетний интервал мониторинга не может дать надежной статистической картины поведения объекта с такой инерционностью, как Каспийское море (Раткович, Болгов, 1994). В самом деле, для Каспия имеет место высокая связность межгодовых состояний – коэффициент корреляции между изменениями уровня в смежные годы оказывается очень высоким ( $\sim 0,95$ ), так что 100-летнему ряду наблюдений (фактически ряду зависимых данных) эквивалентно всего примерно пять независимых значений (Фортус, 1998). Поэтому практически получается, что на современном материале



надежные в статистическом отношении выводы, касающиеся динамики уровня моря, получены быть не могут.

Как было показано ранее, основную роль в изменчивости водного режима Каспия играют вариации стока Волги. Использование данных наблюдений позволило установить, что наиболее крупные увеличения и уменьшения ее стока связаны с "эпохами" циркуляции атмосферы.

Падение уровня Каспия в 40–80-годах (см. рис. 7.18) происходило при пониженной повторяемости типа  $E$ , средней повторяемости  $W$  и слегка повышенной  $C$ . Рост уровня с конца 80-х гг. по настоящее время наблюдается при высокой повторяемости  $E$  и низких значениях  $W$  и  $C$ . При этом гребень в средней тропосфере в среднем расположен так, что над восточной частью Восточно-Европейской равнины обеспечиваются потоки преимущественно юго-западных направлений, в соответствии с которыми осуществляется движение циклонов. Высокое состояние моря в начале XX в. соответствовало большим значениям  $W$ , малым  $E$  и низким  $C$ . Таким образом, создается впечатление, что высокие уровни отвечают набору  $W^+E^-C^-$  или  $W^-E^+C^-$ . Низкие уровни отвечали состоянию  $C^-$  с разным сочетанием других форм.

С точки зрения классификации Дзерdzeевского, повышенное выпадение осадков в средней и восточной частях бассейна Волги происходит преимущественно при развитии меридиональных (южных) типов циркуляции (коэффициент корреляции между суммами годовых осадков в этой области и продолжительностью действия типов меридиональной циркуляции составляет 0,2–0,3). При этом циклоны, перемещаясь с акватории Черного моря на ВЕР, приносят осадки в ее восточную часть; одновременно в ее северные и северо-западные районы в тыловых частях циклонов вторгаются сухие и холодные воздушные массы (Попова, 1999).

Говоря о возможности глобальной циркуляционной обусловленности поведения Каспия, можно отметить статистическую связность (с коэффициентом корреляции около 0,5) динамики его уровня с флуктуациями Эль-Ниньо – Южного колебания, выявленную в модельном климатическом режиме в результате анализа данных 350-летнего численного эксперимента, осуществленного на модели ЕСНАМ 3 (Arpe et al., 2000).

С точки зрения независимости данных наблюдений, ряд в несколько тысяч лет уже способен обеспечить для такого объекта, как Каспийское море, надежные статистические результаты. Однако его ценность снижается за счет того, что это уже не непосредственные измерения, а результаты интерпретации косвенных индикаторов. Рассмотрим изменения уровня Каспийского

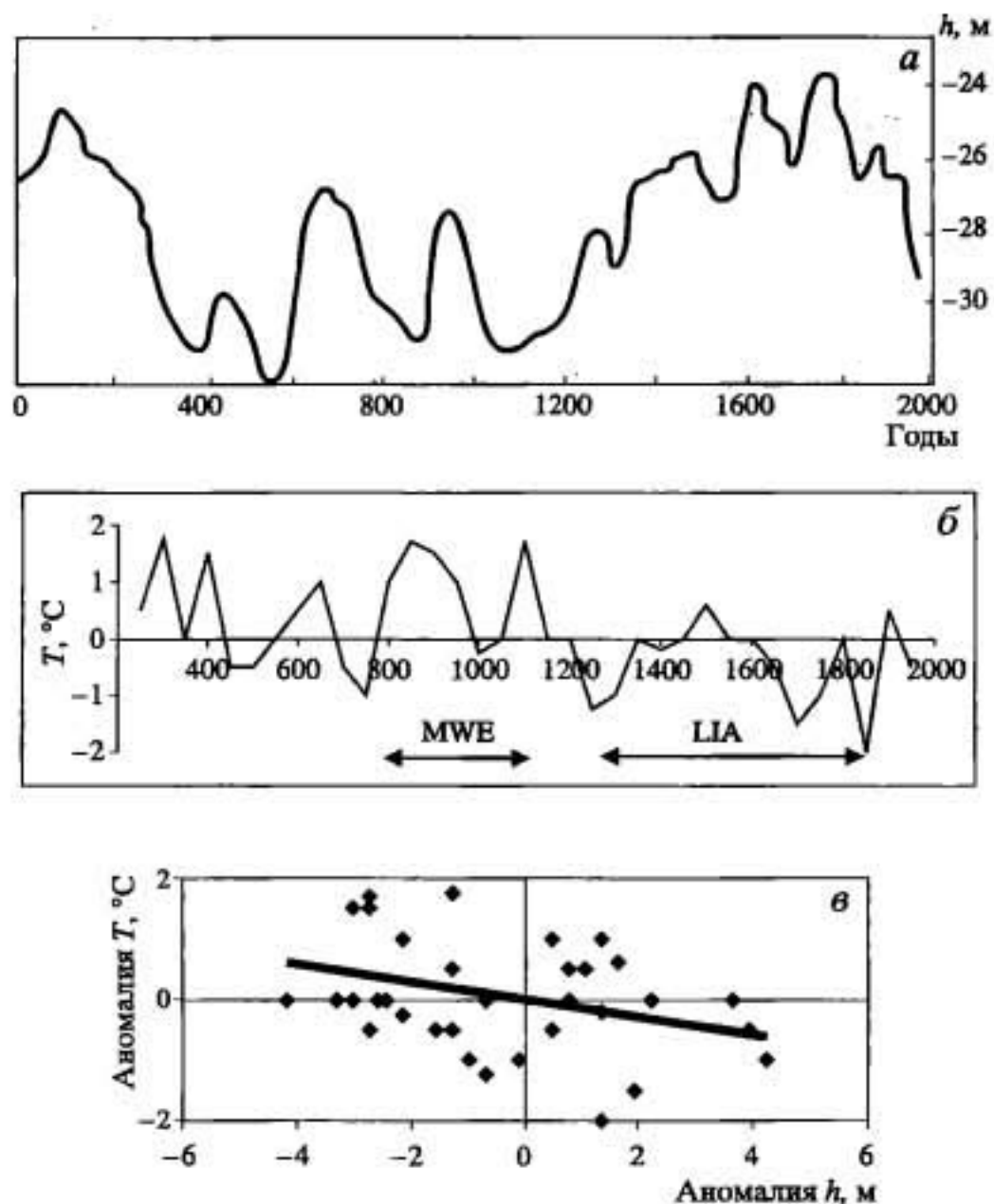


Рис. 7.19. Изменения уровня Каспийского моря (Клиге, 1985) и вариации температуры в центральной части Восточно-Европейской равнины (Климанов и др., 1995) за последние 2000 лет (а, б) и сопоставление их друг с другом (в)

моря за последние 2000 лет и связь с глобальными климатическими процессами.

На рис. 7.19 сопоставлены реконструированные изменения уровня Каспия и вариации климатического режима, характеризуемые температурными аномалиями в центральной части Восточно-Европейской равнины. Видно, что в региональных изменениях температуры проявились такие известные события (см. раздел. 7.1), как малая ледниковая эпоха (LIA) и средневековая тепловая эпоха (MWE). Хорошо заметно, что уровень моря был особенно высоким во время холодных аномалий. Это совпадение может быть объяснено, если предположить, что в

холодные эпохи траектории южных циклонов сместились к востоку и приобрели несколько зональное расположение. При этом сопровождающая их адвекция холода достигала центральных районов Восточно-Европейской равнины.

Отметим, что на данном масштабе времени проявляется связь уровня Каспия с солнечной активностью (см. рис. 7.11), которая, однако, на самом деле характеризует зависимость вариаций солнечной постоянной и глобального термического режима. А отсюда уже следует связь с изменчивостью водного баланса Каспийского моря.

Изменения состояния Каспийского моря за период голоцена были рассмотрены ранее (см. раздел 6.5). Было показано, что положительным аномалиям температуры соответствуют высокие уровни моря. Однако этот результат не находится в противоречии с тем, что было диагностировано для последних 2 тыс. лет – высокое стояние моря в середине и начале голоцена отражает, прежде всего, изменение фоновых условий, когда общеглобальному росту температур соответствует более высокая увлажненность. На фоне более высокого положения уровня происходили сильные флуктуации, напоминающие по своей типичной периодичности эпохи LIA и MWE.

## **7.7. О ГЕНЕЗИСЕ СОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ КЛИМАТА**

Изменения климата происходят за счет изменений состояния внешних факторов и внутренних причин. Внутреннее взаимодействие порождает сложный режим, имеющий черты случайного процесса – "внутренний шум". Это общие представления, однако на отдельном временном отрезке времени эволюция климата может определяться каким-либо специфическим набором факторов. С этой точки зрения рассмотрим генезис современных изменений климата.

Анализ эмпирических данных (см. раздел 7.2) показал, что поведение некоторых климатических переменных таково, каким оно должно было бы быть за счет роста парникового эффекта. Это, прежде всего, рост температуры у поверхности Земли (глобальное потепление) и уменьшение температуры в нижней стратосфере. Эти изменения происходят параллельно росту содержания  $\text{CO}_2$  и других парниковых газов. Этот факт является одним из центральных доводов в пользу концепции антропогенных изменений современного климата.

Однако, с другой стороны, анализ данных об изменениях климата за последнюю тысячу лет показал, что потепление климата XX в. должно было произойти и без антропогенного влияния,



поскольку еще в доиндустриальный период завершилась малая ледниковая эпоха, и температура ощутимо начала возрастать задолго до начала промышленной революции (см. раздел 7.1). Более того, в последнее время факту потепления найдено объяснение с точки зрения роста солнечной постоянной. Поэтому на основе одних только эмпирических данных решение проблемы определения генезиса современных изменений климата невозможно.

В разделе 7.3 было показано, что главную роль должно играть происходящее за последние 100–150 лет изменение содержания в атмосфере парниковых газов. Другие факторы – вариации солнечной постоянной при изменениях солнечной активности, изменение прозрачности стратосферы и др. либо выражены менее отчетливо, или функционируют в других временных масштабах (как, например, влияние вулканизма на стратосферный аэрозоль). Немаловажно и то, что роль этих вторичных факторов, как правило, гораздо менее надежно подкреплена эмпирическими и теоретическими результатами.

Для того чтобы установить значимость различных факторов естественно воспользоваться результатами математического моделирования климата. Прежде всего, следует оценить, способны ли современные МОЦА воспроизвести поведение климатического режима на задаваемые возмущения внешних факторов.

Рассмотрим результаты нестационарных экспериментов, в которых модели начинали интегрирование из равновесных условий, а затем подвергались воздействию возрастающего год от года содержания  $\text{CO}_2$ . Наиболее близка к реальности аппроксимация роста его концентрации как 1% в год. Это соответствует экспоненциальному росту с постоянной времени равной 100 годам. 7 МОЦА/МОЦО были проинтегрированы примерно на 75 лет (до удвоения концентрации). Все модели дали качественно согласованный результат, и в среднем по моделям тренд глобальной температуры при таких темпах роста содержания  $\text{CO}_2$  получился равным приблизительно  $2,7\text{ }^\circ\text{C}/100$  лет. Интересной особенностью является то, что в начальный период интегрирования прирост температуры происходил медленно. Здесь проявилась ситуация "холодного старта" – дополнительное тепло, поступающее в систему, частично затрачивается на прогревание глубоких слоев океана и это замедляет повышение температуры в атмосфере. В реальной атмосфере интенсивность парникового эффекта нарастала постепенно, в течение нескольких десятков лет и океан успевал приспособиться к новому измененному состоянию. Поэтому для получения адекватного модельного результата, численный экспери-

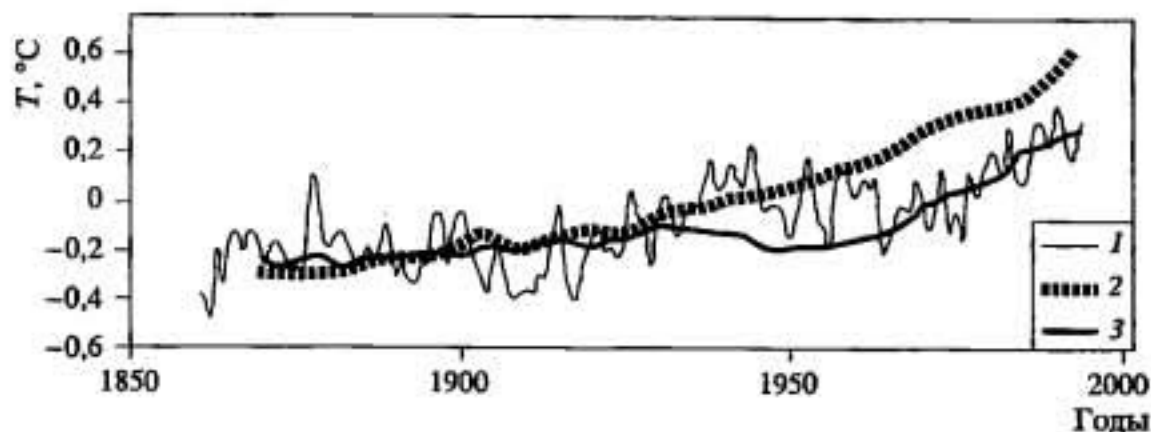


Рис. 7.20. Сопоставление изменений глобально-осредненных среднегодовых температур (относительно среднего за 1951–1980 гг. значения), определенных по данным наблюдений (см. рис. 7.5) (1) и рассчитанных в численных экспериментах с заданными в соответствии с реальностью изменением содержания в атмосфере парниковых газов (2) и изменением содержания в атмосфере парниковых газов и серосодержащих аэрозолей в тропосфере (3)

мент должен начинаться еще с доиндустриальной эпохи, чтобы модель, усваивая медленно нарастающее нагревание, успевала передать его в глубокие слои океана.

Рассмотрим результаты численного эксперимента, осуществленного на модели UKMO, в котором решалась уже не абстрактная, а конкретная задача воспроизведения колебаний климата за последние несколько десятилетий (IPCC, 1996). В первом эксперименте изучался отклик модельного климата на задаваемое (в соответствии с данными наблюдений) нарастание концентрации в атмосфере парниковых газов (остальные радиационные факторы (см. раздел 7.3) во внимание не принимались). С помощью данного эксперимента можно было реально оценить, как будет сочетаться внешнее воздействие с внутренней динамикой климатической системы.

Результаты моделирования сопоставлены с данными наблюдений на рис. 7.20. Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что модельный ход температуры в главных чертах напоминает реальный – модель воспроизвела тренд температур. В то же время количественное соответствие не достигнуто, начиная с 1960-х гг. происходит стабильное завышение модельных температур. Также следует отметить, что не воссоздана реальная структура декадных вариаций температурного режима, например, чередование теплой и холодной эпох 1940-х и 1960-х гг. Однако, имея в виду, что эти аномалии (по крайней мере, частично) связаны с прозрачностью стратосферы, контролируемой вулканической деятельностью (см. раздел 7.3), можно заключить, что модель и не была способна их воссоздать, поскольку такого рода эффекты не учитывались.

Вопрос о том, что надо сделать с моделью климата или как надо изменить постановку задачи, чтобы приблизить результаты моделирования к реальности, очень сложен. Глубина его решения фактически отражает уровень современных знаний о климате и о возможностях его воспроизведения с помощью моделирования. Несоответствие результатов можно интерпретировать как недоучет важности какого-то блока климатической системы. Это, как правило, процессы в Мировом океане и роль облачности в расчете радиации, климатические функции которых воссоздаются недостаточно полно. Более простая возможность заключается в том, чтобы так изменить возбуждающий модельные изменения внешний сигнал, чтобы скорректировать завышенные результаты в финальной стадии интегрирования.

Именно второй подход и был использован в рассматриваемой работе. В следующем эксперименте наряду с изменениями содержания парниковых газов в модели были заданы изменения концентрации серосодержащих тропосферных аэрозолей антропогенного происхождения. В разделе 7.3 была отмечена их роль как фактора, вызывающего рост планетарного альбеда. Следовательно, можно рассчитывать на определенное снижение температуры. Было реализовано простое предположение – считалось, что, зная географическое распределение и величину выбросов серы в атмосферу, можно рассчитать соответствующие изменения ее оптической толщины. Антропогенные выбросы серы достигли уровня природных потоков в 30-х–40-х гг. и далее нарастают быстрыми темпами. Именно такой временной ход позволяет скорректировать слишком большие модельные аномалии температуры в 60–90-е гг. и сохранить на прежнем уровне значения в начальной стадии численного эксперимента. Как отмечалось в разделе 7.3, глобальное воздействие парниковых газов и сульфатных аэрозолей проявляется по-разному – парниковые газы квазиравномерно распределены в земной атмосфере, в то время как аэрозоли "привязаны" к районам расположения их источников (это умеренные широты и субтропики Азии, Северной Америки и Европы).

Результаты моделирования климатических изменений, создаваемых комбинированным учетом парниковых газов и сульфатных аэрозолей, представлены на рис. 7.20. Видно, что результаты моделирования стали ближе к данным наблюдений. Однако максимум 40-х гг. теперь воссоздается хуже, чем в эксперименте с одним только усилением парникового эффекта.

Получившийся результат убедительно показывает, что современные модели климата способны достаточно правильно воспроизводить тонкие эффекты – отклики климатического



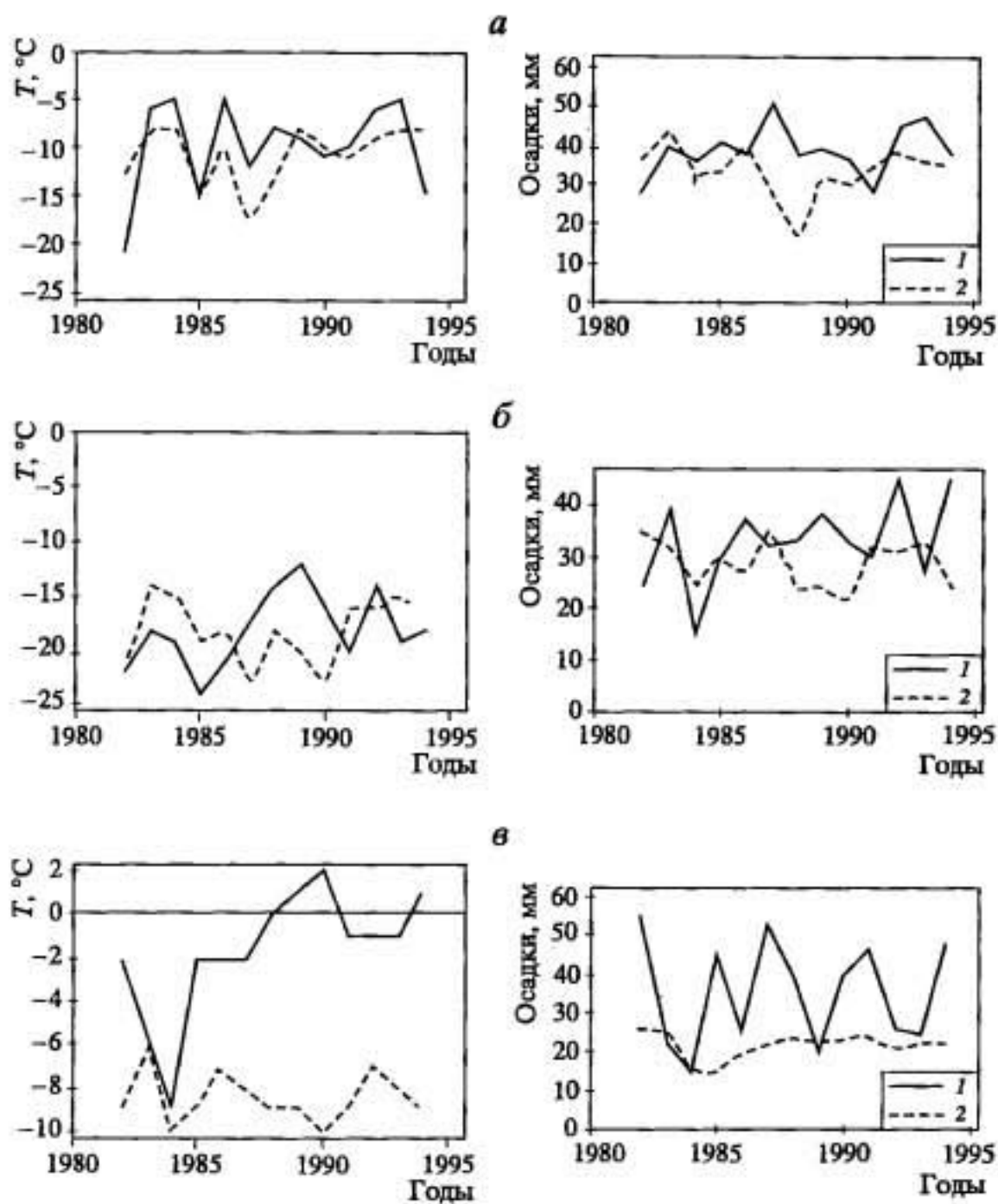


Рис. 7.21. Примеры межгодовых изменений среднемесячной температуры (°C) и сумм осадков (мм) в январе на Восточно-Европейской равнине (а), Западно-Сибирской равнине (б) и в Казахстане (в), воспроизведенные моделью ИВМ РАН (1) и полученные по данным наблюдений (2)

режима на сравнительно небольшие изменения радиационных факторов. То есть модели климата как средство изучения климатических изменений адекватны сущности задачи. Этот факт следует отметить; действительно, модельные результаты широко использовались и в предыдущих разделах, однако моделирование современных климатических изменений принципиально отличается от моделирования палеоклиматов тем, что в последнем

случае изучается реакция на очень большие возмущения внешних условий, воспроизводить которую гораздо проще.

В контексте рассматриваемой конкретной задачи можно отметить, что, с одной стороны, наглядно иллюстрируется механизм изменений климата как противоборство парникового и альбедного эффекта. С другой стороны, судя по имеющимся оценкам, представленным в разделе 7.3, тропосферные сульфатные аэрозоли – это всего лишь один из нескольких второстепенных радиационных факторов, и именно его учет, а, скажем, не озона, не выглядит убедительным. Кроме того, пересчет информации о потоках серы в аэрозольные оптические толщины представляет собой сложную проблему, так что здесь также возможны серьезные корректировки получившихся результатов.

Сам по себе факт воспроизведения моделью основных черт современного климатического режима является важным доводом в пользу концепции антропогенных изменений климата, но полным доказательством этого обстоятельства служить не может. Поэтому существуют попытки поиска иначе построенных доказательств антропогенного влияния на климат. Их общая идея заключается в том, чтобы показать, что современный климатический режим коренным образом отличается по своим статистическим показателям от климата предшествующих эпох. Это может служить признаком того, что в действие вступил иной климатообразующий фактор (антропогенный), влияния которого в прошлом не было.

Один из интересных результатов в рамках данного направления, получен на основе изучения согласованности пространственного распределения модельных и наблюдаемых полей. Идея заключается в следующем. Модели воспроизводят режим с похожей на реальную ритмичностью аномалий разных знаков и амплитудой, но, как правило, с совершенно несогласованным поведением фаз. Для того чтобы убедиться в этом, обратимся к рис. 7.21, на котором сравнивается поведение реальных и воспроизведенных моделью ИВМ РАН температуры и осадков за период АМIP II (см. раздел 4.4, Кислов и др., 2000). Видно, что климатический режим Восточно-Европейской и Западно-Сибирской равнин воспроизведен неплохо, – не только средние значения, но и характеристики временной изменчивости – периодичность и амплитуда – напоминают реально наблюдавшиеся. В Казахстане (см. рис. 7.21, в) различия имеют принципиальный характер. Здесь модельные температуры больше, чем климатические примерно на 8–10 °C и совершенно иначе, чем в действительности, выглядит поведение осадков.

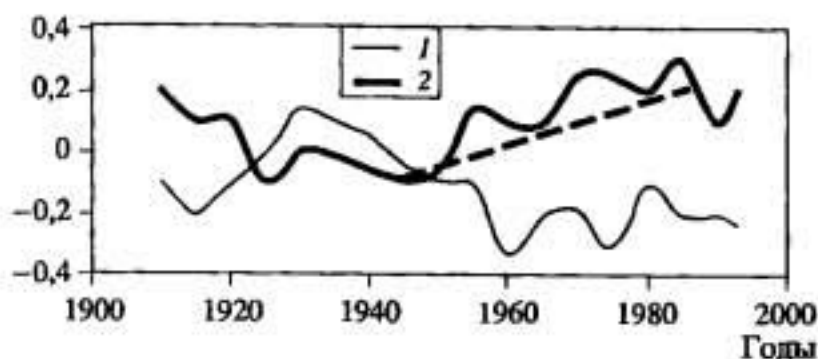


Рис. 7.22. Поведение во времени пространственного коэффициента корреляции между аномалиями температуры (среднее для осени) в реальной атмосфере в конкретный год и воспроизведенными для этого же года модельными аномалиями

1 – эксперимент с заданным изменением содержания парниковых газов; 2 – эксперимент с заданным изменением содержания парниковых газов и концентрации сульфатных аэрозолей. Пунктир – линия тренда, показывающая рост коэффициента корреляции

Предположим, что реальная атмосфера и ее модель генерируют одинаковый по своим свойствам "шум" с несогласованным распределением фаз. На языке корреляционного анализа это означает, что коэффициент корреляции между двумя пространственными картинами среднегодовых аномалий метеорологических полей – модельной и реальной – должен быть близок к нулю. Однако если в модельной и реальной атмосфере появляется один и тот же сильный фактор, управляющий их поведением, то проявление "отклика", т.е. сигнала на фоне шума, будет одинаково как в модели, так и в реальности. И если его влияние со временем нарастает, то будет увеличиваться и пространственная схожесть распределения аномалий. При этом коэффициент пространственной корреляции модельного и наблюдаемого поля должен быть положительным и увеличиваться со временем.

Эта идея была проверена (IPCC, 1996) путем сопоставления результатов модельного эксперимента (МОЦА/ДСО), в котором год за годом воссоздавался климат XX в., с реальными данными. Вновь были использованы два сценария: в первом считалось, что поведение климатической системы управляется только поведением парниковых газов, во втором к ним добавлено влияние сульфатных аэрозолей. Как видно из рис. 7.22, в последние 50 лет получился рост коэффициента корреляции между реальной обстановкой и модельными аномалиями, созданными совместным эффектом увеличения содержания парниковых газов и аэрозоля. Это говорит о том, что картина региональных аномалий, соответствующая влиянию названных внешних факторов, начинает одинаковым образом все отчетливее проявляться как в



реальной, так и в модельной атмосфере. В случае воздействия одного только нарастания парникового эффекта в последние 50 лет происходит рассогласование полей.

Эти результаты (и аналогичные по сути – см.: IPCC, 1996) вновь дают основание для вывода о том, что современная климатическая обстановка складывается под влиянием антропогенных факторов. Пока что оно не является определяющим – об этом говорят малые абсолютные значения коэффициентов корреляции.

Другой подход поиска доказательств существования антропогенного влияния на климат реализован в (Kaufmann, Stern, 1997). Здесь изучена связь наблюдавшихся за период инструментальных наблюдений аномалий температуры в Северном и Южном полушариях и показано, что ведущую роль в формировании аномалий играет Северное полушарие. Более того, статистический анализ показал, что определенность данной связи нарастает в последние несколько десятилетий. Это интерпретируется как проявление антропогенного влияния, поскольку все важнейшие его источники сосредоточены именно в Северном полушарии. С помощью регрессионного анализа показано, что названное усиление связности термических режимов полушарий коррелирует с независимо рассчитанной интенсивностью глобальных радиационных воздействий сульфатов и парниковых газов, а также с вариациями солнечной постоянной. Проверка на данных моделирования показала сходную картину. Это обстоятельство может трактоваться как еще один довод в пользу заключения о статистической необычности современного климата и вывода о том, что наблюдающийся тренд климатического режима не связан, по-видимому, с естественными процессами.

## КЛИМАТЫ БУДУЩЕГО

### 8.1. МЕТОДЫ КЛИМАТИЧЕСКОГО ПРОГНОЗА

Цель климатического прогноза – дать для каждого региона оценку будущего состояния климата. В первую очередь, это прогноз изменений отдельных элементов – температуры, осадков, уровня моря и др. Кроме того, поскольку прогноз климата ориентирован на практическое использование его в отдельных отраслях промышленности и сельского хозяйства, то в качестве прогнозируемых показателей могут выступать специальные показатели. Это, например, суммы температур теплого периода, влагосодержание почвы, максимальный за зиму водозапас в снежном покрове, продолжительность периода заданного диапазона температур (например, продолжительность отопительного сезона) и т.д.

Различные характеристики климата прогнозируются с разной степенью достоверности. Поэтому распространен подход, когда непосредственное прогнозирование осуществляется только для наиболее надежно определяемых величин, прогноз других характеристик выполняется на основе различных связей (функциональных или статистических).

Климатический прогноз основан на информации об изменениях в будущем содержания в атмосфере парниковых газов и аэрозоля. Она, в свою очередь, базируется на сценариях развития макроэкономики.

Обычно в практике используются прогнозы на ближайшие 50–100 лет, хотя прогнозы и на большие сроки (200–300 лет) имеют практическое значение с точки зрения учета возможных природных нагрузок на крупные объекты (плотины, туннели, крупные мосты и др.) при планировании их строительства. В некоторых случаях требуется прогноз на "сверхдлительные" сроки в 1000 лет – когда идет речь о проектировании пред-

приятий, работающих с радиоактивными веществами. Процедура прогноза требует информации о состоянии климата в данный и предыдущие моменты времени, она обеспечивается системой мониторинга природной среды.

Прогноз может, в принципе, осуществляться различными способами. Это математическое моделирование изменений климата, использование аналогов (палеоаналогов) событий прошлого, экспертные оценки, статистическая экстраполяция и др. Однако более менее научно обоснованы методы моделирования и аналогов. Статистический подход любой модификации имеет в своей основе слишком много априорной информации о текущем состоянии климата, чтобы с его помощью можно было реально осуществить прогноз.

Рассмотрим метод аналогов. В его первоначальной трактовке имелось в виду, что среди климатических событий прошлого могут найтись близкие аналоги будущих ситуаций. Эта идея базировалась на гипотезе, согласно которой современное потепление и вариации климатов прошлого происходили исключительно за счет изменения концентрации  $\text{CO}_2$ . Основные концептуальные положения данного подхода заключались в следующем. Во-первых, составляется календарь будущих изменений содержащая  $\text{CO}_2$ . Во-вторых, реконструируется содержание углекислого газа в прошлом. В-третьих, по признаку одинаковости концентрации декларируется соответствие между будущей ситуацией и конкретным событием палеовремени. В-четвертых, реконструируется климат интересующего события прошлого, т.е. восстанавливается температурный режим и условия увлажнения, определяются отклонения от современного климатического состояния. В-пятых, эти аномалии корректируются в сторону их уменьшения. Дело в том, что климат событий прошлого воссоздается в виде установившегося режима, в то время как антропогенные изменения  $\text{CO}_2$  вызывают неравновесную реакцию.

Получившиеся таким образом аномалии и представляют собой искомый прогноз. В рамках данной методологии считалось, что аналогом потепления климата в начале XIX в. может быть оптимум голоцена (6 тыс. лет назад), к 2020 г. потепление достигнет состояния, сходного с условиями максимума последнего межледниковья (125 тыс. лет назад), а в середине столетия аномалии средней температуры окажутся такими большими, что аналогом этой ситуации станет климат оптимума плейстоцена (3–4 млн лет назад).

С течением времени эта концепция претерпела изменения. Это вызвано тем, что было установлено: далеко не всегда теплые события прошлого вызывались изменениями концентрации



углекислого газа. Так, главным в механизме колебаний климата плейстоцена и голоцена был механизм орбитальных изменений Миланковича, дополняемый и корректируемый вариациями парникового эффекта (см. главу 6). Поскольку оказалось, что причины, вызывавшие изменения климата в прошлом и будущем не всегда совпадали, то сама основа идеи аналогов была поколеблена.

Однако оказалось, что накопленная информация о климатах прошлого все равно может быть непосредственно использована в прогнозе, но несколько в ином качестве.

Предлагается осуществлять прогноз в два этапа. Прежде всего, на основе сценария будущих изменений радиационных свойств атмосферы, подстилающей поверхности и солнечной постоянной рассчитывается с учетом термической инерционности океана поведение глобальной температуры (или средней температуры по полушарию). Второй этап – оценка региональных климатических изменений, т.е. получение пространственной картины аномалий метеорологических полей – осуществляется как раз на основе результатов, полученных на основе изучения климатов прошлого.

Было замечено, что пространственное распределение аномалий температуры связано определенным образом со значением средней глобальной (или средней по полушарию) температуры, вне зависимости от того, каким непосредственно механизмом аномалия вызвана (Шабалова, Селяков, 1993; Шебшаевич, 1990; Hoffert, Covey, 1992). Для иллюстрации этого факта рассмотрим рис. 8.1, на котором сопоставлены нормированные зонально-осредненные аномалии температуры, относящиеся к разным эпохам прошлого и к современной эпохе. Нормировка осуществлялась делением значения аномалии, относящегося к данной широте  $\Delta[T(\varphi)]$ , на величину аномалии всего Северного полушария  $\Delta\{T(\varphi)\}$  или его внеэкваториальной части (это практически одно и то же, поскольку в низких широтах аномалии невелики). Следовательно, отношение  $\Delta T(\varphi)/\Delta\{T(\varphi)\}$  показывает, во сколько раз изменения температуры воздуха на данной широте отличаются от изменений средней температуры полушария.

Из рис. 8.1 следует, что во все эпохи зональное распределение аномалий температуры было одинаковым – их величина нарастала с широтой. Более того, величина аномалии в каждой зоне строго пропорциональна глобальной (или средней по полушарию) аномалии.

Объяснить различную широтную чувствительность термического режима к глобальным изменениям можно, прежде всего, наличием обратной связи альbedo и температуры. Как было

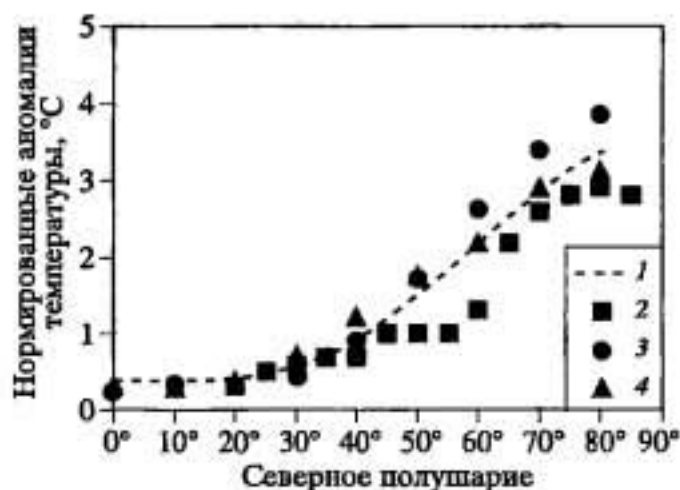


Рис. 8.1. Нормированные зонально-осредненные аномалии температуры воздуха, показывающие во сколько раз изменения температуры на данной широте отличаются от изменений средней температуры полушария

1 – "универсальная кривая" (Hoffert, Covey, 1992); 2 – изменения зональной температуры воздуха Северного полушария за 1881–1980 гг. (Антропогенные..., 1987); 3 – изменения зональной температуры для атлантического оптимума голоцена (Борзенкова,

1992); 4 – осредненные по восьми эпохам (20–18 и 127–125 тыс. лет назад; 4,3–3,3; 48–45; 70–66; 88–84; 95–92; 105–95 млн лет назад) изменения зональной температуры (Борзенкова, 1992; Kheshgi et al., 1997)

показано в разделе 4.2, широтное распределение температуры в простейшем варианте модели Будыко описывается зависимостью:  $T = (Q(1 - \alpha) - A + \beta T_0) / (B + \beta)$ . Если считать, что произошло изменение термического режима, то надо иметь в виду, что при этом происходит и изменение альбедо  $\Delta\alpha$ , следовательно, оставляя для простоты все остальные входящую в формулу величины постоянными, получим:  $\Delta T / \Delta T_0 = -k\Delta\alpha + l$ , где  $k$ ,  $l$  – константы. Поскольку изменение альбедо пропорционально изменению температуры с обратным знаком, то получается искомая зависимость.

В (Шабалова, Селяков, 1993) получен аналогичный представленному на рис. 8.1 результат при совместном рассмотрении данных для Северного и Южного полушарий – нормализованные кривые для четырех рассмотренных событий (атлантический оптимум, позднеплейстоценовый криохрон, межледниковье рисс–вюрм (изотопная стадия 5e) и плиоцен в целом) оказались практически подобны.

Факт наличия функциональной зависимости между глобальным изменением температуры и ее межширотным распределением может быть использован в целях прогнозирования аномалий  $\Delta[T(\phi)]$ , если известна величина  $\Delta\{T(\phi)\}$ .

Более того, оказалось, что не только зональная структура температурных аномалий "привязана" к планетарным изменениям, но и пространственное распределение аномалий температуры обладает теми же универсальными свойствами. То есть, если реконструированные аномалии температуры  $\Delta T(\phi, \lambda)$ , относящиеся к отдельным срезам палеовремени, отнести к изменениям средней глобальной температуры  $\Delta\{T(\phi, \lambda)\}$  для этих же

эпох (т.е. привести их к стандартному повышению средней глобальной температуры равному  $1^{\circ}\text{C}$ ), то можно убедиться (Антропогенные..., 1987), что карты нормализованных аномалий оказываются сходны между собой. Этот факт был установлен по информации, имеющейся для четырех событий: современное потепление ( $\Delta\{T(\varphi, \lambda)\} = 0,5^{\circ}\text{C}$  по отношению к доиндустриальному состоянию), теплый климат середины голоцена ( $\Delta\{T(\varphi, \lambda)\} = 1,5^{\circ}\text{C}$ ), максимум микулинского межледниковья (стадия 5e) ( $\Delta\{T(\varphi, \lambda)\} = 2,2^{\circ}\text{C}$ ), оптимум плиоцена ( $\Delta\{T(\varphi, \lambda)\} = 4^{\circ}\text{C}$ ).

Значительное сходство карт аномалий позволяет сделать следующий важный вывод: региональные изменения температуры, относящиеся к разным масштабам потепления, в первом приближении подобны друг другу. Причем это сходство не зависит от причин, приведших к климатическим изменениям. В связи с этим возникает возможность осреднения четырех карт для зимы и четырех карт для лета, с целью получения более точной картины распределения температуры при потеплении, по сравнению с каждой отдельно взятой картой.

На рис. 8.2 представлены осредненные между четырьмя эпохами карты аномалий  $\Delta\{T(\varphi, \lambda)\}/\Delta\{T(\varphi, \lambda)\}$ . Как видно из рис. 8.2, а, в условиях морского климата средних широт заметного изменения температуры зимних месяцев при глобальном потеплении не произойдет. Смягчение зимних холодов будет существенным во внутриконтинентальных районах средних широт и в высоких широтах. Усиление летнего потепления (рис. 8.2, б) будет обнаружено, главным образом, в высоких широтах. В некоторых южных областях континентов, вероятно, произойдет небольшое снижение температуры, что связано с увеличением затрат тепла на испарение из-за роста увлажненности этих регионов.

Попытки построения сходных зависимостей для связи региональных аномалий осадков с глобальной аномалией температуры не дали положительных результатов. Сопоставление данных, относящихся к трем событиям (микулинское межледниковье, оптимум голоцена и средневековое потепление), показало, что отсутствует линейная зависимость между пространственным распределением аномалий осадков и температурой (Величко и др., 1998). Ненадежность использования аналогов прошлого для количественного восстановления водного режима отмечается и в (Дроздов, 1992).

Следовательно, пользуясь распределением нормированных аномалий (см. рис. 8.2), можно для любого уровня глобального потепления определить соответствующее ему региональное



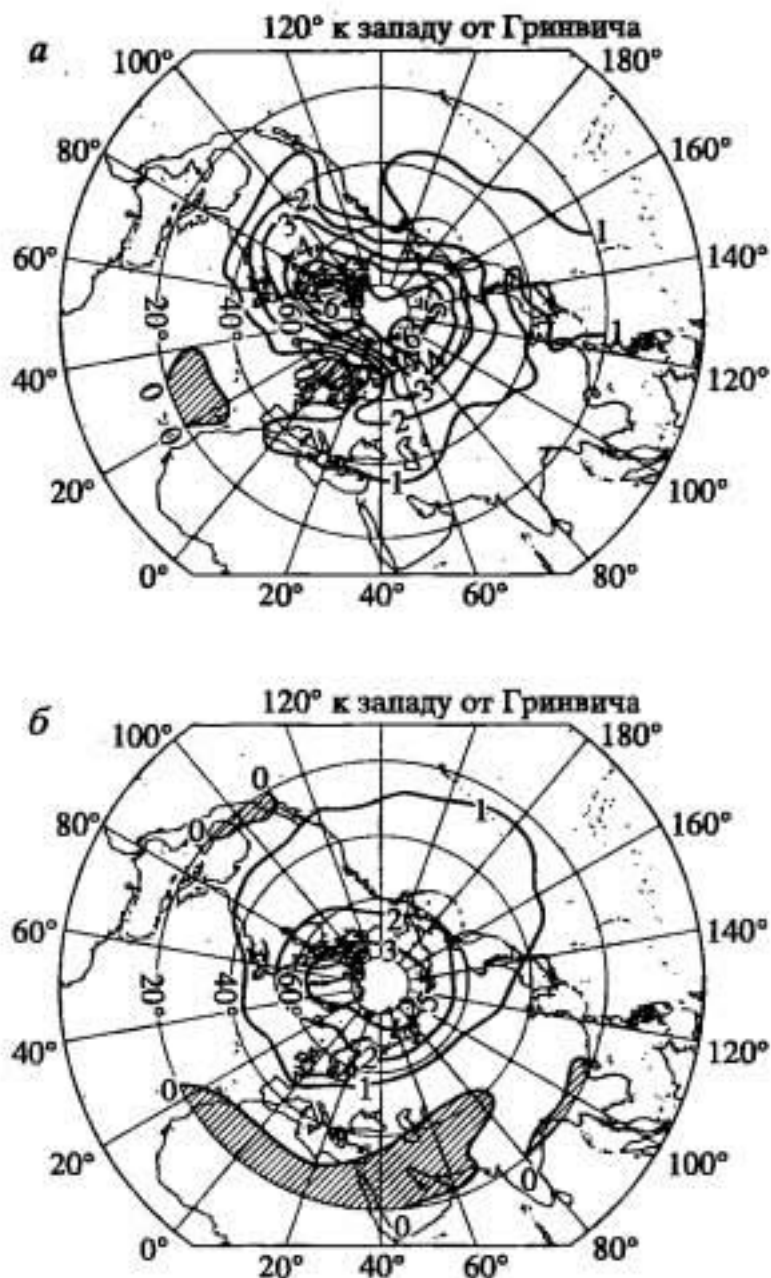


Рис. 8.2. Нормированные осредненные по четырем событиям (современное потепление по отношению к доиндустриальному состоянию, теплый климат середины голоцена, максимум микулинского межледниковья, оптимум плиоцена) аномалии температуры воздуха, показывающие изменения температуры нижнего слоя атмосферы ( $^{\circ}\text{C}$ ) зимой (а) и летом (б) при повышении средней температуры Северного полушария на  $1^{\circ}\text{C}$  (Антропогенные ... , 1987)

распределение аномалий температуры как для зимы, так и для лета. Прогноз состояния увлажнения непосредственно осуществлен быть не может. В этом и состоит суть метода аналогов.

Сделаем важное критическое замечание. Дело в том, что основой для восстановления аномалий температуры 6 и 125 тыс. лет назад послужили палеоботанические, в основном споропыльцевые, данные. В то же время имеется набор палеотемпературных данных, охватывающий интервал времени не-

скольких последних десятков тысяч лет, основанный на результатах изотопного анализа кислорода в повторно-жильных льдах (Васильчук, 1992). Льды этого типа формируются из талой снеговой воды. Ее замерзание в морозобойных трещинах идет так быстро, что фракционирование изотопов кислорода практически не происходит. Поэтому, будучи законсервирован в ледяной жиле при постоянной отрицательной температуре, изотопно-кислородный состав сохраняется без существенных изменений и соответствует изотопному составу исходной воды. Благодаря этим особенностям, льды данного типа являются носителем информации о зимних температурах прошлого. Интерпретация вариаций изотопно-кислородного состава в термины температурных аномалий неоднозначна, так как требует использования представлений о том, как выглядела циркуляция атмосферы реконструируемой эпохи (Васильчук, 1992; Николаев и др., 2000). Тем не менее, реконструкции осуществлены (Васильчук, 1992) и показали для зимнего сезона результаты, совершенно отличные от тех, что получены палеоботаническими методами. Так, над обширными пространствами Сибири вместо положительной аномалии (см. рис. 8.2, а) диагностированы отрицательные аномалии температуры (примерно той же абсолютной величины). Вопрос о различии эмпирических показателей в настоящее время не решен. Это обстоятельство ставит под сомнение высказанный выше вывод о сходстве пространственных картин аномалий разных масштабов и делает затруднительным использование всей концепции аналогов.

Другим доводом, не подтверждающим данную концепцию, служит сравнение пространственных структур аномалий температуры во время потепления 30–40-х и 80–90-х гг. Первое из названных событий развивалось преимущественно в высоких широтах Северного полушария, его так и называют – "потепление Арктики". Второе (как отмечено в разделе 7.2) в основном выражено в высоких и средних широтах внутриматериковых областей.

Рассмотрим прогнозирование климата на основе прямого математического моделирования. Это динамично развивающийся метод, и успехи в моделировании климатов прошлого (см. главу 6) и воспроизведении современных колебаний климата (см. главу 7) позволяют считать, что именно с его помощью будет осуществлен надежный климатический прогноз.

Для моделирования климатического состояния будущего необходима концепция развития состояния климатической системы в будущем. Она базируется на рассмотренных выше положениях о том, что климатическая изменчивость на масштабах

времени в несколько десятков лет складывается из собственных шумов, генерируемых взаимодействием атмосферы и океана, и влияния внешних факторов, из которых определяющее значение имеет изменение концентрации парниковых газов. Задавая сценарий последнего процесса и корректируя его теми или иными дополнительными воздействиями (влияниями изменений солнечной постоянной, прозрачности атмосферы в коротковолновой области спектра и др.), можно составить представление о будущих изменениях радиационных воздействий. Эти данные и служат входной информацией в модель, определяя изменения состояния модельного климата.

Таким образом, прогнозирование будущих изменений климата осуществляется с помощью нестационарных экспериментов с задаваемым влиянием поведения во времени внешних факторов. При этом во внимание принимается необходимость противодействия эффекту "холодного старта" (см. раздел 7.5) – для этого начало экспериментов сдвигается на несколько десятков лет, чтобы последовательно учесть предысторию процесса.

С точки зрения полноты учета климатообразующих процессов оптимально использовать для моделирования МОЦА/МОЦО. Однако, как неоднократно отмечалось ранее, эксперименты с полными моделями сложны, требуют больших вычислительных ресурсов и финансовых затрат. Кроме того, определенные проблемы создает существование модельного дрейфа. В то же время использование более простых МОЦА/ДСО может показаться неоправданным, поскольку в этих последних не учитывается возможность перестройки переноса тепла в океане. Проверить важность последнего обстоятельства можно сопоставлением результатов модельных экспериментов, выполненных на полной модели общей циркуляции океана и атмосферы и модели МОЦА/ДСО. Такого рода сравнение было реализовано (IPCC, 1996) для двух соответствующих версий модели GFDL, которые интегрировались до квазиравновесного состояния, соответствующего удвоенной концентрации  $\text{CO}_2$ . Оба эксперимента дали приблизительно одинаковый рост температуры – ее глобально осредненное значение выросло на  $3,9^\circ\text{C}$  в МОЦА/МОЦО и на  $3,7^\circ\text{C}$  в МОЦА/ДСО. Более того, сходной получилось и географическое распределение аномалий, за исключением отдельных областей тропиков и центральной части Северного Ледовитого океана, в которых полная модель оказалась немного теплее (на 20%), и около Антарктиды (южнее Австралии), где данные МОЦА/МОЦО получились холоднее (на 60%). Это говорит о том, что при удвоении концентрации  $\text{CO}_2$  перенос тепла океанскими течениями остается практически тем



же, что и в современную эпоху, и прогностические расчеты могут осуществляться на модели с упрощенным описанием океанской циркуляции. В то же время следует иметь в виду, что при большем нагревании (превышении концентрации  $\text{CO}_2$  в четыре раза) климат океана существенно изменился за счет ослабления термохалинной циркуляции в Северной Атлантике (Manabe, Stouffer, 1994).

Климатический прогноз, с точки зрения реальной возможности использования его результатов для прогноза изменений состояния окружающей среды, должен быть осуществлен на региональном или даже локальном уровне. Современные МОЦА обладают для этого слишком грубым пространственным разрешением. Поэтому результаты моделирования, относящиеся к отдельным регионам, имеют низкую надежность.

Иллюстрацией этого может служить значительный межмодельный разброс результатов воспроизведения реакции климата на удвоение концентрации углекислого газа в атмосфере (IPCC, 1996). Следует подчеркнуть, что здесь сопоставлены данные не "точка с точкой", а значения, осредненные в пределах миллионов квадратных километров (т.е. выполнены условия, позволяющие скорректировать хаотическую пространственную составляющую погрешности моделирования, см. раздел 4.4). Несмотря на это, результаты получились сильно различающимися. Так, разброс аномалий осадков в среднем составляет около 30%, для температуры воспроизведенные аномалии варьируют в пределах 2–3 °C (рис. 8.3). Причем, в некоторых регионах модели демонстрируют более согласованные результаты (например, в Австралии), в других различаются более сильно. Следует отметить, что причины этих различий заключаются не только в том, что по-разному воспроизведена реакция климата на усиление парникового эффекта, но в не меньшей степени она обусловлена тем, что модели неодинаково воспроизводят современное состояние климата, которое в экспериментах с удвоением  $\text{CO}_2$  используется в качестве контрольного, отсчетного уровня.

Для демонстрации "текущих" различий результатов нестационарного моделирования рассмотрим рис. 8.4. Здесь представлены ожидаемые при росте концентрации  $\text{CO}_2$  изменения температурного режима в конкретном районе Арктики. Видно, что модели, стартуя от одинаковых условий, демонстрируют неодинаковое поведение – модельный климат модели ЕСНАМ 3 к середине XXI в. оказывается для этого региона более теплым (на 2 °C), чем по данным двух других рассмотренных моделей.

Следовательно, можно констатировать, что надежность результатов прогнозирования на региональном уровне невысока, и

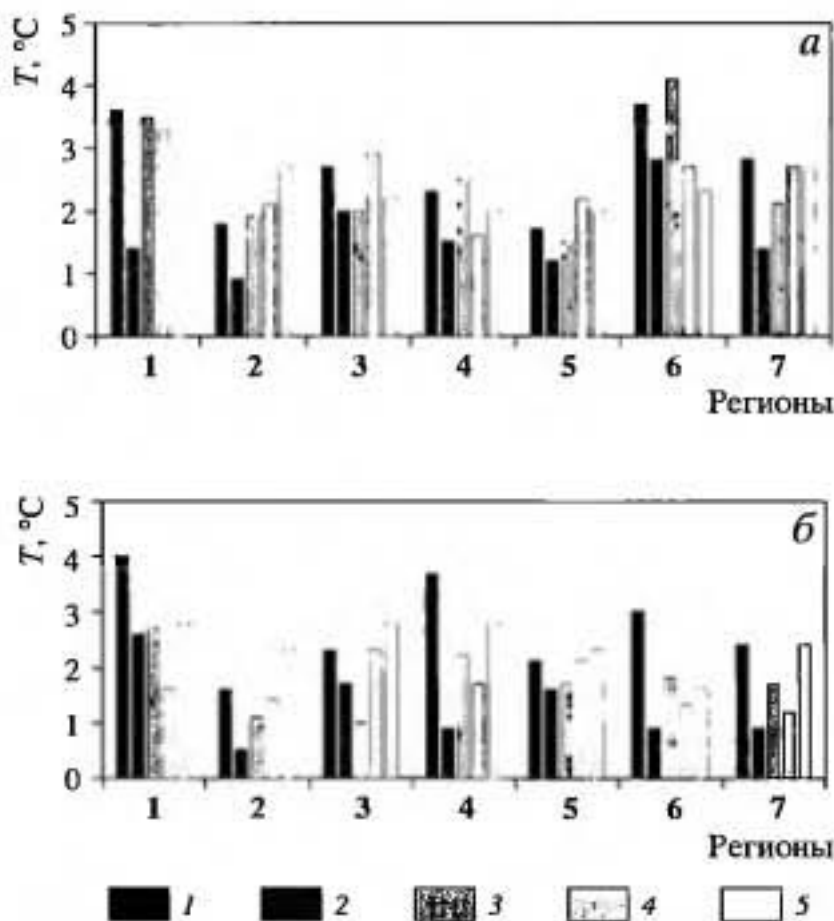


Рис. 8.3. Воспроизведенные различными моделями отклонения температуры для условий зимы (а) и лета (б) в отдельных регионах при удвоении концентрации CO<sub>2</sub> относительно современной

Регионы: 1 – центральная часть Северной Америки; 2 – Юго-Восточная Азия; 3 – Сахель; 4 – Южная Европа; 5 – Австралия; 6 – Северная Европа; 7 – Восточная Азия.  
 Модели: 1 – GFDL; 2 – NCAR; 3 – MRI; 4 – ECHAM 3; 5 – UKMO

путь эволюции климата конкретного региона оказывается во многих аспектах неопределенным. При этом и решение многих конкретных проблем развития сельского хозяйства, промышленности и энергетики невозможно. Некоторые пути решения этой проблемы – проблемы "даунскейлинга" – уже обсуждались (см. раздел 4.3). В частности, указывалось на перспективность использования для этих целей региональных климатических моделей и других подходов. Кроме этого, неопределенность результатов моделирования оставляет возможным использование и метода аналогов как возможного альтернативного подхода.

Как неоднократно было отмечено, далеко не все величины, требующиеся для характеристики изменений природной среды и экономического прогноза, рассчитывают непосредственно в климатических моделях. Существует проблема перехода от общих климатических показателей (среднемесячная температура, сумма осадков за месяц, разность "осадки минус испарение"), тради-

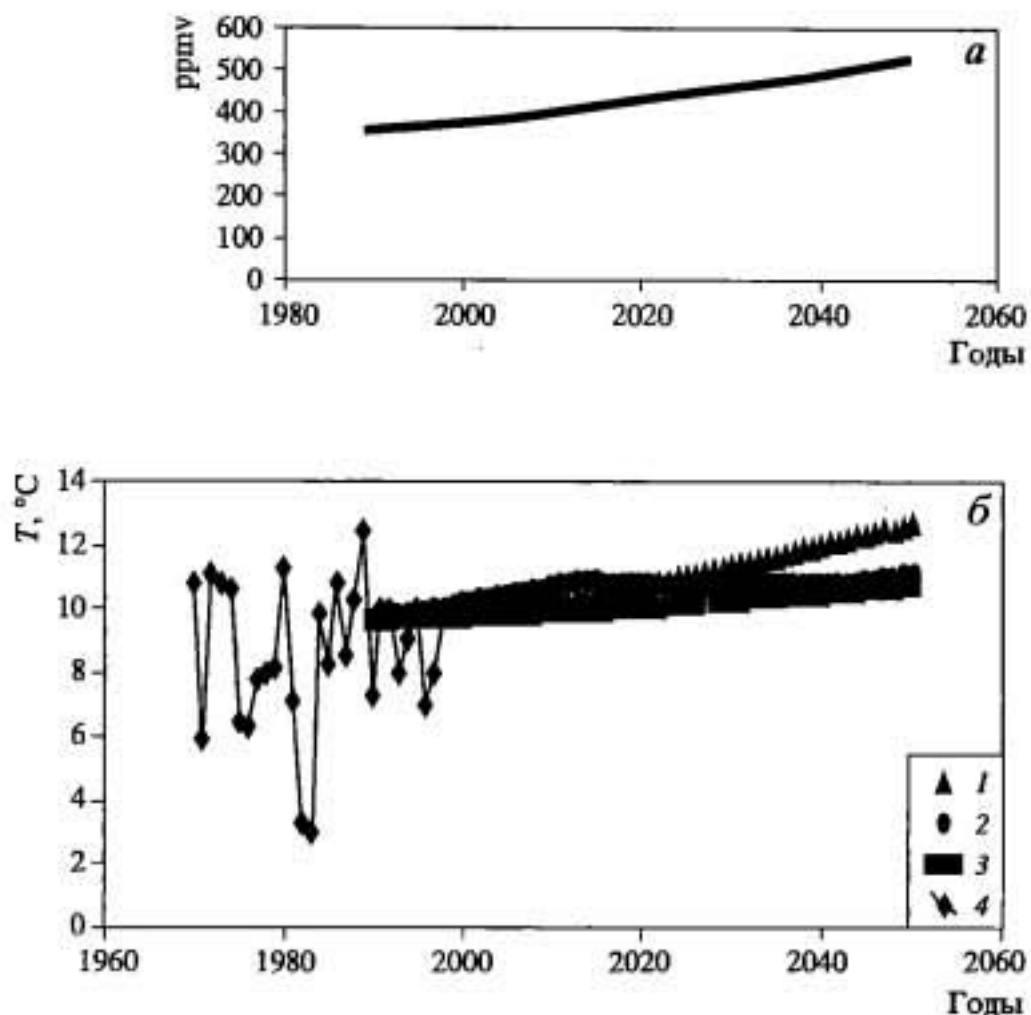


Рис. 8.4. Прогнозируемый рост концентрации CO<sub>2</sub> (а) и прогноз (от 1990 г.) изменений температур июня для центральной части Кольского п-ва (б) по моделям GFDL (1), UKMO (2) и ECHAM 3 (3); 4 – данные измерений в г. Кировске, центральная часть Кольского п-ва (1970–1999 гг.)

ционно рассчитываемых в моделях, к индикаторам состояния некоторых компонентов природной среды.

Так, при решении задач, направленных на исследование влияния климата на водные ресурсы, необходима информация о компонентах водного баланса территории и прогнозе их динамики. Наибольшие сложности вызывает расчет изменений испарения, влажности почвы, мощности снегового покрова и его таяния, запасов подземных вод и, наконец, подземного и поверхностного стока. Все эти величины традиционно рассчитываются в МОЦА, состыкованной с развитой моделью деятельного слоя суши, однако точность рассчитываемых величин недостаточно хороша. Поэтому предложен специальный подход, основанный на использовании получаемых из моделей (или на основе методов аналогов) величин, отличающихся достаточной надежностью (температура, осадки, влажность воздуха, радиационный баланс). Далее на их основе с использованием спе-



циальных моделей водного баланса территорий осуществляется прогноз гидрологического режима рек, озер, водохранилищ и подземных вод.

При исследовании влияния изменений климата на состояние вечной мерзлоты требуется информация, прежде всего, о суммах температур за теплый/холодный сезон и средняя температура за год, которая используется в качестве индикаторов состояния пространственного распределения многолетнемерзлых пород (см. раздел 1.1). Эти величины могут быть непосредственно определены в рамках МОЦА, однако детализация результатов по территории выполняется на основе специальных геокриологических моделей.

При рассмотрении влияния климатических изменений на сельское хозяйство, лесные ресурсы и др. требуется знание биоклиматических параметров. Они также строятся на основе надежно рассчитываемых величин: это суммы температур за период вегетации; суммы температур при температурах выше определенного значения; показатели увлажнения (как отношение суммы осадков к дефициту влажности воздуха) и др. Реже используются непосредственно получаемые из МОЦА значения влагосодержания почвы, фотосинтетически активной радиации, экстремумы температуры и режима влажности.

Таким образом, влияние климатических изменений на те или иные природные процессы редко оценивается непосредственно по результатам моделирования в рамках глобальных моделей. Как правило, эти величины используются как входные параметры в специализированные модели (геокриологические, воднобалансовые, биогеографические и др.), в которых и рассчитываются интересующие потребителей изменения. Причем, в качестве входных параметров стараются использовать величины, наиболее надежно рассчитываемые в МОЦА. Чаще всего специализированные модели отдельных процессов дают равновесную оценку ожидаемого отклика, т.е. эффекты инерционности с их помощью не могут быть получены. Для их учета требуется дополнительная корректировка результатов, основанная на априорном знании того, за какое время может происходить запаздывание реакции.

## 8.2. СОСТОЯНИЕ КЛИМАТА БЛИЖАЙШЕГО БУДУЩЕГО (50–100 лет)

Базовым положением, лежащим в основе методологии климатического прогноза, является представление о том, что современные изменения климата во многом определяются антропогенными факторами. Поэтому климатический прогноз развивается в соответствии со сценариями предстоящих изменений содержания в атмосфере парниковых газов и тропосферных аэрозолей. Эти сценарии, представляющие собой, в конечном счете, экспертные оценки, строятся на основе демографических прогнозов, оценок вероятного экономического роста, темпов потребления ископаемого топлива. На рис. 8.5 представлены графики, характеризующие изменения во времени темпов выбросов в атмосферу углерода, и результирующее изменение концентрации углекислого газа в ближайшие 100 лет. Прогнозируемые изменения термического режима представлены на рис. 8.6. Из представленных результатов следует, что ожидаемое возрастание глобально-осредненной температуры в ближайшие 100 лет составит примерно 1–2,5 °С.

Этот интегральный эффект складывается из сложной пространственно-временной картины аномалий. Модели, использовавшиеся для прогностических экспериментов, показывают качественно одинаковые результаты – наивысшее повышение температуры будет иметь место в высоких широтах Северного полушария. В сезонном ходе аномалия наиболее велика поздней осенью и зимой – этот эффект объясняется действием обратной связи с снежноледовым покровом – он устанавливается позже, что обеспечивает дополнительный нагрев этих регионов. В летнее время нагревание не так велико – термическая инерция океана и затраты тепла на таяние препятствуют существенному росту температуры в это время. Количественно результаты моделирования различаются весьма сильно, оказываясь чувствительными к деталям параметризации, принятым в различных моделях.

Учет роста аэрозольной компоненты несколько снижает эффект нагрева высоких широт. Тем не менее, аномалии зимних температур над северной частью Северной Америки и Евразией составляют около 4 °С (рис. 8.7). Летние температуры мало отличаются от современных. В тропиках увеличиваются температуры над материками (наиболее существенно над Африкой), причем в декабре–феврале этот эффект выражен отчетливее, чем в июне–августе. Над океанами произойдет слабое увеличение температуры; исключением являются зоны субтропиков и

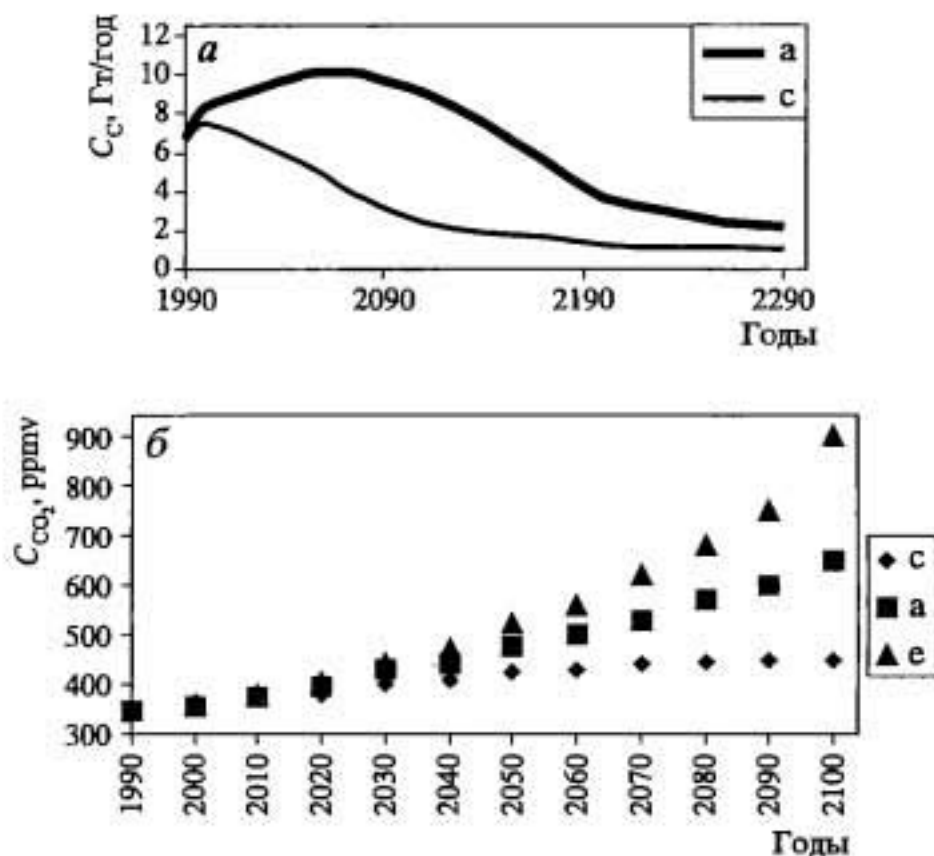


Рис. 8.5. Сценарии а и с (IPCC, 1996) антропогенных выбросов углерода (а) и изменения концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере (б) в соответствии со сценариями е, а и с

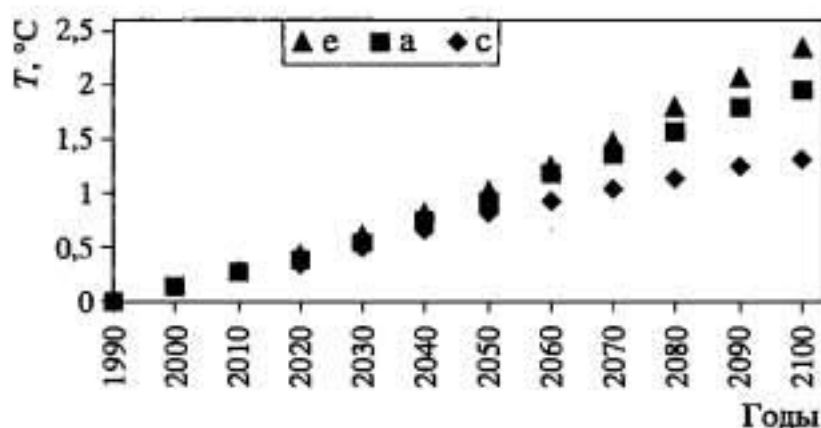
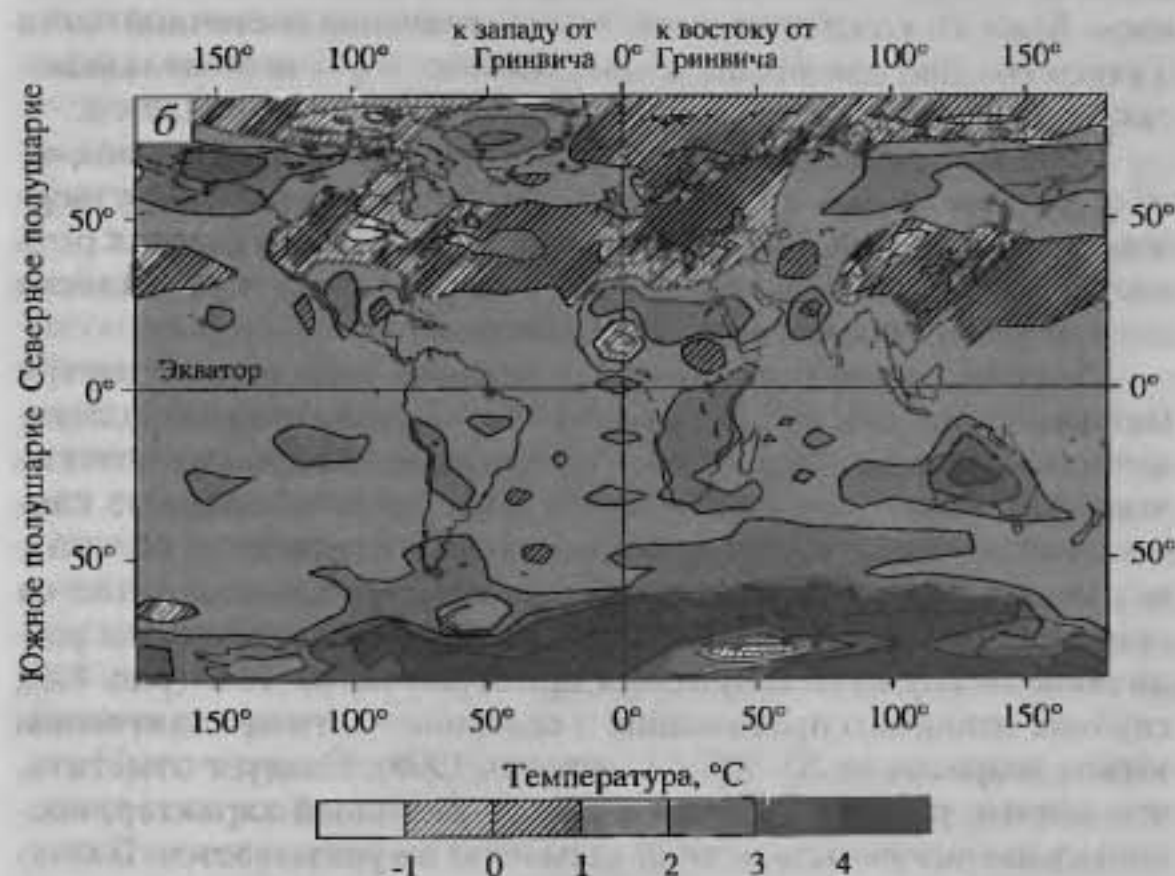
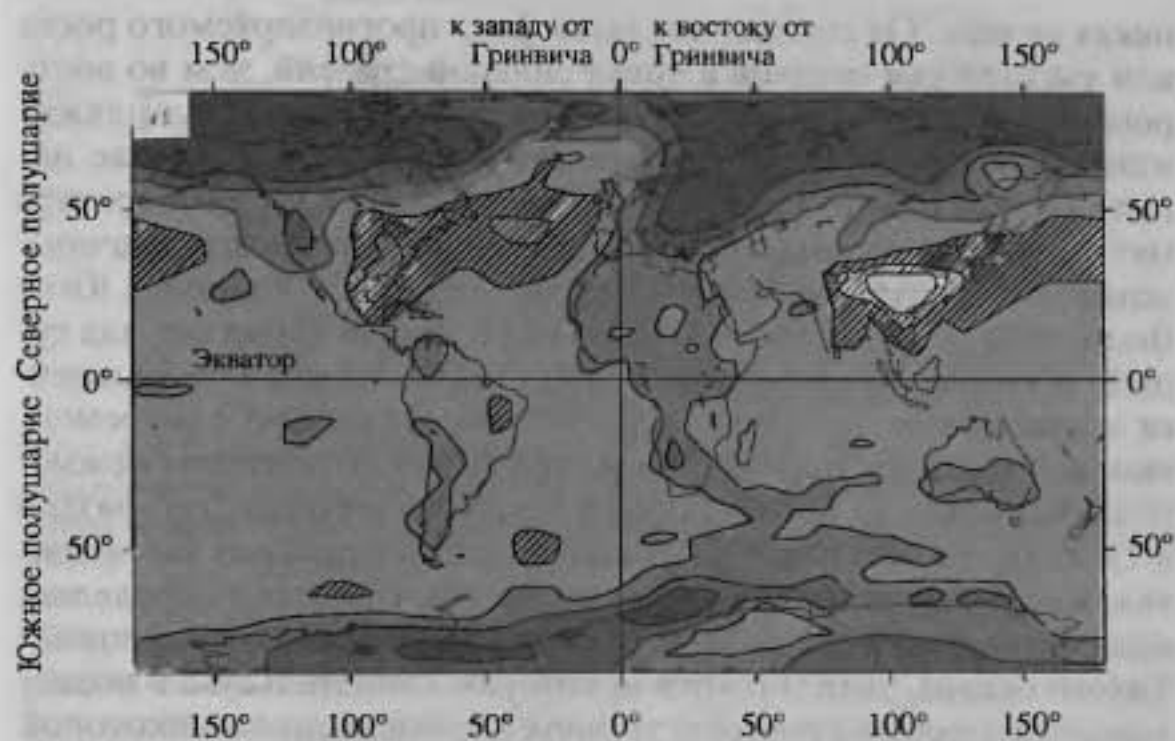


Рис. 8.6. Изменения глобально осредненной температуры в соответствии с определенными сценариями роста содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере (е, а, с – см. на рис. 8.5)

умеренных широт Северного полушария, где отличия температуры от современной будут невелики.

Общее количество осадков, как ожидается, возрастет. Наибольшие изменения произойдут в высоких широтах и в умеренной зоне над материками – здесь не ожидается больших абсолютных приращений осадков, но относительные изменения будут существенны для условий увлажнения. Ситуация в тро-





**Рис. 8.7.** Прогнозируемое на основе модельного эксперимента (модель ЕСНАМ 3) отклонение температуры воздуха (°С) в 2040–2049 гг. от доиндустриального ее состояния (1880–1889 гг.) за счет роста концентрации парниковых газов и тропосферных аэрозолей  
*а* – среднее для декабря, января и февраля; *б* – среднее для июня, июля и августа

никах не ясна. Оказалось, что здесь факт прогнозируемого роста или уменьшения осадков в более сильной степени, чем во внетропических регионах, зависит от того, учтено или нет выхолаживание атмосферы за счет сульфатных аэрозолей. В случае использования одного только роста содержания  $\text{CO}_2$  температура материков растет сильнее, чем океанов, и в результате значительно усиливаются муссонные циркуляции Африки и Южной и Юго-Восточной Азии. Аэрозоль уменьшает летние аномалии над сушей, температурный градиент между морем и сушей уменьшается и муссоны не интенсифицируются по сравнению с современным состоянием. Это обстоятельство, вместе с большим межмодельным разбросом результатов прогноза осадков (см. раздел 8.1), не позволяет пока дать окончательный прогноз эволюции увлажнения тропиков. Также трудно пока сделать определенные выводы об изменении структуры поля осадков в тропиках Тихого океана, хотя имеются некоторые свидетельства в пользу того, что здесь их пространственная картина будет в некоторой степени приближаться к типичной для теплой стадии Эль-Ниньо – Южного колебания, поскольку нагревание восточной части Тихого океана, как предсказывается некоторыми модельными экспериментами, пойдет быстрее, чем его западных областей.

Развитие глобального потепления приведет к существенному сокращению горного оледенения. Можно определенно утверждать, что в новых, более теплых климатических условиях речь идет о глобальной деградации и в перспективе практически полном уничтожении горного оледенения.

Развивающееся потепление, отчетливо выраженное внутри материков (см. рис. 8.7), должно вызвать тенденцию деградации вечной мерзлоты. Используя равновесные геофизиологические модели, можно трансформировать температурные данные климатического моделирования в показатели состояния многолетнемерзлых грунтов. Практически по всем моделям получается примерно одинаковый результат – площади криолитозоны различной сомкнутости сократятся примерно на 10–15% (рис. 8.8), глубина сезонного протаивания в северной части криолитозоны может возрасти на 20–30% (Анисимов, 1998). Следует отметить, что данные результаты имеют иллюстративный характер, поскольку инерционность вечной мерзлоты не учитывается. Важно подчеркнуть, что активная деградация вечной мерзлоты может происходить там, где среднегодовая температура воздуха стабильно превысит  $0^\circ\text{C}$  (см. раздел 1.1).

Вопрос о будущей эволюции Антарктиды и Гренландии неясен. Как уже отмечалось, вблизи их побережий потепление сопровождается ростом температурных контрастов. Это приве-

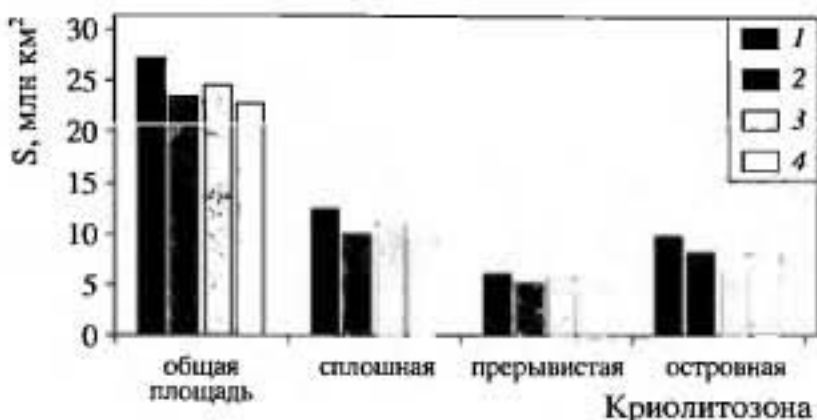


Рис. 8.8. Современная (1) и прогнозируемые на 2050 г. по данным численных экспериментов с различными моделями [GFDL (2), ECHAM (3), UKMO (4)] площади криолитозоны Северного полушария различной сомкнутости (Анисимов, 1998)

дет к усилению циклонической деятельности (которая будет усиливаться еще и за счет того, что теплый воздух в теплых секторах циклонов будет иметь более высокое влагосодержание, чем в настоящее время, и процессы выделения скрытого тепла, поддерживающие циклоническую завихренность, будут более эффективны). При этом будет происходить проникновение теплых масс внутрь ледниковых покровов и усиливающиеся осадки могут не только компенсировать, но и превзойти эффекты таяния и айсбергового стока.

Кроме рассмотренных путей эволюции криосферы, иногда высказывается гипотеза о возможности в условиях потепления катастрофического разрушения ледникового щита Западной Антарктиды. Как известно, под ним расположен архипелаг островов, и с точки зрения прочности конструкции он, конечно, менее надежен, чем базирующиеся на континентальном основании ледниковые покровы Гренландии и Восточной Антарктиды. Однако кроме умозрительной гипотезы никаких реальных доводов в пользу данной концепции не имеется. Напротив, по имеющимся палеоданным, подобного события никогда не было в истории Антарктики, несмотря на то, что теплые эпохи имели место и раньше.

Приток дополнительного количества талых вод в океан обеспечит рост его уровня. Этому же способствует непосредственное термическое расширение верхних слоев океана за счет растущих температур. Результирующие эффекты представлены на рис. 8.9. В соответствии со средним сценарием, подъем уровня должен составить к 2100 г. 49 см. Это очень высокие темпы роста – в последние 100 лет скорость роста была в два–три раза меньше. Как видно из рис. 8.9, преобладающий вклад в подъем уровня вносит расширение вод.



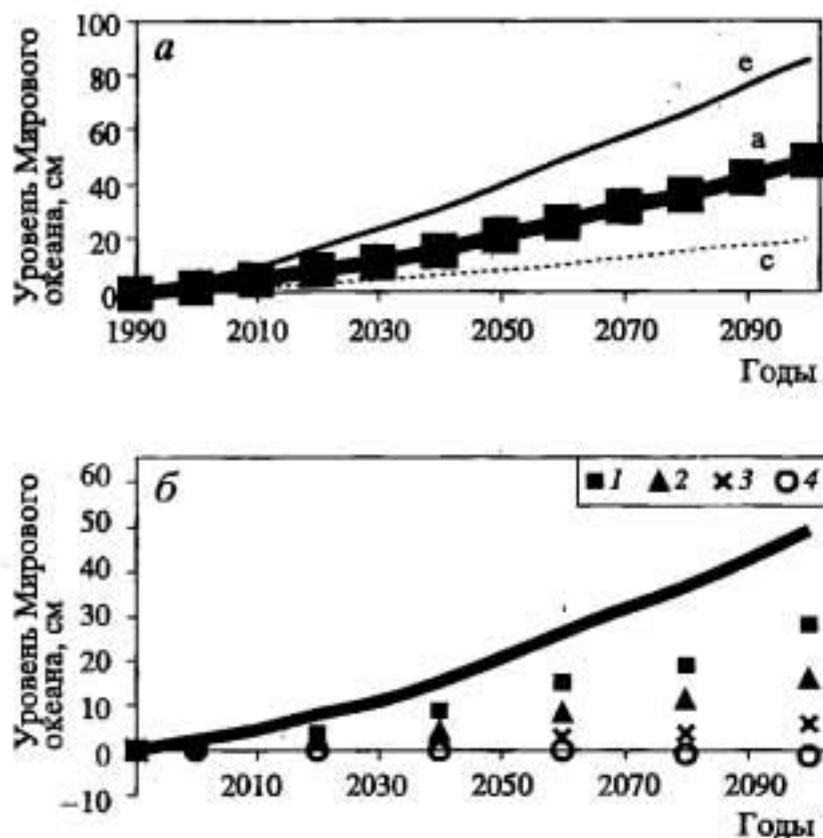


Рис. 8.9. Прогнозируемый рост уровня Мирового океана (а) в соответствии с различными сценариями будущих изменений концентрации в атмосфере  $\text{CO}_2$  и вклад различных факторов (б) в прогнозируемый подъем (для "среднего" сценария)

1 – термическое расширение вод; 2 – таяние горных ледников; 3 – таяние льдов Гренландии; 4 – таяние льдов Антарктиды. а, б, с – см. на рис. 8.5

Таким образом, можно достаточно уверенно диагностировать следующие явления, генетически связанные с нарастающим в XXI в. потеплением климата. Прежде всего, надо отметить рост зимних температур на материках в высоких и средних широтах. Далее, разовьется устойчивая тенденция деградации горного оледенения и вечной мерзлоты, сокращение площадей, занимаемых морскими льдами и снежным покровом на материках, уменьшение продолжительности их существования в течение года. Согласно имеющимся оценкам, будет иметь место общее увеличение осадков, однако географическое распределение аномалий пока известно недостаточно надежно, возможно, некоторый рост будет иметь место в высоких и средних широтах. Важнейшим интегральным результатом как потепления, так и изменений в криосфере станет повышение уровня океана.

Помимо чисто гидрометеорологических эффектов, следует отметить, что в ответ на потепление климата постепенно произойдут некоторые изменения растительного покрова. Происходящее при этом комплексное изменение свойств подстилающей поверхности может оказать важное влияние на тепловлагообмен

с атмосферой и в результате сказаться на состоянии климата. Оценки эффекта изменений свойств поверхности суши за счет названного процесса, выполненные на МОЦА Хэдлевского центра Великобритании, показали (Terrestrial..., 1996), что за счет этой обратной связи результирующие (равновесные) изменения температуры будут наиболее существенны во всей Сибири, в Монголии и Северном Китае, на Дальнем Востоке; частично в Средней Азии и на Индостане – здесь среднегодовые аномалии положительны и составляют приблизительно 0,3–1 °С. В зоне Сахеля и южной части Сахары, на юге Аравийского полуострова и в южной части Восточно-Европейской равнины моделирование показало тенденцию к снижению температуры на такую же величину.

Названные эффекты в основном представляют собой изменения планетарного масштаба. Даже на этом глобальном уровне разброс в оценках, определяемый, прежде всего, неясностью сценариев развития мировой экономики и общества, достаточно велик. Переход к климатическим прогнозам регионального уровня отличается еще большей неопределенностью. Здесь, помимо прочего, свой вклад в погрешность вносят существенные на данном пространственном масштабе ошибки моделирования.

Рассмотрим некоторые закономерности предстоящих изменений климата России. Следует сразу отметить, что речь может идти далеко не о всех проявлениях глобальных климатических изменений, а только о тех, которые достаточно уверенно диагностируются.

Как уже было отмечено, одним из проявлений глобального потепления в умеренных широтах материков (в том числе и на территории России) является рост среднегодовых значений температуры, причем главную роль играет повышение зимних температур. Следствием этого является тенденция сокращения всех типов мерзлоты. При прогнозируемых темпах потепления, скорость смещения к северу границы криолитозоны в ближайшие десятилетия может составить 1–1,5 км/год в Западной Сибири и порядка 3 км/год в Восточной Сибири (Анисимов, 1998). Следует иметь в виду, что этот факт, выведенный феноменологически простым сдвигом по территории некоторого интегрального индекса, представляет собой, на самом деле, сложный процесс, прогнозирование которого требует более развитой методологии.

Одним из важнейших следствий глобального потепления могут стать изменения гидрологического режима рек, озер, водохранилищ и подземных вод. Их оценка выполняется традиционным образом – данные моделирования и сведения,

почерпнутые из метода аналогов вводятся как входные значения в специальные модели водного баланса территорий.

Таким путем были оценены, в частности, ожидаемые изменения стока отдельных рек. Рассмотрим Волгу, Днепр и Енисей. Входными данными послужили результаты моделирования (по моделям ECHAM 1, GFDL, UKMO), а также некоторые данные аналогов (Алферов и др., 1998). Естественно, что все эти результаты дали несколько различные оценки – так, согласно модельному прогнозу GFDL, соответствующему удвоенному содержанию  $\text{CO}_2$ , в бассейнах Волги и Днепра осадки должны увеличиться на 15% от их нынешней нормы, тогда как по прогнозу UKMO – на 35%. Для бассейна Енисея эти же модели дают увеличение осадков на 20 и 40% соответственно. По всем моделям ожидается и рост температуры, однако количественные оценки аномалий расходятся в два раза.

Откликом на эти изменения будет рост годового стока рассматриваемых рек на 20–30%. Внутригодовое распределение стока станет менее резким для Волги и Днепра (уменьшится максимальная величина стока в половодье и возрастет сток в межень); у Енисея каких-либо изменений внутригодового распределения стока не ожидается.

Представленные оценки относятся к равновесному состоянию климата, отвечающему удвоенному содержанию  $\text{CO}_2$  в атмосфере. Как было показано ранее, в нестационарных модельных экспериментах аномалии получаются не столь большие, как в стационарных экспериментах. Поэтому представленные цифры должны быть несколько уменьшены, т.е. их надо рассматривать не столько как количественный показатель, сколько как свидетельство существования определенной тенденции.

Влияние глобального потепления скажется на лесной растительности России. Во-первых, повысится продуктивность лесных экосистем, скорость роста деревьев и процесс естественного восстановления лесов (Алферов и др., 1998). Ожидаемые изменения климата скажутся на видовом составе хвойных пород – некоторое преимущество получит сосна по сравнению с лиственницей, положение ели улучшится на севере и ухудшится в южных регионах. Соотношение мелколиственных пород останется в целом стабильным, некоторое преимущество получит береза по сравнению с осинкой.

Во-вторых, ожидается, что граница леса будет продвигаться к северу, захватывая территорию тундры. В условиях Заполярья, геосистемы которого относятся к группам гумидных и экстрагумидных, лимитирующим фактором развития растительного покрова является тепло, причем определяющую роль играет



теплообеспеченность вегетационного периода. Реакция растительности фиксирует лишь долговременные климатические изменения, так как за счет фактора устойчивости геосистем короткопериодные изменения компенсируются достаточно быстро. Таким образом, реакция растительного покрова не синхронна изменениям климата, временной лаг для границы лесотундровой зоны составляет, например для Лапландии, около 30 лет (Mattsson, 1996).

Согласно имеющимся данным (Горшков и др., 1997; Кошкарлова и др., 1997), при ожидаемом глобальном изменении климата скорость расселения древесной растительности будет несколько выше современной, но не достигнет голоценовых значений, т.е. составит 100–200 м/год, допуская для отдельных пород отклонения как в большую, так и в меньшую сторону.

Леса при потеплении будут расселяться в горах выше существующей границы. Однако здесь этот процесс может сдерживаться дефицитом семян древесных растений, распространение которых в горах осуществляется ветром. Водные потоки, важные поставщики семян на нелесные территории на равнинах, в горных условиях не могут выполнять эти функции выше существующей границы лесов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современная климатология развивается очень быстро. Ее успехи связаны с совершенствованием моделирования климата в сочетании с глубоким анализом эмпирического материала (изучение климатов прошлого и мониторинг современных изменений окружающей среды). Это позволило создать достаточно строгие концепции, объясняющие генезис изменений климата различного масштаба. Важным результатом явилось доказательство того, что современные модели климата способны правильно воспроизводить тонкие эффекты – отклики климатического режима на те сравнительно небольшие изменения радиационных факторов, которые оказывают важное влияние на климатические изменения. То есть, модели климата как средство изучения климатических изменений адекватны сущности задачи.

Быстрое развитие науки проявляется в постоянном углублении и обновлении существующих концепций и представлений. Тем не менее, можно выделить наиболее важные результаты.

Дивергенция эволюционного пути развития климатов Земли, Марса и Венеры была предопределена расстоянием до Солнца и зависела от особенностей планетного вулканизма.

В изменениях климата Земли за последние 0,5–1 млн лет определяющую роль играли орбитально-инициированные колебания притока солнечной радиации (механизм Миланковича), усиливаемые обратной связью с содержанием  $\text{CO}_2$  в атмосфере.

Изменение климата XIX–XXI вв., главной особенностью которого является глобальное потепление нижней тропосферы, складывается под влиянием роста концентрации парниковых газов и увеличения солнечной постоянной. Их влияние частично сглаживается воздействием сульфатных аэрозолей естествен-

ного и антропогенного происхождения. На фоне этих изменений в климатической системе реализуются стохастические автоколебания с характерной ритмичностью в 20–30 лет.

Развивается объективная методология климатического прогноза (как компонент прогноза состояния окружающей среды), которая уже в настоящее время обеспечивает важные в практическом отношении результаты.



## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Список глобальных климатических (атмосферных) моделей, встречающихся в книге\*

Аббревиатура модели	Организация	Страна	Разрешение модели**
BMRC	Bureau of Meteorology Research Centre	Австралия	R21L9
CCC2	Canadian Center for Climate Modeling and Analysis	Канада	R32L10
CCM1	National Center for Atmospheric Research Climate community	США	R15L12
CCM3	National Center for Atmospheric Research Climate community	США	T42L18
CCSR1	Center for Climate System Research	Япония	T21L20
CNRM2	Centre National de Recherches Meteorologiques	Франция	T31L19
CSIRO	Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation	Австралия	R21L9
ECHAM3	Max-Planck Institute fur Meteorologie	Германия	T42L19
GENESIS2 (GEN2)	National Center for Atmospheric Research	США	T31L18
GFDL	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory	США	R30L20
GISS	Goddard Institute for Space Studies	США	72x46L9

\* Более подробное описание моделей можно найти в Интернете по адресу: <http://www-pcmdi.llnl.gov>

\*\* Горизонтальное разрешение – приведены спектральные моды (T или R) или число узлов широтно-долготной сетки; L – число вертикальных уровней.

Аббревиатура модели	Организация	Страна	Разрешение модели
INM (ИВМ РАН)	Институт вычислительной математики Российской академии наук	Россия	72×46L21
LMD4 (LSCE)	Laboratoire de Meteorologie Dynamique, Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement	Франция	48×36L11
LMD5 (LSCE)	Laboratoire de Meteorologie Dynamique, Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement	Франция	64×50L11
MR12	Meteorological Research Institute	Япония	72×46L15
MSU	Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова	Россия	24×18L3
UGAMP	Universities Global Atmospheric Modeling Programme	Великобритания	T42L19
UIUC11	University of Illinois Urbana-Champaign	США	72×46L11
UKMO	UK Meteorological Office	Великобритания	96×73L19
YONU	Yonsei University	Корея	72×46L8

## ЛИТЕРАТУРА

- Аверкиев А.С., Беликова Г.И., Белянцев М.А.* и др. Взаимодействие океана и атмосферы (лабораторный практикум). Л.: Гидрометеиздат, 1989. 200 с.
- Агекян Т.А.* Теория вероятностей для астрономов и физиков. М.: Наука, 1974. 264 с.
- Алексеев В.А., Залесный В.Б.* Численная модель крупномасштабной динамики океана // Вычислительные процессы и системы. М.: Наука, 1993. С. 232–252.
- Алексеев В.А., Володин Е.М., Галин В.Я.* и др. Моделирование современного климата с помощью атмосферной модели ИВМ РАН: Описание модели А5421 версии 1997 года и результатов эксперимента по программе АМІР II. Препринт. М., 1998. С. 240.
- Алферов А.М., Бусаров В.Н., Менжулин Г.В.* и др. Влияние глобальных изменений природной среды и климата на функционирование экономики России. М.: УРСС, 1998. 104 с.
- Анисимов О.А.* Изменение климата в области криолитозоны северного полушария и оценка его последствий: Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. СПб., 1998. 37 с.
- Антропогенные изменения климата / Ред. М.И. Будыко, Ю.А. Израэль. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 408 с.
- Арнольд В.И.* Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1984. 272 с.
- Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
- Бакулин П.И., Кононович Э.В., Мороз В.И.* Курс общей астрономии. М.: Наука, 1983. 560 с.
- Бас Ч.* Роль оксанов в углеродном цикле // Углекислый газ в атмосфере. М.: Мир, 1987. С. 43–67.
- Белов П.Н., Борисенков Е.П., Панин Б.Д.* Численные методы прогноза погоды. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 376 с.
- Блатов А.С., Тужилкин В.С.* Среднемасштабные вихри и синоптическая изменчивость в Мировом океане // Итоги науки и техники. Сер. Океанология. 1990. Т. 8. 248 с.
- Блюм Н.С., Сафарова С.А.* Прогнозы по палеоклиматическим сценариям // Природа. 1991. № 6. С. 68–69.



*Болин Б.* Какое количество CO<sub>2</sub> останется в атмосфере? // Парниковый эффект, изменение климата и экосистемы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. С. 134–195.

*Борзенкова И.И.* Изменение климата в кайнозое. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 247 с.

*Борисенков Е.П.* Климат и деятельность человека. М.: Наука, 1982. 134 с.

*Будыко М.И.* О происхождении ледниковых эпох // Метеорология и гидрология. 1968. № 11. С. 3–12.

*Будыко М.И.* Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 352 с.

*Будыко М.И., Ронов А.Б., Яншин А.Л.* История атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 209 с.

*Булыгина О.Н., Коршунова Н.Н., Кузнецова В.Н.* и др. Анализ изменчивости климата на территории России в последние десятилетия // Тр. ВНИИГМИ-МЦД. 2000. Вып. 167. С. 3–15.

*Булыгина О.Н., Коршунова Н.Н., Разуваев В.Н.* и др. Изменчивость экстремальных климатических явлений на территории России // Там же. С. 16–32.

*Бышев В.И., Лебедев М.М.* Вероятностный отклик атмосферы Северного полушария на события Эль-Ниньо // Океанология. 2000. Т. 40. С. 573–681.

*Ваганов Е.А., Бриффа К.А., Наурызбаев М.М.* и др. Длительные климатические изменения в арктической области Северного полушария // Докл. РАН. 2000. Т. 375. С. 103–106.

*Варущенко С.И., Варущенко А.Н., Клизе Р.К.* Изменение режима Каспийского моря и бессточных водоемов в палеовремени. М.: Наука, 1987. 255 с.

*Варущенко С.И., Тарасов П.Е.* Ландшафтно-климатические условия аридных районов Северного полушария в период бореального потепления // Водные ресурсы. 1992. № 4. С. 47–50.

*Васильчук Ю.К.* Изотопно-кислородный состав подземных льдов. М., 1992. Т. 1, 420 с. Т. 2, 246 с.

*Величко А.А.* Соотношение изменений климата в высоких и низких широтах Земли в позднем плейстоцене и голоцене // Палеоклиматы и оледенения в плейстоцене. М.: Наука, 1989. С. 5–19.

*Величко А.А.* Глобальные изменения климата и реакция ландшафтной оболочки // Изв. АН СССР. Сер. геогр. 1991. № 5. С. 5–22.

*Величко А.А., Беляев А.В., Георгиади А.Г., Климанов В.А.* Реконструкция климатических условий и речного стока Северного полушария в оптимумы микулинского межледниковья и голоцена // Водные ресурсы. 1992. № 4. С. 34–42.

*Величко А.А., Борисов О.К., Климанов В.А.* Пространственная дифференциация в распределении атмосферных осадков при глобальных потеплениях разного масштаба // Докл. РАН. 1998. Т. 362. С. 687–690.

*Величко А.А., Климанов В.А.* Климатические условия Северного полушария 5–6 тыс. лет назад // Изв. АН СССР. Сер. Геогр. 1990. № 5. С. 38–52.

*Величко А.А., Климанов В.А., Беляев А.В.* Каспий и Волга 5,5 и 125 тыс. лет назад // Природа. 1987. № 3. С. 60–66.

*Величко А.А., Кременецкий К.В., Борисова О.К.* и др. Оценка эмиссии метана в позднем плейстоцене и голоцене (за последние 150 тыс. лет) // Метеорология и гидрология. 1997. № 3. С. 24–38.

*Величко А.А., Фаустова М.А.* Оледенения восточно-европейского региона СССР // Палеоклиматы и оледенения в плейстоцене. М.: Наука, 1989. С. 137–146.

*Вербицкий М.Я., Чаликов Д.В.* Моделирование системы ледники–океан–атмосфера. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 134 с.

*Вернадский В.И.* Живое вещество и биосфера. М.: Наука, 1994. 192 с.

Взаимодействие оледенения с атмосферой и океаном. М.: Наука, 1987. 248 с.

*Винников К.Я.* Чувствительность климата. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 224 с.

*Георгиевский В.Ю., Ежов А.В., Шалыгин А.Л.* и др. Оценка влияния возможных изменений климата на гидрологический режим и водные ресурсы рек территории бывшего СССР // Метеорология и гидрология. 1996. № 11. С. 89–99.

*Герасимов И.П., Марков К.К.* Ледниковый период на территории СССР. М., 1939. 426 с. Тр. Ин-та географии. (Вып. XXXIII).

*Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986. Т. 1, 400 с. Т. 2, 415 с.

*Голицын Г.С.* Введение в динамику планетных атмосфер. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 103 с.

*Голицын Г.С.* Анализ законов сохранения для циркуляции атмосферы в переменных теории подобия // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана, 1976. Т. 12. С. 343–346.

*Голицын Г.С., Раткович Д.Я., Фортус М.И., Фролов А.В.* О современном подъеме уровня Каспийского моря // Водные ресурсы. 1998. Т. 25. С. 133–139.

*Горшков В.В., Баккал И.Ю., Ставрова Н.И.* Оценка эффекта возможного потепления климата на релаксацию характеристик лесных сообществ Севера // Докл. РАН. 1997. Т. 355. С. 414–417.

*Горшков С.П.* Неустойчивая биосфера и устойчивое развитие // Вестн. МГУ. Сер. геогр. 1998. № 1. С. 3–9.

*Горшков С.П., Минервин А.В.* Образование лёссовых пород – главная причина низкого содержания CO<sub>2</sub> в ледниковые эпохи // Геоэкология. 1993. № 6. С. 17–32.

*Гриббин Дж., Лем Г.Г.* Изменения климата за исторический период // Изменения климата. Л.: Гидрометеиздат, 1980. С. 102–121.

*Гросвальд М.Г.* Покровные ледники континентальных шельфов. М.: Наука, 1983. 216 с.

*Гросвальд М.Г.* Евразийские гидросферные катастрофы и оледенение Арктики. М.: Научный мир, 1999. 118 с.

*Гросвальд М.Г., Глебова Л.Н.* Субтропический Тибетский ледниковый покров // Изв. АН СССР. Сер. геогр. 1988. № 2. С. 95–106.

*Груза Г.В., Ранькова Э.Я.* Климатическая изменчивость повторяемости и продолжительности основных форм циркуляции в умеренных широтах Северного полушария // Метеорология и гидрология. 1996. № 1. С. 12–22.

*Гуцина Д.Ю., Петросяц М.А.* О связи температуры поверхности экваториальной части Тихого океана с циркуляцией скорости ветра в центрах действия атмосферы // Метеорология и гидрология. 1998. № 12. С. 5–22.

*Гуди Р., Уолкер Дж.* Атмосферы. М.: Мир, 1975. 172 с.

*Гулев С.К., Лаппо С.С.* Меридиональные потоки в океане и в атмосфере // Итоги науки и техники. Сер. Атмосфера, океан, космос. Программа "Разрезы". М.: ВИНТИ, 1986. Т. 6. 97 с.

*Данилов С.Д., Гурарий Д.* Квазидвумерная турбулентность // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. С. 921–968.

*Джеймс А.* Некоторые аспекты глобальной циркуляции атмосферы в январе и июле 1980 г. // Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988. С. 15–37.

*Дзердзеевский Б.Л.* Циркуляционные механизмы в атмосфере Северного полушария в XX столетии // Материалы метеорологических исследований. М., 1968. С. 180.

*Дикий Л.А.* Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 108 с.

*Дикинсон Р.Е.* Как изменится климат? // Парниковый эффект, изменение климата и экосистемы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. С. 242–304.

*Диких А.Н.* Исследование режима оледенения, ледниковых ресурсов и ледникового стока горной системы Тянь-Шаня: Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М., 1998. 32 с.

Динамика атмосферы, облачность и теплообмен в тропиках // Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Л.: Гидрометеиздат, 1983. Т. 7. 265 с.

*Добровольский С.Г.* Аномалии глобального тепловлагообмена // Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М., 1992. 46 с.

*Добролюбов С.А.* Оценка возможных изменений глобальной циркуляции вод океана // Метеорология и гидрология. 1996. № 12. С. 42–52.

*Добролюбов С.А., Ланно С.С.* Межокеанский глобальный конвейер // Выстоять и возродиться. М.: Наука, 1997. С. 54–62.

*Добрышман Е.М.* Динамика экваториальной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 288 с.

*Дроздов О.А.* О надежности использования аналогов прошлого для прогнозов водного режима на будущее // Водные ресурсы. 1992. Т. 19. С. 7–12.

*Дроздов О.А., Васильев В.А., Кобышева Н.В.* и др. Климатология. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 569 с.

*Дымников В.П.* О предсказуемости изменений климата // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. С. 741–751.

*Дымников В.П., Филатов А.Н.* Основы математической теории климата. М.: ВИНТИ, 1994. 256 с.

*Захаров В.Г.* Колебания ледников Антарктиды. М.: Аккоринформиздат, 1994. 128 с.

*Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А.* Теория равномерного распространения пламени // ДАН СССР. 1938. Т. 19, № 9. С. 693–697.

*Золотокрылин А.Н.* Климатическое опустынивание // Автореф. дис. ... д-ра географ. наук. М., 2001.

*Зилитинкевич С.С., Монин А.С.* Глобальное взаимодействие атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 24 с.

*Зубаков В.А.* Глобальные климатические события плейстоцена. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 250 с.

*Зубаков В.А., Борзенкова И.И.* Палеоклиматы позднего кайнозоя. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 250 с.

*Зубенок Л.И.* Испарение на континентах. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 264 с.

*Иваненко С.А.* Расчет течений в водоемах на криволинейных сетках. М.: ВЦ АН СССР, 1991. 66 с.

*Исаев А.А.* Статистика в метеорологии и климатологии. М.: Изд-во МГУ, 1988. 246 с.

*Исаев А.А., Клименко Л.В., Жильцова О.В.* Повторяемость "дождливых" и "сухих" синоптических процессов в бассейне Волги и водно-балансо-



вые характеристики Каспия в периоды относительной стабилизации устойчивого падения и роста его уровня // Вестн. МГУ. Сер. Геогр. 1995. № 1. С. 70–77.

*Казан Б.А., Цанкова И.А.* Пространственно-временная изменчивость меридионального переноса тепла в Мировом океане // Метеорология и гидрология. 1987. № 4. С. 66–71.

*Калинин Г.П.* Проблемы глобальной гидрологии. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 377 с.

*Калужинова Н.Л.* Изменения температуры воздуха и параметров оледенения Арктики и их взаимное влияние: Автореф. дис. ... канд. геогр. наук. М., 1999. 25 с.

*Кароль И.Л.* Введение в динамику климата Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 216 с.

Каспийское море. М.: Изд-во МГУ, 1969. 264 с.

*Кельчевская Л.С.* Влажность почв Европейской части СССР. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 183 с.

*Кесь А.С.* Естественная история Арала и Приаралья // Изв. РАН. Сер. Геогр. 1991. № 4. С. 36–46.

*Кислов А.В.* Теория климата. М.: Изд-во МГУ, 1989. 152 с.

*Кислов А.В.* Стохастическая модель пространственно-временного распределения влажности почвы на территории СССР в теплый период года // Метеорология и гидрология. 1991. № 3. С. 101–107.

*Кислов А.В.* Учет изменчивости начального состояния в стохастической модели влажности почвы // Метеорология и гидрология. 1991. № 8. С. 109–111.

*Кислов А.В.* Связь границы сезонного снежного покрова на континентах с температурой и влажностью воздуха // Метеорология и гидрология. 1994. № 8. С. 52–56.

*Кислов А.В.* Основы теории палеоклиматов плейстоцена и голоцена // Глобальные изменения природной среды. М.: Научный мир, 2000. С. 15–61.

*Кислов А.В.* Модели климата для географических исследований (качество результатов моделирования) // Вестн. МГУ. Сер. Геогр. 2001. № 1. С. 3–10.

*Кислов А.В., Кренке А.Н., Китаев Л.М.* и др. Воспроизводство моделью ИВМ РАН температуры, осадков и снежного покрова в рамках эксперимента AMIP II // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36, № 4. С. 446–462.

*Кислов А.В., Семенов Е.К.* Средняя меридиональная циркуляция в атмосфере тропиков // Метеорология и гидрология. 1989. № 3. С. 38–43.

*Кислов А.В., Суркова Г.В.* О модели регионального климата // Метеорология и гидрология. 1995. № 5. С. 23–31.

*Клиге Р.К.* Изменения глобального водообмена. М.: Наука, 1985. 247 с.

*Клиге Р.К., Данилов И.Д., Конищев В.Н.* История гидросферы. М.: Научный мир, 1998. 370 с.

*Клиге Р.К., Ковалевский В.С., Федорченко Е.А.* Влияние глобальных климатических изменений на водные ресурсы Волжского бассейна // Глобальные изменения природной среды. М.: Научный мир, 2000. С. 220–236.

*Климанов В.А.* Количественные характеристики климата Северной Евразии в позднеледниковье // Изв. РАН. Сер. геогр. 1990. № 4. С. 116–126.

*Климанов В.А.* Климат малого климатического оптимума на территории Северной Евразии // Докл. РАН. 1994а. Т. 335. С. 232–236.

*Климанов В.А.* Количественные характеристики климата Северной Евразии в аллереде // Докл. РАН. 1994. Т. 339. С. 533–537.

*Климанов В.А.* Климат Северной Евразии в позднеледниковье и голоцене (по материалам палинологических данных): Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М., 1996.

*Климанов В.А., Хотинский Н.А., Благовещенская Н.В.* Колебания климата за исторический период в центре Русской равнины // Изв. АН СССР. Сер. Геогр. 1995. № 1. С. 89–96.

*Клименко В.В., Климанов В.А.* Климат Северного полушария в Средневековый оптимум // Докл. РАН. 2000. Т. 371. С. 539–543.

*Коган М.Н.* Динамика разреженного газа. Кинетическая теория. М.: Наука, 1967. 440 с.

*Коломеев М.П., Никонов С.А., Сорокичкина О.С., Хмелевцов С.С.* Моделирование климатического отклика Северного полушария на извержение вулкана Пинатубо // Метеорология и гидрология. 1993. № 4. С. 15–18.

*Кондратьев К.Я., Москаленко Н.А.* Ключевые проблемы исследования планет Солнечной системы // Исследования космического пространства // М.: ВИНТИ, 1983. Т. 19. 72 с.

*Кондрашева Н.Ю., Кобак К.И.* Возможные изменения локализации природных зон Северного полушария при глобальном потеплении климата // Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. СПб.: Гидрометеиздат, 1996. Т. 16. С. 90–99.

*Косарев А.Н., Кураев А.В., Никонова Р.Е.* Особенности современных гидрологических условий Северного Каспия // Вестн. МГУ. Сер. Геогр. 1996. № 2. С. 47–53.

*Котляков В.М., Лориус К.* Изменения климата за последний ледниково-межледниковый цикл по данным ледяных кернов // Изв. АН СССР. Сер. Геогр. 1989. № 3. С. 5–16.

*Котляков В.М., Лориус К.* Глобальные изменения за последний ледниково-межледниковый цикл // Изв. АН СССР. Сер. Геогр. 1992. № 1. С. 5–22.

*Котляков В.М., Лориус К.* Четыре климатических цикла по данным ледяного керна из глубокой скважины "Восток" в Антарктиде // Изв. РАН. Сер. Геогр. 2000. № 1. С. 7–19.

*Кошкарлова В.Л., Ваганов Е.А., Кошкарлов А.Д.* Пространственно-временная динамика лесной растительности Субарктики Средней Сибири за последние 9 тыс. лет // Докл. РАН. 1997. Т. 355. С. 712–715.

*Краснопеев С.М.* Статистическая модель регионального климата: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1990. 19 с.

*Кренке А.Н., Чернавская М.М., Браздил Р.* и др. Изменчивость климата Европы в историческом прошлом. М.: Наука, 1995. 224 с.

*Кренке А.Н., Китаев Л.М.* Влияние Эль-Ниньо на снежный покров Северной Евразии // Изв. РАН. Сер. Геогр. 1999. № 1. С. 49–54.

*Кудрявцев В.А., Достовалов И.Н., Романовский Н.Н.* и др. Общее мерзлотоведение. М.: Изд-во МГУ, 1978. 453 с.

*Кукла Г.* Современные изменения площади снежного и ледяного покрова // Изменения климата. Л.: Гидрометеиздат, 1980. С. 160–179.

*Куликов К.А., Сидоренков Н.С.* Планета Земля. М.: Наука, 1977. 192 с.

*Курбаткин Г.П., Дегтярев А.И., Фролов А.В.* Спектральная модель атмосферы, инициализация и база данных для численного прогноза погоды. СПб.: Гидрометеиздат, 1994. 184 с.

*Ладьженская О.А.* Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М.: Физматгиз, 1961. 204 с.

*Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М.* Курс общей физики: Механика и молекулярная физика. М.: Наука, 1969. 400 с.

*Лебедева И.М.* Палеогляциологическая реконструкция позднеплейстоценового оледенения Тибетского нагорья // Изв. АН СССР. Сер. Геогр. 1989. № 2. С. 98–107.

*Лилиенберг Д.А.* Тенденция современной эндодинамики Каспия и изменения уровня моря // Докл. РАН. 1993. Т. 331. С. 745–750.

*Лию К.-Н.* Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.

*Логофет Д.О., Денисенко Е.А.* Принципы моделирования динамики растительности с учетом изменений климата // Журнал общей биологии. 1999. Вып. 60. С. 527–542.

*Лоренц Э.Н.* Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 259 с.

*Лысенко Е.В., Перов С.П., Семенов А.И.* и др. Многолетние тренды среднегодовой температуры на высотах 25–110 км // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 4. С. 435–443.

*Маров М.Я.* Планеты Солнечной системы. М.: Наука, 1981. 256 с.

*Марков К.К., Величко А.А.* Четвертичный период. М.: Недра, 1967. 440 с.

*Марков К.К., Добродеев О.П., Симонов Ю.Г., Суетова И.А.* Введение в физическую географию. М.: Изд-во МГУ, 1978. 191 с.

*Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.Б.* и др. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 320 с.

*Мезингер Ф., Аракава А.* Численные методы, используемые в атмосферных моделях. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 136 с.

*Мелешко В.П., Голицын Г.С., Володин Е.М.* и др. Расчет составляющих водного баланса на водосборе Каспийского моря с помощью ансамбля моделей общей циркуляции атмосферы // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. С. 591–599.

Метеорология верхней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 270 с.

Международные метеорологические таблицы. Обнинск, 1975. № 188. С. 94.

*Миркин Б.М., Наумова Л.Г.* О сукцессиях растительных сообществ // Экология. 1984. № 6. С. 3–11.

*Мичурин Б.Н.* Энергетика почвенной влаги. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 139 с.

*Монин А.С.* Введение в теорию климата. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 246 с.

*Монин А.С., Шишков Ю.А.* История климата. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 408 с.

*Монин А.С., Шишков Ю.А.* О пятилетней цикличности глобальной погоды // Докл. РАН. 1998. Т. 358. С. 395–398.

*Монин А.С., Шишков Ю.А.* Климат как проблема физики // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. С. 419–445.

*Мордкович В.Г.* Очерк сукцессионных проблем // Изв. СО АН СССР. Сер. Биол. науки. 1988. № 1. С. 13–24.

*Мороз В.И.* Физика планеты Марс. М.: Наука, 1978. 280 с.

*Мохов И.И.* О влиянии облачности на энергетический баланс климатической системы // Метеорология и гидрология. 1982. № 8. С. 34–39.



*Мохов И.И.* Температурная чувствительность площади криосферы Северного полушария // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. С. 136–144.

*Мохов И.И.* Диагностика структуры климатической системы. СПб.: Гидрометеиздат, 1993. 272 с.

*Муратова М.В.* Опыт географического прогноза региональных состояний природной среды высоких и средних широт Северного полушария при глобальных изменениях климата: Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М., 1991. 40 с.

*Мягков С.М.* Антарктида: Прошлое и будущее оледенения: М.: Изд-во МГУ, 1984. 160 с.

*Николаев В.И., Женони Л., Якумин П.* и др. Изотопно-геохимические исследования позднеплейстоценовой мегафауны Северной Евразии. М., 2000. 95 с.

*Николаенко А.В.* О долгопериодных изменениях уровня Каспийского моря // Водные ресурсы. 1997. Т. 24. С. 261–265.

*Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 414 с.

*Одум Ю.* Экология. М.: Мир, 1986. Т. 1. 328 с.

*Оорт А.Х.* Балансовые соотношения в земной климатической системе // Динамика климата. Л.: Гидрометеиздат, 1988. С. 91–113.

*Павлидис Ю.А., Ионин А.С., Щербаков Ф.А.* и др. Арктический шельф: Позднечетвертичная история как основа прогноза развития. М.: ГЕОС, 1998. 187 с.

*Пальмен Э., Ньютон Ч.* Циркуляционные системы атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 616 с.

*Панин Г.Н.* Испарение и теплообмен Каспийского моря. М.: Наука, 1987. 87 с.

*Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984. 812 с.

*Петросяниц М.А.* Синоптическая метеорология тропиков // Достижения в области гидрометеорологии и контроля природной среды. Л.: Гидрометеиздат, 1987. С. 129–159.

*Петросяниц М.А., Гущина Д.Ю.* Крупномасштабное взаимодействие глобальной циркуляции атмосферы с температурой поверхности экваториальной части Тихого океана // Метеорология и гидрология. 1998. № 5. С. 5–24.

*Поллак Дж.* Марс // Солнечная система. М.: Мир, 1978. С. 121–140.

*Попова В.В.* Структура многолетних колебаний атмосферных осадков на Русской равнине // Изв. РАН. Сер. Геогр. 1999. № 3. С. 40–50.

*Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.

Радиация в облачной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 280 с.

*Раткович Д.Я., Болгов М.В.* Исследование вероятностных закономерностей многолетних колебаний уровня Каспийского моря // Водные ресурсы. 1994. Т. 21. С. 389–404.

*Рейтенбах Р.Г., Стерин А.М., Оржеховская В.А.* Анализ текущих изменений температуры свободной атмосферы по радиозондовым данным глобальной сети // Метеорология и гидрология. 1998. № 11. С. 11–22.

*Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 614 с.

*Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 494 с.

*Рычагов Г.И.* Уровенный режим Каспийского моря за последние 10 000 лет // Вестн. МГУ. Сер. Геогр. 1993. № 2. С. 38–49.

- Свиточ А.А. Уровенный режим Каспийского моря по палеогеографическим данным // Водные ресурсы. 1997. Т. 24. С. 13–22.
- Сергин В.Я., Сергин С.Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата и оледенения Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 280 с.
- Сидоренков Н.С., Свиренко П.И. К вопросу о многолетних колебаниях атмосферной циркуляции // Метеорология и гидрология. 1983. № 11. С. 20–25.
- Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 336 с.
- Сорохтин О.Г., Ушаков С.А. Глобальная эволюция Земли. М.: МГУ, 1991. 446 с.
- Стерин А.М., Клещенко Л.К., Аристова Л.Н. Исследование статистических связей между аномалиями приземного климата в восточных районах России и явлением Эль-Ниньо (Южное колебание) // Тр. ВНИИГМИ-МЦД. 2000. Вып. 167. С. 68–88.
- Тарасов П.Е., Гунова В.С., Успенская О.Н. Уровни озер бассейна Волги как индикатор изменения климата в голоцене // Вестн. МГУ. Сер. Геогр. 1997. № 3. С. 36–41.
- Темам Р. Уравнения Навье–Стокса. М.: Мир, 1981. 408 с.
- Тропические муссоны // Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 9. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 340 с.
- Уильямс Г.П. Юпитер и сравнительное моделирование атмосфер // Динамика климата. Л.: Гидрометеиздат, 1988. С. 379–429.
- Флон Г. Основы геофизической модели оледенений // Изменения климата. Л.: Гидрометеиздат, 1980. С. 331–356.
- Фортус М.И. Об эквивалентном числе независимых наблюдений // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. С. 591–599.
- Фролов А.В. Динамико-стохастические методы многолетних колебаний уровня проточных озер. М.: Наука, 1985. 104 с.
- Фролов А.В., Важник А.И., Свиренко П.И., Цветков В.И. Глобальная система усвоения данных наблюдений о состоянии атмосферы: СПб.: Гидрометеиздат, 2000. 188 с.
- Хаберле Р.М. Климат Марса // В мире науки. 1986. № 7. С. 24–34.
- Хаин В.Е., Ломизе М.Г. Геотектоника с основами геодинамики. М.: Изд-во МГУ, 1995. 476 с.
- Хаин В.Е., Ясаманов Н.А. Парадокс позднепротерозойских оледенений и дрейф материков // Вестн. МГУ. Сер. Геол. 1987. № 1. С. 15–25.
- Хелд А. Теория стационарных и нестационарных вихрей во внетропической тропосфере // Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988. С. 143–189.
- Холопайнен Е. Нестационарные вихри в средних широтах: Наблюдения и интерпретация // Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988. С. 226–260.
- Хоскинс Б. Моделирование нестационарных вихрей и их воздействия на средний поток // Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988. С. 191–225.
- Хотинский Н.А. Голоцен Северной Евразии. М.: Наука, 1977. 250 с.
- Цанкова И.С. Пространственно-временная изменчивость меридионального переноса тепла в океанах // Метеорология и гидрология. 1988. № 1. С. 64–71.
- Чемберлен Д. Теория планетных атмосфер. М.: Мир, 1981. 352 с.

Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Иностран. л-ра, 1960. 510 с.

Шабалова М.В., Селяков К.И. Модель изменения региональных климатических характеристик, основанная на палеоклиматических данных // Метеорология и гидрология. 1993. № 7. С. 35–43.

Шебшаевич О.А. Об изменении широтного хода температур Северного полушария // Метеорология и гидрология. 1990. № 4. С. 57–62.

Шкловский И.С. Звезды, их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975. 368 с.

Aagaard K., Carmack E.C. The role of sea-ice and other fresh water in the Arctic circulation // J. Geoph. Res. 1989. Vol. 94(D). P. 14485–14498.

Anderson D.M., Webb R.S. Ice-age tropics revisited // Nature. 1994. Vol. 367. P. 548–551.

Andrews J.T., Tedesco K. Detrital carbonate rich sediments: Northwestern Labrador sea – implications for ice-sheet dynamics and iceberg rafting (Heinrich) events in the North Atlantic // Geology. 1992. Vol. 20. P. 1087–1090.

Arpe K., Bengtsson L., Golitsin G.S. et al. Connection between Caspian Sea level variability and ENSO // Geoph. Res. Lett. 2000. Vol. 27. P. 2693–2696.

Ash R.D., Knott S.F., Turner G. A 4-Gyr shock age for a martian meteorite and implications for the cratering history of Mars // Nature. 1996. Vol. 380. P. 57–59.

Atlas Tethys Palaeoenvironmental Maps / Ed. by J. Dercourt, L.E. Ricou, B. Vrielinck. P.: Gauthier-Villars, 1993. 307 с.

Baker V.R., Bunker R.C. Cataclysmic Late Pleistocene flooding from glacial lake Missoula: A review // Quaternary Sci. Rev. 1985. Vol. 4. P. 1–41.

Baker V.R., Strom R.G., Gulik V.C. et al. Ancient oceans, ice sheets and hydrological cycle on Mars // Nature. 1991. Vol. 352. P. 589–594.

Baker V.R., Benito G., Rudoy A. Palaeohydrology of Late Pleistocene superflooding Altay Mountains, Siberia // Science. 1993. Vol. 259. P. 348–350.

Barrett P.J., Elston D.P., Harwood D.M. et al. Mid-Cenozoic record of glaciation and sea-level change on the margin of the Victoria Land Basin // Geology. 1987. Vol. 15. P. 634–637.

Bassinot F.C., Labeyrie L.D., Vincent E. et al. The astronomical theory of climate and the age of the Brunhes-Matuyama magnetic reversal // Earth Planet. Sci. Lett. 1994. Vol. 126. P. 91–108.

Baughner J.F. The space-age solar system. Chichester: John Wiley & Sons, 1988. 427 p.

Berger A. Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic changes // J. Atmosph. Sci. 1978. Vol. 35. P. 390–403.

Berger A. Milankovitch theory and climate // Rev. Geoph. 1988. Vol. 26. P. 624–657.

Berger A. Astronomical theory of paleoclimates // European research course on atmospheres. Grenoble, 1994. Vol. 1. P. 411–452.

Berger A., Loutre M.F. Astronomical solutions for paleoclimate studies over the last 3 million years // Earth Plan. Sci. Lett. 1992. Vol. 111. P. 369–382.

Berner R.A., Lasaga A.C., Carrels R.M. The carbonate-silicate geochemical cycle and its effects on atmospheric carbon dioxide over the past 100 million years // Amer. J. Sci. 1983. Vol. 283. P. 641–683.

Betts A.K., Miller M.J. A new convective adjustment scheme // ECMWF Tech. Rep. 1984. N 43. 68 p.

Blunier T., Chappellaz J., Schwander J. et al. Asynchrony of Antarctic and Greenland climate change during the last glacial period // Nature. 1998. Vol. 394. P. 739–743.



*Bond G., Broecker W.S., Johnsen S.J. et al.* Correlation between climate records from North Atlantic sediments and Greenland ice // *Nature*. 1993. Vol. 365. P. 143–147.

*Bond G., Lotti R.* Iceberg discharges into the North Atlantic on millennial time scales during the last glaciation // *Science*. 1995. V. 267. P. 1005–1010.

*Borisenkov Ye.P., Tsvetkov A.V., Eddy J.A.* Combined effects of Earth orbit perturbations and solar activity on terrestrial insolation // *J. Atmos. Sci.* 1985. Vol. 42. P. 933–940.

*Braconnot P., Joussaume S., Marti O., de Noblet N.* Synergistic feedbacks from ocean and vegetation on the African monsoon response to mid-Holocene insolation // *Geoph. Res. Lett.* 1999. Vol. 26. P. 2481–2484.

*Bradley R.S., Jones P.D.* Little Ice Age summer temperature variations: Their nature and relevance to recent global warming trends // *Holocene*. 1993. Vol. 3. P. 367–376.

*Briffa K.R., Bartholin T.S., Eckstein D. et al.* A 1400-year tree-ring record of summer temperatures in Fennoscandia // *Nature*. 1990. Vol. 346. P. 434–439.

*Briffa K.R., Jones P.D., Bartholin T.S. et al.* Fennoscandian summers from AD 500: Temperature changes on short and long time scales // *Clim. Dyn.* 1992. Vol. 7. P. 111–119.

*Briffa K.R., Jones P.D., Schweingruber F.H., Osborn T.J.* Influence of volcanic eruptions on Northern Hemisphere summer temperature over the past 600 years // *Nature*. 1998. Vol. 393. P. 450–455.

*Broecker W.S.* Glacial to interglacial changes in ocean chemistry // *Progr. Oceanogr.* 1982. Vol. 11. P. 151–197.

*Broecker W.S.* Massive iceberg discharges as triggers for global climate change // *Nature*. 1994. Vol. 372. P. 421–424.

*Broecker W.S., Andree W., Wolli H. et al.* A case in support of meltwater diversion at the trigger for the onset of the Younger Dryas // *Paleoceanography*. 1988. Vol. 3. P. 1–19.

*Broecker W.S., Peteet D.M., Rind D.* Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation? // *Nature*. 1985. Vol. 315. P. 21–26.

*Bryson R.A., Swain A.M.* Holocene variations of monsoon rainfall in Rajasthan // *Quater. Res.* 1981. Vol. 16. P. 135–145.

*Burbank D.W., Cheng K.J.* Relative dating of Quaternary moraines, Rongbuk Valley, Mount Everest, Tibet: Implication for an ice sheet on the Tibetan Plateau // *Quater. Res.* 1991. Vol. 36. P. 1–18.

*Bush M.B., Colinvaux P.A., Wiemann M.C. et al.* Late Pleistocene temperature depression and vegetation change in Ecuadorian Amazonia // *Quater. Res.* 1990. Vol. 34. P. 330–345.

*Cane M., Clement A., Gagan M.K. et al.* ENSO through the Holocene, depicted in corals and a model simulation // *PAGES Newsletter*. 2000. Vol. 8. N 1. P. 3–7.

*Carissimo B.C., Oort A.H., Vonder-Haar T.H.* Estimating the meridional energy transport in the atmosphere and ocean // *J. Phys. Oceanogr.* 1985. Vol. 11. P. 82–91.

*Chumakov N.M., Elston D.P.* The paradox of Late Proterozoic Glaciations at low latitudes // *Episodes*. 1989. Vol. 12. P. 115–120.

*Clark P.U., Alley R.B., Keigvin L.D. et al.* Origin of the first meltwater pulses following the last glacial maximum // *Paleoceanography*. 1996. Vol. 11. P. 563–577.

CLIMAP project members // *Science*. 1976. Vol. 191. P. 1131–1137.

*Cole-Dai J., Mosley-Thompson E., Thompson L.G.* Annual resolved southern hemisphere volcanic history from two Antarctic ice cores // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 16761–16771.

Crowley T.J., Baum S.K. Effect of decreased solar luminosity on Late Precambrian Ice Extent // *J. Geoph. Res.* 1993. Vol. 98(D). P. 16723–16732.

Crowley T.J., Baum S.K. Reconciling late Ordovician (440 Ma) glaciation with very high (14×) CO<sub>2</sub> levels // *J. Geoph. Res.* 1995. Vol. 100(D). P. 1093–11101.

Crowley T.J., Baum S.K. Effect of vegetation on an ice-age climate model simulation // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 16463–16480.

Dickson R.R., Meincke J., Malmberg S.A., Lee A.J. The "Great Salinity Anomaly" in the Northern North Atlantic 1968–1982 // *Progr. Oceanogr.* 1988. Vol. 20. P. 103–151.

Dorland R., Dentener F.J., Lelieveld J. Radiative forcing due to tropospheric ozone and sulfate aerosols // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 28079–28100.

Drewry D.J. Antarctica: Glaciological and geophysical folio. Cambridge, 1983.

Dunbar R.B., Wellington G.M., Colgan M., Clynn P.W. Eastern Pacific sea surface temperature variability since 1600 A.D.: The δ<sup>18</sup>O record of climatic variability in Galapagos corals // *Paleoceanography*. 1994. Vol. 9. P. 291–315.

Dyke A.S., Prest V.K. Late Wisconsinan and Holocene history of the Laurentide ice sheet // *Geogr. Phys. et Quater.* 1987. Vol. 41. P. 237–263.

Emanuel W.R., Shugart H.H., Stevenson M.P. Climate change and the broad scale distribution of terrestrial ecosystem complexes // *Climatic Change*. 1993. Vol. 23. P. 337–377.

Engstrom D.R., Hansen B.C., Wright H.E. Evidence in support of a Younger Dryas cooling in Alaska // *Science*. 1990. Vol. 250. P. 1383–1385.

Evaluation of the Hydrological cycle in reanalyses and observations // ECMWF Re-analysis. 1998. Project Report Series. N 6. P. 62.

Fairbanks R.G. A 17 000 year glacio-eustatic sea level record: Influence of glacial melting rates on the Younger Dryas event and deep-ocean circulation // *Nature*. 1989. Vol. 342. P. 637–642.

Flato G.M., Hibber W.D. Modelling sea-ice as a cavitating fluid // *J. Phys. Ocean.* 1992. Vol. 22. P. 626–651.

Foley J.A., Kutzbach J.E., Coe M.T., Levis S. Feedbacks between climate and boreal forests during the mid-Holocene // *Nature*. 1994. Vol. 371. P. 52–54.

Forget F. Climate and habitability of terrestrial planets around other stars // European research course on atmospheres / Ed. by C.F. Boutron. Grenoble, 1998. Vol. 3. P. 393–407.

Frakes L.A. Climates throughout geological time. Amsterdam: Elsv. Sci. Publ. Comp., 1979. 310 p.

Francois L.M., Walker J.C. Modeling the Phanerozoic carbon cycle and climate: Constraints from the <sup>87</sup>Sr/<sup>86</sup>Sr isotopic ratio of seawater // *Amer. J. Sci.* 1992. Vol. 292. P. 81–135.

Freidli H., Lotscher H., Oeschger H. et al. Ice core record of <sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C ratio of atmospheric CO<sub>2</sub> in the past two centuries // *Nature*. 1986. Vol. 324. P. 237–238.

Gallee H., Berger A., Shackleton N.J. Simulation of the climate of the last 200 kyr with the LLN 2D-model // *Ice in the Climate System*. R. Peltier ed. NATO ASI. Ser. I. Global Environmental Change. Vol. 12. Berlin: Springer, 1993. P. 321–341.

Gallee H., van Ypersele T., Fichefet I. et al. Simulation of the last glacial cycle by a coupled 2-D climate-ice sheet model: 1. The climate model // *J. Geoph. Res.* 1991. Vol. 9(D). P. 13139–13111.

Gallee H., van Ypersele T., Fichefet I. et al. Simulation of the last glacial cycle by a coupled, sectorially averaged climate-ice sheet model: 2. Response to insolation and CO<sub>2</sub> variations // *J. Geophys. Res.* 1992. Vol. 97(D). P. 15713–15740.

*Ganopolski A., Kubatzki C., Claussen M.* et al. The influence of vegetation-atmosphere-ocean interaction on climate during the mid-Holocene // *Science*. 1998. Vol. 280. P. 19169.

*Gates W.L.* The Atmospheric Model Intercomparison Project // *Bull. Amer. Met. Soc.* 1992. Vol. 73. P. 1962-1970.

*Gedney N., Valdes P.J.* The effect of Amazonian deforestation on the northern hemisphere circulation and climate // *Geophys. Res. Lett.* 2000. Vol. 27. P. 3053-3056.

*Gerard J.-C., Hangloustaine D.A., Francois L.M.* The faint young Sun climatic paradox: A simulation with an interactive seasonal climate-sea ice model // *Palaeogeog., Palaeoclim., Palaeoecol.* 1992. Vol. 97. P. 133-150.

*Giorgi F., Marinucci M.R., Bates G.T.* Development of a second generation regional climate model (RegCM2-EA). Part 1: Boundary-layer and radiative transfer processes // *Month. Weath. Rev.* 1993. Vol. 121. P. 2794-2813.

*Goodess C.M., Palutikof J., Davies T.D.* The nature and causes of climate change: Assessing the long term future. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992. 146 p.

*Grosswald M.G.* New approach to the Ice Age paleohydrology of Northern Eurasia // *Palaeohydrology and Environmental Change* / Ed. by G. Benito, V.R. Baker, K.J. Gregory. Chichester: John Wiley & Sons, 1998. P. 199-214.

*Guilderson T.P., Fairbanks R.G., Rubenstone J.L.* Tropical temperature variations since 20 000 years ago: Modulating interhemispheric climate change // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 243-245.

*Guiot J., Harrison S.P., Prentice I.C.* Reconstruction of Holocene precipitation patterns in Europe using pollen and lake-level data // *Quater. Res.* 1993. Vol. 40. P. 139-149.

*Hall A., Manabe S.* Can local linear stochastic theory explain sea surface temperature and salinity variability? // *Clim. Dyn.* 1997. Vol. 13. P. 167-180.

*Hansen I., Greve R.* Polythermal modelling of steady states of the Antarctic ice sheet in comparison with the real world // *Ann. Glaciol.* 1995. Vol. 23. P. 382-387.

*Hansen J., Sato M., Ruedy R.* et al. Forcing and chaos in interannual to decadal climate change // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 25679-25720.

*Hansson M.E.* The Renland ice core: A northern hemisphere record of aerosol composition over 12 000 years // *Tellus*. 1994. Vol. 46(B). P. 390-418.

*Harland W.B.* Selected papers from an International Proterozoic Symposium // *Geol. Soc. of Amer. Memoir.* 1983. Vol. 161. P. 279-288.

*Harries J.E.* The greenhouse Earth // *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 1996. Vol. 122. P. 799-818.

*Harrison S.P., Prentice I.C., Guiot J.* Climatic controls on Holocene lake-level changes in Europe // *Clim. Dyn.* 1993. Vol. 8. P. 189-200.

*Harvey L.* Milankovitch forcing, vegetation feedback, and North Atlantic deep water formation // *J. Climate*. 1989. Vol. 2. P. 800-815.

*Harvey L., Schneider S.H.* Transient climate response to external forcing of 100-10<sup>4</sup> year time-scales: 2. Sensitivity experiments with a seasonal hemispherically averaged, coupled atmosphere, land and ocean energy balance model // *J. Geoph. Res.* 1985. Vol. 90(C). P. 2207-2222.

*Hasselmann K.* Stochastic climate models // *Tellus*. 1976. Vol. 28. P. 473-485.

*Hastenrath S.* Climate and circulation of the tropics. N.Y.: D. Reidel Publ. Comp., 1985. 456 p.

*Hayes J.D., Imbrie J., Shackleton N.J.* Variation in the Earth's orbit: Pacemaker of the ice ages // *Science*. 1976. Vol. 194. P. 1121-1132.



*Heinrich H.* Origin and consequences of cyclic ice rafting in the northeast Atlantic Ocean during the past 130 000 years // *Quater. Res.* 1988. Vol. 29. P. 143–152.

*Helmens K.F., Kuhry P., Rutter N.W.* et al. Warming at 18 000 yr B.P. in the tropical Andes // *Quater. Res.* 1996. Vol. 45, N 3. P. 289–299.

*Henderson-Sellers A., Pitman A.J., Love P.K.* et al. The project for intercomparison of land surface parameterization schemes (PILPS): Phase 2 // *Bull. Amer. Met. Soc.* 1995. Vol. 76. P. 489–503.

*Hoffert M.I., Covey C.* Deriving global climate sensitivity from paleoclimate reconstructions // *Nature.* 1992. Vol. 360. P. 573–576.

*Holdridge L.R.* Determination of world plant formations from simple climatic data // *Science.* 1947. Vol. 105. P. 367–368.

*Hollingsworth J.L., Haberle R.M., Barnes J.R.* et al. Orographic control of storm zones on Mars // *Nature.* 1996. Vol. 380. P. 413–416.

*Hostetler S.W., Mix A.C.* Reassessment of ice-age cooling of the tropical ocean and atmosphere // *Nature.* 1999. Vol. 399. P. 673–676.

*Hide R., Dickey J.O.* Earth's variable rotation // *Science.* 1991. Vol. 253. P. 629–637.

*Hide R., Dickey J.O., Marcus S.L.* et al. Atmospheric angular momentum fluctuations during 1979–1988 simulated by global circulation models // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 16423–16438.

*Hoskins B.J., James I.N., White G.H.* The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems // *J. Atmos. Sci.* 1983. Vol. 40. P. 1595–1612.

*Huang S., Pollack H.N.* Global database of borehole temperatures and climate reconstruction // *PAGES Newsletter.* 1999. Vol. 7, N 2. P. 18–19.

*Hurrell J.W.* Influence of variations in extratropical wintertime teleconnection on Northern Hemisphere temperature // *Geoph. Res. Lett.* 1996. Vol. 23. P. 665–668.

*Hyde W.T., Kim K.-Y., Crowley T.J., North G.R.* On the relation between polar continentality and climate: Studies with a nonlinear seasonal energy balance model // *J. Geoph. Res.* 1990. Vol. 95(D). P. 18653–18668.

*Imbrie J., Hays J., Martinson D.J.* et al. The orbital theory of Pleistocene climate: Support from a revised chronology of the marine  $^{18}\text{O}$  record // *Milankovitch and Climate.* Reidel, 1984. P. 269–305.

IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) // *Climate Change* 1995. Cambridge: Cambridge University Press, 1996. 572 p.

*Jansen E., Venm T.* Evidence for two step deglaciation and its impact on North Atlantic Deep Water circulation // *Nature.* 1990. Vol. 343. P. 607–612.

*James I.N.* The global atmospheric circulation // *European research course on atmospheres.* Grenoble, 1996. Vol. 2. P. 1–37.

*Jenkins G.S., Frakes L.A.* GCM sensitivity test using increased rotation rate, reduced solar forcing and orography to examine low latitude glaciation in the Neoproterozoic // *Geoph. Res. Lett.* 1998. Vol. 25. P. 3525–3528.

*Jones P., Wigley T.M.L.* Global and hemispheric anomalies // *Trend'91: A compendium of data on global change.* Oak Ridge National Lab. 1991. P. 512–517.

*Joshi M.M., Lewis S.R., Read P.L., Carling D.C.* Western boundary currents in the atmosphere of Mars // *Nature.* 1994. Vol. 367. P. 548–551.

*Joussaume S., Braconnot P.* Sensitivity of paleoclimate simulation results to season definitions // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 1943–1956.

*Joussaume S., Taylor K.* Status of the paleoclimate modeling intercomparison project (PMIP) // *Proc. First International AMIP Sci. Conf. Geneva, 1995.* P. 425–430.

*Joussaume S., Taylor K., Harrison S.P. et al.* Monsoon changes for 6000 years ago: Results of 18 simulations from the Paleoclimate Modeling Intercomparison Project (PMIP) // *Geoph. Res. Let.* 1999. Vol. 26. P. 859–862.

*Kadomura H.* Late glacial-early holocene environmental changes in tropical Africa: A comparative analysis with deglaciation history // *Geograph. Rep. Tokyo Meteorol. Univers.* 1986. Vol. 21. P. 1–21.

*Kageyama M., Valdes P.J., Ramstein G. et al.* Northern hemisphere storm tracks in present day and Last Glacial Maximum climate circulations: A comparison of the European PMIP models // *J. Clim.* 1999. Vol. 12. P. 742–760.

*Kalnay E., Kanamitsu M. et al.* The NCEP/NCAR 40-year Reanalyses Project // *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 1996. Vol. 77. P. 437–471.

*Kang I.-S., Lau K.-M.* Principal modes of atmospheric circulation anomalies associated with global angular momentum fluctuations // *J. Atmos. Sci.* 1994. Vol. 51. P. 1194–1205.

*Karpuz N.A., Jansen E.* A high-resolution diatom record of the last deglaciation from the SE Norwegian Sea: Documentation of rapid climatic changes // *Paleoceanography.* 1992. Vol. 7. P. 499–520.

*Kasting J.F.* Runaway and moist greenhouse atmosphere and the evolution of Earth and Venus // *Icarus.* 1988. Vol. 74. P. 472–494.

*Kasting J.F.* CO<sub>2</sub> condensation and the climate of early Mars // *Icarus.* 1991. Vol. 94. P. 1–13.

*Kasting J.F.* Warming early Earth and Mars // *Science.* 1997. Vol. 276. P. 1213–1215.

*Kaufmann R.K., Stern D.I.* Evidence for human influence on climate from hemispheric temperature relations // *Nature.* 1997. Vol. 388. P. 39–44.

*Keeling C.D., Bacastov R.B., Carter A.F. et al.* A three-dimensional model of atmospheric CO<sub>2</sub> transport based on observed winds: 1. Analysis of observational data // *Geophysical Monograph.* 1989. Vol. 55. P. 165–235.

*Keeling C.D., Chin J.F.S., Whorf T.P.* Increased activity of northern vegetation inferred from atmospheric CO<sub>2</sub> measurements // *Nature.* 1996. Vol. 382. P. 146–149.

*Kheshgi H., Schlesinger M.E., Lapienis A.G.* Comparison of paleotemperature reconstructions as evidence for the paleo-analog hypothesis // *Clim. Dyn.* 1997. Vol. 35. P. 123–131.

*Kim J.W., Chang J.T., Baker N.L., Gates W.L.* The statistical problem of climate inversion: Determination of the relationship between local and large-scale climate // *Month. Weath. Rev.* 1984. Vol. 112. P. 2069–2077.

*Kislov A.V., Surkova G.V.* Simulation of the Caspian sea level changes during the last 20 000 years // *Palaeohydrology and Environmental Change.* Chichester: John Wiley & Sons, 1998. P. 235–244.

*Kohfeld K.E., Harrison S.P.* How well can we simulate past climates? Evaluating the models using global palaeoenvironmental datasets // *Quater. Sci. Rev.* 2000. Vol. 19. P. 321–346.

*Kominz M.A., Piasias N.G.* Pleistocene climate: Deterministic or stochastic? // *Science.* 1979. Vol. 204. P. 171–173.

*Kuhle M.* Subtropical mountain and highland glaciation as ice age triggers and the waning of the glacial periods in the Pleistocene // *Geojournal.* 1987. Vol. 14. P. 393–421.

*Kutzbach J.E., Guetter P.J.* The influence of changing orbital parameters and surface boundary conditions on climate simulation for the past 18 000 years // *J. Atmos. Sci.* 1986. Vol. 43. P. 1726–1759.

*Kutzbach J.E., Street-Perrott F.A.* Milankovitch forcing of fluctuations in the level of tropical lakes from 18 to 0 kyr BP // *Nature.* 1985. Vol. 317. P. 130–134.

Lamb H.F., Grasse F. Relation between century-scale Holocene arid intervals in tropical and temperate zones // *Nature*. 1995. Vol. 373. P. 134–137.

Laskar J., Robutel P. The chaotic obliquity of the planets // *Nature*. 1993. Vol. 361. P. 608–612.

Lean J. Evolution of the Sun's spectral irradiance since the Maunder minimum // *Geoph. Res. Lett.* 2000. Vol. 27. P. 2425–2428.

Lean J., Rind D. The sun and climate // *Consequences*. 1996. Vol. 2. P. 27–36.

Lean J., Skumanich A., White O. Estimating the Sun's radiative output during the Maunder minimum // *Geoph. Res. Lett.* 1992. Vol. 19. P. 1591–1594.

Lemke P. Stochastic climate models: Application to zonally averaged energy models // *Tellus*. 1977. Vol. 29. P. 385–392.

Lenton T.M., Betts R.A. From Daisyworld to GCMs: Using models to understand the regulation of climate // *European research course on atmospheres*. Grenoble, 1998. Vol. 3. P. 145–167.

Le Trent H., Chil M. Orbital forcing, climatic interactions, and glaciation cycles // *J. Geoph. Res.* 1983. Vol. 88(C). P. 5167–5190.

Leverington D.W., Mann J.D., Teller J.T. Changes in the bathymetry and volume of glacial lake Agassiz between 11 000 and 9 300 <sup>14</sup>C yr B.P. // *Quater. Res.* 2000. Vol. 54. P. 174–181.

Li X.S., Berger M.F., Loutre M.F. CO<sub>2</sub> and Northern Hemisphere ice volume variations over the middle and late Quaternary // *Clim. Dyn.* 1998. Vol. 14. P. 537–544.

Lindren R.S. A simple model for 100 k-year oscillations in glaciation // *J. Atmosph. Sci.* 1986. Vol. 43. P. 986–996.

Liu A.Z., Ting M., Wang H. Maintenance of circulation anomalies during the 1988 drought and 1993 floods over the United States // *J. Atmosph. Sci.* 1998. Vol. 55. P. 2810–2832.

Liu H.-S. A new view on the driving mechanism of Milankovitch glaciation cycles // *Earth. Planet. Sci. Lett.* 1995. Vol. 113. P. 17–26.

Liu H.-S., Chao B.F. Wavelet spectral analysis of the Earth's orbital variations and paleoclimatic cycles // *J. Atmosph. Sci.* 1998. Vol. 55. P. 227–236.

Longdoz B., Francois L.M. The faint young sun paradox: Influence of the continental configuration and of the seasonal cycle on the climatic stability // *Global and Planetary Change*. 1997. Vol. 14. P. 97–112.

Lorius C., Jouzel J., Ritz L. et al. A 150 000-year climatic record from Antarctic ice // *Nature*. 1985. Vol. 316. P. 591–596.

Loth B., Graf H.F. Modeling the snow cover in climate studies: 1. Long-term integrations under different climatic conditions using a multilayered snow-cover model // *J. Geoph. Res.* 1998. Vol. 103(D). P. 11313–11327.

Loth B., Graf H.F. Modeling the snow cover in climate studies: 2. The sensitivity to internal snow parameters and interface processes // *J. Geoph. Res.* 1998. Vol. 103(D). P. 11329–11340.

Lovelock G.E. *Gaia*. A new look at life on Earth. Oxford: Oxford Univ. Press, 1982.

Lovelock G.E. *The ages of Gaia: A biography of our living Earth*. Oxford: Oxford Univ. Press, 1995.

Lunine J.I. Does Titan have an ocean? A recent review of current understanding of Titan's surface // *Rev. of Geoph.* 1993. Vol. 31. P. 133–149.

Lunine J.I. Physics and chemistry of the surface-atmosphere systems of Titan, Triton and Pluto // *European research course on atmospheres*. Grenoble, 1996. Vol. 2. P. 457–474.

Lunine J.I. Some speculations on Titan's past, present and future // *Planetary and Space Science*. 1998. Vol. 46. P. 1099–1117.



- Lunine J.I., Nolan M.C.* A massive early atmosphere on Triton // *Icarus*. 1992. Vol. 100. P. 221–234.
- Macdonald A., Wunsch C.* An estimate of global ocean circulation and heat fluxes // *Nature*. 1996. Vol. 382. P. 436–439.
- Magny M.* Solar influences on Holocene climatic changes illustrated by correlations between past lake-level fluctuations and the atmospheric  $^{14}\text{C}$  record // *Quater Res.* 1993. Vol. 40. P. 1–9.
- Maitima J.M.* Vegetation response to climate change in Central Rift Valley, Kenya // *Quater Res.* 1991. Vol. 35. P. 234–245.
- Manabe S., Broccoli A.J.* The influence of continental ice sheets on climate of an ice age balance model // *J. Geoph. Res.* 1985. Vol. 90(C). P. 2167–2190.
- Manabe S., Spelman M.J., Stouffer R.J.* Transient response of a coupled ocean–atmosphere model to gradual changes of atmospheric  $\text{CO}_2$ : 2. Seasonal response // *J. Clim.* 1992. Vol. 5. P. 105–126.
- Manabe S., Stouffer R.J.* Multiple century response of a coupled ocean–atmosphere model to an increase of atmospheric carbon dioxide // *J. Clim.* 1994. Vol. 7. P. 5–23.
- Manabe S., Stouffer R.J.* Simulation of abrupt climate change induced by freshwater input to the North Atlantic ocean // *Nature*. 1995. Vol. 378. P. 165–167.
- Manabe S., Stouffer R.J.* Low-frequency variability of surface air temperature in a 1000-year intergration of a coupled atmosphere–ocean–land surface model // *J. Clim.* 1996. Vol. 9. P. 376–393.
- Manabe S., Stouffer R.J.* Coupled ocean–atmosphere model response to freshwater input: Comparison to Yønger Dryas event // *Paleoceanography*. 1997. Vol. 12. P. 321–336.
- Manabe S., Stouffer R.J., Spelman M.J., Bryan K.* Transient response of a coupled ocean–atmosphere model to gradual changes of atmospheric  $\text{CO}_2$ : 1. Annual mean response // *J. Clim.* 1991. Vol. 4. P. 785–818.
- Marinucci M.R., Giorgi F.A.*  $2 \times \text{CO}_2$  climate change scenario over Europe generated using a limited area model nested in a general circulation model: 1. Present day seasonal climate simulation // *J. Geoph. Res.* 1992. Vol. 97(D). P. 9989–10009.
- Mathews R.W., Heusser L.E., Patterson R.T.* Pollen-based evidence for a Yønger Dryas cooling in British Columbia // *Geology*. 1993. Vol. 21. P. 101–104.
- Mattsson J.* Human impact on the timberline in the far north of Europe // *Environmental aspects of timberline in Finland and in the Polish Carpathians*. Helsinki, 1996.
- Mayor M., Queloz D.* A Jupiter-mass companion to a solar-type star // *Nature*. 1995. Vol. 378. P. 355–359.
- McAyeal D.* Irregular oscillations of the West Antarctic ice sheet // *Nature*. 1992. Vol. 359. P. 29–32.
- McGuffie K., Henderson-Sellers A.* A climate modelling primer. Chichester: John Wiley & Sons, 1997. 253 p.
- McMichael A., Haines A., Sloof R., Kovats A.* Climate change and human health. Geneva: World Health Organisation, 1996. 25 p.
- Mitchell J., Grahame N.S., Needham K.J.* Climate simulation for 9000 years before present: Seasonal variation and effect of the Laurentide ice sheet // *J. Geoph. Res.* 1988. Vol. 93(D). P. 8283–8303.
- Mojzsis S.J., Arrhenius G., McKeegan K.D. et al.* Evidence for life on Earth before 3 800 million years ago // *Nature*. 1995. Vol. 384. P. 355–359.
- Morris E.M.* Physics-based models of snow // *Recent advances in the modeling of hydrological systems* / Eds. D.S. Bowles, P.E. O'Connell. Dordrech: Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 85–112.

Muller R.A., McDonald G.J. Glacial cycles and orbital inclination // *Nature*. 1995. Vol. 377. P. 107–108.

Nesme-Ribes E., Ferreira E.E.N., Sadoury R. et al. Solar dynamics and its impact on solar irradiance and the terrestrial climate // *J. Geoph. Res.* 1993. Vol. 98(A). P. 18923–18935.

Nicholson S.E. Recent rainfall fluctuations in Africa and their relationship to past conditions // *Holocene*. 1994. Vol. 4. P. 121–131.

Oerlemans J. Quantifying global warming from the retreat of glaciers // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 243–245.

Oerlemans J. Modelling the response of valley glaciers to climate // *European research course on atmospheres*. Grenoble, 1996. Vol. 2. P. 91–123.

Oerlemans J., Anderson B., Hubbard A. et al. Modelling the response of glaciers to climate warming // *Clim. Dyn.* 1998. Vol. 14. P. 267–274.

Pachur H.-J. Paläodrainage systeme im Sirte-Becken und seiner umrahmung // *Wurzburger Geograph. Arbeiten*. 1993. Vol. 87. P. 17–34.

Pachur H.-J., Altmann N. The Quaternary (Holocene, ca. 8000 a B.P.) // *Palaeogeographic-palaeotectonic atlas of north-eastern Africa and adjacent areas* / Eds. H. Schandelmair, P.O. Reynolds. Rotterdam: Balkeema, 1987. P. 111–125.

Peixoto J.P., Oort A.H. Physics of climate // *Rev. Modern. Phys.* 1984. Vol. 56. P. 365–429.

Peltier W.R. Ice age paleotopography // *Science*. 1994. Vol. 265. P. 195–201.

Petee D., Del Genio A., Lo K.K.-W. Sensitivity of northern hemisphere air temperatures and snow expansion to North Pacific sea surface temperature in the Goddard Institute for Space Studies general circulation model // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 102(D). P. 23781–23791.

Peterson E.L., Larsen S.E. A statistical study of a composite isotopic paleotemperature series from the last 700 000 years // *Tellus*. 1978. Vol. 30. P. 193–200.

Petit-Marie N., Riser J. Holocene palaeohydrology of the Niger // *Palaeoecology of Africa*. 1987. Vol. 18. P. 135–141.

Pinot S., Ramstein G., Harrison S.P. et al. Tropical paleoclimates at the Last Glacial maximum: Comparison of Paleoclimate Modeling Intercomparison Project (PMIP) simulation and paleodata // *Clim. Dyn.* 1999. Vol. 15. P. 857–874.

Pirazzoli P.A. Sea level changes the last 20 000 years. Chichester: John Wiley & Sons, 1996. 177 p.

Porter S.C., Zhisheng An. Correlation between climate events in the North Atlantic and China during the last glaciation // *Nature*. 1995. Vol. 375. P. 305–308.

Prentice I.C., Cramer W., Harrison S.P. et al. A global biome model based on plant physiology and dominance, soil properties and climate // *J. Biogeogr.* 1992. Vol. 19. P. 117–134.

Prentice I.C., Webb III T. BIOME 6000: Reconstructing global mid-Holocene, vegetation patterns from palaeoecological records // *J. Biogeogr.* 1998. Vol. 25. P. 997–1005.

Qin B., Harrison S.P., Kutzbach J.E. Evaluation of modelled regional water balance using lake status data a comparison of 6 ka simulations with the NCAR CCM // *Quater. Sci. Rev.* 1998. Vol. 17. P. 535–548.

Ramanathan V. The role of ocean-atmosphere interactions in the CO<sub>2</sub> climate problem // *J. Atmos. Sci.* 1981. Vol. 38. P. 918–930.

Ramanathan V., Liou M.S., Cess R.D. Increased atmospheric CO<sub>2</sub>: Zonal and seasonal estimates of the effect on the radiation energy balance and surface temperature // *J. Geoph. Res.* 1979. Vol. 84(C). P. 4949–4958.

Ramstein G., Fluteau F., Besse J., Joussaume S. Effect of orogeny, plate motion and land-sea distribution on Eurasian climate change over past 30 million years // *Nature*. 1997. Vol. 386. P. 788–795.

Rind D., Peteet D., Kukla G. Can Milankovitch orbital variations initiate the growth of ice sheets in a general circulation model? // *J. Geoph. Res.* 1989. Vol. 94(D). P. 12851–12871.

Rodbell D.T., Seltzer D.M., Anderson M.B. et al. A high-resolution ~15 000-yr record of El Niño-driven alluviation in Southwestern Ecuador // *Science*. 1999. Vol. 283. P. 516–520.

Ruddiman W.F., Kutzbach J.E. Forcing of the late Cenozoic uplift northern hemisphere climate by plateau uplift in the Southern Asia and American West: Numerical experiment // *J. Geoph. Res.* 1989. Vol. 94(D). P. 18409–18427.

Sandweiss D.H., Richardson J.B., Reitz E.J. et al. Geoarchaeological evidence from Peru for a 5000 years BP onset of El Niño // *Science*. 1996. Vol. 273. P. 1531–1533.

Sarachik E.S., Alvenson K. Opportunities for CLIVAR/PAGES NAO studies // *PAGES Newsletter*. 2000. Vol. 8, N 1. P. 14–16.

Sato M.J., Hansen J.E., McCormick M.P., Pollack J.B. Stratospheric aerosol optical depths // *J. Geoph. Res.* 1993. Vol. 98(D). P. 22987–22994.

Schlesinger M.E., Verbitsky M.Y. Simulation of glacial onset with a coupled atmospheric general circulation/mixed-layer ocean – ice-sheet/asthenosphere model // *Palaeoclimates*. 1996. Vol. 2. P. 179–201.

Schopf J.W. Microfossils of the early arhean apex chert: New evidence of the antiquity of life // *Science*. 1993. Vol. 260. P. 640–646.

Seasonal reconstruction of the Earth's surface at the last glacial maximum // *Geology Soc. Amer. Map. Chart. Ser.* Vol. MC-36. 1981.

Sellers P.J., Mintz Y., Sud Y.C., Dalher A. A simple biosphere model (SiB) for use within general circulation models // *J. Atmosph. Sci.* 1986. Vol. 43. P. 505–531.

Sellers W.D. A global climate model based on the energy balance of the earth-atmosphere system // *J. Appl. Met.* 1969. Vol. 8. P. 392–400.

Semtner A.J. Modelling ocean circulation // *Science*. 1995. Vol. 269. P. 1379–1385.

Shackleton N.J., Berger A., Peltier W.R. An alternative astronomical calibration of the lower Pleistocene time scale based on ODP site 677 // *Trans. Res. Soc. Edinburgh Earth Sci.* 1990. Vol. 81. P. 251–261.

Shinn R.A., Barron E.J. Climate sensitivity to continental ice sheet size and configuration // *J. Climate*. 1989. Vol. 2. P. 1517–1537.

Skamarock W.C. Adaptive grid methods for numerical weather prediction // *ECMRWF Seminar Proc.* 1991. Vol. 1. C. 161–190.

Sonett C.P., Chan M.A. Neoproterozoic Earth–Moon dynamics: Rework of the 900 Ma Big Cottonwood Canyon tidal laminae // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25. P. 539–542.

Stocker T.F., Mysak L.A. Climatic fluctuations on the century time scale: A review of high-resolution proxy data and possible mechanisms // *Clim. Change*. 1992. Vol. 20. P. 227–250.

Stone P.H. The effects of large-scale eddies on climate change // *J. Atmosph. Sci.* 1973. Vol. 30. P. 521–529.

Stouffer R.J., Manabe S., Vinnikov K.Ya. Model assessment of the role of natural variability in recent global warming // *Nature*. 1994. Vol. 367. P. 634–636.

Street F.A., Grove A.T. Global maps of lake-level fluctuations since 30 000 yrs BP // *Quater. Res.* 1979. Vol. 12. P. 83–118.

Street-Perrott F.A., Perrott R.A. Abrupt climate fluctuations in the tropics: The influence of Atlantic Ocean circulation // *Nature*. 1990. Vol. 343. P. 607–612.

Stuiver M., Quay P.D. Changes in atmospheric Carbon 14 attributed to a variable Sun // *Science*. 1980. Vol. 207. P. 11–19.



*Stuiver M.* Solar variability and climate change during the current millennium // *Nature*. 1980. Vol. 286. P. 868–871.

*Stuiver M., Braziunas T.F., Becker B., Kromer B.* Climatic, solar, oceanic and geomagnetic influences on Late-Glacial and Holocene atmospheric  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  change // *Quater. Res.* 1991. Vol. 35. P. 1–24.

*Sun L., Semazzi F.H.M., Giorgi F., Ogallo L.* Modeling study of the interannual variability of the autumn rains over Eastern Africa // *J. Geoph. Res.* 1997. Vol. 104(D). P. 6549–6562.

*Svensson N.-O.* Postglacial land uplift patterns of South Sweden and the Baltic Sea region // *Terra Nova*. 1991. Vol. 3. P. 369–378.

*Tarasov P.E., Peyron O., Guiot J.* et al. Last Glacial Maximum climate of the former Soviet Union and Mongolia reconstructed from pollen and plant macrofossil data // *Clim. Dyn.* 1999. Vol. 15. P. 227–240.

*Tarasov P.E., Webb III T., Andreev A.A.* et al. Present day and mid-Holocene biomes reconstructed from pollen and plant macrofossil data from the former Soviet Union and Mongolia // *J. Biogeogr.* 1998. Vol. 25. P. 1029–1053.

*Taylor R.J.* *The Sun as a Star*. N.Y.: Cambridge University Press, 1997. 242 p.

Terrestrial Initiative in Global Environmental Research: Achievements of the NERC Research Programme. C.P. 1996. 13 p.

*Texier D., de Noblet N., Harrison S.P.* et al. Quantifying the role of biosphere–atmosphere feedbacks in climate change: Copuled model simulations for 6000 years BP and comparison with palaeodata for Northern Eurasia and Northern Africa // *Climate Dyn.* 1997. Vol. 13. P. 865–882.

*Thomas M.F.* Late Quaternary landscape instability in the humid and sub-humid tropics // *Palaeohydrology and Environmental Change* / Eds. G. Benito, V.R. Baker, K.J. Gregory. Chichester: John Wiley & Sons, 1998. P. 228–258.

*Thompson L.G., Mosley-Thompson E., Davis M.* et al. Recent warming: Ice core evidence from tropical ice cores with emphasis on Central Asia // *Global and Planetary Change*. 1993. Vol. 2. P. 542–553.

*Tolstoy I., Clay C.S.* *Ocean Acoustics: Theory and experiment in underwater sound*. N.Y.: McGraw-Hill, 1966. 293 p.

*Trenberth K.E., Guillemot C.J.* Physical processes involved in the 1988 drought and 1993 floods in North America // *J. Clim.* 1996. Vol. 9. P. 1288–1298.

*Tshepalyga A.* Rapid inundations of the Ponto-Caspian shelves, their origin and impact on early man settlement // *Hydrological consequences of global climate changes. The Fourth International Meeting on Global Continental Palaeohydrology, Moscow, 2000. M., 2000.* P. 30–32.

*Vasil'chuk Y.K., Vasil'chuk A.C.* Climate variations last Late Pleistocene cryochron 40–10 kyr BP in Northern Eurasia // *Int. Conf. Past, Present and Future climate. Helsinki, 1995.* P. 67–70.

*Verbitsky M.Y., Oglesby R.J.* The  $\text{CO}_2$ -induced thickening/thinning of the Greenland and Antarctic ice sheets as simulated by a GCM (CCM 1) and an ice-sheet model // *Clim. Dyn.* 1995. Vol. 11. P. 247–253.

*Viecelli J.A.* Statistical and spectral properties of some paleomagnetic/paleoclimatic time series // *J. Geoph. Res.* 1982. Vol. 87(C). P. 3099–3104.

*Wallace J.M., Zhang Y., Bajuk L.* Interpretation of interdecadal trends in Northern Hemisphere surface air temperature // *J. Clim.* 1996. Vol. 9. P. 249–259.

*Webb R.S., Rind D.H., Lehman S.J.* et al. Influence of ocean heat transport on the climate of the Last Glacial Maximum // *Nature*. 1997. Vol. 385. P. 695–699.

*Weinelt M., Sarthein M., Pflaumann U.* et al. Ice-free Nordic Seas during the Last Glacial Maximum? Potential sites of deepwater formation // *Palaeoclimates*. 1996. Vol. 1. P. 283–309.

*Wells N.* The atmosphere and ocean: A physical introduction. N.Y.: John Wiley & Sons, 1997. 394 p.

*Widemann T.* A description of astrophysical processes of interest to paleoclimatic and geophysical chronology studies // European research course on atmospheres. Grenoble, 1996. Vol. 2. P. 377-409.

*Wiesenfeld K., Moss F.* Stochastic resonance and the benefits of noise: From ice ages to crayfish and SQUIDS // Nature. 1995. Vol. 373. P. 33-36.

*Wigley T.M.L., Schlesinger M.E.* Analytical solution for the effect of increasing CO<sub>2</sub> on global mean temperature // Nature. 1985. Vol. 315. P. 649-652.

*Williams D.M., Kasting J.F., Wade R.A.* Habitable moons around extrasolar planets // Nature. 1997. Vol. 385. P. 234-236.

*Zhang J., Crowley T.* Historical climate records in China and reconstruction of past climates // J. Clim. 1989. Vol. 2. P. 833-849.

*Zhisheng A.* Magnetic susceptibility evidence of monsoon variation on the Loess Plateau of Central China during the last 130 000 years // Quater Res. 1991. Vol. 36. P. 29-36.