

Российская Академия Наук
Институт вычислительной математики

Володин Е.М.

**Математическое моделирование общей
циркуляции атмосферы**

Курс лекций

Москва 2007

УДК 551.583

Володин Е.М.

Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы.
Курс лекций. – М.: ИВМ РАН, 2007. – 89с.

Изложен полугодовой курс лекций, который читается автором на кафедре математического моделирования физических процессов Московского Физико-Технического Института, а также на кафедре физики атмосферы физического факультета Московского Государственного Университета.

В курсе рассмотрены основы построения моделей общей циркуляции атмосферы, включая уравнения, численные методы их решения и параметризации физических процессов. Включено также рассмотрение основных явлений, составляющих общую циркуляцию атмосферы.

Предназначен для студентов и аспирантов, специализирующихся на моделировании общей циркуляции атмосферы.

© Институт вычислительной математики РАН 2007

Содержание

Введение.	4
1. Уравнения динамики атмосферы.	13
2. Уравнения в приближении гидростатики. Дальнейшие упрощения уравнений.	15
3. Методы решения уравнений гидротермодинамики.	19
4. Параметризация подсеточных процессов.	
Турбулентность в пограничном слое атмосферы.	25
5. Параметризация конденсации и глубокой конвекции.	28
6. Зонально осредненная циркуляция атмосферы.	32
7. Циркуляция мезосферы. Гравитационно-волновое сопротивление.	42
8. Стационарные и нестационарные волны.	46
9. Парниковый эффект. Изменения климата и их предсказуемость.	54
10. Предсказуемая долгопериодная изменчивость в климатической системе.	72
11. Арктическое колебание.	80
Список литературы	88

Введение

В настоящее время одним из наиболее значимых методов исследования климата и динамики атмосферы является проведение численных экспериментов с моделями общей циркуляции атмосферы (ОЦА). Модели ОЦА включают в себя две основные части: решение уравнений гидротермодинамики атмосферы и вычисление правых частей к этим уравнениям. В моделях ОЦА стараются учитывать все основные климатообразующие процессы наиболее полным на настоящий момент способом. Уравнения гидротермодинамики атмосферы являются эволюционными уравнениями, поэтому проведение численного эксперимента с моделью ОЦА представляет собой задание начального состояния модельной атмосферы и расчет состояния модельной атмосферы в следующие моменты времени на заданном временном интервале.

Модели ОЦА используются для трех основных целей: прогноза погоды, моделирования климата и усвоения данных наблюдений.

Краткосрочный (детерминистический) прогноз погоды состоит в том, что в качестве начальных данных берутся как можно более подробные наблюдения на определенный момент времени, проводится инициализация, и затем собственно расчет состояния атмосферы в последующие моменты времени. Продолжительность такого расчета составляет обычно от нескольких до 10-15 суток. Вследствие неустойчивости, присущей атмосфере, период, на который в принципе можно предсказать мгновенное состояние атмосферы, не может превосходить 15-20 суток. Именно за такое время решения, интегрируемые с двух начальных состояний, отличающихся на минимальную величину в пределах одинарной машинной точности, расходятся на расстояние, делающее прогноз бесполезным. В действительности, поскольку ошибки в начальных данных гораздо больше, а сами модели несовершенны, предел полезной предсказуемости еще меньше и составляет в настоящее время 5-10 суток.

При моделировании климата начальное состояние модельной атмосферы не имеет решающего значения. Численный эксперимент по моделированию климата проводится обычно на много лет. Если начальное состояние далеко от модельного климата, то в течение некоторого времени (обычно от нескольких месяцев до нескольких лет, если температура поверхности океана (ТПО) задана) происходит выход на квазиравновесное состояние, и после этого модельная атмосфера выходит на свой климат, который, если модель хорошая, не слишком далек от наблюдаемого. Под климатом подразумевается ансамбль состояний, реализуемый климатической системой за достаточно долгий промежуток времени.

Современные модели ОЦА, как правило, хорошо воспроизводят основные крупномасштабные усредненные по времени параметры климата. Например, на рис.1.1 приведено давление на уровне моря в декабре-феврале по данным наблюдений (реанализа NCEP, Kalnay et al. (1996)) за 1979-1994г.г. и по данным модели ИВМ, среднее за 17 лет расчета. Визуально рисунки очень близки друг к другу. Отличия составляют в основном 1-3 гПа, в отдельных местах до 5 гПа. На рис.1.2 приведена зонально осредненная температура в декабре-феврале по тем же данным наблюдений и данным модели. Снова визуально рисунки очень похожи. В тропосфере отличия в основном не превосходят 1-2 градусов, в стратосфере (выше 200 гПа) они достигают местами 5-7 градусов.

Модели ОЦА используются для долгосрочных (сезонных) прогнозов по заданной аномалии ТПО. На рис.3 изображена аномалия ТПО в тропиках Тихого океана в июне-августе во время Эль-Ниньо. Положительные аномалии ТПО вблизи Экватора достигают

2 градусов. На этом же рисунке изображен отклик модели для скорости зонального ветра на высоте 200 гПа на заданную аномалию ТПО (Володин, 2005), а также наблюдаемая аномалия во время Эль-Ниньо. Как локальный отклик в тропиках Тихого океана, так и многие черты удаленного отклика близки к наблюдаемым аномалиям.

Модели ОЦА и океана в настоящее время широко используются для моделирования наблюдавшихся в последнее столетие изменений климата, а также предсказания вероятных будущих изменений климата, связанных прежде всего с увеличением концентрации парниковых газов. Проводятся международные сравнения моделирования изменений климата в 21-22 столетиях, а также воспроизведения климата прошлых эпох. На рис.4 представлен временной ход глобально осредненной аномалии температуры воздуха у поверхности по данным наблюдений и модели ИВМ за 1871-2000 г.г. (Володин, Дианский, 2006). Данные осреднены за десятилетия. При проведении модельного эксперимента учитывалось изменение концентрации парниковых газов, сульфатного аэрозоля, вулканического аэрозоля, солнечной постоянной. Модель воспроизводит как общее потепление в течение 20 столетия на 0.6-0.7 градуса, так и максимум температуры в середине 20 столетия и минимум в 1960-1970г.г. Если модель правильно воспроизводит наблюдаемые изменения климата, можно попытаться предсказать будущие изменения климата, если задаться сценариями роста концентрации парниковых газов. Пример такого прогноза приведен на рис.5, где изображен временной ход глобально осредненной приземной температуры по данным модели в 19-22 столетиях при различных сценариях изменения концентрации парниковых газов, а также данные контрольного эксперимента с внешними воздействиями соответствующими 1871г.

Однако, расчет концентрации парниковых газов, и прежде всего углекислого газа, даже при заданной эмиссии, - непростая задача, потому что выброшенный углекислый газ не просто накапливается в атмосфере, а еще перераспределяется между океаном, растениями и почвой. В конце 20 - начале 21 столетия примерно половина выбросов CO₂ идет на увеличение его концентрации в атмосфере, а оставшаяся половина поглощается океаном и экосистемами суши (Houghton 2001). Причем, поглощение существенно зависит как от циркуляции океана, так и от изменений климата на суше. Поэтому для предсказания будущих изменений климата необходимо модель ОЦА и океана дополнить моделью углеродного цикла в атмосфере, океане и на суше. Пример расчета концентрации CO₂ в 19-20 столетиях с помощью такой модели приведен на рис.6. Модель неплохо воспроизводит наблюдаемый рост CO₂ в атмосфере (Володин, 2007).

Еще одно важное приложение, в где в качестве составной части используются модели ОЦА – модели динамики и химии озона. На рис.7 приведен временной ход общего содержания озона (ОСО) в 1970-2000 г.г. по данным наблюдений и модели (СГВ 2004). Модель неплохо воспроизводит наблюдаемые особенности изменения ОСО. Общее уменьшение ОСО связано с выбросами озоноразрушающих веществ человеком, максимумы около 1980, 1990 и 2000 г.г. обусловлены максимумами солнечной активности, а ярко выраженный минимум в 1993г. - выбросом озоноразрушающих веществ в результате извержения вулкана.

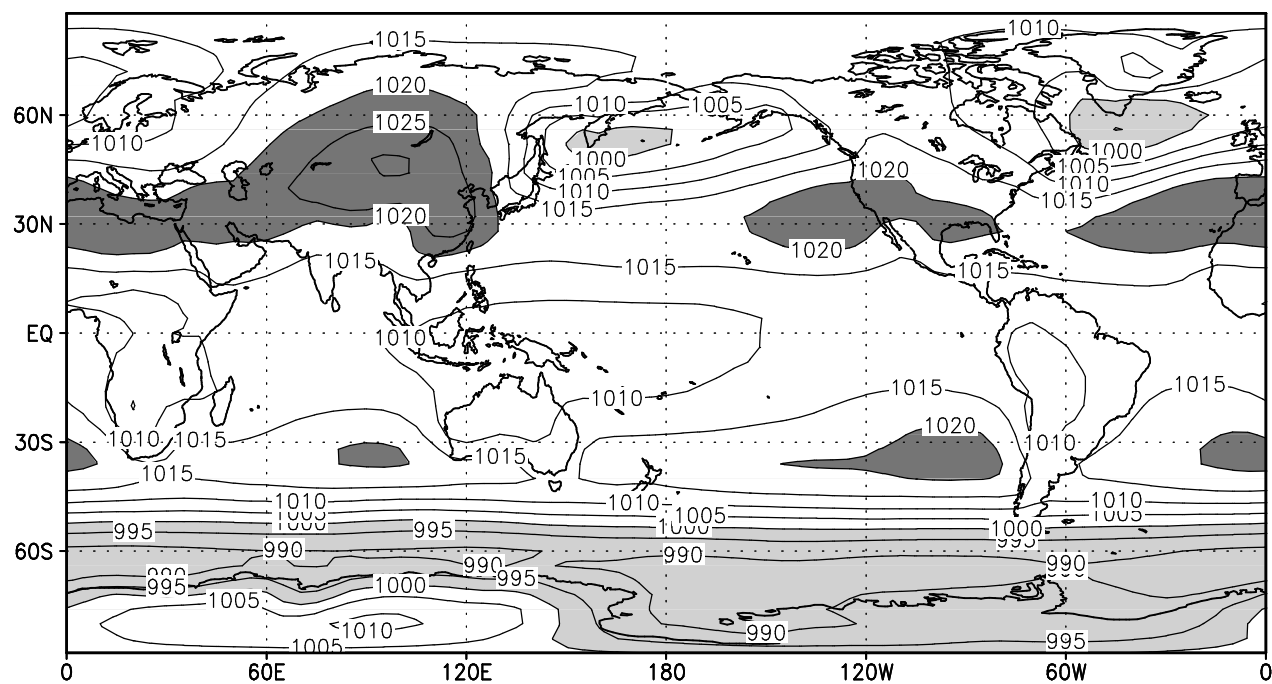
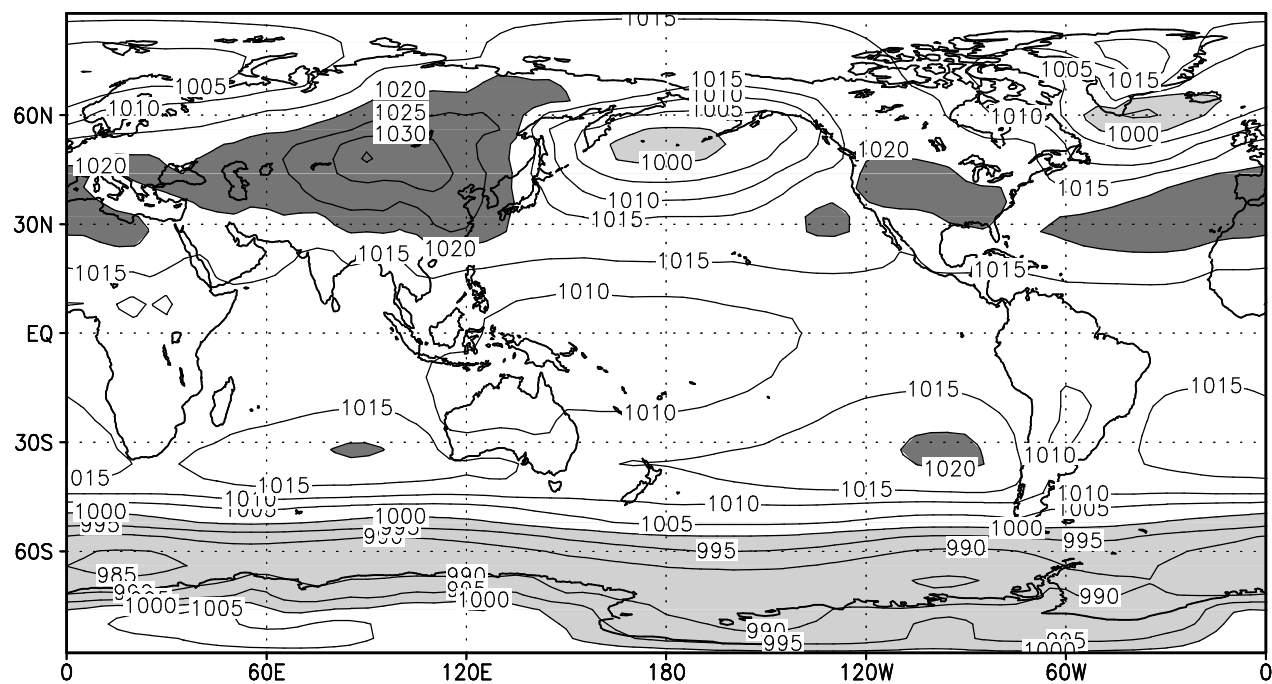


Рис.1.1. Давление на уровне моря в декабре-феврале по данным наблюдений (вверху) и модели (внизу).

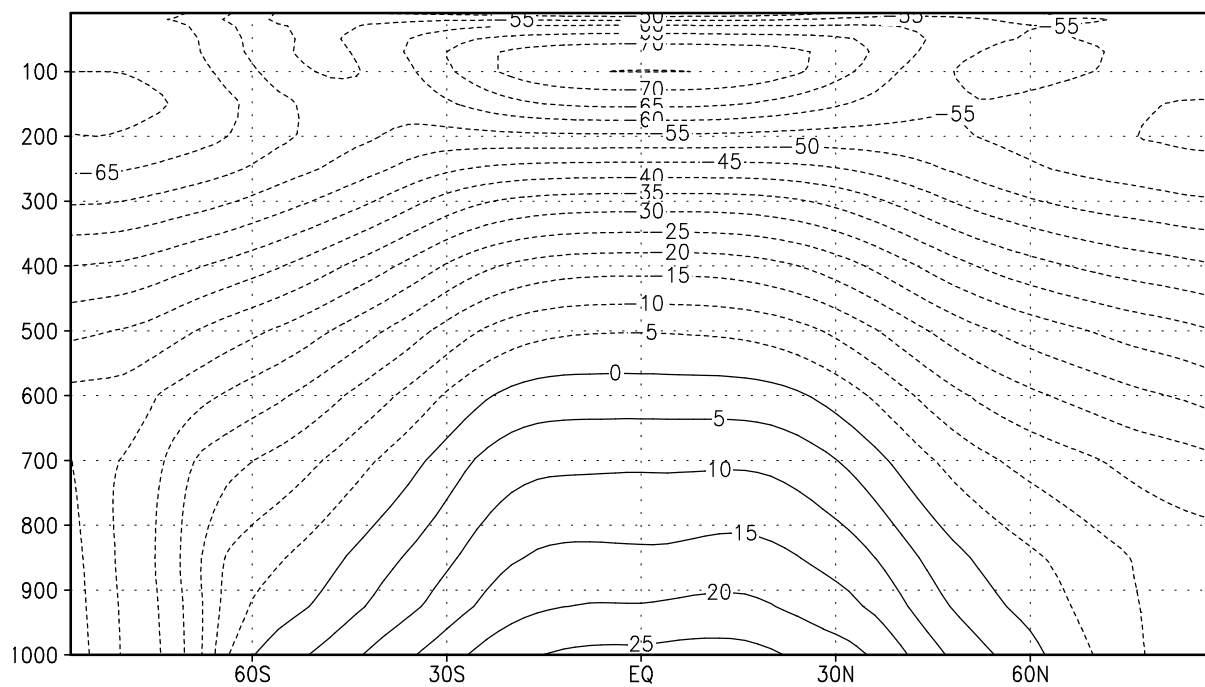
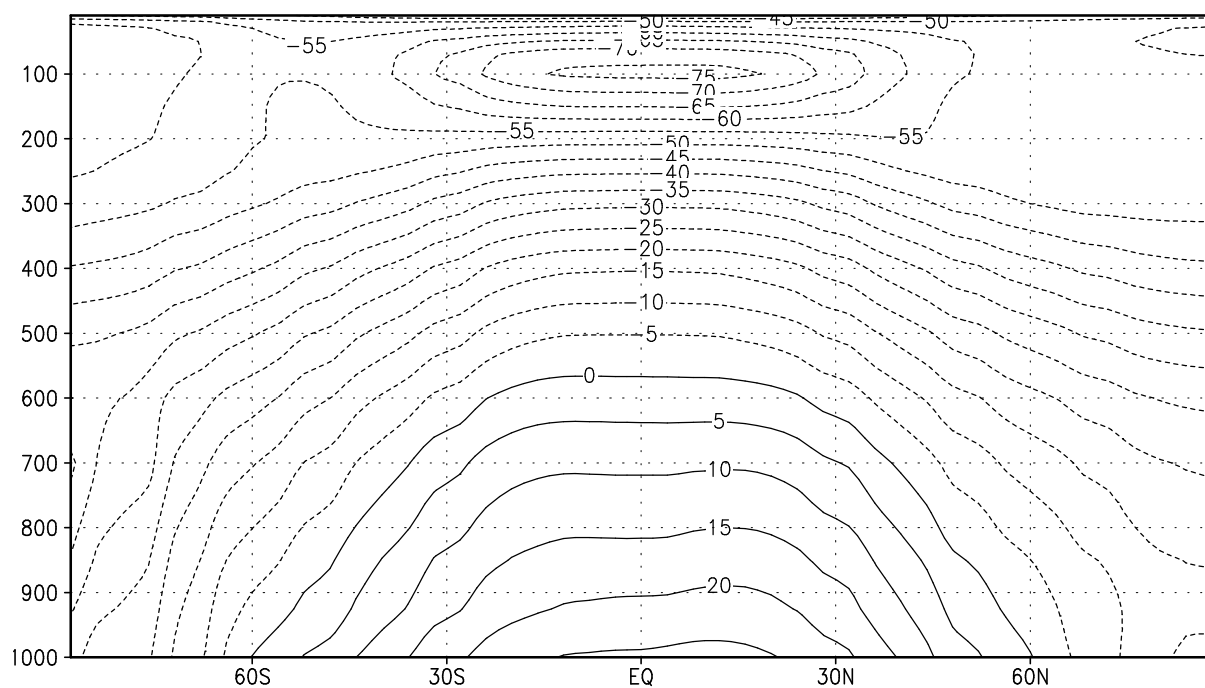


Рис.1.2. Среднегодовая температура воздуха по наблюдениям (вверху) и в модели (внизу).

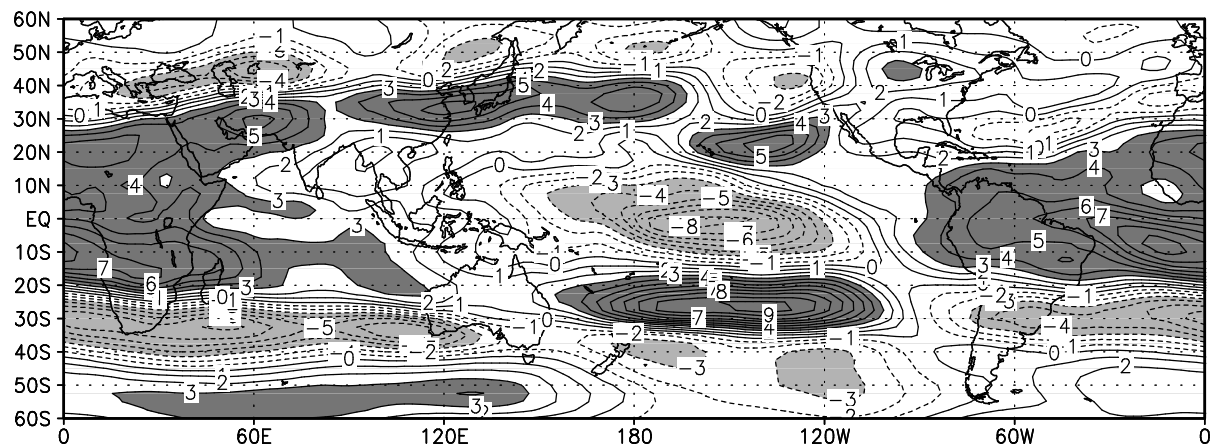
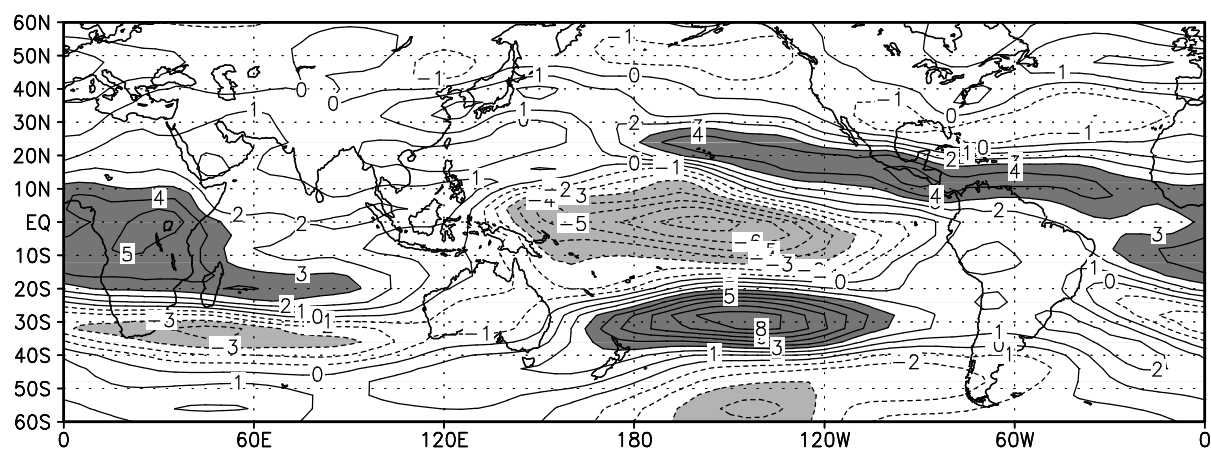
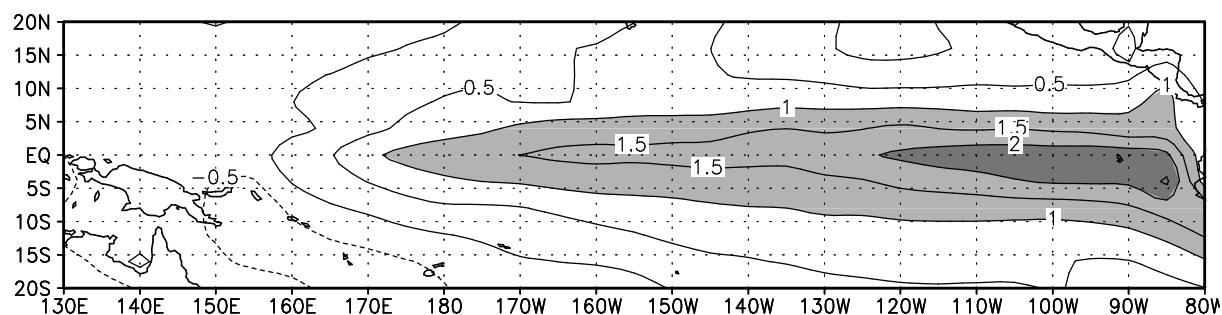


Рис.1.3. Аномалия температуры поверхности океана при Эль-Ниньо(вверху), отклик модели на Эль-Ниньо (в середине) и наблюдаемая аномалия скорости ветра на высоте 200 гПа (внизу).

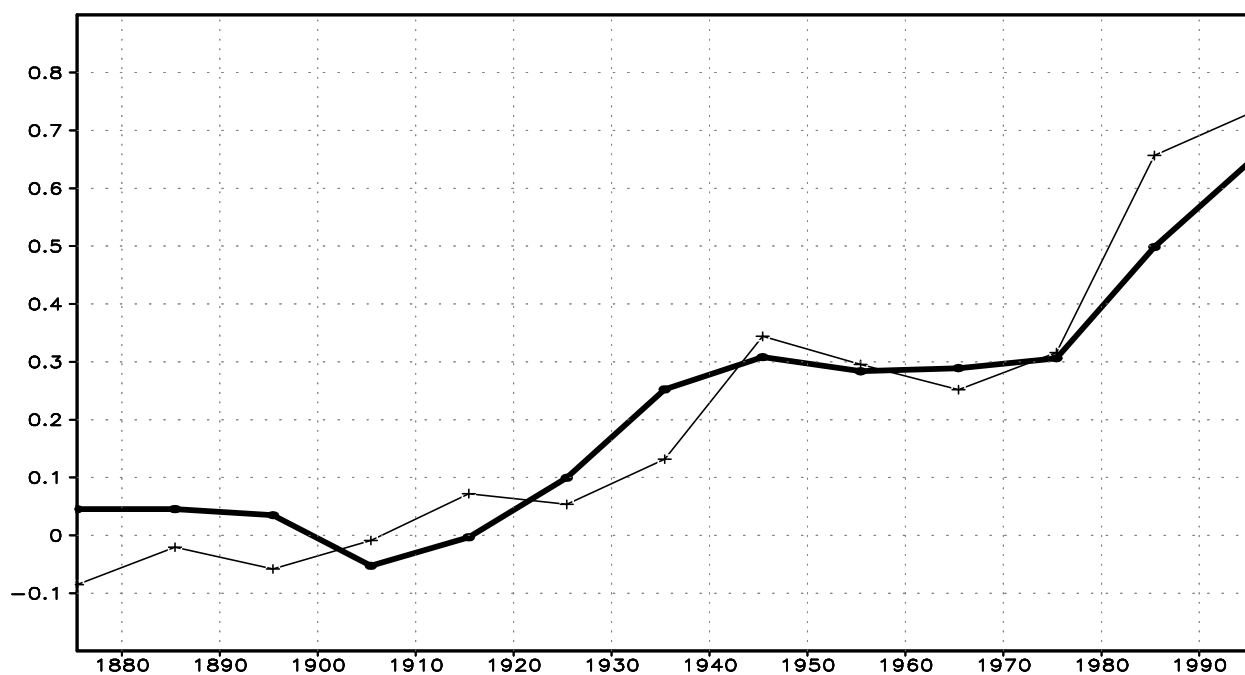


Рис.1.4. Изменение приземной температуры воздуха в 1871-2000 г.г. по данным наблюдений (жирная линия) и модели (тонкая линия)

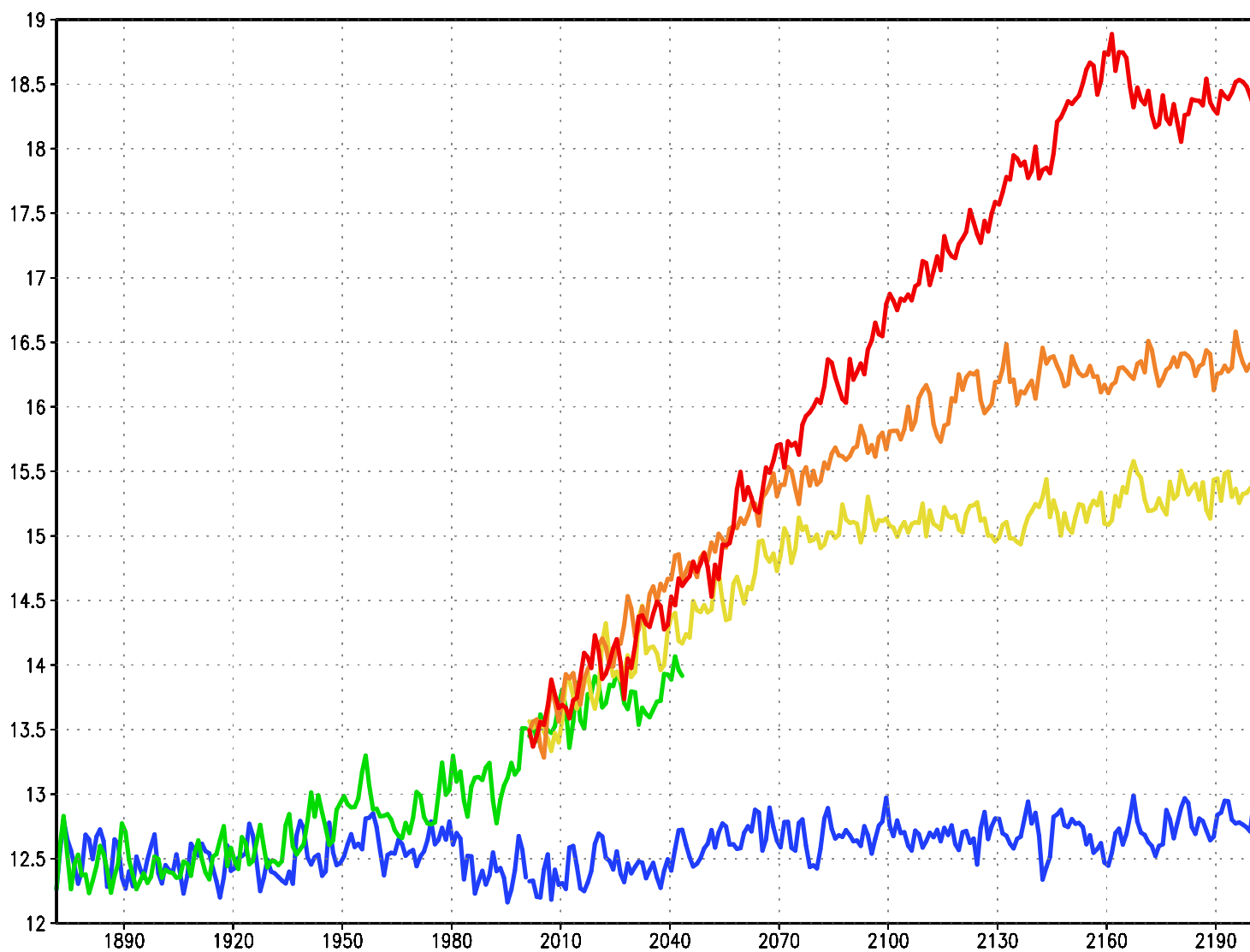


Рис.1.5. Изменение приповерхностной температуры воздуха в 20-22 столетиях при различных сценариях изменения содержания парниковых и других газов. Синяя линия – данные контрольного эксперимента, зеленая линия – данные эксперимента с воздействиями, наблюдавшимися в 19-20 столетиях, желтая, оранжевая и красная линии – прогнозы согласно сценариям B1, A1B и A2

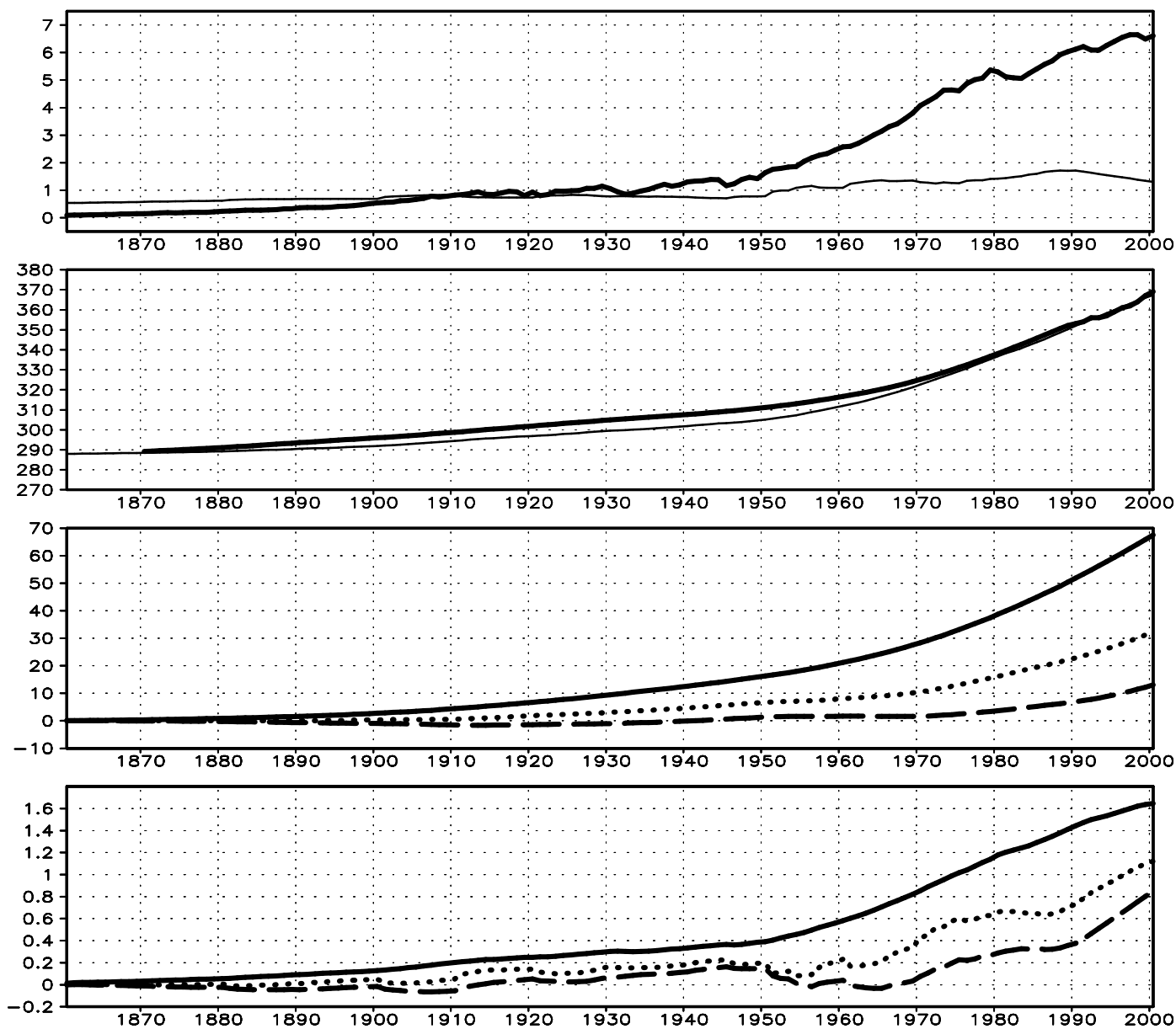


Рис.1.6. Сверху вниз: эмиссия CO₂ (Гт в год) вследствие сжигания топлива (жирная линия) и землепользования (тонкая линия); концентрация CO₂ в атмосфере (частей на млн) по данным наблюдений (жирная линия) и модели (тонкая линия); изменение содержания углерода (Гт) в океане (сплошная линия), растениях (пунктирная линия) и почве (штриховая линия) в модели; поток углерода (Гт в год) в океан (сплошная линия), в растения (пунктирная линия) и почву (штриховая линия).

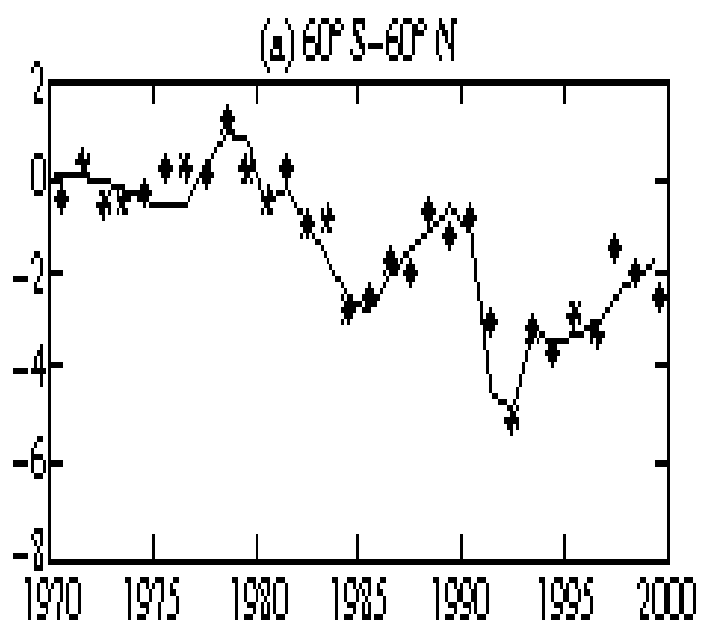


Рис.1.7. Аномалия общего содержания озона по данным наблюдений (значки) и модели (линия).

1. Уравнения динамики атмосферы.

Исходными уравнениями для моделей ОЦА являются следующие (Batchelor 1967, Houghton 2002).

Уравнение для вектора скорости (второй закон Ньютона):

$$\frac{dV}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \nabla P + F_V, \quad (1.1)$$

уравнение для температуры (первое начало термодинамики):

$$\frac{dT}{dt} - \frac{dP}{dt} \frac{RT}{PC_p} = F_T, \quad (1.2)$$

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0, \quad (1.3)$$

уравнение состояния идеального газа:

$$\rho = \frac{P}{RT}, \quad (1.4)$$

уравнение переноса влажности:

$$\frac{dQ}{dt} = F_Q, \quad (1.5)$$

Здесь V – трехмерный вектор скорости, T – температура, P – давление, Q – удельная влажность, ρ – плотность воздуха, R – газовая постоянная воздуха, t – время, g – ускорение свободного падения, F – правые части уравнений.

Уравнение (1.1) записано в инерциальной системе отсчета. Чтобы записать его во вращающейся системе отсчета, нужно воспользоваться равенством:

$$\left(\frac{dA}{dt} \right)_I = \left(\frac{dA}{dt} \right)_R + \Omega \times A, \quad (1.6)$$

где A – произвольный вектор, Ω – вектор вращения Земли, индексы I и R соответствуют инерциальной и вращающейся системам отсчета. Тогда можно получить, что

$$\left(\frac{dV}{dt} \right)_I = \left(\frac{dV}{dt} \right)_R + 2\Omega \times V + \Omega \times (\Omega \times r), \quad (1.7)$$

где r – радиус-вектор. Второе слагаемое в правой части уравнения 1.7 является ускорением Кориолиса, а третье – центробежным ускорением. При решении уравнений в моделях ОЦА центробежное ускорение, как правило, не учитывается, поскольку вертикальная компонента ускорения много меньше g , а горизонтальная компонента в точности компенсируется проекцией g на горизонтальную плоскость из-за несферичности Земли.

В качестве горизонтальных координат при исследовании свойств уравнений обычно используются декартовы координаты x и y , хотя в моделях используются сферические координаты λ и ϕ (долгота и широта). Обычно будем рассматривать решение в области $x \in [0; 1]$, $y \in [0; 1]$ и периодические условия на границах, то есть $A(x=0) = A(x=1)$, $A(y=0) = A(y=1)$, где A – любая функция.

По вертикали используются следующие координаты:

Z -координата. Удобна, если отсутствует рельеф. При ненулевом рельефе возникают сложности с записью нижнего граничного условия.

P -координата. Ее введение возможно, если принять приближение гидростатики, то есть считать, что

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad (1.8)$$

Это приближение верно с хорошей точностью для крупномасштабных движений. При этом мы не рассматриваем звуковые волны, имеющие очень большую фазовую скорость и требующие поэтому уменьшения шага по времени. Для P -координаты уравнения имеют самый простой вид, и поэтому она используется для демонстрации свойств уравнений.

Примерно в половине моделей ОЦА используется в качестве вертикальной координаты σ -координата. σ определяется как

$$\sigma = \frac{P}{P_s}, \quad (1.9)$$

где индекс S соответствует поверхности Земли. Она удобна тем, что позволяет просто записать нижнее граничное условие: вертикальная скорость равна нулю. Однако, в верхней части расчетной области, в стратосфере и мезосфере удобнее, когда координатные поверхности близки к горизонтальным. Поэтому примерно в половине моделей в качестве вертикальной координаты используется гибридная координата η , которая в нижней части атмосферы близка к σ -координате, а в верхней части атмосферы – к P -координате. Вопрос о выборе оптимальной для моделей ОЦА вертикальной координаты на настоящее время остается открытым.

2. Уравнения в приближении гидростатики. Дальнейшие упрощения уравнений.

Запишем уравнения гидротермодинамики в приближении гидростатики, где в качестве вертикальной координаты используется z и P (Houghton 2002). Для случая координат x, y, z уравнения выглядят следующим образом.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_u, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + F_v, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} + w \frac{g}{C_p} = F_T, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u \frac{\partial Q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} + w \frac{\partial Q}{\partial z} = F_Q, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad (2.6)$$

$$\rho = \frac{P}{RT}, \quad (2.7)$$

где u, v, w – компоненты скорости вдоль координат x, y, z ; f – параметр Кориолиса.

В координатах x, y, P уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \tau \frac{\partial u}{\partial P} - fv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + F_u, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \tau \frac{\partial v}{\partial P} + fu = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} + F_v, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \tau \frac{\partial T}{\partial z} - \tau \frac{RT}{PC_p} = F_T, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u \frac{\partial Q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} + \tau \frac{\partial Q}{\partial P} = F_Q, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial P} = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial P} = -\frac{P}{RT}, \quad (2.13)$$

где τ - аналог вертикальной скорости, $\Phi = gz$ - геопотенциал.

В P -системе координат многие законы гидротермодинамики выглядят наиболее просто. В уравнениях (2.8) и (2.9) для крупномасштабных движений атмосферы с характерным пространственным масштабом не меньше 100 км и временным масштабом не меньше нескольких часов с точностью примерно 10% градиент давления компенсируется ускорением Кориолиса. Если пренебречь изменением скорости во времени и адвективными слагаемыми, то получатся уравнения для геострофических скоростей:

$$v = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, u = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.14)$$

Эти уравнения означают, что в геострофическом приближении ветер дует вдоль изолиний равного геопотенциала, оставляя в северном полушарии высокое значение справа. Из геострофических соотношений путем дифференцирования по P следуют соотношения термического ветра:

$$\frac{\partial v}{\partial P} = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right) = -\frac{R}{fP} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial u}{\partial P} = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right) = \frac{R}{fP} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (2.16)$$

Из этих соотношений следует, в частности, что, поскольку в северном полушарии, как правило, $\frac{\partial T}{\partial y} < 0$, то есть в тропиках теплее, чем в высоких широтах, то $\frac{\partial u}{\partial P} < 0$. Поскольку

у поверхности Земли из-за трения ветры как правило несильные, на достточно больших высотах должно быть $u > 0$, то есть в большей части атмосферы ветер должен быть западным. С помощью соотношений термического ветра можно показать также, что если в некотором слое воздуха направление, откуда дует геострофический ветер, сдвигается с ростом высоты вправо, то там, откуда дует ветер, температура выше, чем в рассматриваемой точке, то есть происходит перенос более теплого воздуха.

Еще одним приближением является соотношение циклострофического ветра, при котором полная производная скорости уравнивается градиентом геопотенциала:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.17)$$

Такое приближение справедливо, если величина завихренности велика, например вблизи центра глубокого циклона. С помощью этого соотношения можно видеть, что очень большие градиенты давления или геопотенциала возможны лишь вблизи центра низкого давления, но невозможны, по крайней мере в рамках циклострофического приближения, вблизи центра высокого давления.

Для крупномасштабных движений в уравнении неразрывности 2.12 слагаемое с вертикальной скоростью обычно на несколько порядков меньше по величине каждого из оставшихся слагаемых. Поэтому можно в этом приближении записать уравнение неразрывности как

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.18)$$

и в этом приближении из двух уравнений (2.8), (2.9) записать одно уравнение для завихренности. Итак, если ввести завихренность $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, то для нее можно получить уравнение:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + v\beta = 0, \quad (2.19)$$

где $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$. Если ввести полную завихренность $\Omega = \zeta + \Omega_0$, где Ω_0 – завихренность, обусловленная вращением Земли, то для нее справедливо уравнение

$$\frac{d\Omega}{dt} = 0, \quad (2.20)$$

то есть в движущемся объеме воздуха имеет место сохранение полной завихренности. Это означает, например, что при движении воздуха на север происходит увеличение завихренности, связанной с вращением Земли, и, следовательно, уменьшение относительной завихренности. Этот эффект, как будет показано ниже, является причиной возникновения волн Россби. Уравнение неразрывности (2.18) позволяет ввести функцию тока Ψ , такую что

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, v = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad (2.21)$$

то $\zeta = \Delta \Psi$, и уравнение (2.19) перепишется следующим образом:

$$\frac{\partial(\Delta \Psi)}{\partial t} - \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial(\Delta \Psi)}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial(\Delta \Psi + \beta)}{\partial y} = 0, \quad (2.22)$$

то есть мы получили уравнение только для функции тока Ψ . Можно показать, что при соответствующих краевых условиях для этого уравнения выполняются законы сохранения завихренности, квадрата завихренности (энстрофии) и энергии.

Вернемся к уравнениям (2.1) – (2.7). Рассмотрим законы сохранения, которые выполняются для этих уравнений. Пусть мы решаем их в области Ω : $x \in [0;1]$, $y \in [0;1]$, $z \in [0;1]$, по x и y на границах имеют место условия периодичности, а по z – условие непротекания: $w=0$ при $z=0$ и $z=1$. Законом сохранения для величины K назовем выполнение равенства

$$\int \frac{\partial K}{\partial t} d\Omega = 0 \quad (2.23)$$

где интегрирование рассматривается по области Ω , а $d\Omega = dx dy dz$.

Из уравнения неразрывности (2.5) следует, что сохраняется масса атмосферы

$$M = \int \rho d\Omega, \quad (2.24)$$

поскольку уравнение записано в дивергентном виде. Вообще, если хотят доказать выполнение закона сохранения для некоторой величины, то для производной по времени от этой величины пытаются записать уравнение в дивергентном виде. Например, из уравнений (2.4) и (2.5) можно получить закон сохранения для влаги. Если умножить уравнение (2.4) на ρ , а уравнение (2.5) на Q и сложить, то получится следующее уравнение:

$$\frac{\partial \rho Q}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Q}{\partial x} + \frac{\partial \rho v Q}{\partial y} + \frac{\partial \rho w Q}{\partial z} = 0, \quad (2.25)$$

записанное в дивергентном виде. Следовательно, интеграл по области Ω от величины ρQ сохраняется. Можно показать также, что для уравнений (2.1)-(2.7) выполняется закон сохранения суммы кинетической, тепловой и потенциальной энергии:

$$\int \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(\frac{u^2 + v^2}{2} + C_p T + gz \right) \right) d\Omega = 0 \quad (2.26)$$

Кроме того, очень важен закон сохранения момента вращения вокруг оси вращения Земли. Если уравнения записаны в координатах λ , ϕ , z , то он выглядит в случае отсутствия рельефа следующим образом:

$$\int \frac{\partial}{\partial t} (a^3 \cos^2 \phi \rho (\Omega_0 a \cos \phi + u)) d\lambda d\phi dz = 0, \quad (2.27)$$

где a – радиус Земли, Ω_0 – угловая скорость вращения Земли.

3. Методы решения уравнений гидротермодинамики.

Основную сложность при численном решении уравнений гидротермодинамики вызывает уравнение переноса. В моделях ОЦА используются следующие методы решения уравнения переноса: конечно-разностный, спектральный и полулагранжевый. Здесь более подробно рассмотрим конечно-разностный метод (Годунов, Рябенский 1973) на примере одномерного уравнения переноса температуры постоянной скоростью. Итак, мы решаем уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

в области $x \in [0;1]$ с периодическими граничными условиями: $T(x=0) = T(x=1)$.

Пусть вся область разделена на I равных шагов по пространству, так что $\Delta x = \frac{1}{I}$.

Напишем разложения в ряд Тейлора для T_{i+1} и T_{i-1} в окрестности точки i :

$$T_{i+1} = T_i + \Delta x T' + \frac{\Delta x^2}{2} T'' + \frac{\Delta x^3}{6} T''' + \frac{\Delta x^4}{24} T^{IV} + o(\Delta x^4) \quad (3.2)$$

$$T_{i-1} = T_i - \Delta x T' + \frac{\Delta x^2}{2} T'' - \frac{\Delta x^3}{6} T''' + \frac{\Delta x^4}{24} T^{IV} + o(\Delta x^4) \quad (3.3)$$

и запишем две простейшие конечно-разностные аппроксимации $\frac{\partial T}{\partial x}$ в точке i : методом направленных разностей

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_i = \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta x} \quad (3.4)$$

и центральных разностей:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_i = \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta x} \quad (3.5)$$

С помощью разложений в ряд Тейлора (3.2), (3.3) легко показать, что схема направленных разностей имеет первый порядок аппроксимации, а схема центральных разностей – второй, то есть равенство (3.4) выполняется с точностью до $O(\Delta x)$, а равенство (3.5) с точностью до $O(\Delta x^2)$:

$$\frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta x} = T' - T'' \frac{\Delta x}{2} + o(\Delta x) \quad (3.6)$$

$$\frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta x} = T' + T''' \frac{\Delta x^2}{6} + o(\Delta x^2) \quad (3.7)$$

Решением исходного дифференциального уравнения (3.1) является

$$T = T_0 e^{ik(x-ut)} \quad (3.8)$$

то есть если мы имеем в начальный момент времени волну с волновым числом k , то она будет переноситься со скоростью u . Если мы решаем уравнение (3.1) по времени точно, а по пространству производную заменяем конечной разностью (3.4), то с точностью до величин более высокого порядка мы решаем уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \frac{\Delta x}{2} \right) = 0, \quad (3.9)$$

решение которого записывается как

$$T = T_0 e^{-\frac{uk^2 t \Delta x}{2}} e^{ik(x-ut)} \quad (3.10)$$

Это означает, что волна с волновым числом k не просто переносится со скоростью u , но ее амплитуда уменьшается со временем, причем тем сильнее, чем больше k .

Если мы заменяем производную по пространству центральной разностью (3.5), то с точностью до величин более высокого порядка мы решаем уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \frac{\Delta x^2}{6} \right) = 0 \quad (3.11)$$

решение которого записывается как

$$T = T_0 e^{ik(x-u(1-\frac{\Delta x^2 k^2}{6})t)} \quad (3.12)$$

Это означает, что волна с волновым числом k переносится не со скоростью u , а с меньшей скоростью, причем с тем меньшей, чем больше k . Волна с периодом $2\Delta x$ вообще будет переноситься с нулевой скоростью.

Можно написать конечно-разностную аппроксимацию исходного уравнения сколь угодно высокого порядка. Например, из схемы второго порядка (3.7) можно получить схему третьего порядка, если заменить в главном слагаемом ошибки T''' на ее конечно-разностную аппроксимацию:

$$\frac{T_{i+1} - 3T_i + 3T_{i-1} - T_{i-2}}{\Delta x^3}. \quad (3.13)$$

Можно показать, что для схем нечетных порядков ошибка будет в амплитуде переносимой волны, а для схем четных порядков – в скорости переноса.

Заменяем теперь конечными разностями первого и второго порядка производную по времени и рассмотрим получившиеся схемы. Пусть верхний индекс означает номер шага по времени. Схема первого порядка по пространству и времени выглядит так:

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + u \frac{T_i^n - T_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad (3.14)$$

Для того, чтобы решение конечно-разностной схемы сходилось при $\Delta x \rightarrow 0$ и $\Delta t \rightarrow 0$ к решению исходного дифференциального уравнения, одной аппроксимации недостаточно. Нужно еще, чтобы схема была устойчивой. Устойчивость означает ограниченность решения, то есть если на шаге по времени n $|T_i^n| \leq M_0$, то для любого $k > 0$ $|T_i^{n+k}| \leq M$, где M_0, M – некоторые положительные константы. Найдем, при каком условии схема (3.14) будет устойчивой. Схему можно переписать как

$$T_i^{n+1} = T_i^n \left(1 - \frac{u \Delta t}{\Delta x} \right) + T_{i-1}^n \frac{u \Delta t}{\Delta x} \quad (3.15)$$

Если $|T_i^n| \leq M_0$, то $|T_i^{n+1}| \leq M_0$ при условии, что

$$\left(1 - \frac{u \Delta t}{\Delta x} \right) \geq 0 \quad (3.16)$$

и $u \geq 0$. Условие (3.16) называется условием Куранта. Таким образом, схема (3.14) является условно устойчивой. Эта схема является явной, то есть значение прогностической переменной на следующем шаге явно выражается через значение на предыдущих шагах. Можно записать неявную схему:

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + u \frac{T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x} = 0 \quad (3.17)$$

Для вычисления решения на следующем шаге по времени по схеме (3.17) необходимо решать систему линейных уравнений с двухдиагональной матрицей. Схема (3.17) устойчива при любом соотношении шагов по времени и пространству.

Рассмотрим теперь схемы с центральными разностями по пространству. Явная схема, имеющая первый порядок по времени и второй порядок по пространству:

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + u \frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2\Delta x} = 0 \quad (3.18)$$

неустойчива при любом шаге по времени. Поэтому в том случае, если нужно использовать центральные разности второго порядка по пространству и явную схему по времени, задачу решают либо при помощи схемы центральных разностей по времени:

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^{n-1}}{2\Delta t} + u \frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2\Delta x} = 0 \quad (3.19)$$

либо с помощью схемы Эйлера:

$$\frac{T_i^{n+1*} - T_i^n}{\Delta t} + u \frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2\Delta x} = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + u \frac{T_{i+1}^{n+1*} - T_{i-1}^{n+1*}}{2\Delta x} = 0 \quad (3.21)$$

Обе эти схемы устойчивы при том же самом условии Куранта (3.16). Для вычисления решения по схеме чехарды (3.19) требуется решение на двух предыдущих шагах. Следовательно, для нее нужно задавать два начальных условия. Кроме того, чтобы не было расходимости между решением на четных и нечетных шагах по времени, в схему (3.19) вводят специальное слагаемое, имеющее вид конечно-разностной аппроксимации второй производной по времени.

При решении уравнений гидротермодинамики в моделях ОЦА схема первого порядка по пространству не применяется из-за большой ошибки в амплитуде. Самыми простыми схемами, которые используются в моделях, являются схемы (3.19) и (3.20-3.21). Возможно использование схемы третьего порядка (3.13).

В общем случае, когда с помощью явной схемы решается система уравнений гидротермодинамики атмосферы, условием устойчивости будет условие Куранта (3.16), где в качестве u берется скорость самого быстрого процесса, описываемого уравнениями. В случае уравнений Навье-Стокса это скорость звука. Если решается система уравнений в приближении гидростатики, то самым быстрым процессом будет распространение гравитационных волн. Поэтому наиболее употребительными в настоящее время являются схемы, где слагаемые, ответственные за распространение гравитационных волн, описываются неявно, а остальная система уравнений решается явно по схеме (3.19). Шаг по пространству для моделей прогноза погоды на сегодняшний день составляет обычно 20-100 км., для моделей климата 100-500 км. Шаг по времени составляет от нескольких секунд до нескольких минут.

В предыдущей лекции обсуждались законы сохранения, которые выполняются в уравнениях. Хотелось бы, чтобы аналогичные законы сохранения выполнялись и в конечно-разностных схемах. Самый простой способ достичь этого – аппроксимировать конечными разностями уравнения, записанные в дивергентном виде. Например, если аппроксимировать конечными разностями второго порядка по пространству и по времени уравнение (2.25), то получится явная схема:

$$\frac{\rho Q_{ijk}^{n+1} - \rho Q_{ijk}^{n-1}}{2\Delta t} + \frac{\rho Q u_{i+1,jk}^n - \rho Q u_{i-1,jk}^n}{2\Delta x} + \frac{\rho Q v_{ij+1,k}^n - \rho Q v_{ij-1,k}^n}{2\Delta y} + \frac{\rho Q w_{ijk+1}^n - \rho Q w_{ijk-1}^n}{2\Delta z} = 0 \quad (3.22)$$

где i, j, k – индексы по x, y, z . Схема устойчива при условии Куранта (3.16), и обладает законом сохранения массы влаги при соответствующих граничных условиях, то есть

$$\sum_{\Omega} \rho Q_{ijk}^{n+1} = \sum_{\Omega} \rho Q_{ijk}^{n-1} \quad (3.23)$$

где Ω - конечно-разностная область определения задачи.

Для уравнения теплопроводности с постоянным коэффициентом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.24)$$

можно записать схему второго порядка по пространству и первого порядка по времени:

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = k \frac{T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n}{\Delta x^2} \quad (3.25)$$

которая будет устойчивой при условии

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{2k} \quad (3.26)$$

Аналогичная неявная по времени схема будет устойчивой при любом шаге по времени, однако требует на каждом шаге решения линейной системы с трехдиагональной матрицей. Заметим, что схема чехарды для уравнения теплопроводности неприменима, так как неустойчива при любом шаге по времени. Для схемы (3.25) выполняется закон сохранения температуры, то есть

$$\sum_{\Omega} T_i^{n+1} = \sum_{\Omega} T_i^n \quad (3.27)$$

Вообще, закон сохранения для некоторой величины A выполняется при соответствующих граничных условиях для конечно-разностной схемы, если эту схему удастся записать в следующем виде:

$$A_i^{n+1} - A_i^n = F_{i+1} - F_i \quad (3.28)$$

где F – некоторое конечно-разностное выражение.

В настоящее время примерно 30-40% моделей ОЦА решают уравнения гидротермодинамики конечно-разностным методом. Наиболее распространенным сейчас является спектральный метод решения уравнений, когда все прогностические переменные разлагаются в ряд по сферическим функциям (Крупчатников, Курбаткин 1991). Например, переменная A представляется как

$$A(\lambda, \varphi) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^{N(m)} A_{mn} P_{mn}(\varphi) e^{im\lambda} \quad (3.29)$$

где A_{mn} – коэффициенты Фурье, $P_{mn}(\varphi)$ – полиномы Лежандра, $P_{mn} e^{im\lambda}$ – сферические функции, M – номер усечения, $N(m)$ – функция, определяющая вид усечения. В частном

случае $N(m) = M$ (треугольное усечение). Уравнения переписываются для коэффициентов Фурье. Такие схемы обладают теми же законами сохранения, что и исходные уравнения. Недостатком является большое время, необходимое на прямое и обратное преобразование из сеточного в спектральный вид. При улучшении разрешения доля этого преобразования во всем алгоритме увеличивается. При применении спектрального метода схема по вертикали остается конечно-разностной.

Полулагранжевый метод решения уравнения переноса состоит в том, что для каждого узла сетки ищется место, из которого исходит траектория частицы на предыдущем шаге по времени, и значение из этой точки переносится в рассматриваемый узел. Такой метод позволяет делать шаги по времени, большие, чем для явных конечно-разностных схем. Этот метод хорош там, где надо правильно переносить величину с большими градиентами. Недостатком метода является отсутствие законов сохранения.

4. Параметризации подсеточных процессов. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Процессы в почве и на поверхности.

Рассмотренные в предыдущих лекциях уравнения записаны в предположении непрерывности атмосферы, а конечномерные аппроксимации – в предположении того, что шаг по пространству и по времени мал по сравнению с характерным размером всех существенных для динамики атмосферы процессов. Однако, шаг по пространству в моделях ОЦА составляет от нескольких десятков до нескольких сотен км., и многие важные погодообразующие процессы имеют размер меньше шага по пространству, используемому в моделях. Чтобы понять, как изменятся наши уравнения, если мы не разрешаем процессы с характерным масштабом меньше некоторого, запишем уравнение для u -компоненты скорости (2.8) с учетом уравнения неразрывности (2.12):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau)}{\partial p} - f v = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (4.1)$$

и представим все переменные как сумму крупномасштабных, разрешаемых моделью, и мелкомасштабных, не разрешаемых моделью:

$$\Psi = [\Psi] + \Psi' \quad (4.2)$$

где $\Psi = u, v, T, q$, $[\Psi]$ – крупномасштабная составляющая Ψ , а Ψ' – мелкомасштабная, такая что

$$[\Psi'] = 0. \quad (4.3)$$

Подставив в (4.1) выражения (4.2) и воспользовавшись (4.3), получим уравнение для u :

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} + \frac{\partial [u][u]}{\partial x} + \frac{\partial [u'u']}{\partial x} + \frac{\partial [u][v]}{\partial y} + \frac{\partial [u][\tau]}{\partial p} + \frac{\partial [u'v']}{\partial y} + \frac{\partial [u'\tau']}{\partial p} - f[v] = -\frac{\partial [\Phi]}{\partial x} \quad (4.4)$$

Это уравнение отличается от (4.1) тем, что содержит слагаемые $\partial[u'\tau']/\partial p$, а также аналогичные слагаемые по x и y . Чтобы решать такое уравнение, необходимо выразить слагаемые такого типа через крупномасштабные переменные. Такие выражения называются параметризациями. Они получаются, если привлечь дополнительные соображения о том, какова природа мелкомасштабных неоднородностей рассматриваемых полей. В этом курсе мы рассмотрим параметризации турбулентности в пограничном слое атмосферы, параметризации конвекции и конденсации и параметризацию гравитационно-волнового сопротивления.

Простейшая параметризация турбулентности в пограничном слое состоит в том, что поток величины Ψ , где $\Psi = u, v, T, q$, в среднем направлен от больших значений этой величины к меньшим (Монин, Обухов 1954)

$$[\Psi'\tau'] = -k \frac{\partial [\Psi]}{\partial p} \quad (4.5)$$

где k – некоторый коэффициент, называемый коэффициентом турбулентности. Выражение (4.5) обычно называют гипотезой Буссинеска. Аналогичные слагаемые по x и y гораздо меньше по величине, так как горизонтальные градиенты $[\Psi]$ гораздо меньше по величине, чем вертикальные. Коэффициент турбулентности очень сильно зависит от вертикальной стратификации: он велик при неустойчивой стратификации и мал при устойчивой. Кроме того, он зависит от вертикального сдвига ветра и от масштаба турбулентности, который до высоты несколько сотен метров по порядку величины равен z . Таким образом (Businger et al., 1971, Монин и Обухов, 1954),

$$k = k\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z}, l\right) \quad (4.6)$$

где θ – потенциальная температура, l – масштаб турбулентности.

Условно различают конвективную турбулентность, которая обусловлена в основном температурной неустойчивостью, и сдвиговую, которая обусловлена вертикальным сдвигом ветра. Коэффициент турбулентности, как правило, по величине на много порядков превышает коэффициент молекулярной вязкости и теплопроводности.

Таким образом, учет турбулентности в пограничном слое атмосферы приводит к дополнительным слагаемым вида вязкости или теплопроводности:

$$\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial P} k \frac{\partial\Psi}{\partial P} = \frac{\partial F_\Psi}{\partial P} \quad (4.7)$$

где F_Ψ – поток по вертикали величины Ψ . Такое уравнение обычно решается конечно-разностным методом с помощью неявной схемы, так как коэффициенты k могут быть очень большими, что приводит к неустойчивости явной схемы. В качестве верхнего граничного условия обычно берется нулевой поток. В качестве нижнего граничного условия нужно ставить поток на поверхности. Простейший способ вычисления потоков на поверхности, используемый в моделях, состоит в применении аэродинамических, или балк- формул. Идея здесь та же, что и в гипотезе Буссинеска: поток некоторой величины направлен от большего значения величины к меньшему.

$$F_U = \rho C_U |V_a| (u_s - u_a), \quad (4.8)$$

$$F_V = \rho C_U |V_a| (v_s - v_a), \quad (4.9)$$

$$F_T = \rho C_T |V_a| (\theta_s - \theta_a), \quad (4.10)$$

$$F_Q = \rho C_T |V_a| (Q_s - Q_a), \quad (4.11)$$

где C_u и C_T – безразмерные коэффициенты обмена, зависящие от стратификации, C_p и L – удельная теплоемкость воздуха и теплота парообразования. Индекс s обозначает величины на поверхности Земли, индекс a – величины на нижнем уровне атмосферной модели, который находится, как правило, в нескольких десятках метров над землей. При вычислении потоков импульса можно положить $u_s = v_s = 0$. Для расчета температуры поверхности океана используются модели общей циркуляции океана, или, если проводится расчет только по модели ОЦА, то температура поверхности океана задается. В случае суши для определения температуры поверхности решается уравнение:

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = -F_T - F_Q + F_{RAD} + F_{SOIL} \quad (4.12)$$

где $\rho_s C_s$ - плотность и теплоемкость почвы, F_T и F_Q – потоки явного и скрытого тепла (4.10) и (4.11), F_{RAD} и F_{SOIL} – радиационный баланс на поверхности и поток тепла из почвы. Для вычисления потока тепла из почвы, а также для определения влажности поверхности, в почве решаются уравнения теплопроводности (Лыкосов и Палагин, 1978):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} + F_T, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_w \frac{\partial W}{\partial z} + \lambda_{WT} \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma \right) + F_w \quad (4.14)$$

где W – удельная влажность почвы, $\lambda_T, \lambda_w, \lambda_{WT}, \gamma$ - коэффициенты теплопроводности, влажопроводности, влаготеплопроводности и гидравлический поток. F_T – источник тепла вследствие фазовых переходов воды, F_w – источник влаги вследствие фазовых переходов и перехода почвенной воды в сток. На нижней границе ставятся условия нулевых потоков, на верхней границе – потоки на поверхности. Систему (4.13), (4.14) решают либо неявным методом, совместно уравнением (4.12), (4.10), (4.11) и уравнением теплопроводности в пограничном слое атмосферы, либо отдельно от атмосферы, тогда для определения температуры поверхности требуются итерации.

В качестве влажности поверхности Q_s при вычислении потока влаги используется значение насыщенной влажности при данной температуре и давлении, если поверхность покрыта водой или снегом. Если поверхность представляет собой открытую почву, то Q_s есть функция насыщенной влажности и влажности приповерхностных слоев почвы. Наибольший интерес представляет вычисление потока влаги с поверхности растений, так как они покрывают большую часть суши, и правильный расчет температуры поверхности суши невозможен без правильного вычисления испарения с растений. В этом случае поток влаги записывается следующим образом (Sellers et al., 1986):

$$F_Q = \frac{L\rho(Q_s - Q_a)}{R} \quad (4.15)$$

где R – сопротивление испарению,

$$R = \frac{1}{C_T |V_a|} + R_{veg} \quad (4.16)$$

$\frac{1}{C_T |V_a|}$ - обычное аэродинамическое сопротивление, а R_{veg} – устьичное сопротивление, зависящее от интенсивности фотосинтеза:

$$R_{veg} = F(T)F(W)F(RAD) \quad (4.17)$$

где функции F выражают зависимость устьичного сопротивления от температуры, влажности почвы, приходящей радиации и других величин. Эти функции имеют минимум при благоприятных для растения условиях, и максимум – при неблагоприятных.

5. Параметризация конденсации и глубокой конвекции.

Перечислим основные процессы, которые приводят к конденсации (Houghton 2002). Конденсация водяного пара в атмосфере происходит обычно при адиабатическом подъеме и охлаждении воздуха. Один из случаев, когда это бывает – глубокая влажная конвекция. Такая конвекция происходит в основном в тропиках и в умеренных широтах летом, при наличии влажной неустойчивости и достаточного количества водяного пара в нижней части атмосферы. Характерный масштаб вертикальных движений при глубокой влажной конвекции составляет обычно от сотен метров до десятков километров. Следовательно, такой процесс является подсеточным и нуждается в параметризации.

Еще одним процессом, приводящим к конденсации и образованию осадков, является бароклинная неустойчивость. Для реализации бароклинной неустойчивости необходим большой горизонтальный градиент температуры и отсутствие обычной вертикальной неустойчивости. Тогда, если изолинии потенциальной температуры наклонены к горизонту на угол α , то частица воздуха, двигаясь в сторону более холодного воздуха и вверх, будет теплее и легче окружающего воздуха, если она поднимается под углом меньшим α . В этом случае частица будет двигаться в сторону холодного воздуха и вверх дальше с ускорением. Аналогично, движение частицы воздуха вниз под углом меньше α и в сторону более теплого воздуха будет неустойчивым, частица будет холоднее и тяжелее окружающего воздуха и будет двигаться с ускорением. Выпадение осадков в средних широтах связано в основном с подъемом воздуха при бароклинной неустойчивости. Характерный масштаб такой неустойчивости составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч км. Основная причина изменчивости погоды в средних широтах день ото дня – бароклинная неустойчивость. Процессы конденсации при бароклинной неустойчивости в первом приближении являются крупномасштабными, их учет в модели требует процедуры крупномасштабной конденсации.

Еще одним процессом, при котором происходит конденсация, является смешение достаточно влажного воздуха с различной температурой. При этом, поскольку зависимость насыщенной влажности от температуры близка к экспоненциальной и имеет вторую производную больше нуля, то в смеси относительная влажность будет больше, чем в каждой частице по отдельности. Если в исходных частицах воздуха с разной температурой влажность близка к насыщенной, при смешении влажность будет больше насыщенной, то есть будет происходить конденсация. Такой вид конденсации приводит к образованию слоистой облачности, которая может существовать долгое время и покрывать большие площади. Осадки, выпадающие из таких облаков, небольшие. Если облака находятся не у поверхности земли, то такие осадки обычно полностью испаряются. Для описания такого типа конденсации в модели, как минимум, необходимо хорошее вертикальное разрешение, с шагом не меньше нескольких десятков метров, а также хорошее воспроизведение турбулентного перемешивания в пограничном слое. В действительности разрешение по вертикали в большинстве моделей составляет в тропосфере от нескольких сотен метров до километра, поэтому для воспроизведения этого типа облачности необходима специальная параметризация.

Итак, при любом разрешении модели необходим учет крупномасштабной конденсации. Пусть в некоторой точке модели температура T и удельная влажность $Q >$

$Q_{\max}(T)$. Найдем температуру и влажность $T + \Delta T$ и $Q - \Delta Q$ после конденсации при условии, что влага после конденсации равна насыщенной и насыщенная влага линейно зависит от температуры:

$$\Delta T = \frac{L}{C_p} \Delta Q \quad (5.1)$$

$$Q - \Delta Q = Q_{\max}(T + \Delta T) = Q_{\max}(T) + \Delta T \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T} = Q_{\max}(T) + \frac{L}{C_p} \Delta Q \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T} \quad (5.2)$$

откуда

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \frac{Q_{\max}(T) - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}}, \\ \Delta T &= \frac{L}{C_p} \frac{Q_{\max}(T) - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Необходимо учитывать также испарение осадков, которое рассчитывается в слоях, где $Q < Q_{\max}$ по формулам, аналогичным (5.3), но с некоторым эмпирическим коэффициентом $k < 1$:

$$\begin{aligned} \Delta Q &= k \frac{Q_{\max}(T) - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}}, \\ \Delta T &= k \frac{L}{C_p} \frac{Q_{\max}(T) - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Простейшая параметризация влажной конвекции (конвективное приспособление) состоит в том, что если в некотором слое воздуха градиент температуры по величине больше влажноадиабатического. Найдем, чему равен влажноадиабатический градиент температуры $\gamma_{\text{ва}}$. Пусть сухоадиабатический градиент $\gamma_a = -g/C_p$, и частица на некотором уровне z имеет температуру T и влажность $Q = Q_{\max}(T)$. В результате подъема на уровень $z + \Delta z$ ее температура будет $T + \Delta T$. Разделим процесс влажноадиабатического подъема на два: сухоадиабатический подъем и конденсацию. После сухоадиабатического подъема температура будет $T + \Delta z \gamma_a$, влажность $Q_{\max}(T)$, а насыщенная влажность

$$Q_{\max}(T + \Delta z \gamma_a) = Q_{\max}(T) + \Delta z \gamma_a \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T} \quad (5.5)$$

После конденсации температура изменится согласно (5.4) и составит

$$T + \Delta T = T + \Delta z \gamma_a - \frac{L}{C_p} \Delta z \gamma_a \frac{\frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}} \quad (5.6)$$

откуда

$$\Delta T = \Delta z \gamma_a \left(1 - \frac{\frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}} \right) = \Delta z \gamma_{ea} \quad (5.7)$$

где

$$\gamma_{ea} = \gamma_a \left(1 - \frac{\frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial Q_{\max}(T)}{\partial T}} \right) \quad (5.8)$$

Пусть влажная неустойчивость имеет место между двумя уровнями: k и $k+1$. Пусть известны температура и влажность до конвективного согласования T_k^n , T_{k+1}^n , Q_k^n , Q_{k+1}^n . Найдем температуру и влажность на двух уровнях после конвективного приспособления T_k^{n+1} , T_{k+1}^{n+1} , Q_k^{n+1} , Q_{k+1}^{n+1} . Для нахождения четырех неизвестных нужно написать 4 уравнения. Одно из них – условие равенства градиента температуры влажноадиабатическому. Другое – закон сохранения тепловой энергии. Оставшиеся два условия произвольны. Например, можно задать, что относительная влажность r после конвективного приспособления равна заданной:

$$\frac{T_{k+1}^{n+1} - T_k^{n+1}}{z_{k+1} - z_k} = \gamma_{ea} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} (C_p T_k^{n+1} + L Q_k^{n+1}) \Delta z_k + (C_p T_{k+1}^{n+1} + L Q_{k+1}^{n+1}) \Delta z_{k+1} = \\ = (C_p T_k^n + L Q_k^n) \Delta z_k + (C_p T_{k+1}^n + L Q_{k+1}^n) \Delta z_{k+1} \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} Q_k^{n+1} &= r_k Q_{\max}(T_k^{n+1}), \\ Q_{k+1}^{n+1} &= r_{k+1} Q_{\max}(T_{k+1}^{n+1}) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Существуют обобщения метода конвективного приспособления. Они заключаются в том, что вместо влажноадиабатического градиента температуры в уравнении (5.9) берется другая величина, например взятая из обобщения данных наблюдений (Betts, 1986). Другое изменение состоит в том, чтобы не заменять профиль температуры и влажность заданным, а приближать модельный профиль к заданному с характерным временем порядка нескольких часов.

Еще одна параметризация глубокой конвекции известна под названием “mass flux” (поток массы, Tiedtke, 1989). Ее идея состоит в том, что вся ячейка модели подразделяется на облачную и безоблачную часть. Пусть доля, занимаемая конвективными облаками, составляет α , а доля, занятая нисходящими движениями, $(1-\alpha)$. В облаках существует поток F_Ψ величины Ψ . Здесь $\Psi = u, v, \Theta_E$ - эквивалентно-потенциальная температура

$$\theta_E = \left(T + \frac{LQ}{C_p} \right) P^{-\frac{R}{C_p}}, \quad (5.12)$$

которая сохраняется в поднимающейся частице влажного воздуха, в которой может происходить конденсация, но нет других неадиабатических притоков тепла. Поток величины Ψ в облаке на данном уровне пропорционален разности температур между облаком и окружением:

$$F_\Psi = W_{obl} \Psi = \kappa (T_{obl} - T_{окр}) \Psi, \quad (5.13)$$

где w – вертикальная скорость в облаке, κ – коэффициент пропорциональности, индекс обл относится к облаку, а окр к окружению. Изменение Ψ в облаке соответствует конвергенции потока:

$$\frac{\partial \Psi_{obl}}{\partial t} = - \frac{\partial F_\Psi}{\partial z} \quad (5.14)$$

Аналогично вычисляется поток массы и эволюция прогностических величин вне облака. При вычислении вертикальной скорости вне облака предполагается, что сумма потока массы в облаке и окружении равна нулю, то есть $(1-\alpha) w_{окр} + \alpha w_{obl} = 0$. Окончательно значение Ψ , осредненное по ячейке, вычисляется с учетом значений в облаке и окружении: $\Psi = \alpha \Psi_{obl} + (1-\alpha) \Psi_{окр}$.

В природе образование облачности и выпадение осадков при конденсации представляют собой один и тот же процесс. Однако, в современных моделях ОЦА, к сожалению, параметризация облачности непосредственно не связана с конденсацией. Простейшая схема вычисления балла облачности состоит в использовании кусочно-линейной зависимости балла облачности C от относительной влажности:

$$C = ar + b \quad (5.15)$$

с ограничениями $C \geq 0$, $C \leq 1$. Здесь a, b – некоторые эмпирически подобранные числа, которые зависят, вообще говоря, от ситуации, в которой образуется облачность и от свойств модели.

6. Зонально-осредненная циркуляция атмосферы.

Многие черты атмосферной циркуляции могут быть объяснены как прямые термические ячейки. Пусть в замкнутом сосуде в левой половине температура воздуха составляет T_1 , а в правой T_2 , $T_1 > T_2$. Согласно уравнению гидростатики и уравнению состояния идеального газа, при неизменной по высоте температуре давление уменьшается с высотой как

$$P = P_0 e^{-\frac{gz}{RT}} \quad (6.1)$$

то есть при большей температуре оно падает с высотой медленнее, а при меньшей – быстрее. Это значит, что при температуре T_1 давление наверху будет меньше, а внизу больше, чем при температуре T_2 . Воздух при отсутствии вращения будет двигаться от большего давления к меньшему, см. рис.6.1.

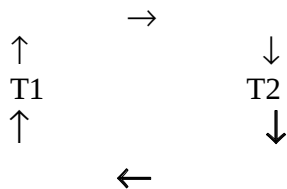


Рис.6.1. Схематическое изображение термически вынужденной циркуляции воздуха при $T_1 < T_2$.

Подъем воздуха будет происходить при большей температуре, а опускание при меньшей.

Таким образом устроена меридиональная ячейка атмосферной циркуляции, где воздух поднимается в тропиках, вблизи максимума температуры, а опускается в субтропиках. Она называется ячейкой Хэдли. Учитывая годовой ход температуры, восходящая ветвь ячейки расположена, как правило, в летнем полушарии, откуда большая часть воздуха перещекает в верхней тропосфере в зимнее полушарие и опускается в зимних субтропиках, а меньшая часть – в субтропиках летнего полушария. Для описания меридиональной циркуляции удобно ввести меридиональную функцию тока. Уравнение неразрывности для зонально осредненных скоростей v и τ выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial P} = 0 \quad (6.2)$$

Функция тока Ψ определяется таким образом, что

$$\frac{\partial \Psi}{\partial P} = v, -\frac{\partial \Psi}{\partial y} = \tau \quad (6.3)$$

Скорости, определенные таким образом, автоматически удовлетворяют уравнению неразрывности (6.2). Меридиональная функция тока по данным модели ОЦА ИВМ для среднегодовых условий, января и июля изображена на рис.6.2.

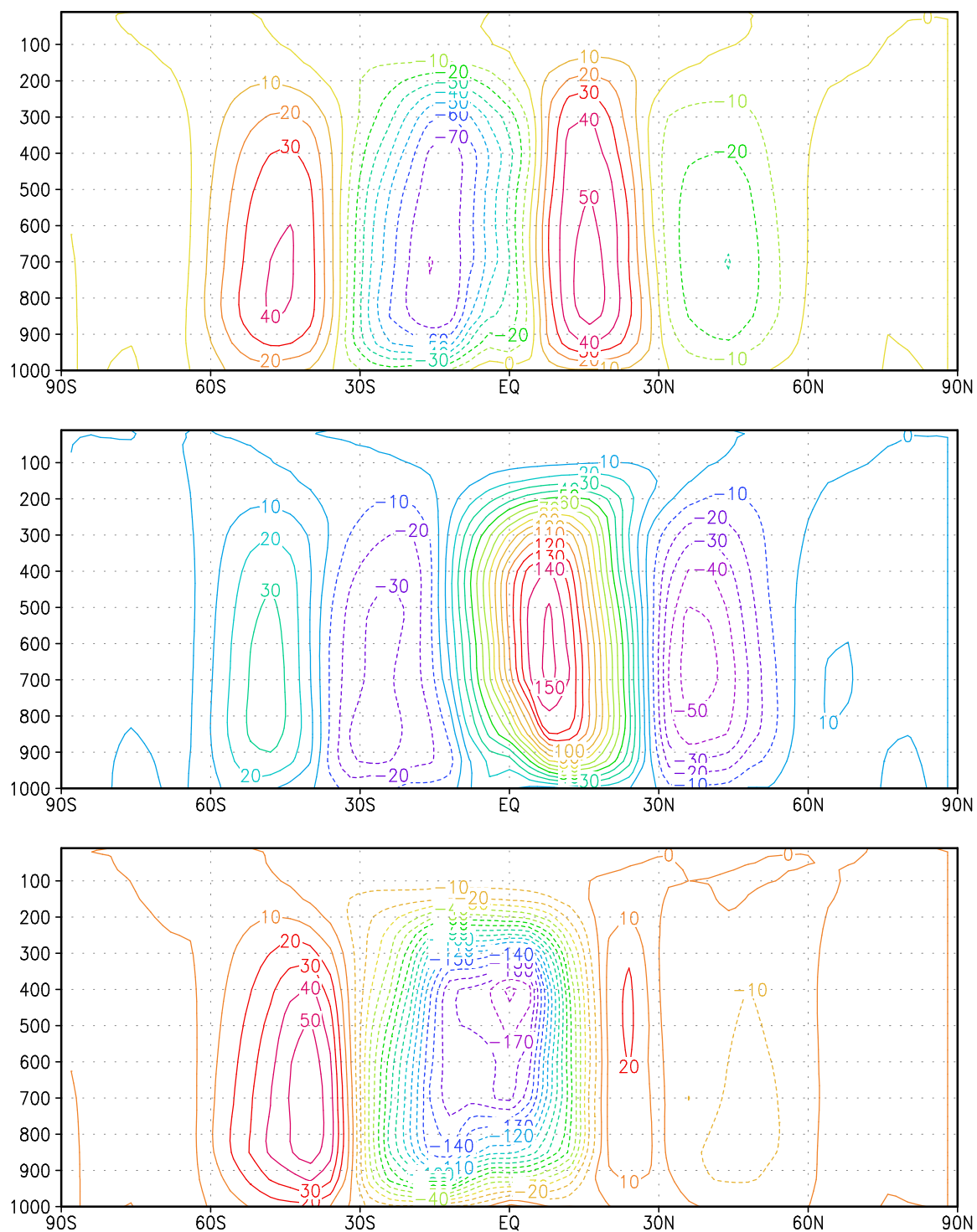


Рис.6.2. Меридиональная функция тока в модели ОЦА ИВМ (10^9 кг/с) для среднегодовых условий (вверху), для января (в середине) и июля (внизу).

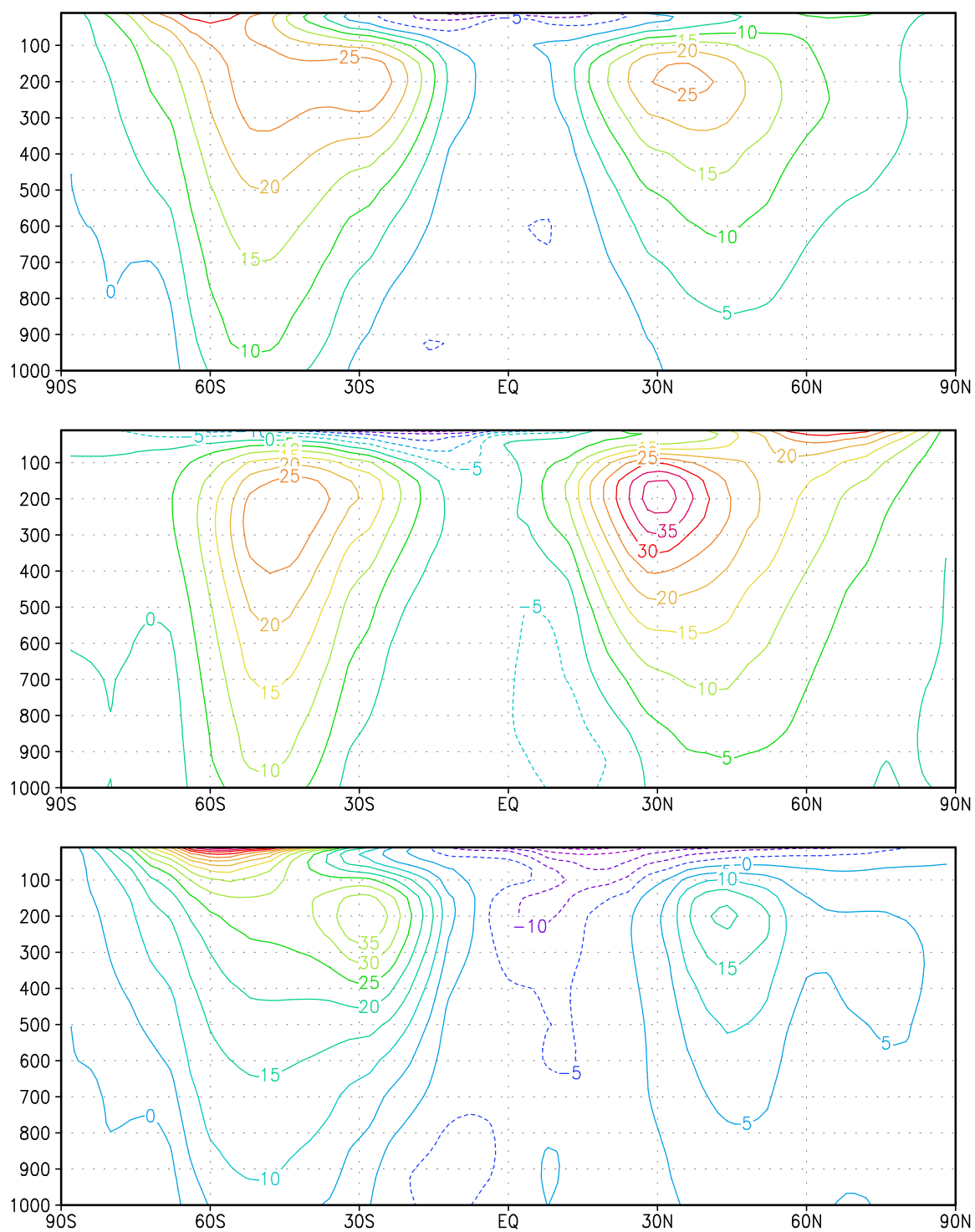


Рис.6.3. Зонально осредненная U-компонента скорости (м/с) по данным реанализа NCEP для среднегодовых условий (вверху), для января (в середине) и июля (внизу).

Отмеченные особенности циркуляции Хэдли хорошо видны на рисунке. При наличии вращения частица воздуха, поднимаясь у Экватора с зональной скоростью близкой к нулю, будет приобретать западную составляющую скорости по мере удаления от Экватора. Это следует из сохранения импульса в движущейся частице при отсутствии других сил. Импульс I на единицу плотности состоит из движения относительно Земли и вращения вместе с Землей:

$$I = u + \Omega r \cos \varphi \quad (6.4)$$

$\cos \varphi$ по мере удаления от Экватора уменьшается, следовательно u увеличивается. Этим объясняется максимум западной скорости ветра в верхней тропосфере вблизи той широты, где воздух перестает удаляться от Экватора и начинает опускаться (рис.6.3). Зимой этот максимум выражен более ярко, чем летом, из-за более интенсивной циркуляции Хэдли. Из этого рассмотрения следует также, что субтропические западные ветры наиболее интенсивны в том случае, когда восходящая часть ячейки Хэдли расположена непосредственно над Экватором. Это происходит, например, во время явления Эль-Ниньо. Вблизи поверхности аналогичный эффект обуславливает приповерхностные восточные ветры в тропиках. Однако, там они не достигают такой силы, как в верхней тропосфере, так как компенсируются трением о поверхность.

Кроме циркуляции Хэдли, прямой термической ячейкой является циркуляция Уокера. Причиной циркуляции Уокера является долготная неоднородность температуры в тропиках. Температура поверхности на западе Тихого океана на 2-4 градуса выше, чем на востоке Тихого океана и в приэкваториальной Атлантики. Причина такого распределения температуры – восточные приземные ветры в тропиках, которые вызывают подъем глубинных более холодных вод у восточного побережья Тихого океана. Над более теплой водой на западе Тихого океана воздух поднимается, а над более холодной над востоком Тихого океана и Атлантикой опускается. Хорошо иллюстрирует данную циркуляцию поле потенциала скорости на высоте 200 гПа (рис.6.4). Потенциал скорости χ определяется так, чтобы лапласиан от него был равен дивергенции скорости, то есть в случае декартовых координат

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (6.5)$$

Отрицательные значения потенциала скорости соответствуют положительной дивергенции, а положительные – отрицательной дивергенции.

Еще одним примером прямой термической циркуляции является муссонная циркуляция. Лучше всего муссонная циркуляция выражена в районе южной и юго-восточной Азии, где контрасты температур между сушей и океаном заставляют летом воздух подниматься над нагретой сушей. На его место в нижних слоях атмосферы поступает воздух из более близких к Экватору районов, что приводит к западным ветрам согласно (6.4). В верхней тропосфере поднявшийся над континентом воздух перемещается обратно к Экватору, что является причиной приэкваториальных восточных ветров в муссонном районе (рис.6.5). Зимой ситуация меняется на противоположную.

Когда Хэдли высказал предположение о наличии прямой ячейки циркуляции, он предполагал, что воздух должен подниматься в тропиках и опускаться на полюсах. Численные эксперименты с моделями ОЦА, а также лабораторные опыты показывают, что в действительности так было бы при отсутствии вращения Земли.

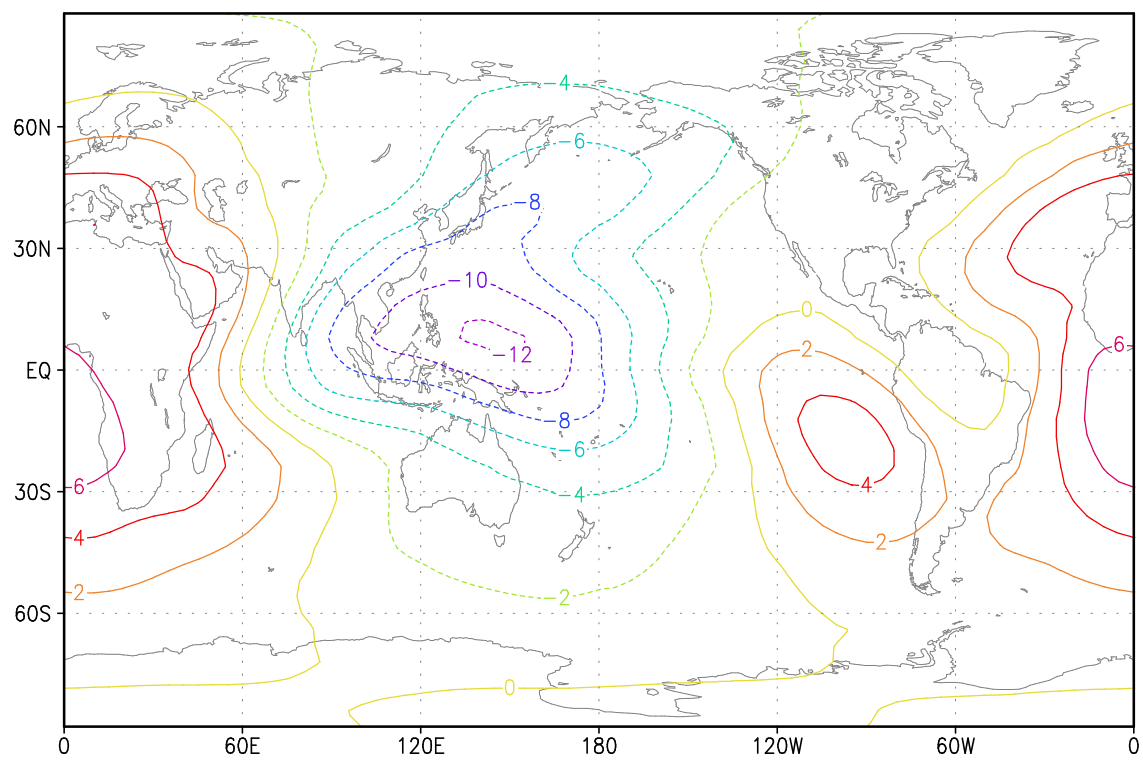


Рис.6.4. Среднеклиматический потенциал скорости ($10^6 \text{ м}^2/\text{с}$) на высоте 200 гПа по данным реанализа NCEP.

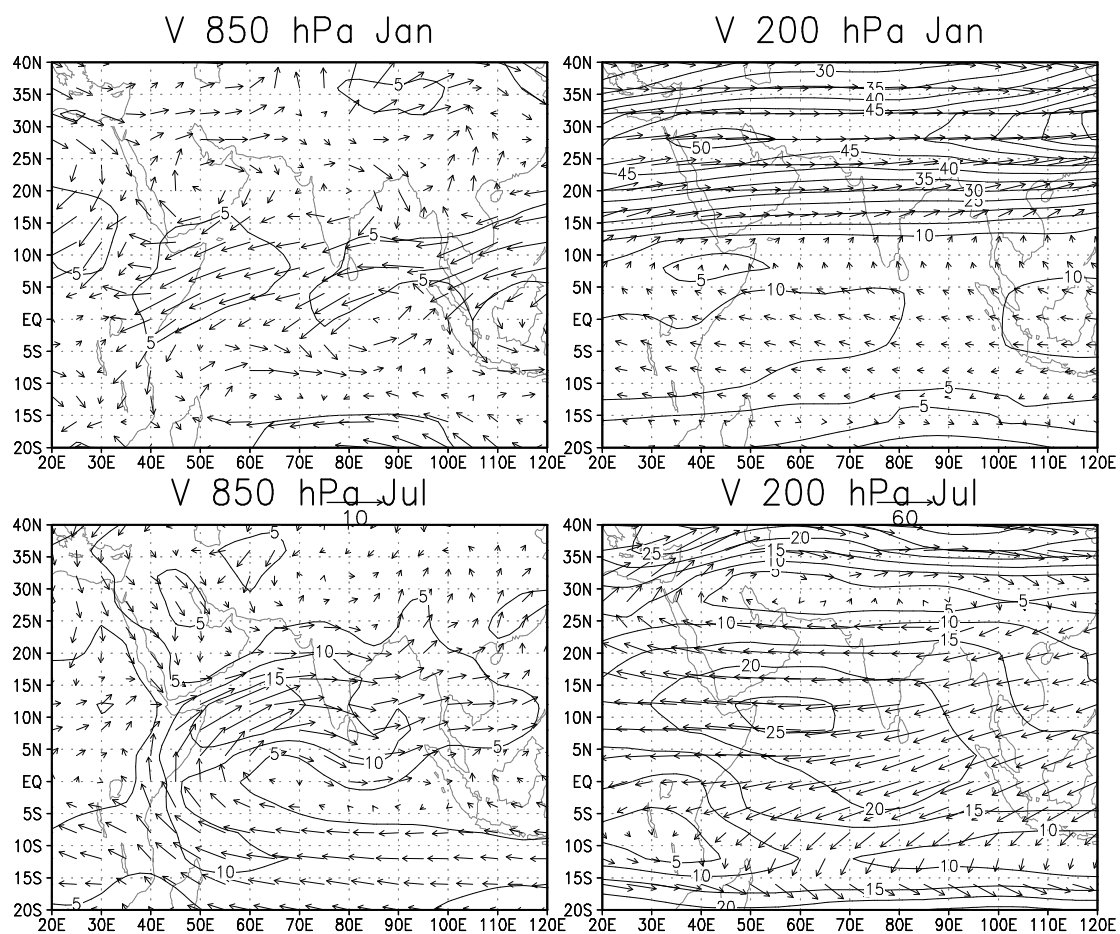


Рис.6.5. Скорость ветра (м/с) в муссонном районе на высоте 850 гПа (слева) и 200 гПа (справа) в январе (вверху) и июле (внизу) по данным реанализа NCEP.

При наличии вращения воздух опускается не на полюсах, а в субтропиках, а в умеренных широтах появляется обратная ячейка циркуляции (ячейка Ферреля), в которой воздух поднимается вблизи 60 градуса и опускается в субтропиках. Рассмотрим причину возникновения такой ячейки.

Сначала рассмотрим распространение волн Россби. В уравнении для завихренности (2.22) представим функцию тока в виде суммы крупномасштабного зонального потока (квадратные скобки) и волн (штрихи):

$$\Psi = [\Psi] + \Psi'. \quad (6.6)$$

При этом, крупномасштабный поток пусть будет западным и не зависящим от широты и долготы. Тогда, подставляя (6.6) в (2.22) и пренебрегая слагаемыми, которые содержат Ψ' степени выше первой, получим уравнение для эволюции волновой компоненты:

$$\frac{\partial \Delta \Psi'}{\partial t} + [U] \frac{\partial \Delta \Psi'}{\partial x} + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0 \quad (6.7)$$

Ища решение этого уравнения в виде плоской волны

$$\Psi' = e^{i(kx + ly - \omega t)}, \quad (6.8)$$

получим дисперсионное соотношение

$$\omega = [U]k - \frac{\beta k}{k^2 + l^2}, \quad (6.9)$$

откуда можно найти групповую и фазовую скорость волн Россби.

Компоненты фазовой скорости равны:

$$C_{fx} = [U] - \frac{\beta}{k^2 + l^2}, C_{fy} = \frac{k}{l} \left([U] - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \right) \quad (6.10)$$

Отсюда, например, следует, что по отношению к среднему потоку волны всегда движутся с востока на запад. Стационарные волны Россби возможны только в западном потоке, то есть при $[U] > 0$.

Компоненты групповой скорости равны

$$C_{gx} = [U] + \frac{\beta(\kappa^2 - l^2)}{(k^2 + l^2)^2}, C_{gy} = \frac{2\beta kl}{(k^2 + l^2)^2} \quad (6.11)$$

Пусть

$$\Psi' = \Psi_0 \cos(kx + ly - \omega t) = \Psi_0 \cos \varphi \quad (6.12)$$

Тогда

$$U' = -\frac{\partial \Psi'}{\partial y} = l \Psi_0 \sin \varphi, \quad (6.13)$$

$$V' = \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = -k \Psi_0 \sin \varphi \quad (6.14)$$

и, следовательно,

$$U'V' = -kl \Psi_0^2 \sin^2 \varphi \quad (6.15)$$

Сравнивая (6.15) и (6.11), получаем, что $U'V'$ и C_{gy} равны с точностью до отрицательного множителя.

Основным источником волн Россби является отклонение ветра от зонального геострофического, что происходит при развитии бароклинной неустойчивости. Бароклинная неустойчивость порождается меридиональным градиентом температуры, который имеет самую большую величину в средних широтах. Следовательно, основным источником волн Россби находится в средних широтах, откуда они распространяются к югу и к северу. Значит, к югу от средних широт должно быть $C_{gy} < 0$ и $U'V' > 0$, а к северу от средних широт, наоборот, $C_{gy} > 0$ и $U'V' < 0$. В средних широтах $\partial [U'V']/\partial y < 0$. Напишем уравнение для эволюции зонально осредненной u -компоненты скорости. Используя уравнения (2.8) и (2.12) получим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial u\tau}{\partial P} - fv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (6.16)$$

Представив переменные как сумму среднего вдоль круга широты (в квадратных скобках) и отклонения от среднего (штрихи), получим уравнение для зонально осредненной скорости ветра:

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} + \frac{\partial [u][v]}{\partial y} + \frac{\partial [u][\tau]}{\partial P} + \frac{\partial [u'v']}{\partial y} + \frac{\partial [u'\tau']}{\partial P} - f[v] = 0 \quad (6.17)$$

Четвертое слагаемое в этом уравнении выражает ускорение зонального ветра вследствие взаимодействия среднего потока с вихрями. В средних широтах это слагаемое, как мы видели, отрицательное, что означает ускорение западного зонального потока вихрями. Поскольку в среднем за большой промежуток времени ускорение должно быть близко к нулю, это слагаемое должно быть скомпенсировано противоположным по знаку. Обычно оно компенсируется ускорением Кориолиса, то есть в средних широтах северного полушария, там где $\partial [u'v']/\partial y < 0$, должно быть $[v] < 0$. Максимальных значений ускорение достигает в верхней тропосфере, именно там расположена верхняя часть ячейки Ферреля с $v < 0$. У поверхности, наоборот, существенный вклад вносит сила трения о поверхность, которая замедляет западный поток и приводит к положительным значениям v у поверхности. В общем случае, если на поток, находящийся в геострофическом равновесии, начинает действовать сила, замедляющая поток (сила трения), то поток отклоняется от геострофического так, что появляется составляющая движения от высокого давления к низкому. Если же сила вызывает ускорение потока, равное a , то появляется компонента движения, направленная от низкого давления к высокому, и равная, как следует из (6.17),

$$v = -\frac{a}{f} \quad (6.18)$$

Поток зональной скорости на север $[U'V']$, полученный в модели ОЦА ИВМ, представлен на рис.6.6. Он направлен от субтропиков к средним широтам и от высоких широт к средним широтам, что соответствует источнику волн Россби в средних широтах. Интенсивность потока больше в зимний период, что объясняется большей генерацией волн вследствие большей бароклинной неустойчивости.

Взаимодействие волн с зональным потоком является одним из наиболее важных механизмов формирования долгоживущих аномалий атмосферной циркуляции, прежде всего аномалий зонального потока.

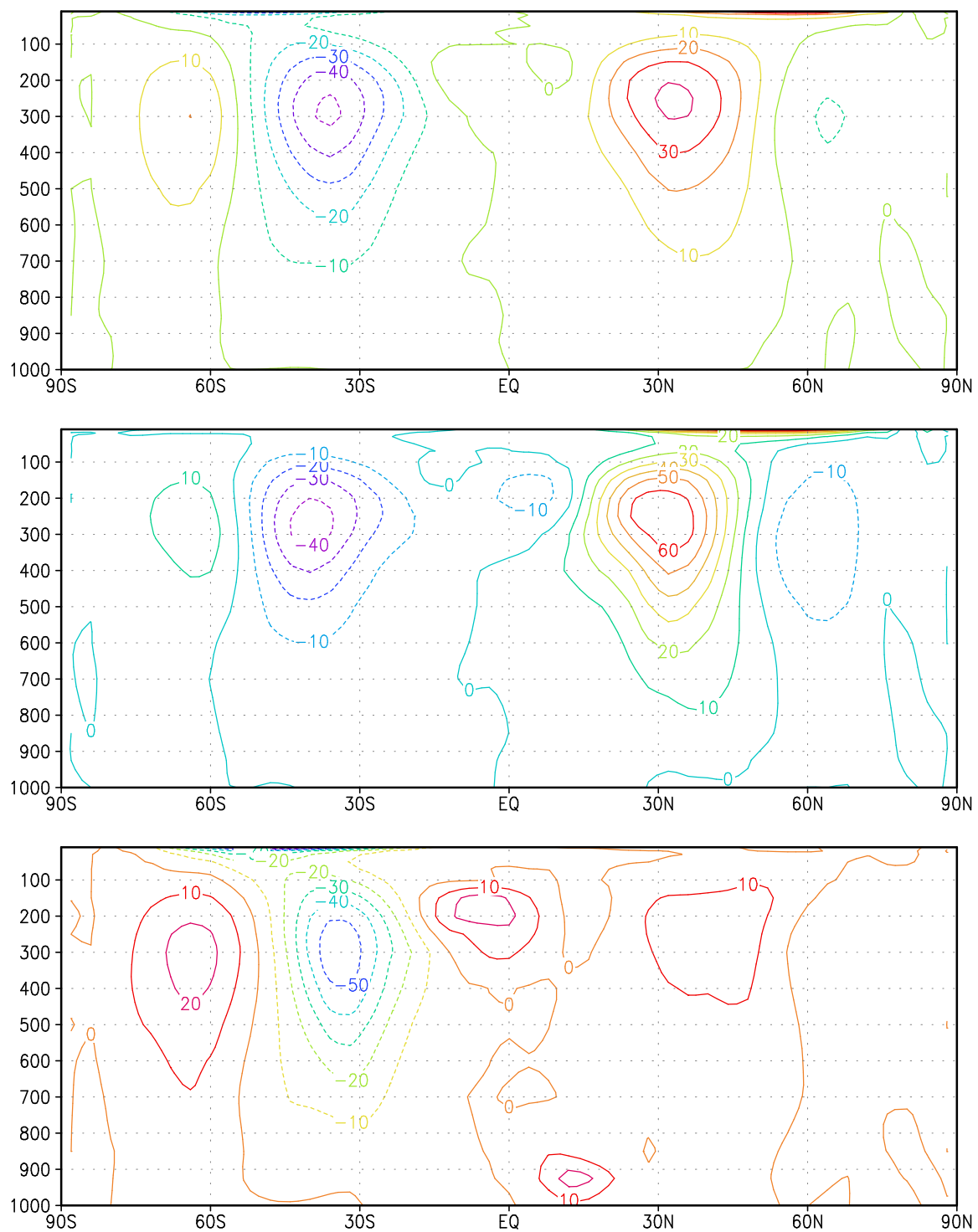


Рис.6.6. Поток зональной скорости на север $[U'V']$ $(\text{м/с})^2$ в модели ИВМ среднегодовой (вверху), в январе (в середине) и июле (внизу).

7. Циркуляция мезосферы. Гравитационно-волновое сопротивление.

Зонально осредненная температура в атмосфере на высотах от 0 до 90 км в январе представлена на рис.7.1.

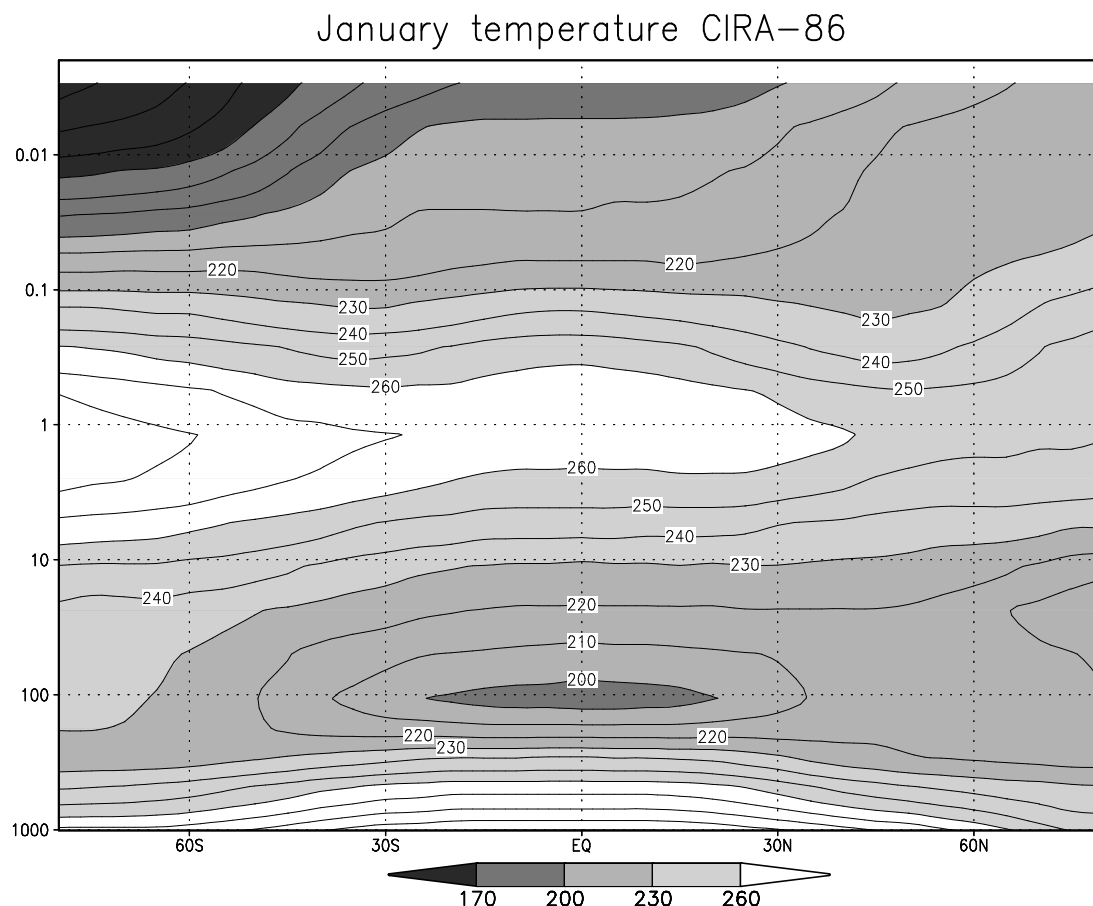


Рис.7.1. Наблюдаемая температура воздуха (K) в январе по данным CIRA-86 (Fleming et al., 1990).

В тропосфере температура с высотой уменьшается. В тропиках падение температуры с высотой близко к влажноадиабатическому градиенту. В стратосфере происходит рост температуры с высотой, что обусловлено наличием там озона, который поглощает ультрафиолетовое излучение и от этого нагревается. Нагревание максимально на летнем полюсе в условиях полярного дня. Выше, в мезосфере, с уменьшением концентрации озона, температура снова уменьшается. В верхней мезосфере температура в зимнем полушарии больше, чем в летнем. Минимальные температуры воздуха достигаются в верхней мезосфере вблизи полюса в условиях полярного дня. Значит, температура в мезосфере далека от температуры радиационного равновесия, которая должна быть в зимнем полушарии меньше, чем в летнем. Геоострофические скорости зонального ветра, соответствующие температуре, изображены на рис.7.2. В соответствии с тем, что температура в стратосфере уменьшается от летнего полюса к зимнему, в зимнем полушарии ветер в стратосфере и мезосфере западный, а в летнем полушарии восточный.

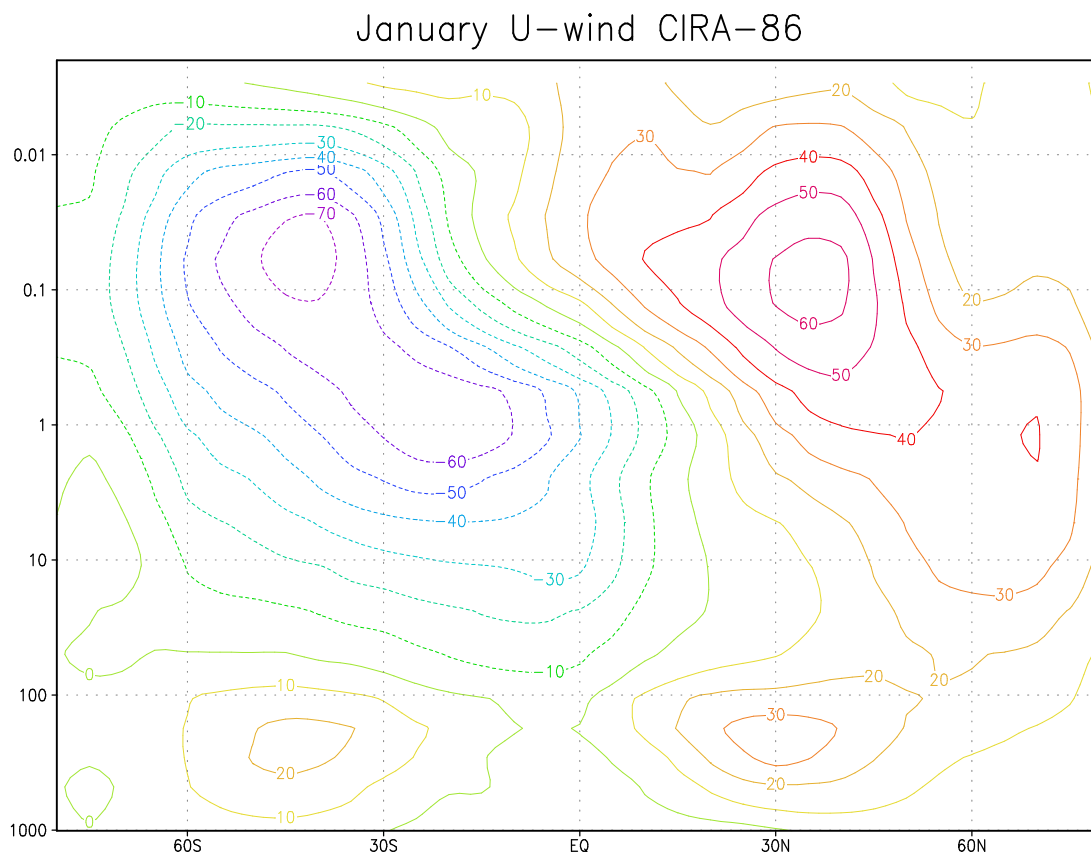


Рис.7.2. Скорость зонального ветра (м/с) в январе по данным CIRA-86.

Максимумы скорости находятся около 0.1 гПа (60-70 км), на более высоких уровнях скорости уменьшаются и на высоте 80-90 км становятся близкими к нулю. Причиной уменьшения скоростей в верхней мезосфере, а также более высокой температуры в зимнем полушарии, чем в летнем, является взаимодействие гравитационных волн с зональным потоком. Рассмотрим это явление.

Гравитационные волны возникают в стратифицированной среде при нарушении гидростатического равновесия. Они являются поперечными, то есть колебания частицы в волне происходят перпендикулярно распространению волны. Источники гравитационных волн находятся в основном в тропосфере. Это конвекция, турбулентность возникающая при вертикальном сдвиге ветра, а также натекание воздуха на неоднородности рельефа. При распространении волн вверх без затухания происходит сохранение плотности волновой энергии

$$E = \frac{\rho V^2}{2} \quad (7.1)$$

Поскольку плотность воздуха с высотой убывает, скорость волнового движения должна возрастать. Однако, бесконечного роста амплитуды волны происходить не может. При некоторой амплитуде волны возникнут благоприятные условия для развития

турбулентности, поскольку в волне будет $\partial\Theta/\partial z < 0$, или $|\partial V/\partial z| > C$. Тогда произойдет обрушение волны, и импульс, переносимый волной, будет передан среднему потоку.

Пусть реализуется второе из написанных условий обрушения волны. Если волна имеет волновое число m по вертикали, то условие обрушения волны будет выглядеть так:

$$Vm > C, \quad (7.2)$$

или, если обозначить переменные на уровне генерации гравитационных волн индексом i и воспользоваться (7.1),

$$V_i \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right)^{0.5} m > C, \quad (7.3)$$

то есть при одинаковой начальной амплитуде и уровне образования скорее обрушится волна, имеющая большее вертикальное волновое число. Рассмотрим ситуацию, когда на всех высотах направление ветра западное, а скорость ветра растет с высотой, что соответствует условиям зимы в умеренных широтах. Пусть волны от источника распространяются во всех направлениях, однако рассматриваться будут волны, распространяющиеся вверх и на запад, и вверх и на восток (рис.7.3). Для волн, распространяющихся на запад, $[u'w'] > 0$, то есть они переносят западную компоненту скорости, а для волн, распространяющихся на восток, $[u'w'] < 0$, и они переносят восточную компоненту скорости. Изменение скорости зонального потока с высотой приводит к тому, что вертикальное волновое число волн, переносящих западную компоненту скорости, увеличивается, а волн, переносящих восточную компоненту скорости, уменьшается. Поэтому при вертикальном распространении волны, переносящие западную компоненту скорости, обрушиваются первыми. Это происходит в основном на высотах стратосферы. Волны передают зональному потоку свой импульс, тем самым ускоряя его. Однако, поскольку на этих высотах плотность воздуха еще не очень мала, абсолютные изменения скорости вследствие обрушения гравитационных волн будут не очень велики. Распространяющиеся дальше вверх волны переносят теперь преимущественно восточную компоненту скорости. Их амплитуда растет, поэтому, несмотря на уменьшение волнового числа, на некоторой высоте эти волны также обрушиваются и передают импульс среднему потоку. Это происходит в основном в мезосфере. На этой высоте плотность настолько мала, что абсолютные изменения скорости вследствие передачи импульса среднему потоку могут быть очень значительными. Например, на высоте 80-90 км амплитуда скорости обрушивающихся волн может составлять 50 м/с, а замедление западного потока достигать 0.002 м/с². Аналогично, можно показать, что в летнем полушарии в мезосфере будет происходить торможение восточного потока, а в стратосфере его небольшое ускорение. Торможение зонального потока согласно лекции 6 вызывает меридиональное движение воздуха, направленное от высокого давления к низкому, то есть из летнего полушария к зимнему. Меридиональная скорость вследствие этого может быть вычислена как

$$v = -\frac{a}{f}, \quad (7.4)$$

где a – ускорение зонального потока. Нетрудно подсчитать, что скорость в мезосфере в случае зимы в обоих полушариях будет положительной, то есть направленной с юга на север, и ее величина может превышать 10 м/с. Чтобы удовлетворить уравнению неразрывности, воздух должен подниматься в высоких широтах в летнем полушарии и опускаться в зимнем. Интенсивность этих вертикальных движений может достигать 1 м/с. Адиабатическое охлаждение при подъеме и является причиной того, что в мезосфере самые низкие температуры наблюдаются в высоких широтах во время полярного дня. В зимнем полушарии вследствие адиабатического нагревания температура заметно выше, чем в летнем. В области минимальных температур в мезосфере образуются серебристые облака. Более подробно параметризации гравитационно-волнового сопротивления рассмотрена в Lindzen (1981) и Hines (1997).

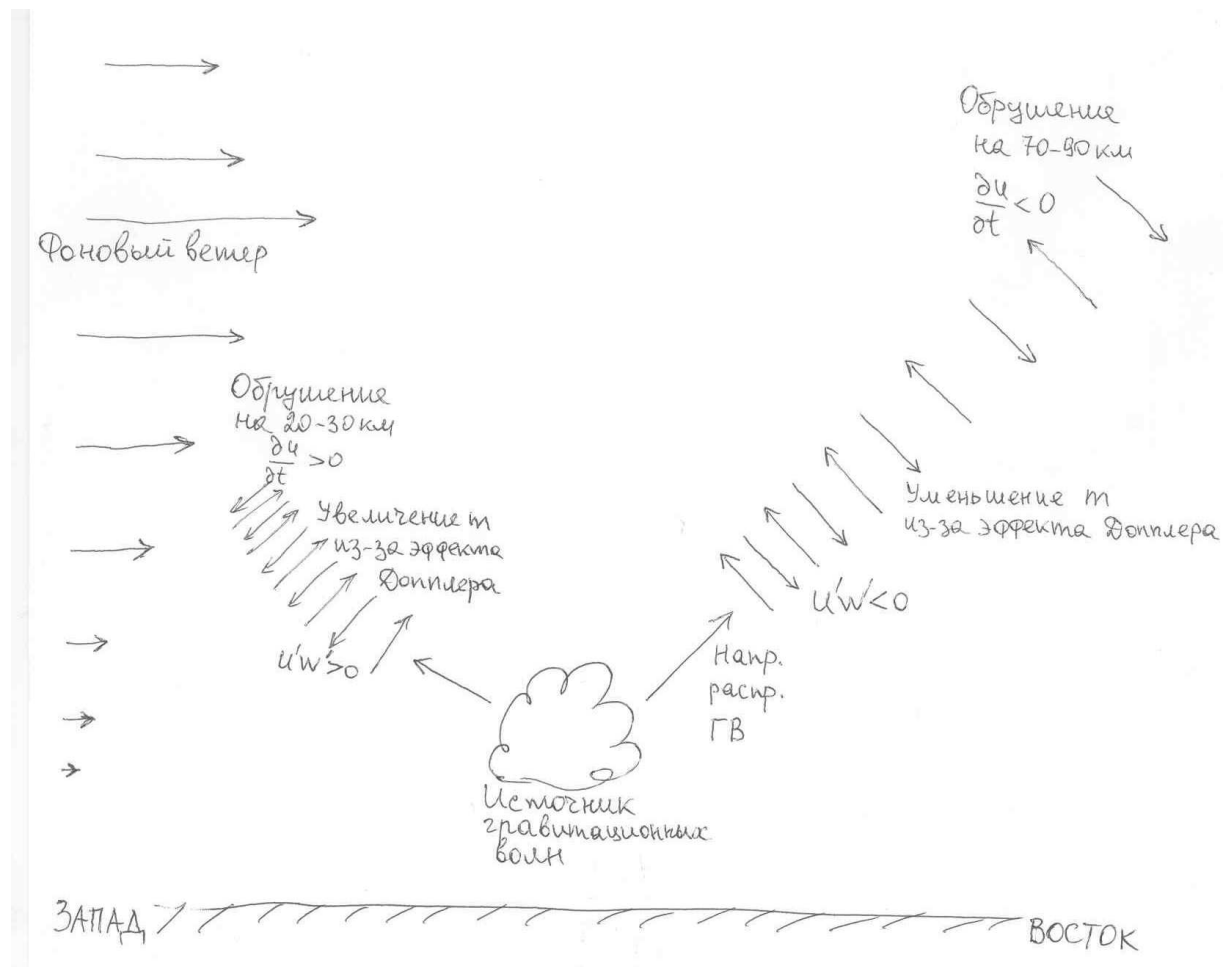


Рис.7.3. Схема взаимодействия гравитационных волн с фоновым ветром. Рассматривается случай зимы в умеренных широтах северного полушария, когда ветер на всех высотах западный, и его скорость возрастает от поверхности земли до высоты 60-70 км.

8. Стационарные и нестационарные волны.

В тропосфере примерно половина кинетической энергии приходится на зонально осредненную циркуляцию, а оставшаяся половина – на стационарные и нестационарные волны. В средних широтах нестационарные волны в значительной степени являются бароклинными волнами. Рассмотрим структуру бароклинных волн, сначала при отсутствии вращения Земли. Такие волны представляют собой чередование потоков теплого воздуха, движущегося к северу и вверх, и холодного воздуха, движущегося к югу и вниз. Согласно лекции 6, тепловому воздуху соответствует минимум приземного давления, а холодному – максимум. Если теплый воздух обозначить Т, а холодный Х, низкое приземное давление Н, а высокое В, то схематически бароклиновая волна при отсутствии вращения будет выглядеть так:

Н,Т В,Х Н,Т В,Х

Если мы учтем вращение, то вследствие того, что ветер близок к геострофическому, южный ветер будет выносить теплый воздух справа от низкого давления, а северный – холодный воздух справа от высокого давления. Если стрелками обозначить направление ветра, то схематически бароклиновая волна при наличии вращения Земли будет выглядеть так:

Н Т ↑ В Х ↓ Н Т ↑ В Х ↓

Поскольку к востоку от минимума приземного давления воздух теплее, чем к западу, а давление с высотой в холодном воздухе падает быстрее, чем в теплом, максимумы и минимумы давления с высотой будут сдвигаться на запад.

Рассмотрим теперь стационарные волны. На рис.8.1 изображено поле геопотенциала 1000, 200 и 10 гПа для января. У поверхности Земли над холодными континентами значения геопотенциала выше, чем над более теплыми океанами. Поскольку имеется два океана и два континента, то преобладает волна с волновым числом 2. При распространении вверх фаза волны сдвигается на запад по той же причине, что и для бароклиновой волны. На высоте 200 гПа канадский максимум, алеутский и исландский минимум сдвинуты на запад по отношению к своему положению у поверхности Земли. На этом уровне также преобладает волновое число $k=2$. Причина этого не только в том, что волна с таким волновым числом больше всего генерируется у поверхности, но и в том, что она близка к стационарной, то есть для нее фазовая скорость C_x , вычисленная по (6.10), близка к нулю. Амплитуда волны на высоте 200 гПа больше, чем у поверхности, поскольку все волны при вертикальном распространении, как показано в лекции 7, увеличивают амплитуду вследствие уменьшения плотности. Еще выше, на высоте 10 гПа, амплитуда стационарных волн еще больше, но преобладает волновое число $k=1$. Это происходит потому, что в зимней стратосфере скорость зонального ветра выше, чем в средних широтах в тропосфере, и фазовая скорость волны близка к нулю для волнового числа 1. Источник волны $k=1$, как и других стационарных волн, находится в основном в нижней тропосфере, там, где контрасты температуры между материками и океанами максимальны.

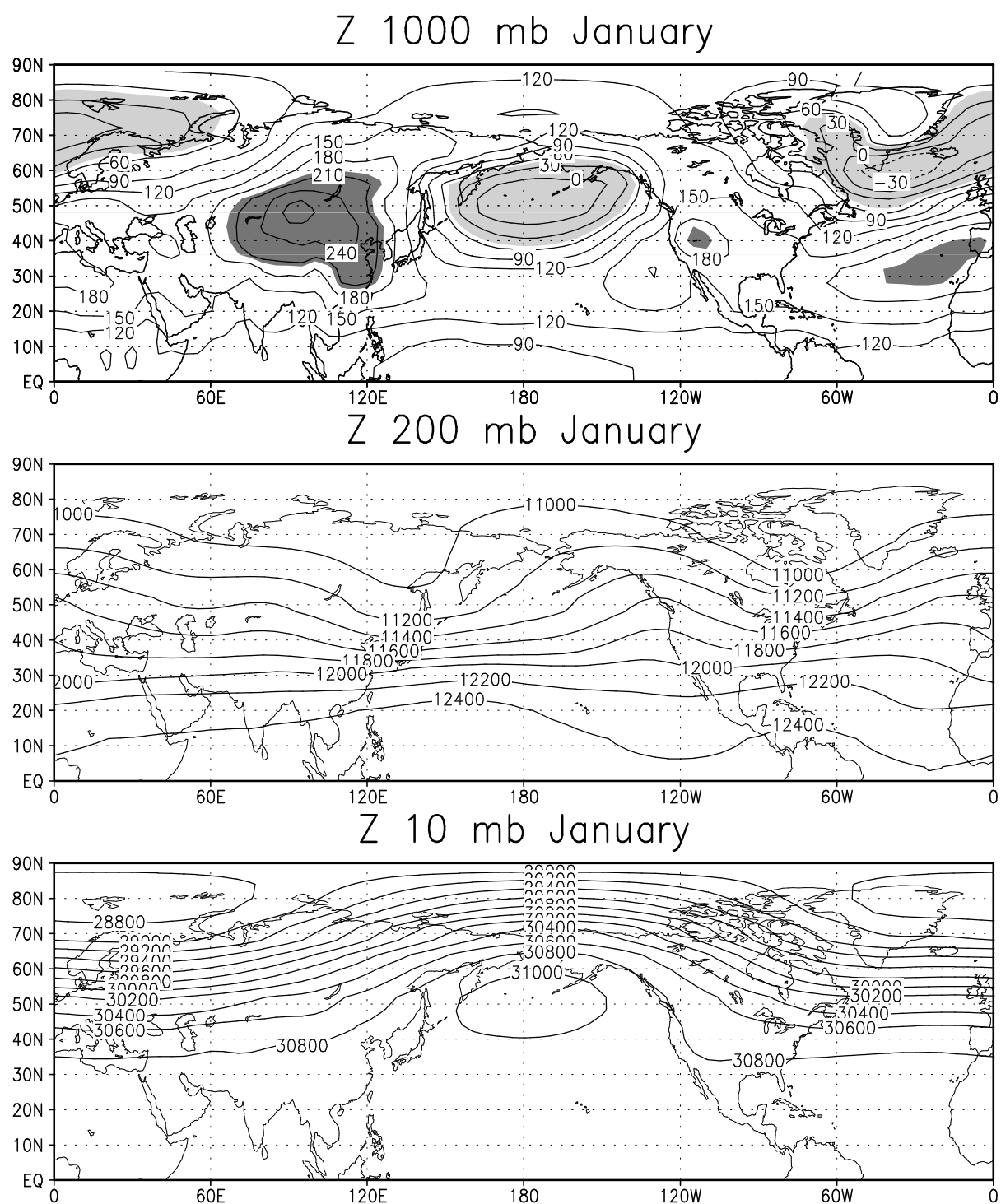


Рис.8.1 Высота (м) поверхности 1000 гПа (вверху), 200 гПа (в середине) и 10 гПа (внизу) в январе по данным реанализа NCEP.

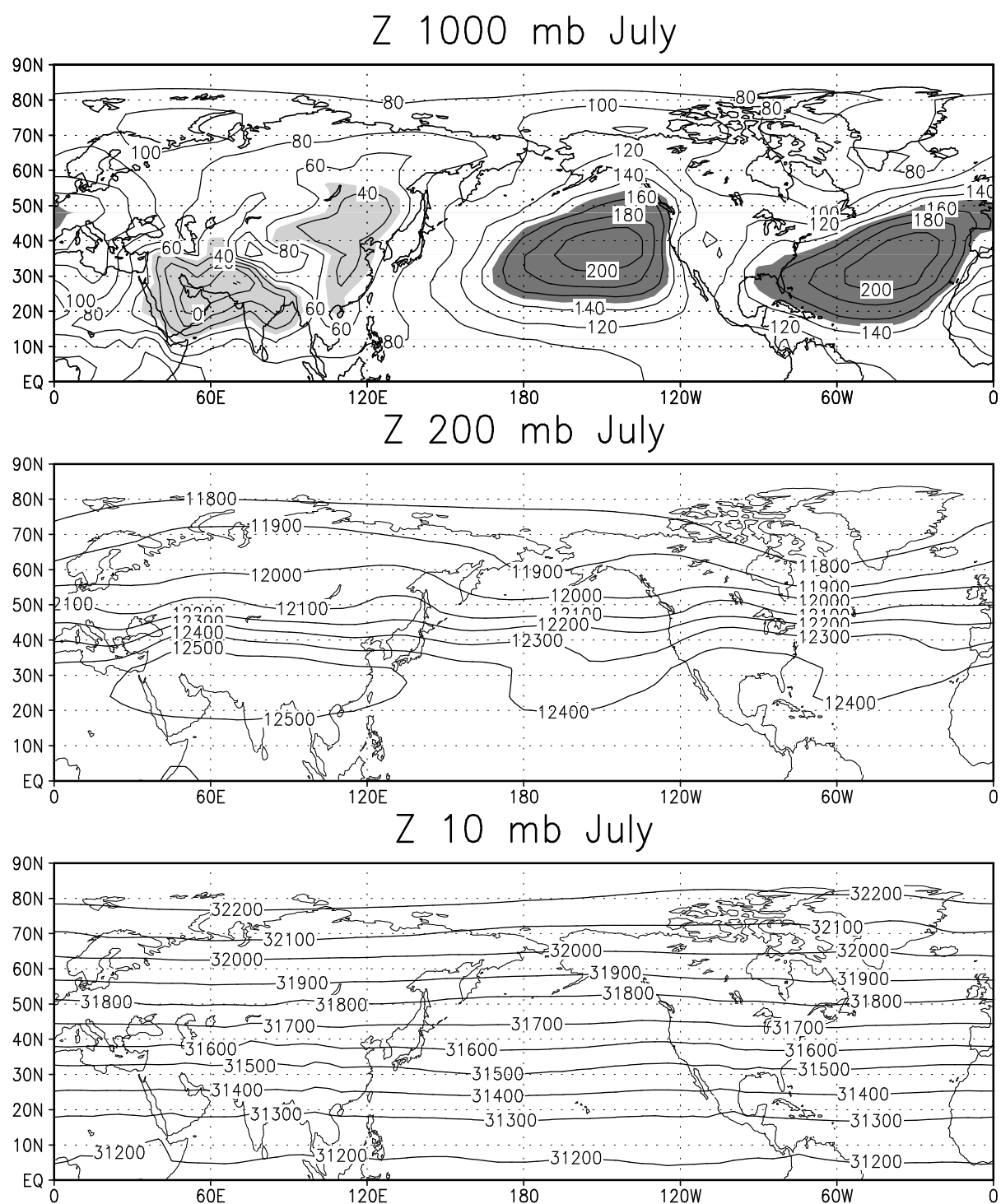


Рис.8.2. Высота (м) поверхности 1000 гПа (вверху) , 200 гПа (в середине) и 10 гПа (внизу) в июле по данным реанализа NCEP.

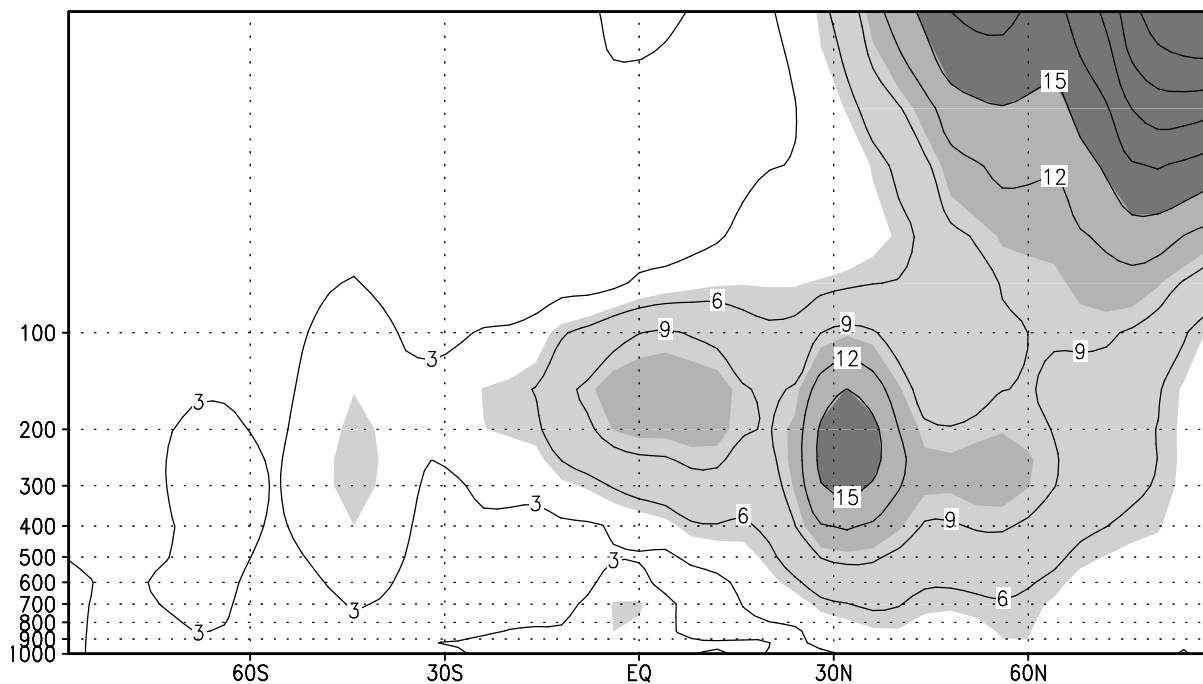
В июле (рис.8.2) океаны холоднее суши, поэтому над океанами у поверхности Земли формируются антициклоны, а над сушей – области пониженного давления. У поверхности, как и зимой, преобладает волновое число 2. В верхней тропосфере, в отличие от зимы, не происходит простого распространения стационарных волн вверх со сдвигом на запад, потому что летом западный поток в средних широтах слабее, чем зимой, и близкую к нулю фазовую скорость имеют волны с волновым числом не 2-2.5, как зимой, а 5-6. Поэтому на поверхности 200 гПа в умеренных широтах мы видим именно волны с $k=5-6$, имеющие небольшую амплитуду, поскольку источник таких волн невелик. Еще выше, на 10 гПа, стационарные волны практически отсутствуют. Это происходит потому, что в стратосфере летом ветер восточный, а в восточном потоке стационарные волны Россби невозможны. Амплитуда стационарных волн для горизонтальных компонент скорости ветра для января и июля представлена на рис.8.3. В январе в средних широтах северного полушария амплитуда стационарных волн нарастает с высотой и достигает максимума в верхней тропосфере. Там максимальную амплитуду имеют волны с $k=2$ и $k=3$. Дальше в стратосферу они распространяются не очень сильно. Рост амплитуды в северной стратосфере происходит в основном за счет волнового числа $k=1$. Затухание этой волны начинается лишь на высотах более 50 км (1 гПа). Максимум в тропической верхней тропосфере обусловлен муссонной циркуляцией. В южном полушарии в тропосфере амплитуда волн невелика, и в стратосферу они практически не распространяются.

В июле в умеренных широтах северного полушария максимальная амплитуда стационарных волн в средней и верхней тропосфере. В стратосфере амплитуда волн небольшая, так как там восточный ветер. В тропиках максимумы стационарных волн вблизи 900 гПа и 150 гПа обусловлены циркуляцией летнего азиатского муссона. В южном полушарии стационарные волны в западном потоке из тропосферы успешно распространяются в стратосферу.

Характерной чертой наблюдаемых стационарных волн являются максимумы субтропических струйных течений в верхней тропосфере. Рассмотрим их расположение и причины формирования. Скорость зонального ветра на высоте 200 гПа в январе представлена на рис.8.4. Хорошо виден максимум западного ветра к юго-востоку от Японии, достигающий 70 м/с, и максимум у восточного побережья Америки, превышающий 40 м/с. Поскольку ветер в средних широтах близок к геострофическому, максимуму скорости западного ветра должен соответствовать минимум геопотенциала севернее и максимум южнее. Как видно из рис.8.1, действительно, сдвинутый на запад алеутский минимум геопотенциала в средних широтах соответствует максимуму у Японии, а исландский минимум – максимуму скорости ветра у восточного побережья Америки. Кроме того, максимумам субтропического западного ветра соответствуют максимумы осадков в тропиках, которые приведены на этом же рисунке. Тропическим осадкам соответствует восходящий поток, который в верхней тропосфере движется, удаляясь от Экватора, в субтропики зимнего полушария и вследствие вращения Земли приобретает западную составляющую движения.

В июле (рис.8.5) основные тропические осадки сосредоточены в районе летнего азиатского муссона. Оттуда в верхней тропосфере воздух сначала приближается к Экватору и приобретает восточную составляющую движения, а затем удаляется от Экватора и приобретает западную составляющую движения, чем объясняется максимум западного ветра в районе Австралии.

Stationary waves (m/s) January



Stationary waves (m/s) July

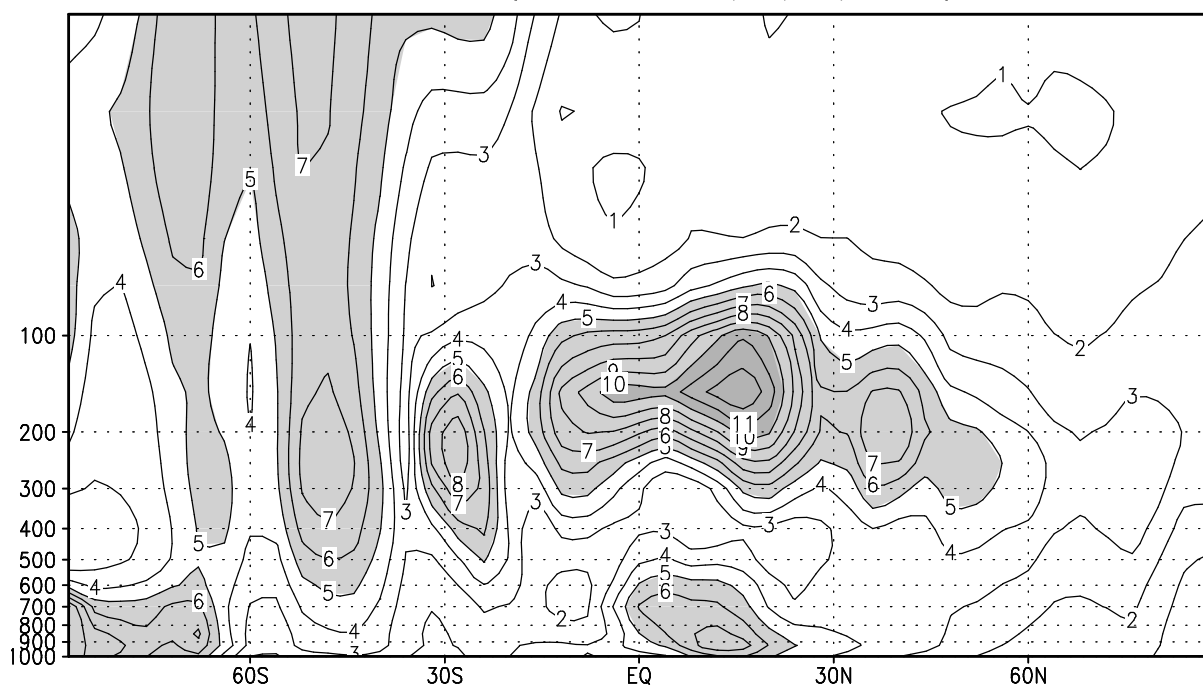
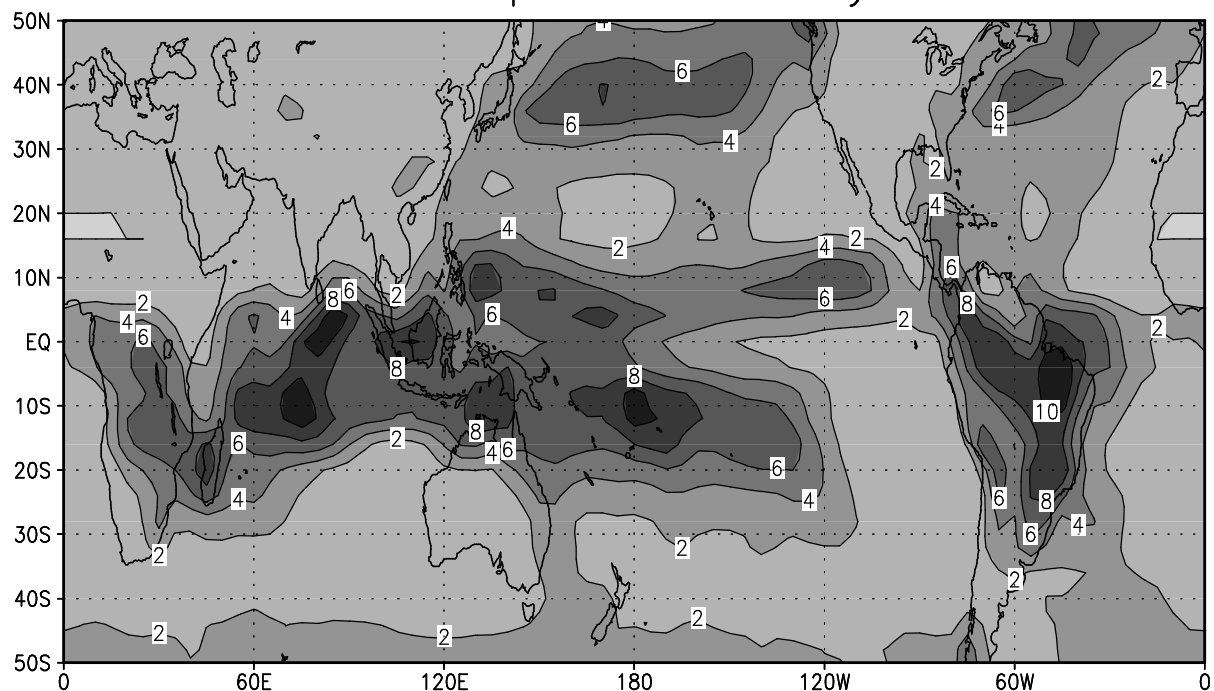


Рис.8.3. Амплитуда стационарных волн скорости ветра (м/с) в январе и июле по данным реанализа NCEP.

Precipitation January



U 200 mb January

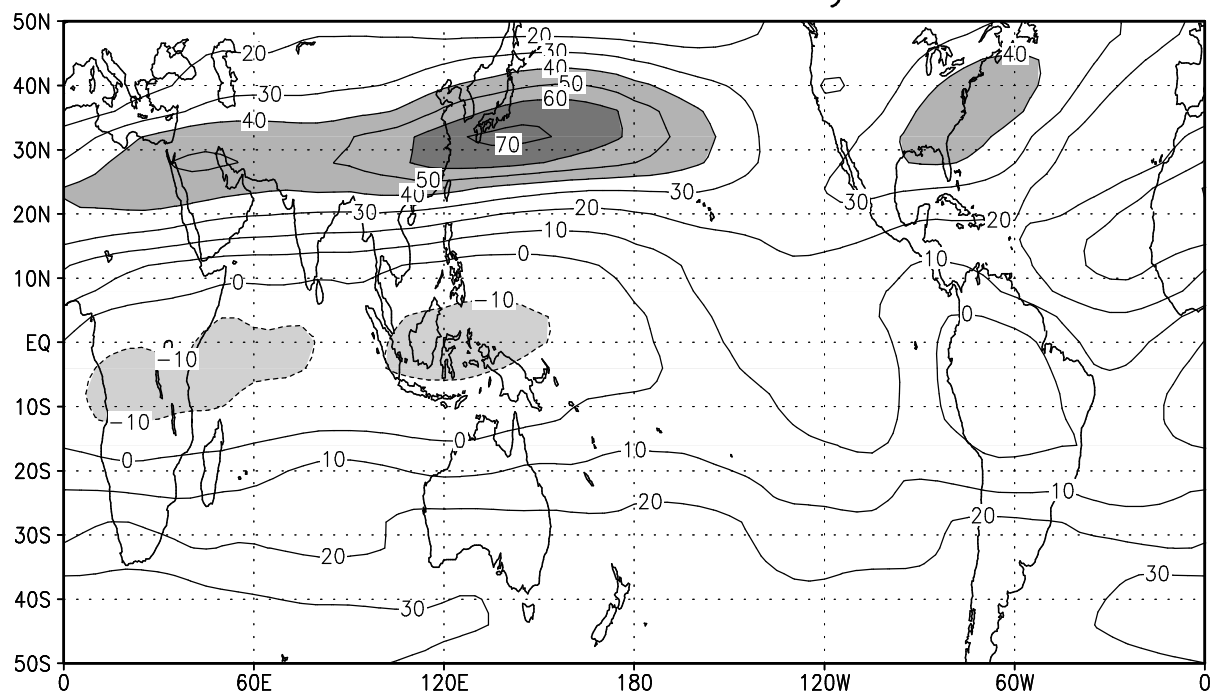
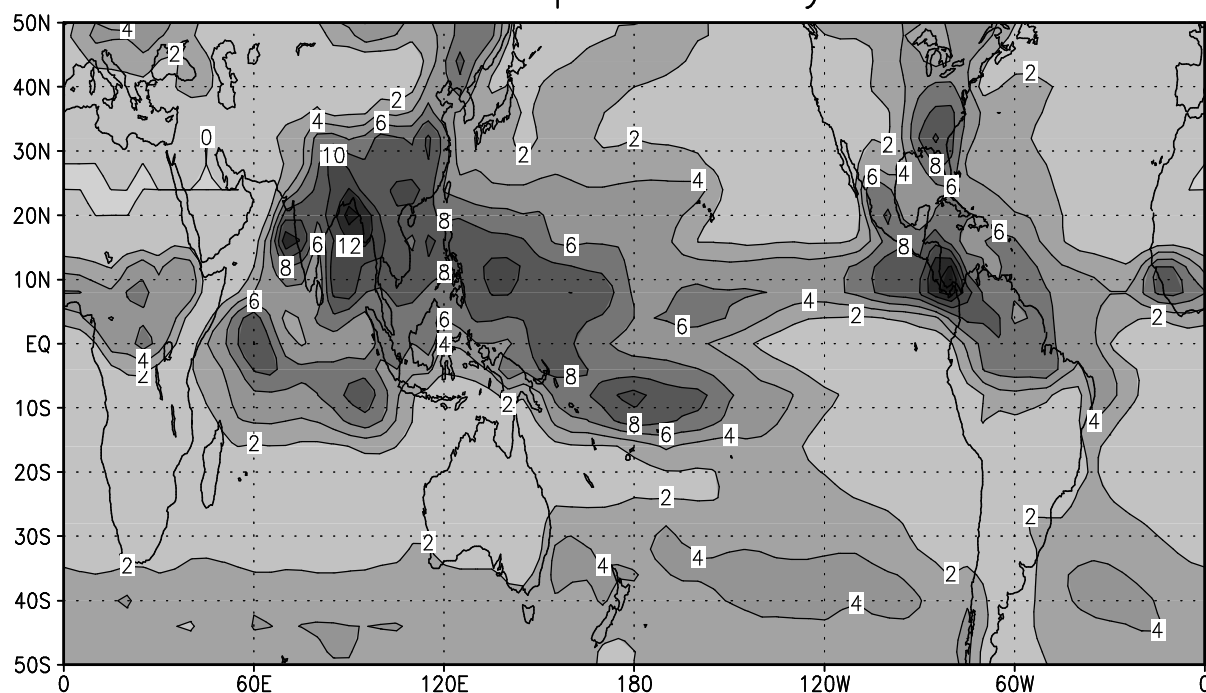


Рис.8.4. Осадки (мм/сут) и скорость зонального ветра на высоте 200 гПа (м/с) в январе по данным реанализа NCEP.

Precipitation July



U 200 mb July

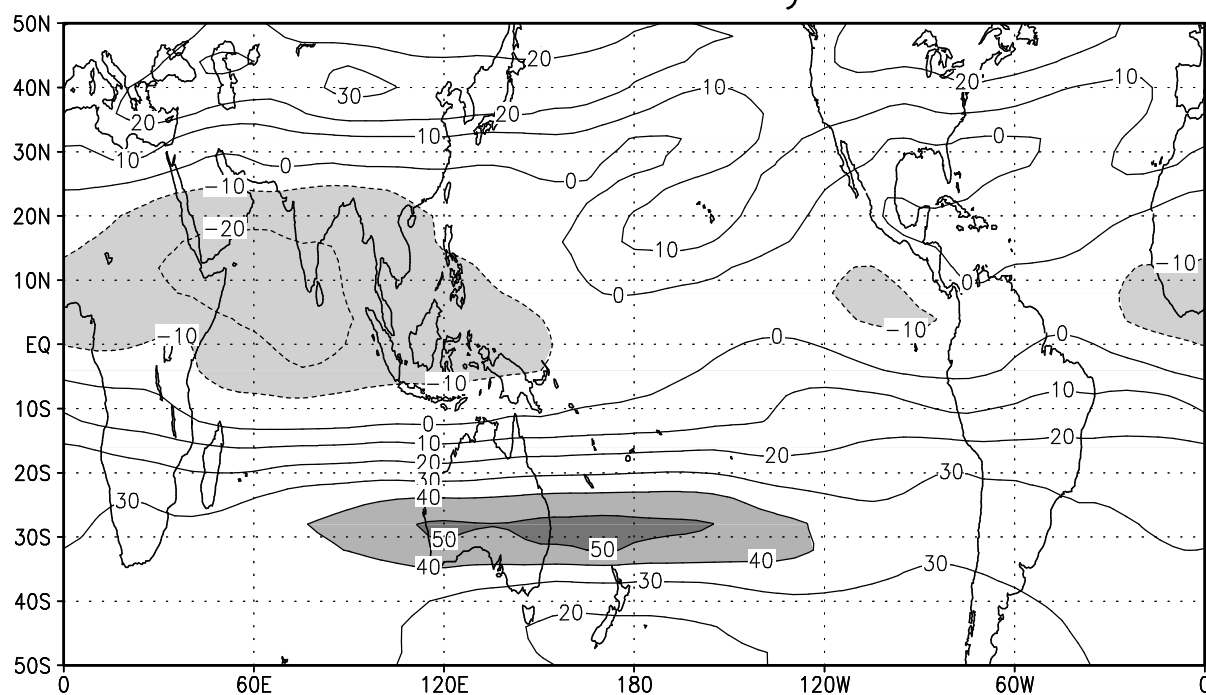


Рис.8.5. Осадки (мм/сут) и скорость зонального ветра на высоте 200 гПа по данным реанализа NCEP в июле.

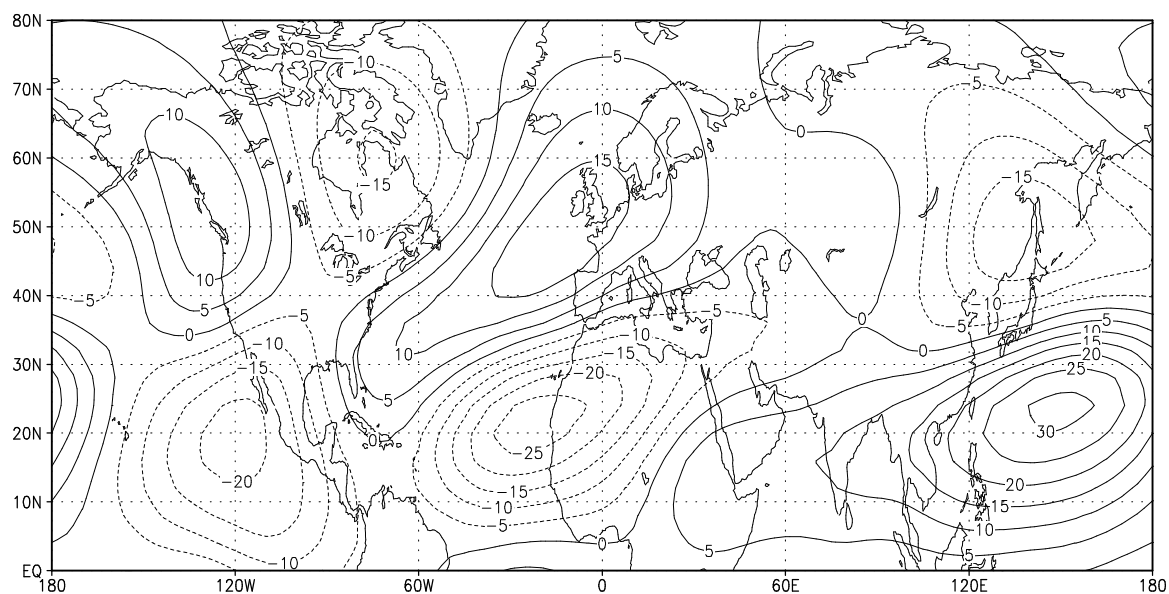


Рис.8.6. Отклонение функции тока ($10^6 \text{ м}^2/\text{с}$) на 200 гПа в январе от зонального среднего.

Наконец, рассмотрим меридиональное распространение стационарных волн. Пример такого распространения приведен на рис.8.6, где изображена меридиональная функция тока для отклонения от зонального среднего в январе на высоте 200 гПа. Над Атлантикой можно видеть распространяющуюся волну Россби с севера на юг. Напомним, что для такой волны должно быть $[u'v'] > 0$, что хорошо видно на рисунке, если принять во внимание, что ветер дует вдоль изолиний функции тока.

9. Парниковый эффект. Изменения климата и их предсказуемость.

Пусть планета не имеет атмосферы и представляет собой черное тело. Тогда ее температура поверхности T может быть вычислена из соотношения

$$F_{sol} = \sigma T^4, \quad (9.1)$$

где F_{sol} – поглощенная поверхностью солнечная радиация.

Пусть теперь планета имеет атмосферу с оптической толщиной χ_0 в длинноволновой части спектра, но не взаимодействующая с солнечным излучением. Найдем потоки восходящей и нисходящей длинноволновой радиации, а также распределение температуры в атмосфере планеты и на ее поверхности. Уравнение переноса длинноволнового излучения выглядит следующим образом (Houghton, 2002):

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\rho k F + \rho k B, \quad (9.2)$$

где F – поток длинноволновой радиации, ρ – плотность воздуха, k – коэффициент поглощения, $B = \sigma T^4$. Можно ввести оптическую толщину χ , такую что

$$d\chi = \rho k dz, \quad (9.3)$$

и переписать уравнение (9.2) следующим образом:

$$\frac{\partial F}{\partial \chi} = -F + B. \quad (9.4)$$

Нагревание вследствие переноса излучения запишется как

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial z} \quad (9.5)$$

Для нашей задачи напомним уравнения для нисходящей $F^\downarrow$ и восходящей $F^\uparrow$ длинноволновой радиации.

$$\partial F^\downarrow / \partial \chi = -F^\downarrow + B, \quad (9.6)$$

$$\partial F^\uparrow / \partial \chi = F^\uparrow - B, \quad (9.7)$$

граничные условия:

$$F^\downarrow(\chi=0) = 0 \quad (9.8)$$

$$F^\uparrow(\chi_0) = F_{sol} + F^\downarrow(\chi_0) \quad (9.9)$$

Для решения системы (9.6), (9.7) заметим, что уравнение для нагревания (9.5) в случае двух потоков переписывается следующим образом:

$$\rho C_p \partial T / \partial t = - \partial (F^\downarrow - F^\uparrow) / \partial z \quad (9.10)$$

Поскольку мы считаем, что достигнута равновесная температура, которая с течением времени не меняется, обе части равенства (9.10) должны быть равны нулю, то есть $F^\downarrow - F^\uparrow$ не должно зависеть от z , и, следовательно, от χ . Тогда

$$F^\uparrow = F^\downarrow + F_{\text{sol}} \quad (9.11)$$

Сложим (9.6) и (9.7):

$$\partial (F^\uparrow + F^\downarrow) / \partial \chi = F^\uparrow - F^\downarrow = F_{\text{sol}}, \quad (9.12)$$

Подставив в (9.12) (9.11), получим

$$2 \partial F^\downarrow / \partial \chi = F_{\text{sol}}, \quad (9.13)$$

откуда

$$F^\downarrow = \frac{1}{2} \chi, \quad (9.14)$$

$$F^\uparrow = \frac{1}{2} \chi + F_{\text{sol}}, \quad (9.15)$$

$$B = \frac{1}{2} (\chi + F_{\text{sol}}) \text{ в атмосфере, и } B = \frac{1}{2} \chi_0 + F_{\text{sol}} \text{ на поверхности.} \quad (9.16)$$

Таким образом, потоки нисходящей и восходящей радиации, а также B линейно растут с ростом оптической толщины, а B испытывает разрыв у поверхности Земли. Температура у поверхности Земли, как следует из (9.16), будет определяться из соотношения:

$$F_{\text{sol}} + \frac{1}{2} \chi_0 = \sigma T^4, \quad (9.17)$$

Сравнив его с (9.1), получим, что излучение поверхности в случае наличия атмосферы стало больше на $\frac{1}{2} \chi_0$. Это слагаемое и выражает парниковый эффект. Заметим, что уравнение (9.17) может не иметь решения, если χ_0 достаточно сильно зависит от температуры. В случае атмосферы полная солнечная радиация, приходящая к верхней границе атмосферы, составляет 342 Вт/м², поглощенная радиация около 240 Вт/м²,

Температура, вычисленная по (9.1) без учета парникового эффекта составляет 258 К, а действительная температура поверхности составляет 288 К, то есть парниковый эффект составляет 30 К. Парниковый эффект в атмосфере Земли вызывают такие газы, как водяной пар, углекислый газ, метан, закись азота, озон, облака. Профиль температуры радиационного равновесия можно найти, если допустить, что распределение парниковых газов в атмосфере равномерное. Тогда оптическая толщина пропорциональна давлению воздуха, и приближенно выполняется экспоненциальное уменьшение оптической толщины с высотой:

$$\chi = \chi_0 e^{-\frac{gz}{RT_0}} \quad (9.18)$$

где T_0 – средняя температура. Из (9.16) с учетом (9.18) зависимость температуры воздуха от высоты выражается следующим образом:

$$T = T_1 e^{\frac{gz}{RT_0}} + T_2 \quad (9.19)$$

где T_1 и T_2 – некоторые постоянные. Таким образом, температура радиационного равновесия экспоненциально уменьшается с высотой, а у поверхности Земли существует разрыв температуры. В действительности такого быстрого убывания температуры с высотой не происходит, поскольку градиент температуры не может намного превышать сухадиабатический. Нижняя область атмосферы, где конвекция определяет вертикальный градиент температуры, называется тропосферой. Выше, в стратосфере, атмосфера находится практически в радиационном равновесии. Для того, чтобы реалистично воспроизвести вертикальный профиль температуры, недостаточно модели радиационного равновесия, самая простая модель, которая может реалистично воспроизвести температуру – радиационно-конвективная.

Итак, температура поверхности при заданном потоке поглощенной коротковолновой радиации вычисляется согласно (9.17). Однако, оптическая толщина χ_0 сама может зависеть от температуры. В случае Земли она растет с температурой потому, что количество водяного пара растет с температурой. Если эта зависимость достаточно сильная, то решения (9.17) может не быть. Это означает, что климатическая система при небольшом изменении поглощенной солнечной радиации может нагреваться как угодно сильно, до тех пор, пока эта зависимость не нарушится. Например, при увеличении солнечной радиации на 30% на Земле может наступить такое явление, которое приведет к превращению в пар всей воды океанов, после чего парниковый эффект перестанет расти с температурой, и установится равновесный климат.

Чтобы предсказать будущие изменения климата, нужно ответить на вопрос, насколько существенными могут быть изменения, обусловленные собственной изменчивостью климатической системы атмосфера – океан. Для этого можно поступить двумя способами. Первый – проведение длительного численного эксперимента с совместной моделью общей циркуляции атмосферы и океана с фиксированными внешними воздействиями: концентрацией радиационно-активных газов, солнечного излучения и т.д. В настоящее время проводились такие численные эксперименты продолжительностью порядка тысячи лет. Они показали, что собственная изменчивость глобально осредненной температуры воздуха у поверхности на временных масштабах от десятков до сотен лет не превышает 0.1-0.2 градуса (Houghton, 2001). Чтобы получить более существенные изменения климата, нужно изменить внешние по отношению к климатической системе воздействия.

Второй способ – анализ причин изменения климата в прошлом. Такой анализ показывает, что изменения климата с временными масштабами десятки тысяч лет и более происходили вследствие изменения внешних воздействий, а именно изменений параметров орбиты Земли. При таких изменениях суммарная за год и по всей Земле солнечная радиация, приходящая к верхней границе атмосферы, не менялась, а менялось ее распределение между зимой и летом и между тропиками и высокими широтами. Из-за нелинейности климатической системы это приводило к изменению глобальной температуры Земли. Таково последнее оледенение, которое закончилось около 20 тысяч лет назад, когда температура была в среднем на 5-10 градусов ниже современной, а также так называемый оптимум голоцена около 6 тысяч лет назад, когда было в среднем на 1 градус теплее, чем сейчас. За последние 1-2 тысячи лет, согласно реконструкциям, происходили изменения глобальной температуры, не превышающие по величине 1 градус, обусловленные изменениями солнечной постоянной и извержениями вулканов. Примерно десять тысяч лет назад при таянии ледников происходили колебания температуры с

характерным временем несколько сот лет с амплитудой несколько градусов. Они, по всей видимости, не были вызваны внешними воздействиями. Причиной этих колебаний могли быть выбросы пресной воды в область океанической конвекции в северной Атлантике. Такие выбросы могли приводить к тому, что вода на поверхности становилась легкой, конвекция замедлялась, и поверхностное теплое течение переставало течь в северную атлантику, что приводило к похолоданию над Северной Атлантикой, Европой и Северной Америкой. Это, по-видимому, единственный известный механизм, способный вызвать значительное невынужденное изменение климата.

Таким образом, большинство изменений климата являются вынужденными. Посмотрим, какие внешние воздействия изменились в 20 столетии, и какой вклад они вносят в изменения климата. Введем понятие радиационного форсинга от изменения концентрации того или иного газа. Радиационный форсинг – изменение радиационного баланса на верхней границе атмосферы или на другом заданном уровне, вследствие заданного изменения концентрации газа при сохранении всех остальных условий в климатической системе неизменными. На рис.9.1 приведены оценки изменения радиационных форсингов различных газов в конце 20 столетия по сравнению с прединдустриальным временем, которые опубликованы в [Houghton, 2007].

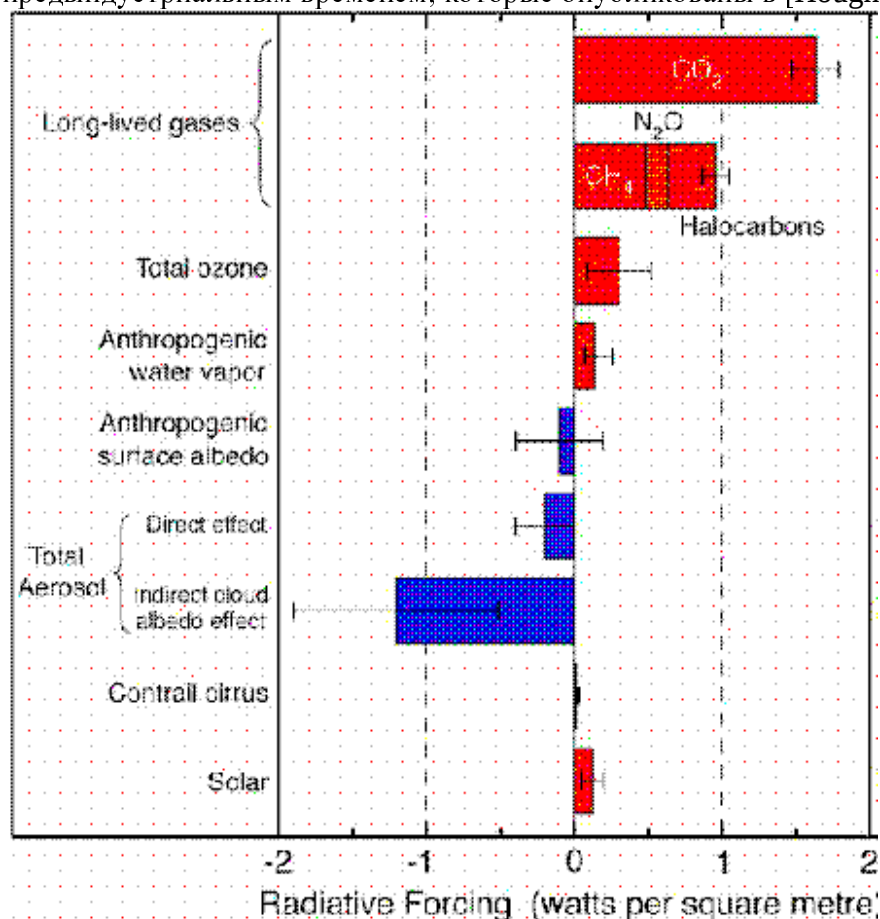


Рис.9.1. Радиационные форсинги (Вт/м^2) вследствие изменения концентрации различных газов в 2004г.г. по сравнению с доиндустриальным периодом.

Наибольший положительный радиационный форсинг вызывает увеличение содержания углекислого газа. Менее существенный, но заметный вклад вносят метан, закись азота и тропосферный озон. Отрицательный вклад в радиационный форсинг вносят прямой и

непрямой эффект от сульфатного аэрозоля, и, в меньшей степени, увеличение альбедо. Увеличение солнечной постоянной вносит вклад в 5-10 раз меньший, чем парниковый эффект. Таким образом, чтобы предсказать будущие изменения климата, необходимо включить в климатическую модель эволюцию парниковых газов и сульфатного аэрозоля.

Тем не менее, самым существенным является влияние увеличения CO_2 . Рассмотрим, что произойдет с климатической системой, если концентрация CO_2 удвоится. Для этого надо знать радиационный форсинг ΔF от удвоения концентрации CO_2 на верхней границе атмосферы. Он составляет около 4 Вт/м^2 . Если температура климатической системы определяется из (9.1), то изменение температуры из-за изменения радиационного форсинга будет:

$$\sigma \Delta(T^4) = 4\sigma T^3 \Delta T = \Delta F \quad (9.20)$$

или, деля обе части (9.20) на (9.1),

$$4 \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta F}{F} \quad (9.21)$$

Подставляя численные значения $F = 240 \text{ Вт/м}^2$, $T = 260 \text{ К}$, $\Delta F = 4 \text{ Вт/м}^2$, получаем $\Delta T = 1.1 \text{ К}$. Если учитывать еще то, что парниковый эффект водяного пара при повышении температуры увеличивается, то получим $\Delta T = 2.0 \text{ К}$. Если принять во внимание положительную обратную связь между температурой и уменьшением альбедо вследствие таяния снега и льда, то оценки потепления будут изменяться от 2.3 до 2.7 К. Модели ОЦА дают величины глобального потепления от 1.5 до 4.5 градуса, а отдельные конфигурации моделей предсказывают еще большую чувствительность: до 8-10 градусов. Основной причиной различия чувствительности моделей является различное описание облачности. При глобальном потеплении количество конвективных облаков должно уменьшиться, а количество слоистых облаков вблизи поверхности увеличиться. Если в модели преобладает уменьшение облачности при потеплении, она дает большую чувствительность, если увеличение то маленькую. Поскольку образование облаков является подсеточным процессом, который не описывается явно, а параметризуется, то от способа параметризации облачности зависит чувствительность модели к удвоению CO_2 . Проблема уточнения величины обратной связи между потеплением и облачностью является одной из центральных в современной науке о климате.

Рассмотрим среднегодовое равновесное изменение температуры в атмосфере с высотой при удвоении CO_2 в модели атмосферы и океана, рис.9.2 (Володин, Дианский 2003). В тропосфере в соответствии с парниковым эффектом температура возрастает. В тропиках сильнее всего теплеет в верхней тропосфере. Это происходит потому, что в тропиках вертикальный градиент температуры контролируется влажной конвекцией и близок к влажноадиабатическому. Влажноадиабатический градиент уменьшается по величине с ростом температуры (5.10), поэтому при большем парниковом эффекте температура в тропиках не так сильно падает с высотой, то есть наверху теплеет больше, чем внизу. В высоких широтах потепление максимально у поверхности, а в средней и верхней тропосфере оно не столь сильно. Это происходит из-за положительной обратной связи между температурой и уменьшением альбедо, что приводит к более сильному прогреву поверхности. Вверх из-за отсутствия конвекции потепление распространяется не так сильно, как в тропиках. В стратосфере увеличение CO_2 приводит к похолоданию вследствие увеличения длинноволнового выхолаживания.

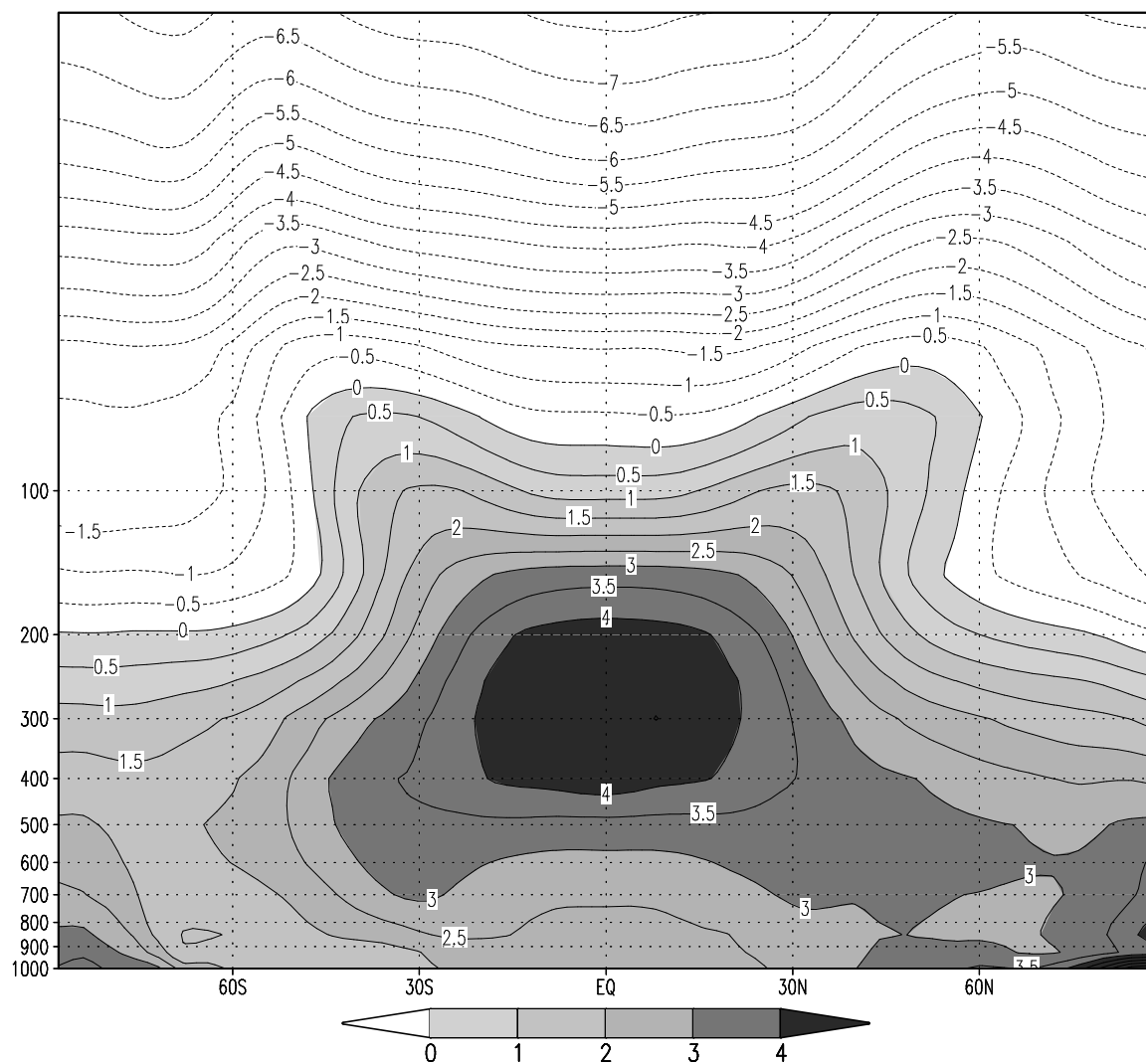


Рис.9.2. Изменение среднегодовой температуры воздуха (К) в модели при удвоении содержания CO_2 по данным модели ИВМ.

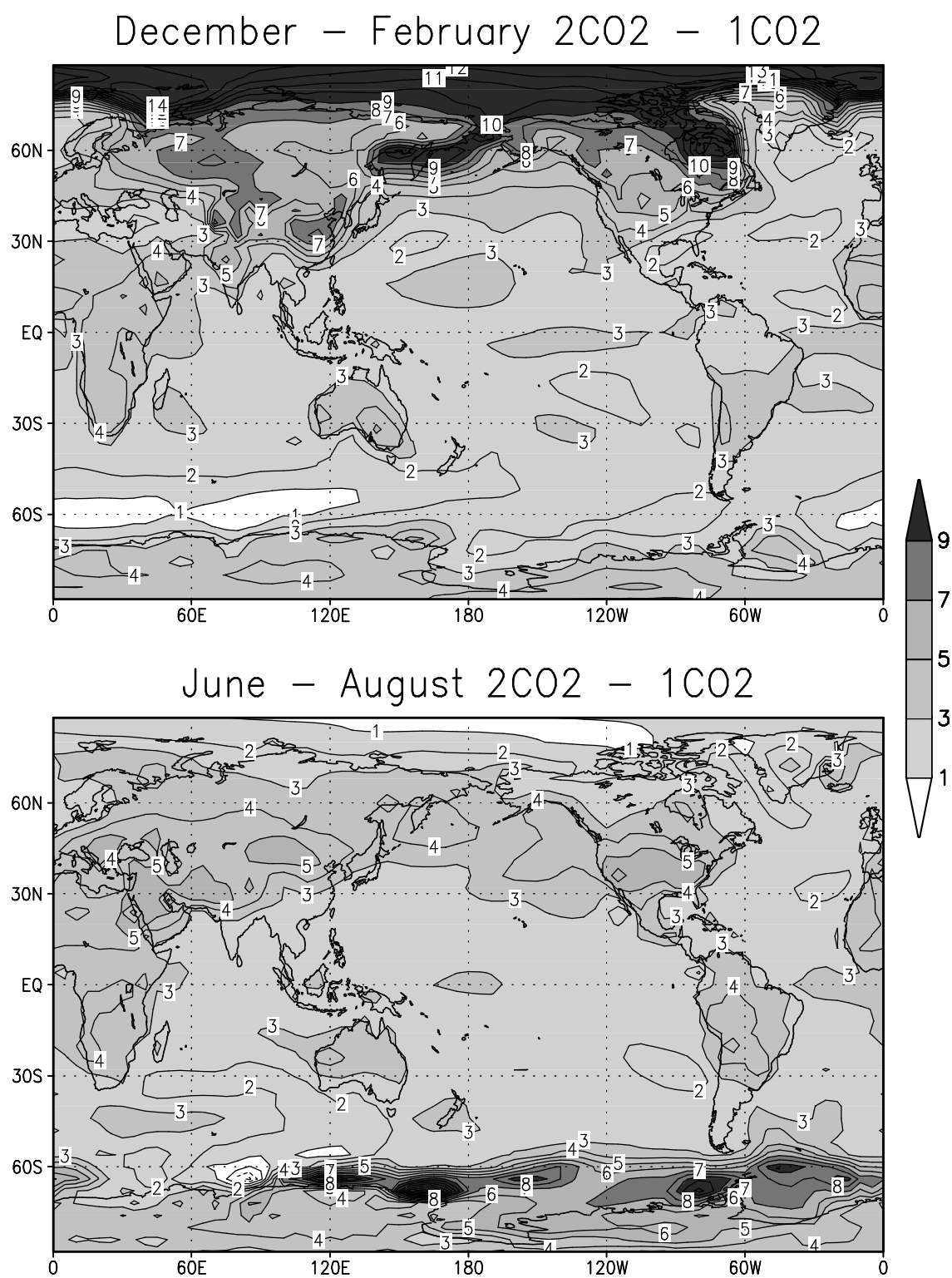


Рис.9.3. Изменение температуры воздуха (K) у поверхности в модели при удвоении CO_2 в декабре-феврале и июне-августе по данным модели ИВМ.

Рассмотрим изменение температуры воздуха у поверхности при удвоении содержания CO_2 (рис.9.3). Самое большое потепление происходит в зимнее время в тех местах, где вместо морского льда появляется открытая вода. Там потепление в несколько раз превышает среднее по Земле. Велико также потепление на континентах в умеренных широтах зимой. Летом потепление на континентах меньше, так как, во-первых, повышению температуры препятствует увеличение испарения, и, во-вторых, летом из-за конвекции потепление распространяется на всю тропосферу. На континентах при прочих равных условиях потепление больше, чем над океанами, опять-таки, из-за увеличения испарения при потеплении над океанами.

Интересно сравнить моделируемое изменение температуры с наблюдаемым в последние десятилетия. Изменение среднегодовой температуры по данным реанализа NCEP за последнее двадцатилетие по сравнению с предыдущим изображено на рис.9.4. На рисунке можно видеть те же особенности, что и на рис.9.2: похолодание в стратосфере, потепление в тропосфере, максимальное в тропической верхней тропосфере и в высоких широтах у поверхности. Однако, максимумы потепления вблизи тропопаузы в южном полушарии, а также над Арктикой не соответствуют данным моделирования. Впрочем, здесь точность данных реанализа может быть недостаточной.

Сравним наблюдаемое потепление у поверхности (рис.9.5) с прогнозируемым при глобальном потеплении. Наблюдаемое потепление максимально на континентах в умеренных широтах северного полушария зимой. Там оно достигает 1.5-2.5 градусов. Летом потепление составляет только около 0.5 градуса. Снова, как и в случае зонально осредненной температуры, имеется лишь частичное согласие данных моделирования и наблюдений. Тем не менее, изменения глобально осредненной температуры воспроизводятся неплохо многими моделями (см. лекцию 1.)

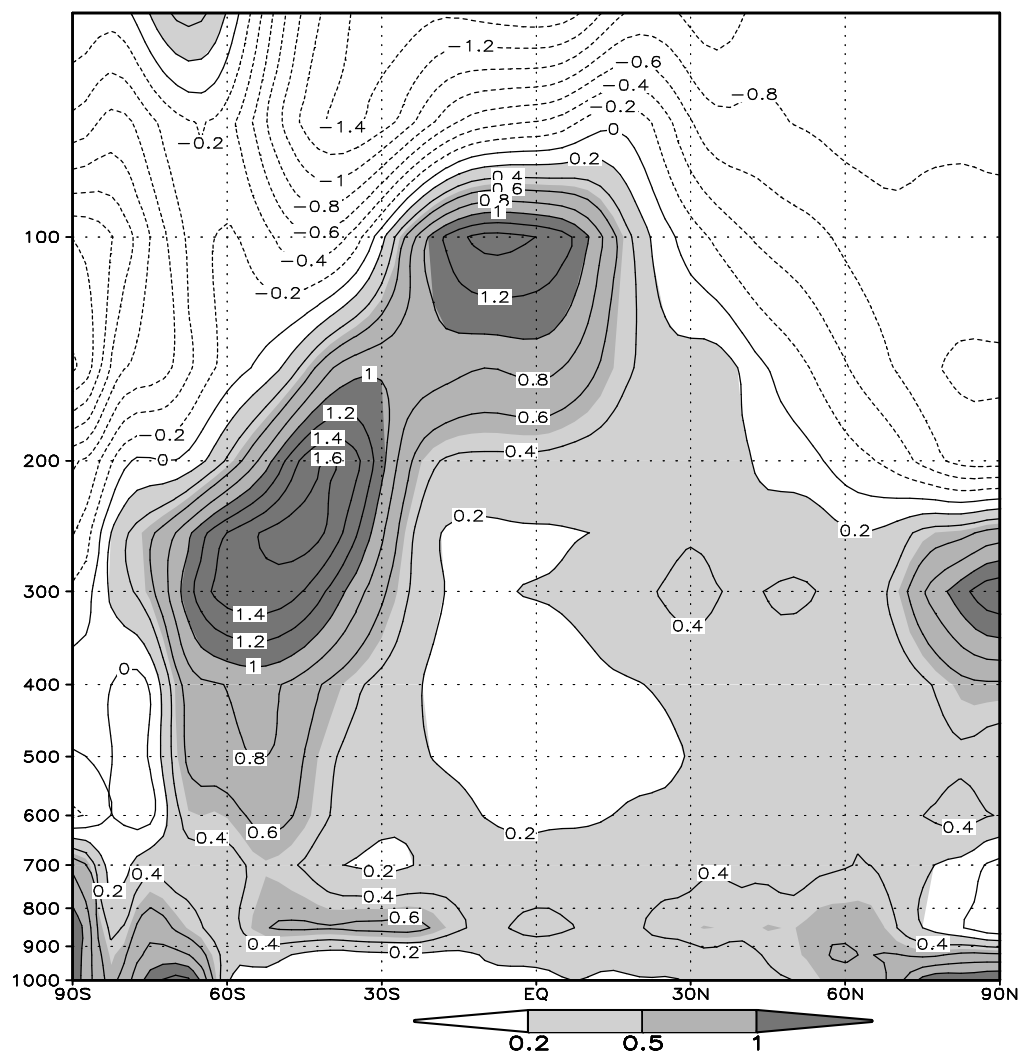
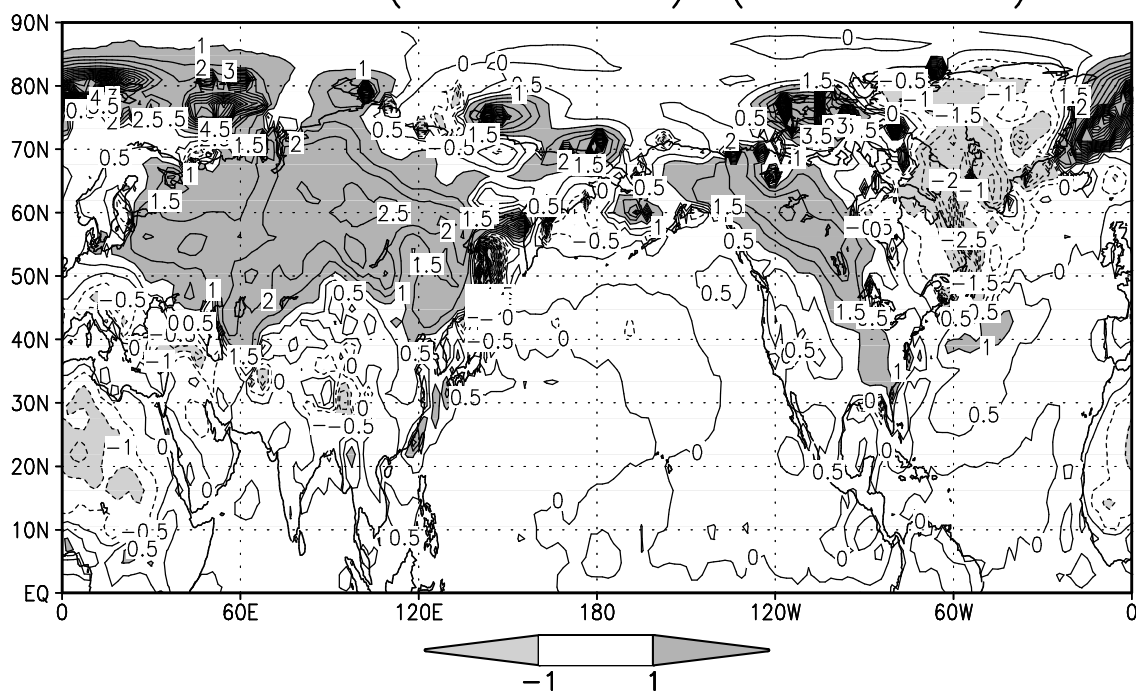


Рис.9.4. Изменение зонально осредненной температуры (К) в 1984-2003г.г. по сравнению с 1964-1983г.г. по данным реанализа NCEP.

T 2m Jan–Mar (1984–2003)–(1964–1983) NCEP



T 2m Jun–Aug (1984–2003)–(1964–1983) NCEP

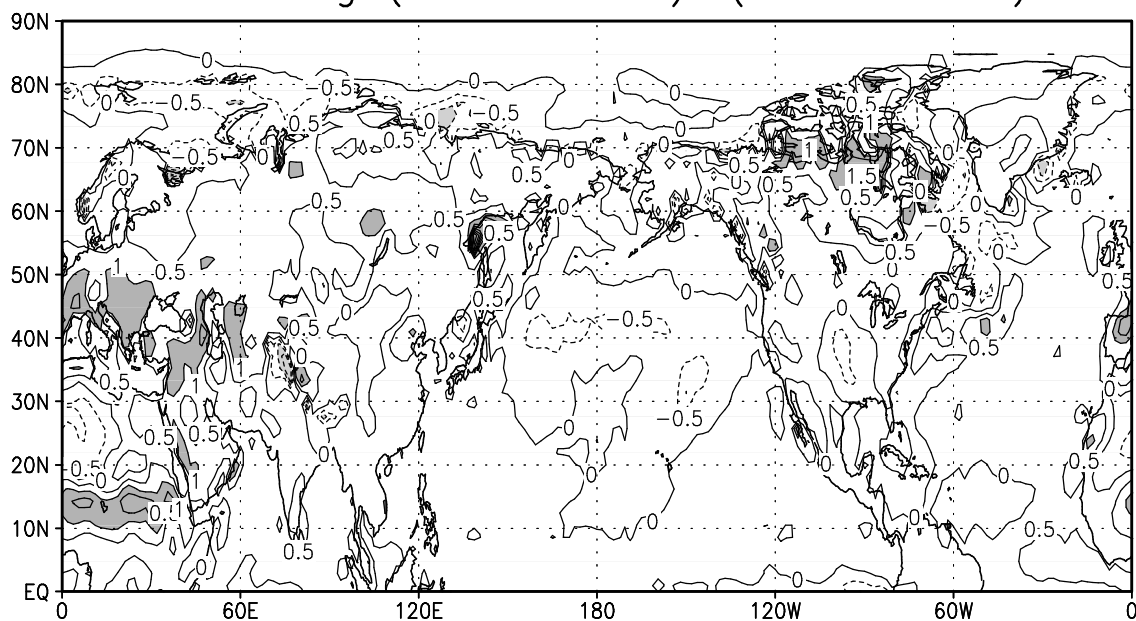


Рис.9.5. Изменение температуры воздуха у поверхности (К) в январе-марте (вверху) и июле-августе (внизу) в 1984-2003г.г. по сравнению с 1964-1983г.г. по данным NCEP.

Таким образом, чтобы предсказать изменения климата в будущем, нужна не только совместная модель атмосферы и океана, но и модель эволюции малых газовых составляющих, влияющих на изменение климата. Это модель динамики и химии озона, метана, сульфатного аэрозоля. Кроме того, необходим интерактивный расчет углеродного цикла. Для расчета на период несколько столетий и более желательно также введение динамической растительности и расчета эволюции континентальных льдов.

Блок химии озона и других газовых составляющих обычно учитывает несколько десятков химических реакций. Компьютерное время, затрачиваемое на него, сравнимо с временем, затрачиваемым на саму модель общей циркуляции атмосферы и океана. Здесь мы не рассматриваем устройство этого блока, ввиду его сложности. Кратко рассмотрим основные компоненты углеродного цикла, которые учитывают современные модели климата, рис. 9.6 (Houghton, 2001).

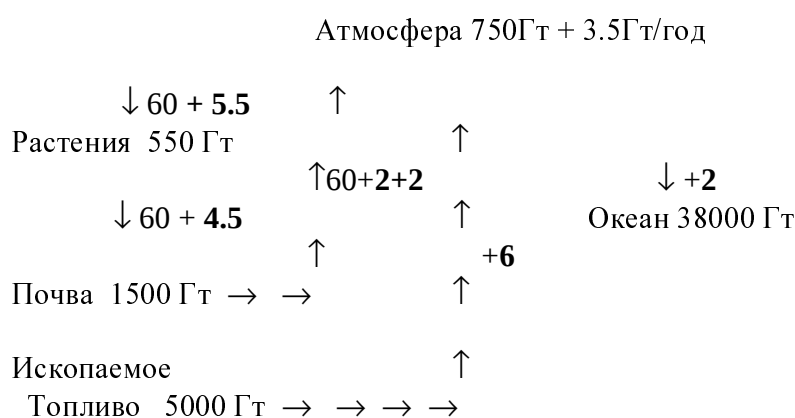


Рис.9.6. Углеродный цикл и его изменения вследствие деятельности человека. Содержание углерода в различных компонентах углеродного цикла выражено в гигатоннах углерода, потоки в Гт углерода в год. Числа, стоящие после знака +, выражают изменение углеродного цикла по сравнению с доиндустриальным.

Согласно современным представлениям, доступный для атмосферы углерод находится в растениях (550 Гт), почве (1500 Гт) и океане (38000 Гт), а также в атмосфере (750 Гт в 2000г., 600 Гт в доиндустриальное время). При этом, растения поглощают углерод из атмосферы со скоростью 60 Гт/год. После отмирания растений их углерод переходит в почву. Из почвы, которая под действием бактерий разлагается, углерод в виде углекислого газа снова переходит в атмосферу. Океан в доиндустриальном состоянии находится в равновесии с атмосферой, и суммарный поток углерода туда равен нулю. Заметим, что единственная хорошо измеряемая величина в углеродном цикле – количество углерода в атмосфере. Остальные значения являются весьма приближенными.

В индустриальную эпоху человек сжигает топливо, разведанные запасы которого составляют около 5000 Гт углерода. Скорость сжигания в конце 20-начале 21 столетия составляет около 6.5 Гт в год. Кроме того, в атмосферу поступает около 2 Гт углерода в год в результате землепользования (вырубки лесов и эрозии почвы). Из этих дополнительных выбросов только 3.5 Гт в год идет на увеличение содержания CO_2 в атмосфере. Около 2 Гт/год поглощаются в океане, и около 1.5 Гт в экосистемах суши. При этом, увеличение первичной продукции составляет около 5.5 Гт/год, а увеличение

дыхания почвы вследствие повышения температуры около 2 Гт/год. Согласно сценариям развития человечества, имеющееся топливо может быть сожжено за несколько столетий. Согласно данным моделирования, по-видимому, примерно половина углерода, как и в настоящее время, при таких темпах сжигания пойдет на увеличение содержания в атмосфере, а половина поглотится океаном и экосистемами суши. То есть максимальная концентрация CO_2 через несколько столетий может превысить доиндустриальную примерно в 5 раз. После прекращения выбросов основную часть избыточного углерода поглотит океан, это будет происходить, как и установление температурного равновесия, с характерным временем от тысячи до нескольких тысяч лет. Равновесная концентрация CO_2 лишь немного превысит доиндустриальную и составит около 320 млн⁻¹.

На рис.9.7 представлен прогноз изменения концентрации CO_2 к 2100г. при 6 различных сценариях сжигания топлива. Прогноз опубликован в отчете межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC) в 2007г. При самом умеренном сценарии предполагается сжечь 1000 Гт углерода в 21 столетии, при самом теплом 2.5 Гт. Размер столбцов означает неопределенность, обусловленную различными формулировками модели углеродного цикла. Минимальная концентрация CO_2 в 2100г. составляет около 450 млн⁻¹, максимальная около 1200 млн⁻¹. Неопределенности при выбранном сценарии составляют около 20% от самой концентрации в 2100г.

Неопределенность прогноза температур (рис.9.8) складывается из неопределенности прогноза концентрации CO_2 и различной чувствительности моделей к одному и тому же изменению CO_2 . Поэтому они составляют для выбранного сценария уже более 50% от среднего по всем моделям потепления для этого сценария. В целом для различных сценариев к 2100г. предполагается повышение глобально осредненной температуры от 1.5 до 6 градусов.

Один из широко обсуждаемых аспектов ожидаемого потепления – повышение уровня океана. На рис.9.9 показана оценка скорости изменения уровня океана за 1993-2003г.г., а также оценки вклада различных механизмов в это изменение. Скорость повышения уровня океана за рассматриваемое десятилетие составила от 2 до 4 мм в год. Максимальный вклад в повышение уровня вносит термическое расширение воды. Несколько меньший вклад вносит таяние горных ледников. Вклад таяния Гренландии и Антарктиды близок к нулю. Сумма всех вкладов несколько меньше наблюдаемого роста, но в пределах неопределенности эти две величины совпадают. Можно надеяться, что современные модели климата могут правильно воспроизводить вклад, обусловленный термическим расширением воды. Горные ледники являются подсчетными, поэтому их таяние не может воспроизводиться адекватно. На рис.9.10 представлено изменение уровня океана в моделях для 20 столетия и для 21-23 столетий при различных сценариях увеличения концентрации парниковых газов. В 20 столетии модели в среднем показывают повышение уровня океана на 4-7 см., что меньше наблюдаемого (10-15 см.). Разница обусловлена, по крайней мере, частично, неучетом в модели таяния горных ледников. К 2100г. модели предсказывают увеличение уровня океана на 9-40 см. Диапазон оценок в данном случае ближе, чем по данным предыдущего отчета (Houghton 2001), где разброс модельных оценок был от 9 до 80 см. В результате уточнения исчезли модели, предсказывающие очень большое повышение уровня океана. Согласно моделям, уровень океана будет продолжать повышаться и после 2100г., хотя в сценарии концентрация всех парниковых газов после 2100г. была задана на уровне 2100г. Это происходит за счет большой термической инерции океана.

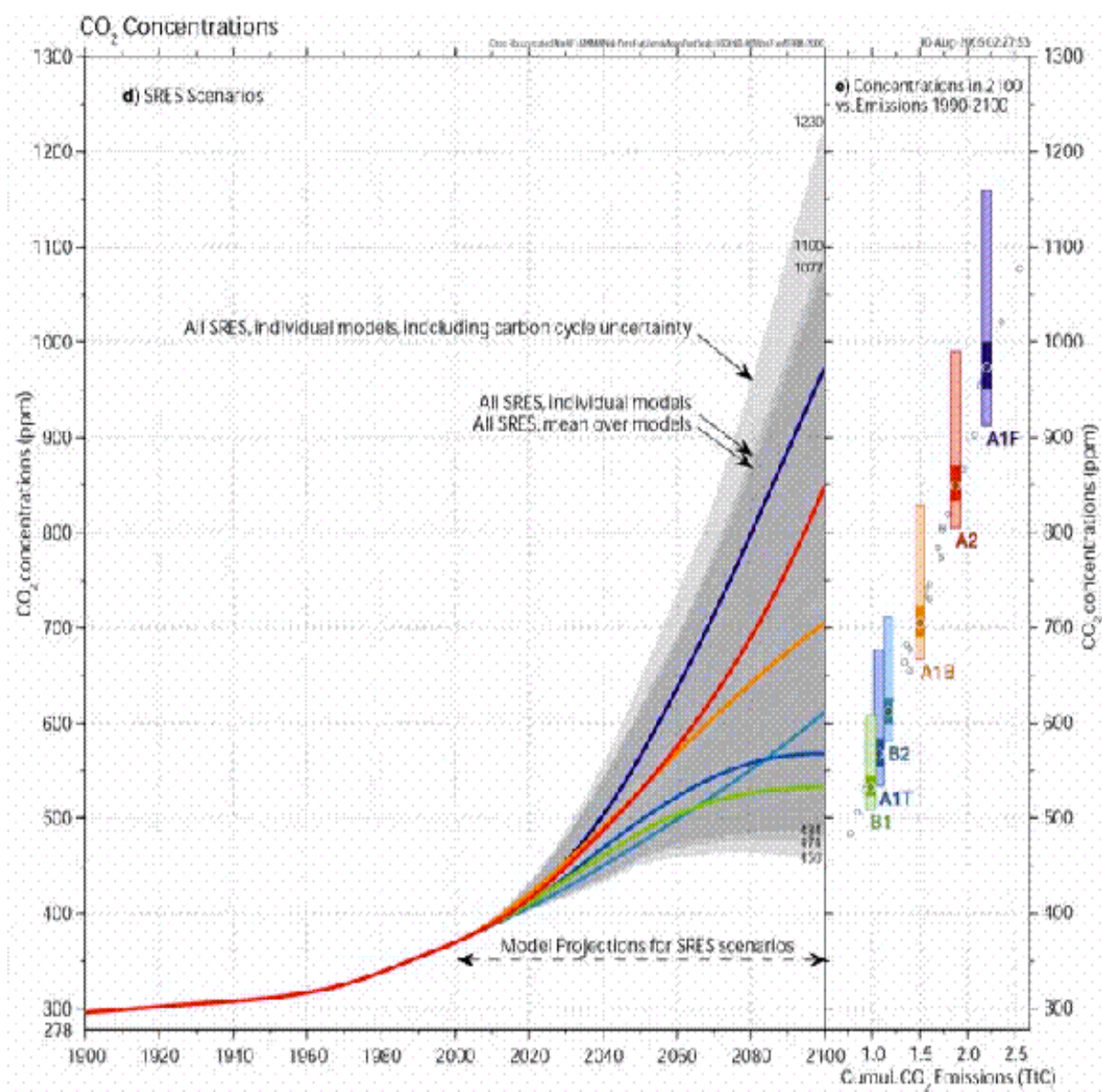


Рис.9.7. Прогноз концентрации CO₂ для различных сценариев по данным Houghton (2007).

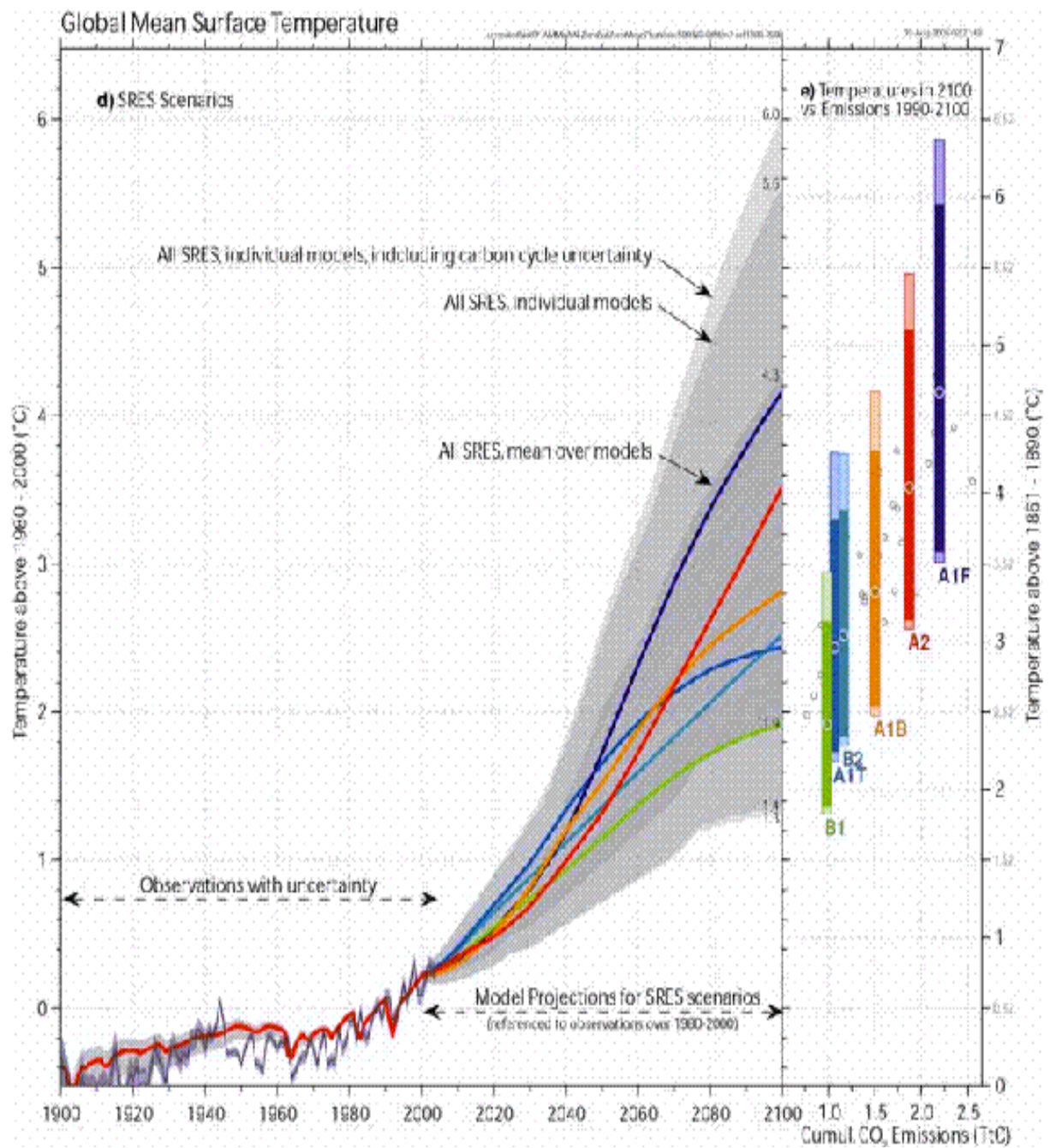


Рис.9.8. Прогноз изменения глобально осредненной приповерхностной температуры воздуха до 2100г. при различных сценариях по данным Houghton (2007).

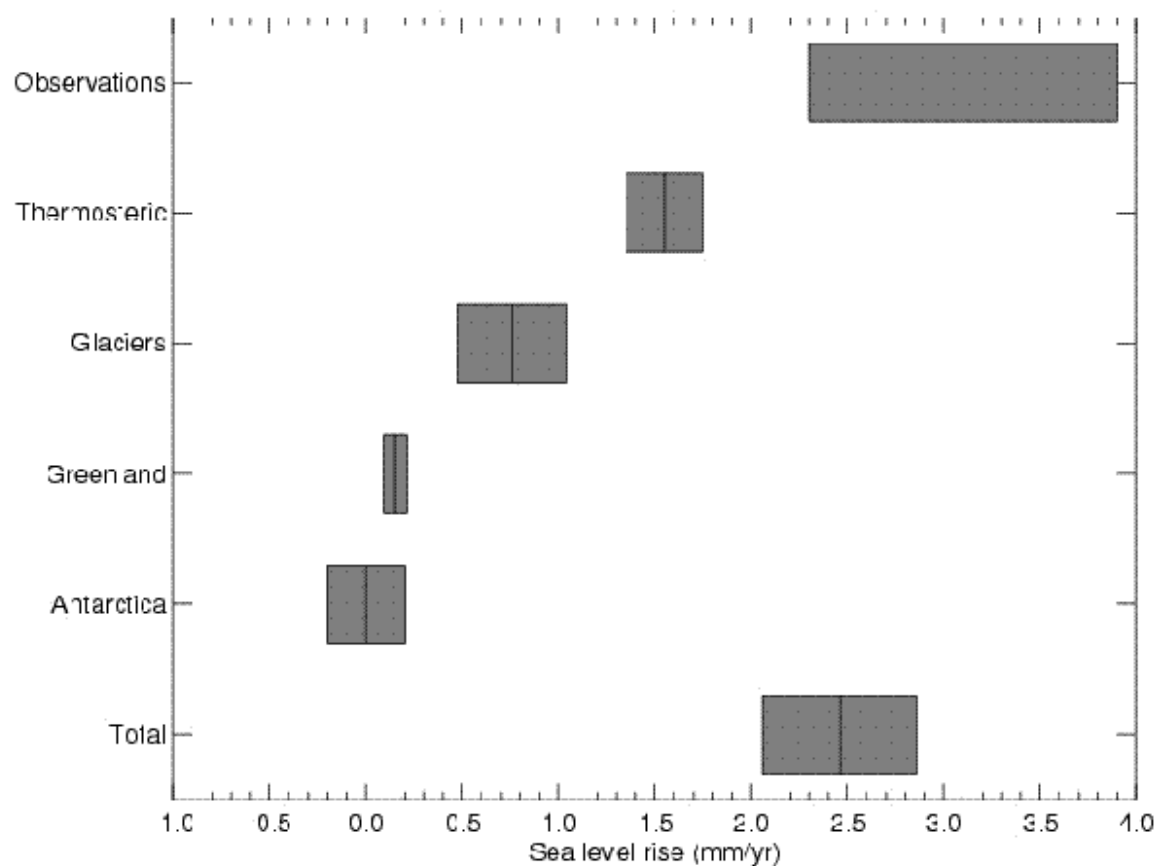


Рис.9.9. Оценка изменения уровня океана (мм/год) в 1993-2003г.г. и вклад термического расширения, таяния горных ледников, Гренландии, Антарктики и сумма всех вкладов. По данным Houghton (2007).

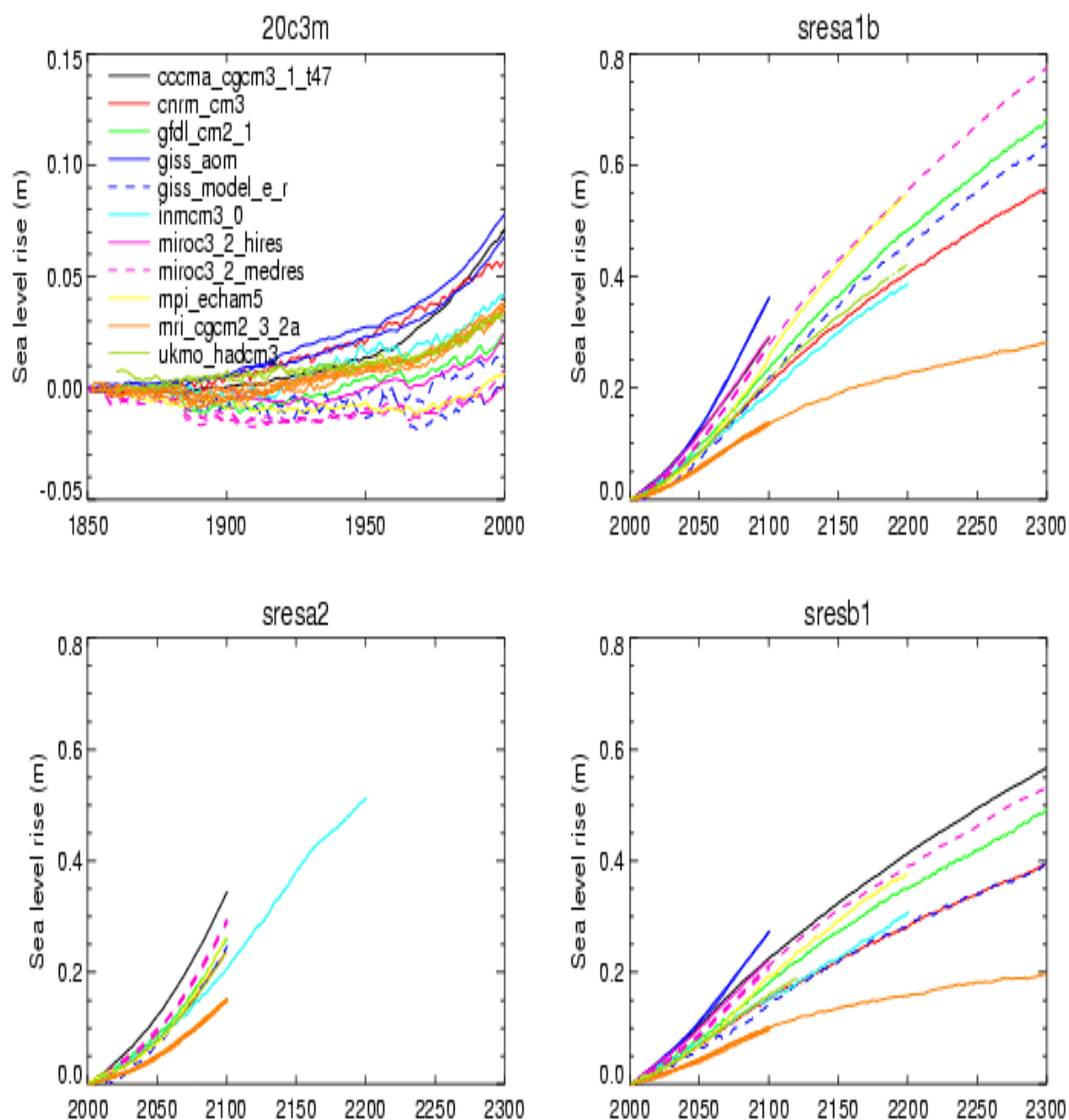


Рис.9.10. Изменение уровня океана (м) вследствие термического расширения по данным моделей для 20 столетия, и для 21-23 столетий при различных сценариях. По данным Houghton (2007).

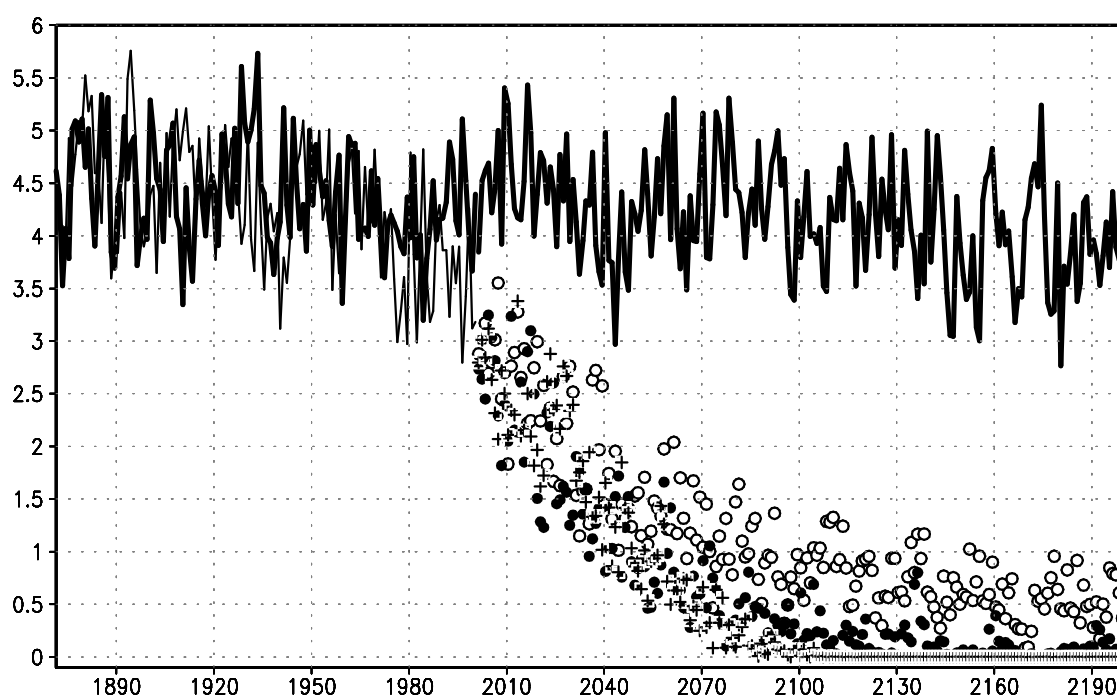
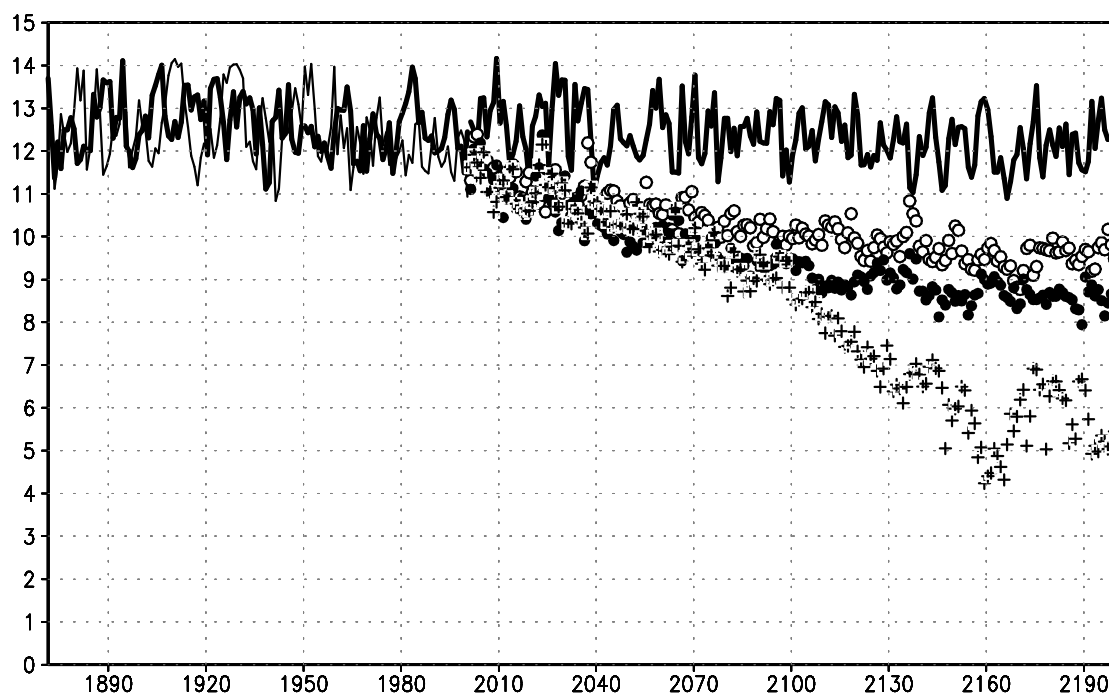


Рис.9.11. Изменение площади морского льда в Арктике (млн км²) в январе-марте (вверху) и июле-сентябре (внизу) по данным модели ИВМ (Володин, Дианский 2006) для 1871-2200г.г. в контрольном эксперименте (сплошная линия), при сценарии В1 (пустые кружки), А1В (черные кружки) и А2 (крестики).

Наконец, рассмотрим изменение площади морского льда в Арктике (рис.9.11). Для всех рассмотренных сценариев к 2100г. площадь морского льда в конце лета уменьшается и становится близкой к нулю. Зимой изменения площади морского льда не так существенны. Изменения площади морского льда в Антарктике также не столь существенны, как в Арктике летом. Подобные изменения площади морского льда предсказывают большинство моделей.

10. Предсказуемая долгопериодная внутренняя изменчивость в климатической системе

В этом разделе рассмотрим долгопериодную внутреннюю изменчивость в системе атмосфера-океан, которая повышает предсказуемость атмосферной циркуляции за 10-15 дневным пределом детерминистической предсказуемости. Здесь рассмотрим три таких явления: квазидвухлетнее колебание в приэкваториальной стратосфере; Эль-Ниньо и южное колебание; арктическое колебание.

Квазидвухлетнее колебание представляет собой изменение скорости зонального ветра в приэкваториальной стратосфере (рис.10.1). Это колебание проявляется на высотах от 40 до 15 км, достигает амплитуды в несколько десятков м/с и распространяется сверху вниз. Период колебаний составляет 28 месяцев. Причиной колебания является взаимодействие гравитационных и других волн со средним потоком, рассмотренное в разделе 7. Наибольшее торможение зонального потока, в силу рассмотренных свойств гравитационных волн, происходит несколько выше максимума скорости зонального потока. На более нижних уровнях, наоборот, происходит небольшое ускорение потока. Это приводит к тому, что максимум скорости зонального потока с течением времени перемещается вниз. Такой механизм является основной причиной квазидвухлетнего колебания. Ограниченность области колебания экватором объясняется тем, что на экваторе нет геострофического соотношения, поэтому большие изменения скорости могут происходить без существенных изменений температуры. В остальных районах большим изменениям скорости должны сопутствовать большие изменения температуры в нижележащих слоях, что должно отклонять стратосферу от радиационного равновесия. Квазидвухлетнее колебание влияет на предсказуемость приземного состояния атмосферы в основном через изменение индекса арктического колебания: восточной фазе квазидвухлетнего колебания соответствует отрицательный индекс арктического колебания.

Наиболее важным явлением, позволяющим делать прогнозы на срок до нескольких месяцев, является явление Эль-Ниньо и связанное с ним южное колебание. Это явление представляет собой повышение температуры поверхности в приэкваториальном Тихом океане. Наиболее выражено оно в центре и на востоке Тихого океана (рис.10.2). Такое событие происходит обычно раз в несколько лет, и продолжается от нескольких месяцев до года. Сильные Эль-Ниньо происходили в 1982-1983г., 1987-1988г., 1997-1998г. (рис.10.3). Характерное время изменчивости ТПО в приэкваториальном Тихом океане составляет 2-7 лет.

Чтобы понять, отчего происходит Эль-Ниньо, рассмотрим, как устроена средняя циркуляция тропического Тихого океана. Ветер у поверхности над Тихим океаном дует с востока на запад, что создает приповерхностное течение, направленное с востока на запад. Поэтому у восточного берега Тихого океана происходит подъем воды, и вода у поверхности более холодная, а у западного берега – опускание воды, и там вода теплая. На глубине 150-200м. существует противотечение, направленное с запада на восток (рис.10.4). Кроме того, на движущееся поверхностное течение действует сила Кориолиса, которая отклоняет его в северном полушарии вправо, а в южном – влево. Поэтому, в силу уравнения неразрывности, на экваторе должен быть подъем глубинных вод на поверхность, а на некотором расстоянии от него – опускание (рис.10.5). Поэтому ТПО на экваторе должна быть несколько ниже, чем на некотором расстоянии от него. Эти особенности распределения ТПО видны на рис.10.2 (вверху).

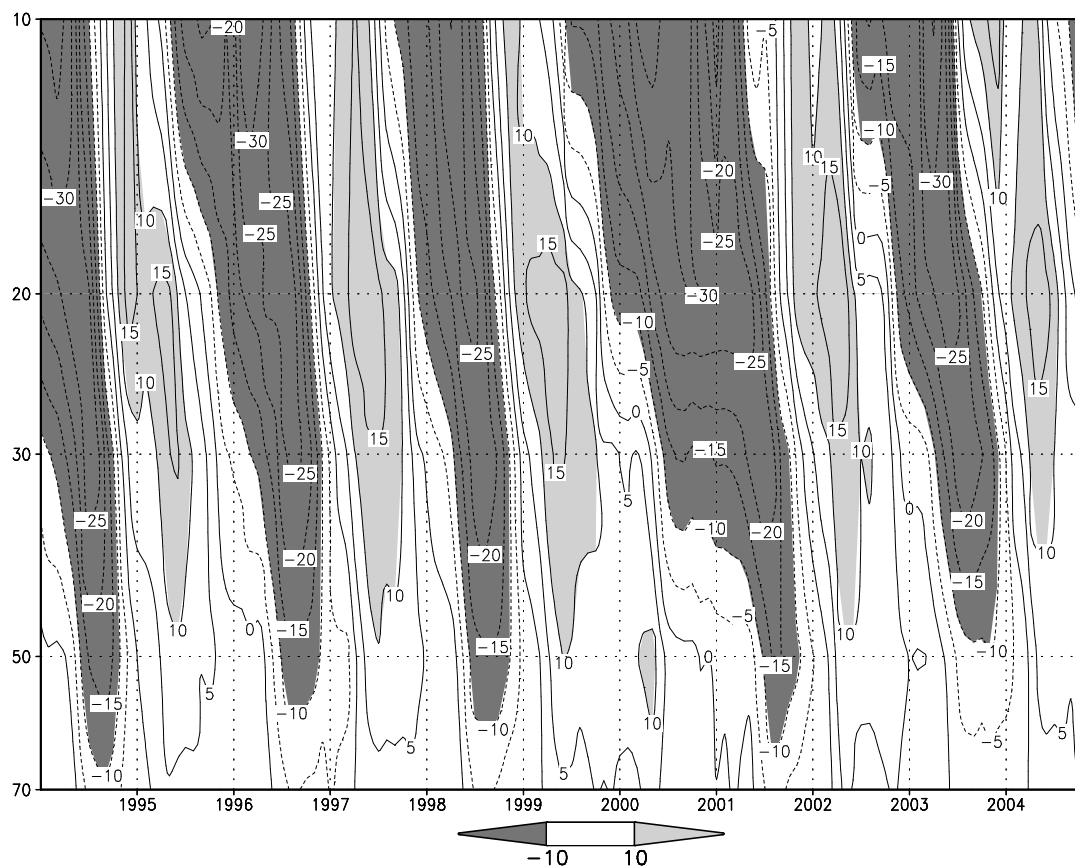


Рис.10.1. Скорость зонального ветра (м/с) осредненная вдоль экватора в стратосфере в 1994-2004г.г. по данным реанализа NCEP.

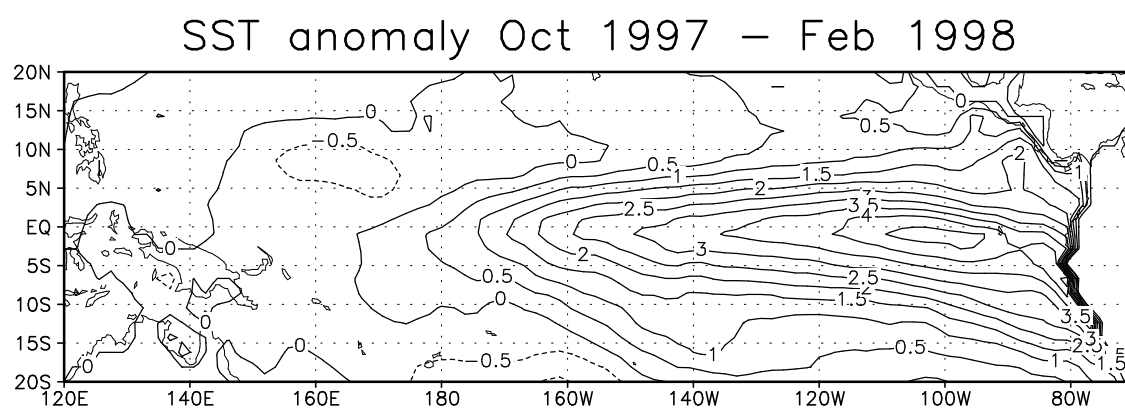
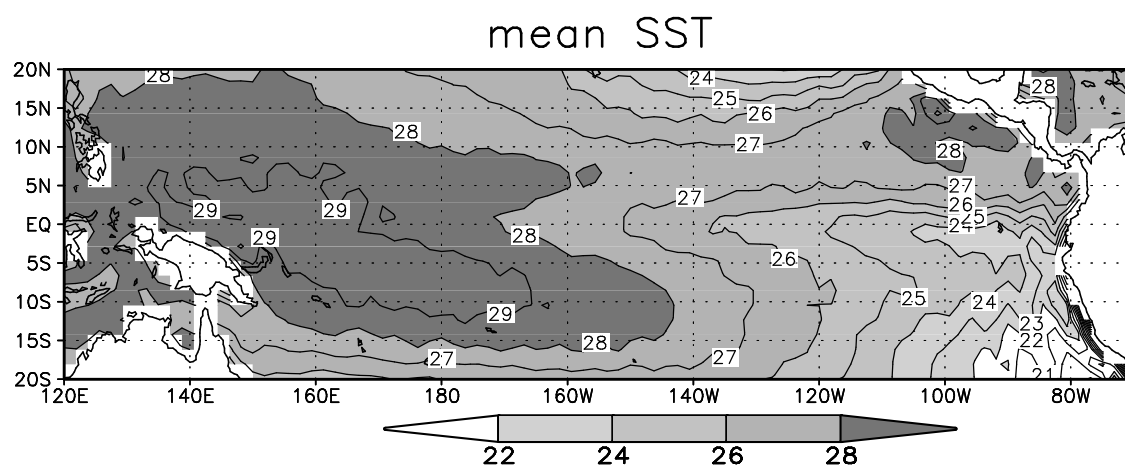


Рис.10.2. Среднеклиматическая температура поверхности тропического Тихого океана (С) вверху и аномалия ТПО во время Эль-Ниньо, октябрь 1997г. – февраль 1998г.

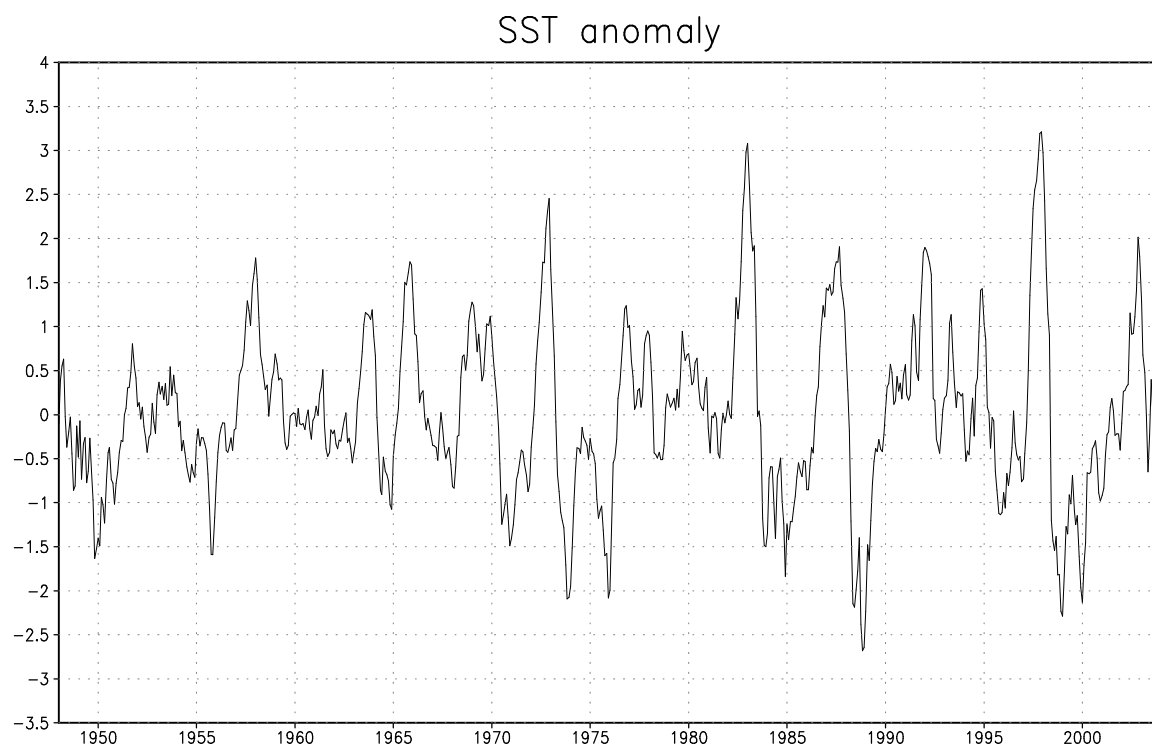


Рис.10.3. Временной ход аномалии ТПО (С) в центральном и восточном приэкваториальном Тихом океане в 1948-2004г. по данным реанализа NCEP.

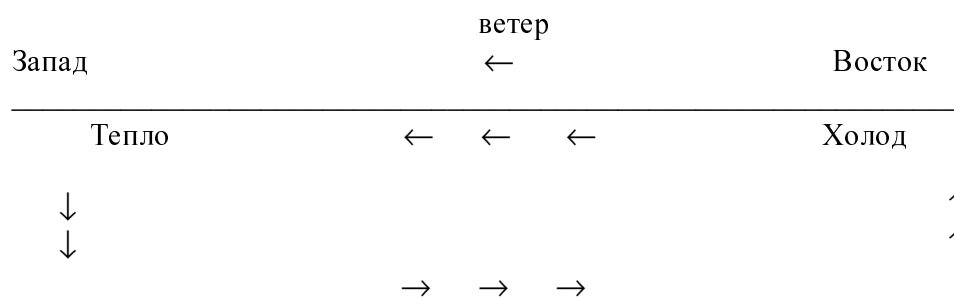


Рис.10.4. Схематическое изображение меридиональной циркуляции в приэкваториальном Тихом океане.

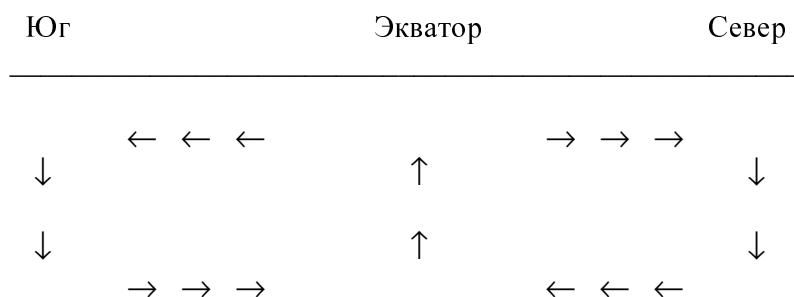


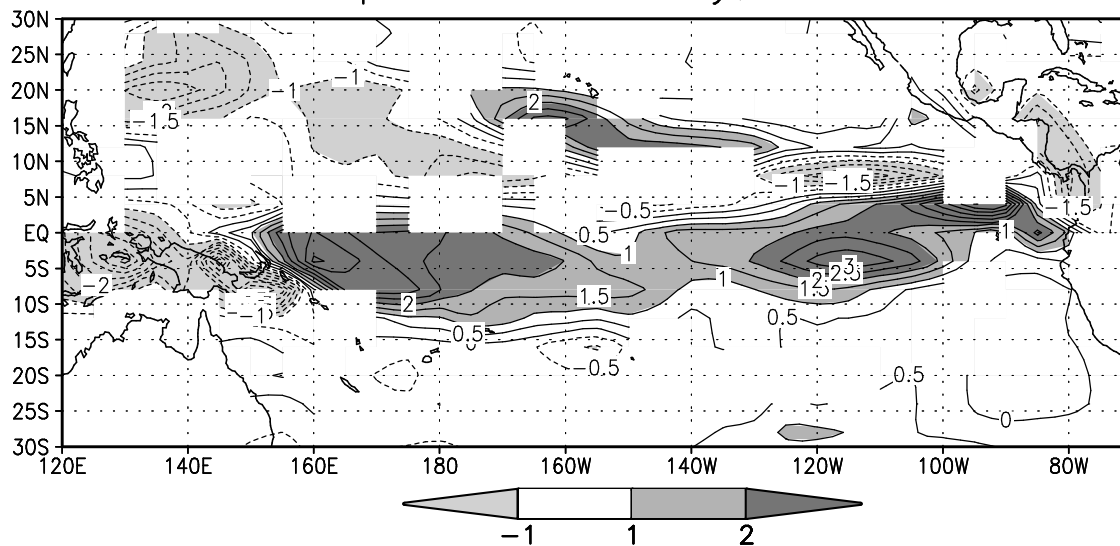
Рис.10.5. Схематическое изображение зональной циркуляции в тропическом Тихом океане.

При ослаблении восточного ветра, возникающего из-за естественной атмосферной изменчивости, происходит ослабление как зональной, так и меридиональной циркуляции, показанных на рис.10.4 и 10.5. Это значит, что происходит повышение температуры вблизи экватора и у восточного берега. Важно, что существует положительная обратная связь между повышением ТПО и ослаблением восточного ветра. Обычно конвекция и восходящие движения происходят над западом Тихого океана (над самой теплой водой), а над востоком преобладает опускание, что поддерживает сильный восточный ветер у поверхности. Такая циркуляция называется циркуляцией Уокера. При ослаблении восточного ветра и повышении ТПО на востоке Тихого океана конвекция и восходящие движения возникают и там, ячейка Уокера ослабляется, что приводит к дальнейшему ослаблению восточного приповерхностного ветра. Такая положительная обратная связь приводит к тому, что аномалии ТПО и приповерхностного ветра достигают больших величин. Аномалии осадков и приповерхностного зонального ветра во время Эль-Ниньо приведены на рис.10.6. Таким образом, Эль-Ниньо – это колебание в совместной системе атмосфера – океан, его нельзя получить в численном эксперименте с моделью океана при фиксированном напряжении трения ветра на поверхности. В модели атмосферы с фиксированной ТПО также нельзя получить столь большую по величине и продолжительности аномалию зонального ветра, как это происходит в совместной системе.

Однако, кроме положительной обратной связи, существует еще и отрицательная обратная связь с запаздыванием. Она приводит к тому, что после положительной аномалии ТПО достаточно большой величины на следующий год обязательно бывает отрицательная аномалия ТПО. Сущность отрицательной обратной связи состоит в том, что ослабление циркуляций, изображенных на рис.10.4 и 10.5, приводит к уменьшению переноса более теплой воды противотечениями на глубину в район Эль-Ниньо. Это приводит к охлаждению подповерхностной воды, которое при случайном усилении восточного ветра достигает поверхности, и, тем самым, Эль-Ниньо прекращается. Данные наблюдений действительно свидетельствуют о том, что при развитии и “старении” Эль-Ниньо происходит сначала похолодание на глубине около 100-200м., а затем оно распространяется на поверхность.

Рассмотрим отклик атмосферной циркуляции на Эль-Ниньо, рис.10.7 (Володин, Дианский 2004).

Precipitation anomaly, El-Nino



U925 anomaly, El-Nino

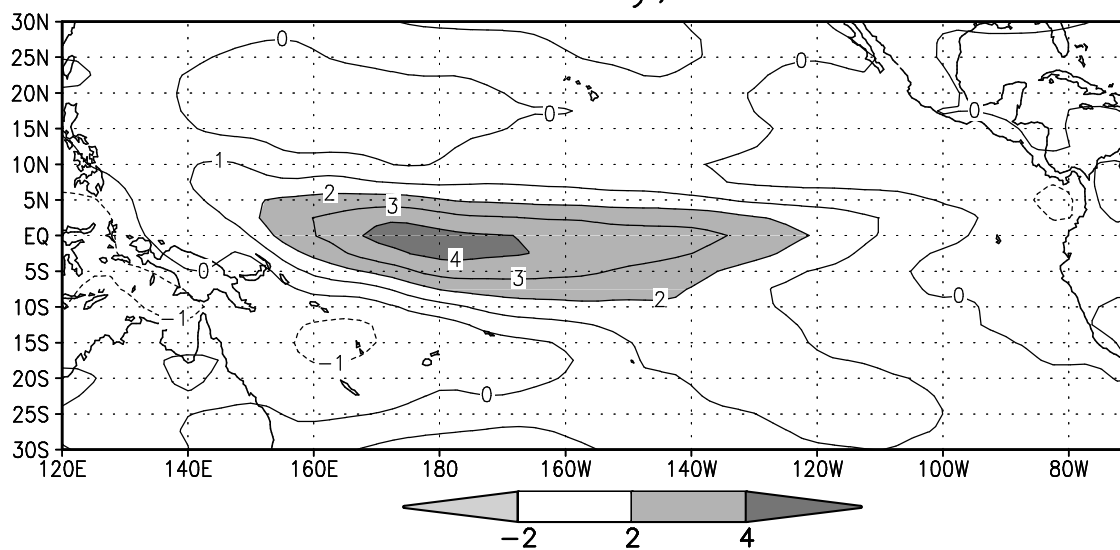


Рис.10.6. Аномалии осадков, мм/сут (вверху) и скорости зонального ветра на высоте 925 гПа, м/с (внизу) во время Эль-Ниньо по данным реанализа NCEP. Для осадков выделены области статистической значимости с вероятностью 95%.

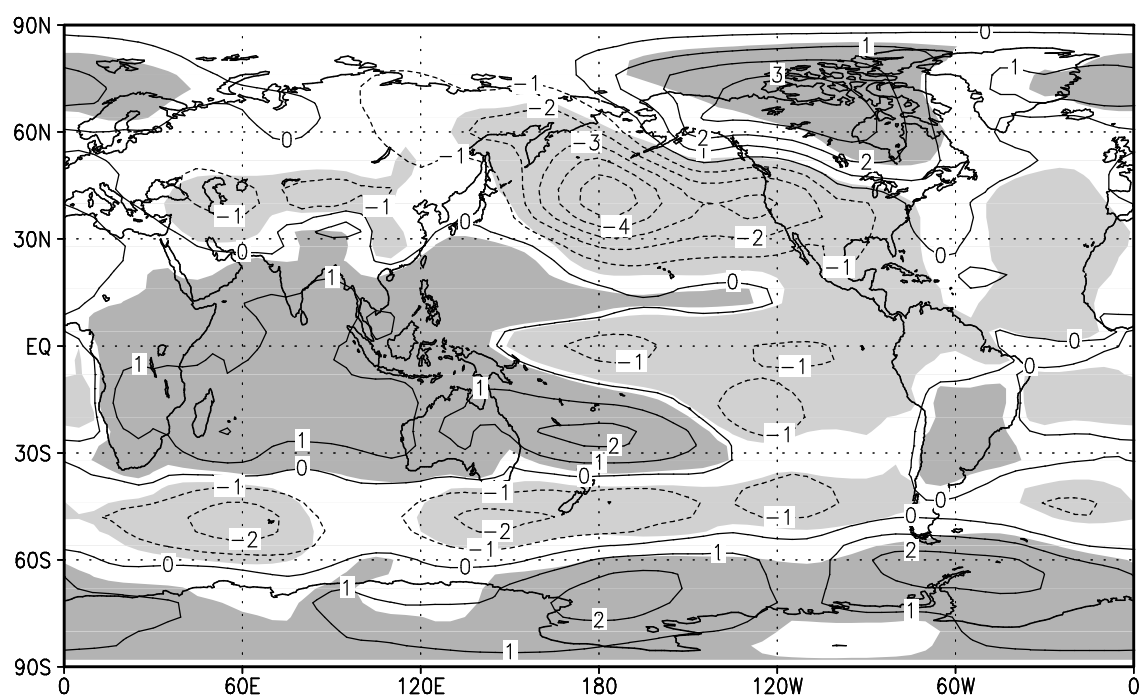
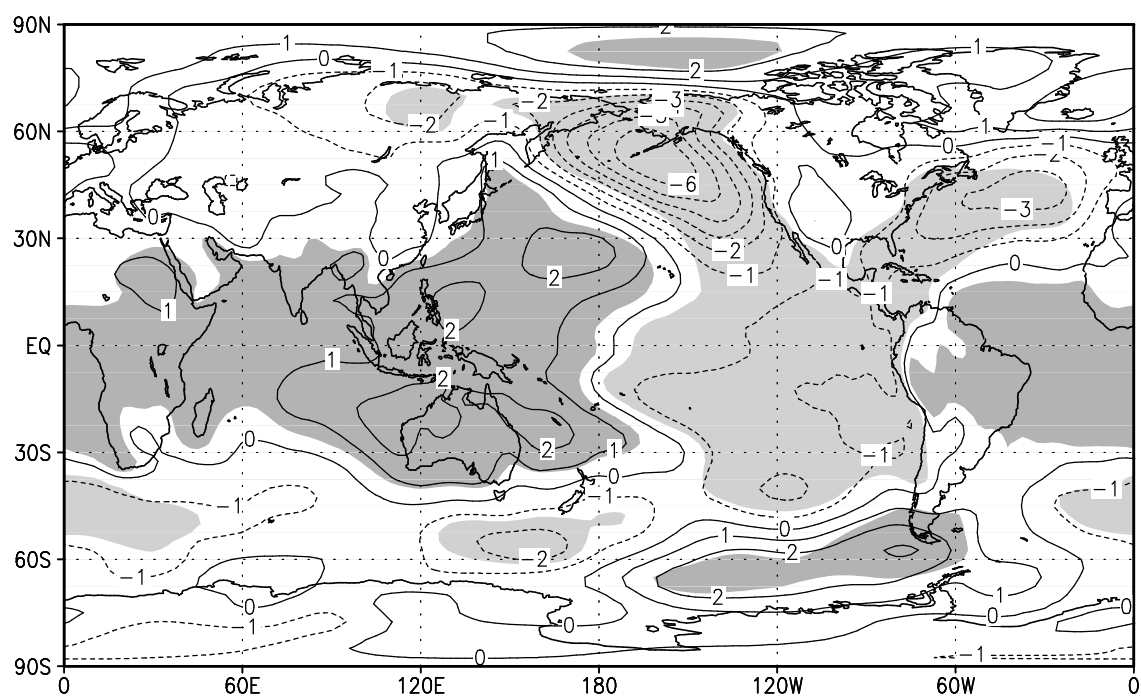


Рис.10.7. Разность давления на уровне моря (мб) в декабре-феврале в годы Эль-Ниньо и во все годы по данным реанализа NCEP (вверху) и модели атмосферы и океана (внизу). Выделены области статистической значимости с вероятностью 95%.

В тропиках по данным наблюдений во время Эль-Ниньо происходит падение давления на 1-2 гПа над более теплой водой в центральной и восточной части Тихого океана, а рост давления – над большей частью остальных тропиков, особенно над западом Тихого океана и Индонезией. Поскольку Эль-Ниньо представляет собой основной механизм долгопериодной изменчивости в тропиках, то аномалии давления над востоком Тихого океана и Индонезией сильно скоррелированы, и коэффициент корреляции отрицательный. Это было замечено Уокером еще в начале 20 столетия. На основе этой корреляции он ввел индекс южного колебания, который представляет собой нормированную разность между аномалией давления на о. Пасхи (восточный Тихий океан) и в Дарвине (север Австралии). Временной ход индекса южного колебания, с точностью до множителя, близок к аномалии ТПО в районе Эль-Ниньо, изображенной на рис.10.3. Изменение индекса южного колебания свидетельствует об изменении интенсивности циркуляции Уокера.

Кроме тропического отклика, существует заметный отклик на Эль-Ниньо в атмосфере в средних широтах, особенно в зимнем полушарии (рис.10.7). Так, на севере Тихого океана при Эль-Ниньо происходит уменьшение давления на 4-6 гПа. В приземной температуре основной чертой отклика на Эль-Ниньо является зимнее потепление на 2-3 градуса на большей части Канады. Среднеширотный отклик формируется в основном за счет распространения волн Россби в верхней тропосфере из района Эль-Ниньо в средние широты. Наиболее благоприятные условия для этого имеются в зимнем полушарии, из-за стабильных западных ветров.

Современные модели атмосферы и океана воспроизводят основные черты явления Эль-Ниньо, а также локальный и удаленный отклик атмосферной циркуляции на него (рис.10.7). Правда, основным недостатком моделей является то, что они завышают интенсивность явления Эль-Ниньо в центре Тихого океана, и занижают у восточного побережья. Это, по крайней мере частично, объясняется недостаточным пространственным разрешением в моделях океана.

Из-за повышения ТПО во время Эль-Ниньо непосредственно у Экватора, осадки при Эль-Ниньо увеличиваются также непосредственно у Экватора (рис.10.6). Это приводит к тому, что восходящая часть ячейки Хэдли во время Эль-Ниньо располагается в непосредственной близости от Экватора. Поэтому в верхней тропосфере усиление западных ветров в субтропиках во время Эль-Ниньо происходит сильнее, чем в среднем (рис.1.3). Аномалии скорости ветра в верхней тропосфере во время Эль-Ниньо достигают такой величины, что атмосфере в целом во время Эль-Ниньо приобретают большую западную составляющую вращения, чем обычно. Поскольку Земля и атмосфера составляют практически замкнутую систему, скорость вращения Земли вокруг своей оси во время Эль-Ниньо немного замедляется (сутки увеличиваются на несколько миллисекунд), что подтверждается астрономическими методами наблюдений.

11. Арктическое колебание

Еще одним явлением, благодаря которому повышается предсказуемость атмосферных процессов в средних широтах северного полушария, является арктическое колебание (АК). Для его определения введем понятие эмпирических ортогональных функций (ЭОФ). Пусть у нас есть набор данных $T_{i,n}$, где i – индекс по пространству, $i = 1, \dots, I$; n – индекс по времени, $n=1, \dots, N$. Массив T может представлять собой данные на регулярной сетке, или на станциях. Пусть среднее по времени значение T в каждой точке по пространству равно нулю, то есть

$$\sum_{n=1}^N T_{i,n} = 0 \text{ для любого } i \quad (11.1)$$

Если это не так, то вычтем среднее значение из нашего массива T .

Суммарная дисперсия D этого массива есть сумма дисперсий в каждой точке по пространству:

$$D = \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^I T_{i,n}^2 \quad (11.2)$$

В рассматриваемом пространстве можно ввести ортонормированный базис из векторов E_i , по которому разложим наш массив T :

$$T_{i,n} = \sum_{i=1}^I C_{i,n} E_i \quad (11.3)$$

где $C_{i,n}$ – коэффициенты Фурье. Введем понятие дисперсии D_i , приходящейся на базисный вектор E_i :

$$D_i = \sum_{n=1}^N C_{i,n}^2 \quad (11.4)$$

Сумма дисперсий, приходящихся на все базисные векторы, равна полной дисперсии:

$$D = \sum_{i=1}^I D_i \quad (11.5)$$

Определим эмпирические ортогональные функции массива T как базис, для которого на первый вектор приходится максимальная дисперсия из всех возможных векторов единичной длины; второй вектор ортогонален первому, и на него приходится максимальная дисперсия из всех единичных векторов, ортогональных первому; третий вектор ортогонален первым двум, и на него приходится максимальная дисперсия из всех векторов, ортогональных первым двум, и т.д. Можно показать, что ЭОФы являются собственными векторами ковариационной матрицы C с элементами

$$C_{i,j} = \sum_{n=1}^N T_{i,n} T_{j,n} \quad (11.6)$$

ЭОФы определены, таким образом, с точностью до численного множителя.

Например, если мы имеем в качестве массива T некоррелированный белый шум, то ЭОФы для такого массива будут выглядеть следующим образом:

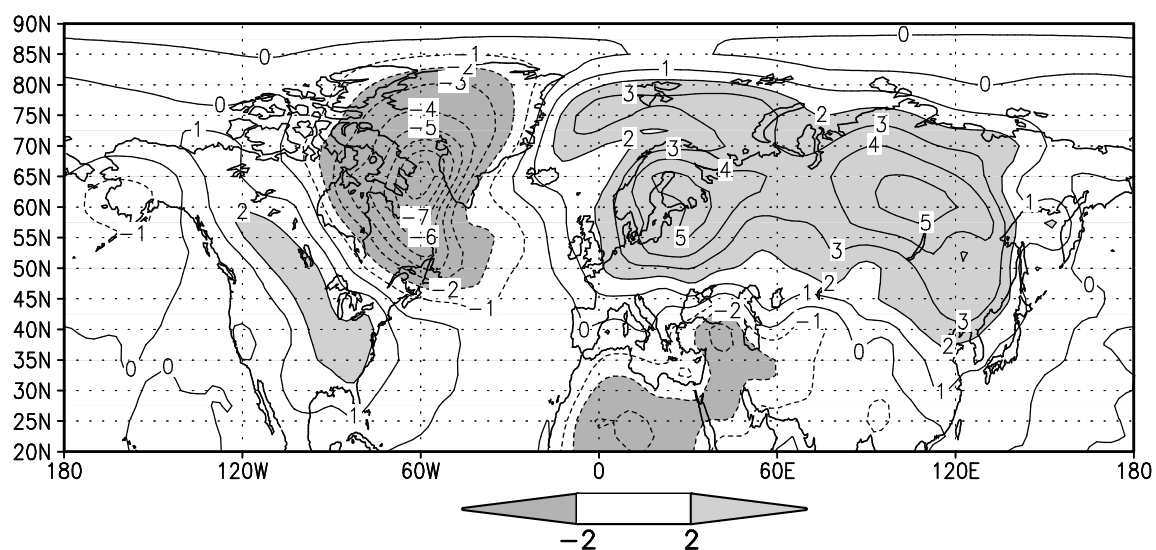
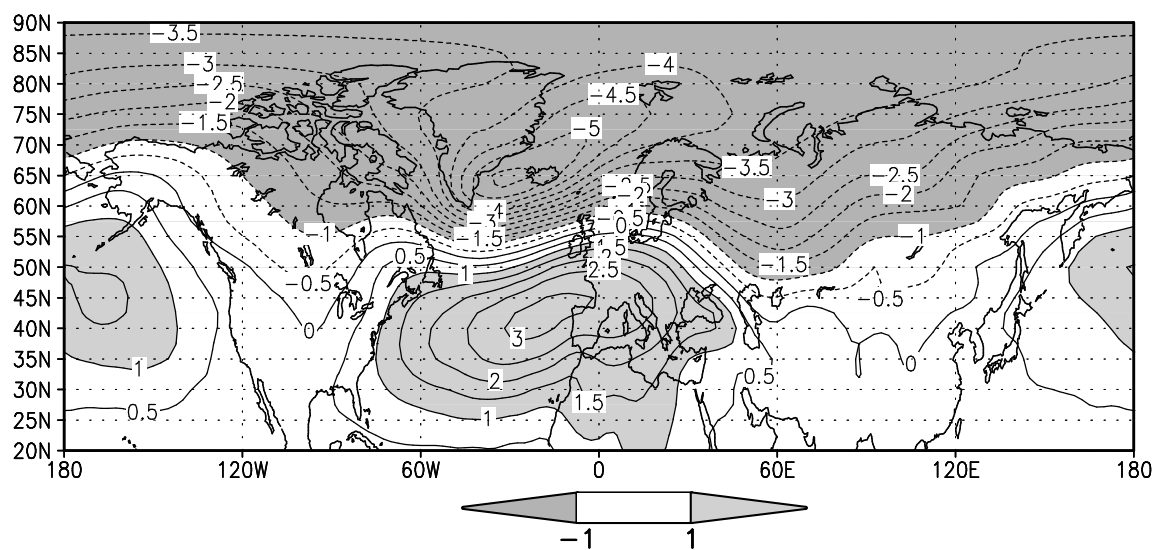


Рис.11.1. Первая ЭОФ среднемесячного давления на уровне моря в декабре-марте в умеренных широтах северного полушария (вверху). Внизу – разность температуры приповерхностного воздуха (К) для месяцев с положительным и отрицательным коэффициентом Фурье.

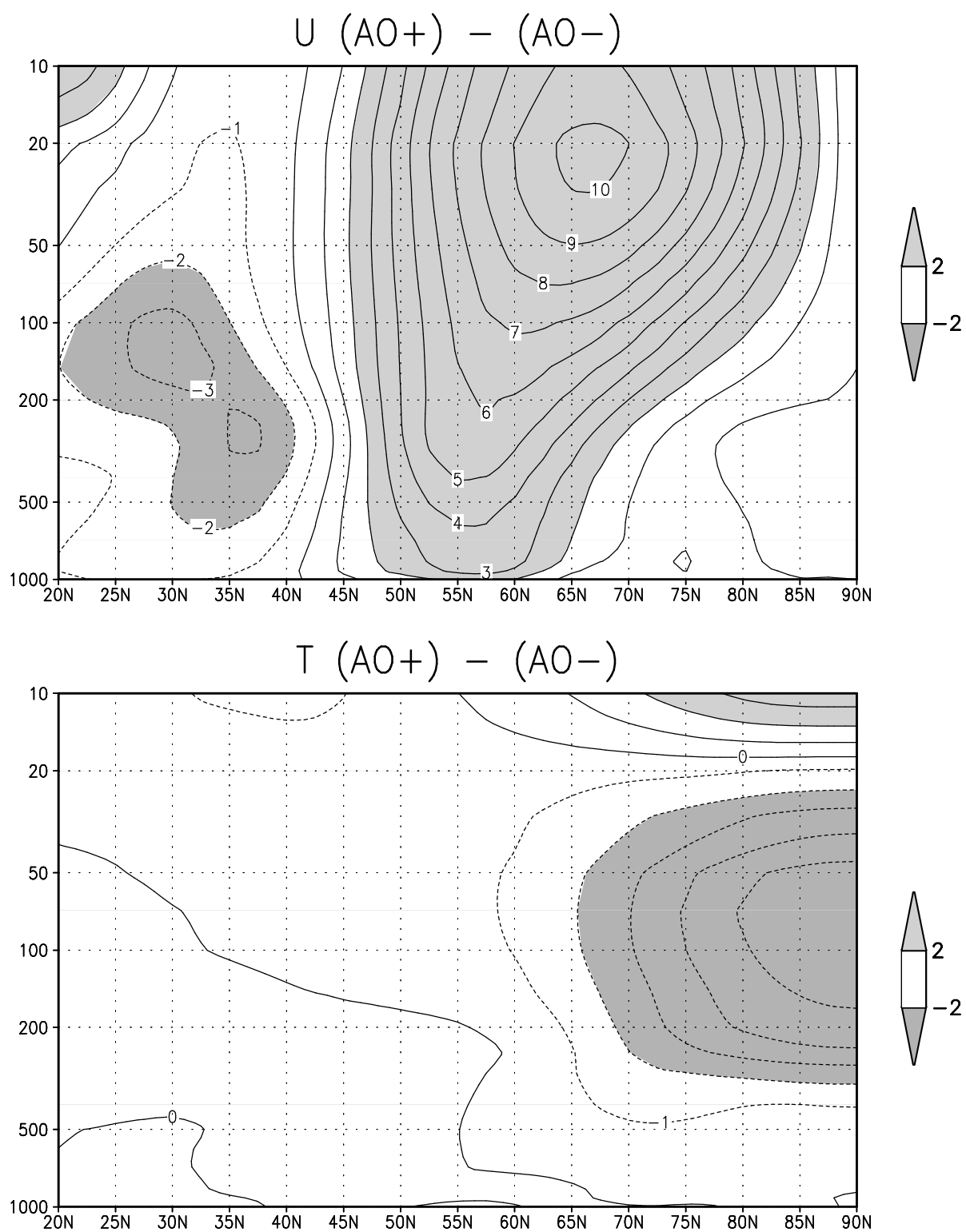


Рис.11.2. Разность зонально осредненной скорости зонального ветра (м/с) вверху и температуры (К) внизу для положительного и отрицательного индекса АК.

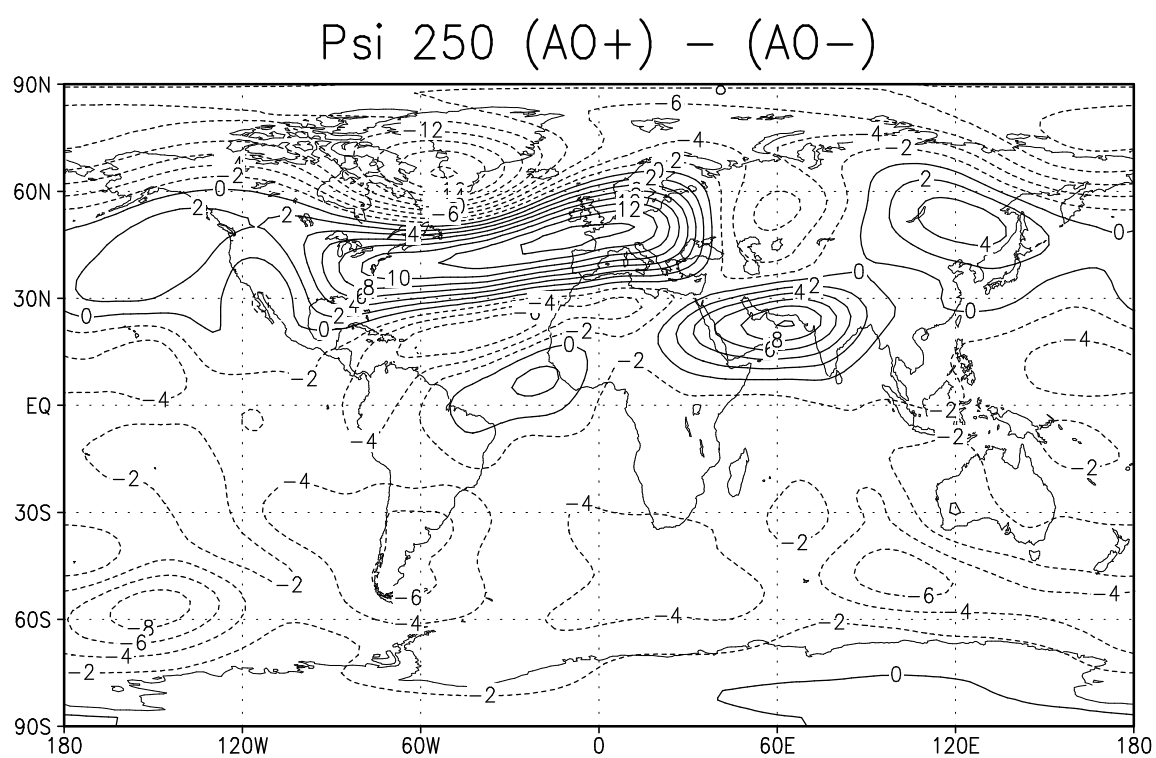
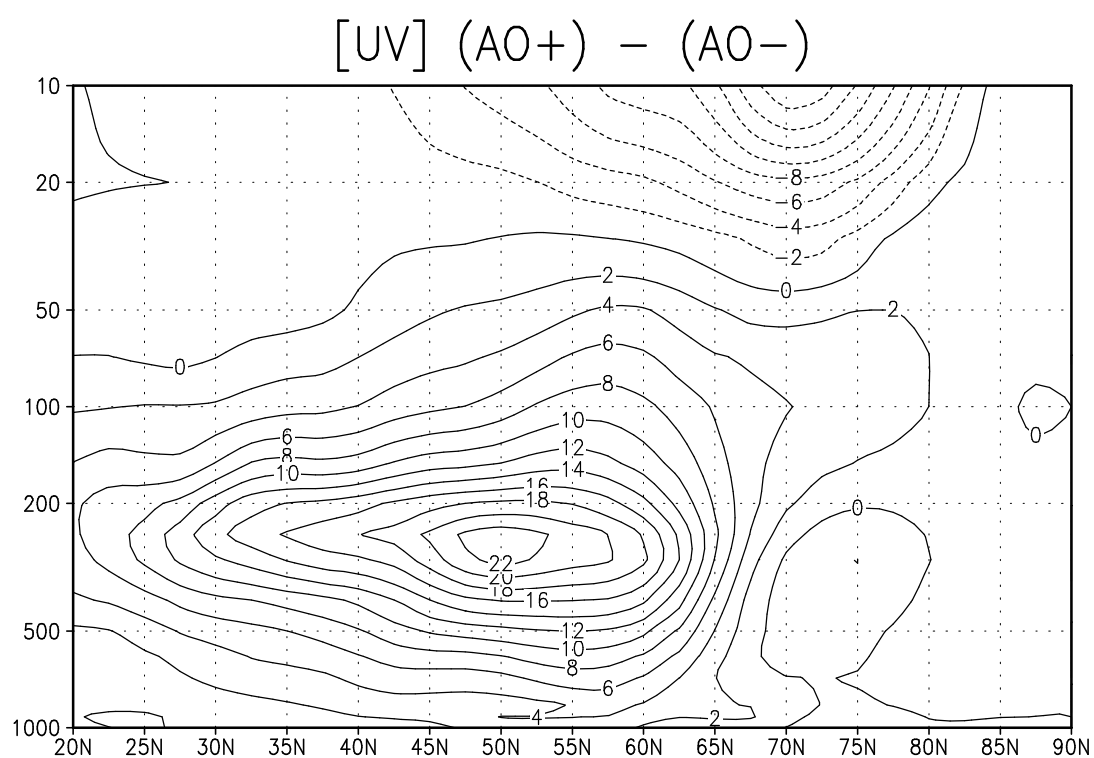


Рис.11.3. Разность потока зональной скорости на север (m^2/s^2) вверх и функции тока на высоте 250 гПа ($10^6 m^2/s$) вниз для положительного и отрицательного индекса АК.

В разделе 6 говорилось о том, что существует положительная обратная связь между аномалией скорости зонального ветра в средних широтах и генерацией бароклинной неустойчивостью волн Россби, дивергенция которых увеличивает исходную аномалию скорости зонального ветра. На рис.11.3 представлена разность потока зональной скорости на север $[U'V']$ для положительного и отрицательного индекса АК. В верхней тропосфере в умеренных широтах происходит увеличение потока на север, что соответствует увеличению потока волновой энергии на юг. Вклад в изменение потока дают как короткопериодные, так и квазистационарные волны. Основные изменения квазистационарных волн происходят в Атлантике. Если сравнить рис.11.3 внизу и рис.8.6, то можно видеть, что при увеличении индекса АК увеличивается амплитуда квазистационарной волны над Атлантикой.

Положительная обратная связь между зональным потоком в умеренных широтах и поддержанием зонального потока волнами является причиной преобладания зональной скорости, а не меридиональной, в первой ЭОФ в умеренных широтах, а также причиной инерционности индекса АК. Так, если построить автокорреляционную функцию для большинства метеовеличин, наблюдающихся в умеренных широтах, то она будет близка к нулю при временных сдвигах начиная с 10 суток. Однако, для среднемесячных значений индекса АК коэффициент корреляции при сдвиге на месяц составляет около 0.5. Это значит, что во многих случаях можно давать “инерционный прогноз” на месяц вперед. Особое внимание следует уделить влиянию стратосферной части АК на циркуляцию в тропосфере. Оно также поддерживается взаимодействием волн Россби со средним потоком, в том числе квазистационарных волн. Поскольку меридиональное распространение квазистационарных волн наиболее выражено в Атлантике (раздел 8), то это является причиной того, что амплитуда первой ЭОФ максимальна именно в Атлантике. При положительном индексе АК происходит увеличение амплитуды квазистационарной волны в Атлантике, а при отрицательном – ее уменьшение.

Влияние циркуляции стратосферы на тропосферу приводит к тому, что следующие явления оказывают влияние на предсказуемость циркуляции у поверхности: 11-летний цикл солнечной активности, извержения вулканов, при которых значительное количество аэрозоля выбрасывается в стратосферу, а также квазидвухлетнее колебание в приэкваториальной стратосфере.

При высокой солнечной активности увеличивается излучение в ультрафиолетовой части спектра, которое приводит к увеличению температуры стратосферы вследствие поглощения излучения озоном. В среднем, в такие годы стратосфера теплеет на 1 градус. Однако, такое потепление не распространяется на область полярной ночи. Возникшее изменение меридионального градиента температуры вследствие соотношения термического ветра приводит к усилению западного ветра в стратосфере вблизи полярного круга. Это, в свою очередь, приводит к положительному индексу АК в тропосфере. Однако, такое влияние не слишком сильно. Коэффициент корреляции между индексом АК и индексом солнечной активности не превосходит 0.30-0.35.

Аналогично, в случае мощного выброса вулканического аэрозоля в стратосферу, она нагревается везде, кроме области полярной ночи, что также приводит к положительному индексу АК. Последний раз такие зимы наблюдались в 1982-83г.г. и в 1992-93г.г.

Кроме того, изменение фазы квазидвухлетнего колебания приводит к изменению условий для меридионального распространения волн Россби, что также немного влияет на индекс АК. А именно, западной фазе ветра в приэкваториальной стратосфере в среднем соответствует западная фаза АК (усиление западного ветра в умеренных широтах). Но коэффициент корреляции снова не слишком велик и не превосходит 0.3.

АК является чисто атмосферным явлением, не связанным с океаном. Более того, обратная связь между индексом АК и аномалиями ТПО является слабоотрицательной. Амплитуда изменения индекса АК в моделях атмосферы, как правило, выше, чем в совместных моделях атмосферы и океана.

Рассмотрим тренд давления на уровне моря в последние десятилетия (рис.11.4).

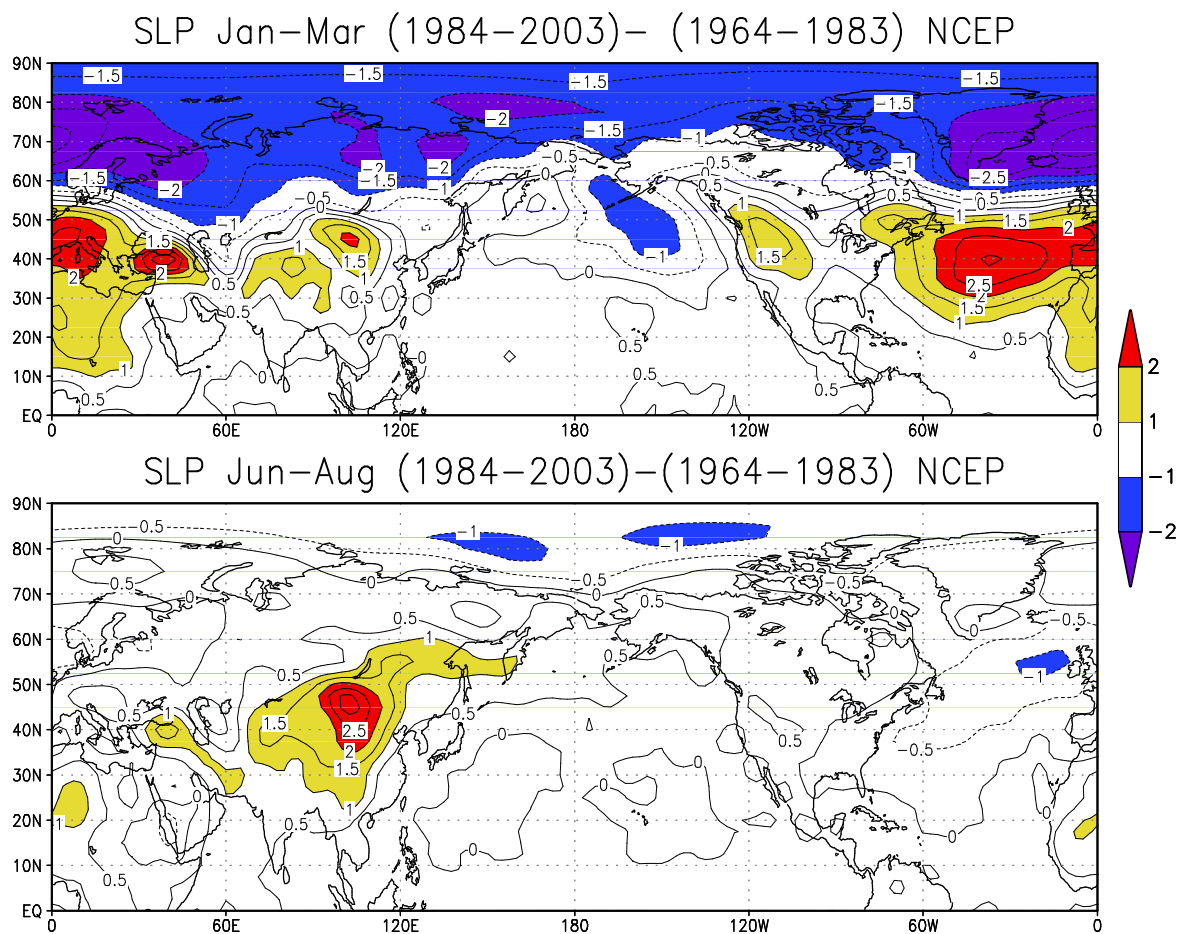


Рис.11.4. Изменение давления на уровне моря в январе-марте (вверху) и июне-августе (внизу) 1984-2003г.г. по сравнению с 1964-1983г.г.

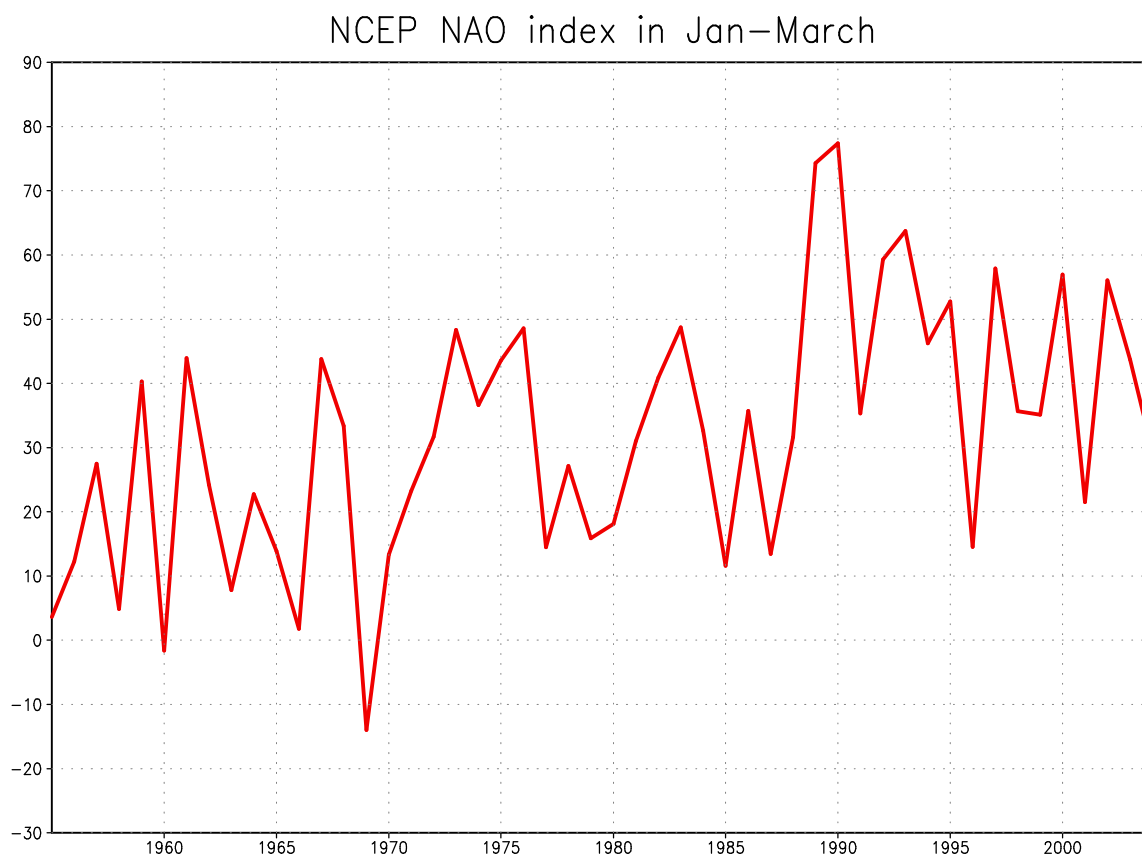


Рис.11.5. Индекс северо-атлантического колебания в январе-марте 1955-2004г.

Зимой тренд давления близок к первой ЭОФ, особенно в северной Атлантике. То есть происходит увеличение индекса АК и северо-атлантического колебания. Летом изменения давления меньше по величине, и не столь близки к АК. На рис.11.5 изображен средний за январь-март индекс северо-атлантического колебания за последние 50 лет. Кроме изменчивости год от года, имеется ясно выраженный положительный тренд. Максимальных значений индекс достигает в 90-е годы, после чего немного уменьшается. Именно благодаря увеличению индекса АК и северо-атлантического колебания в умеренных широтах Евразии происходит потепление зимой в 3-4 раза большее, чем летом (рис.9.5). Причина столь сильного тренда на настоящий момент до конца не ясна.

Литература

1. Володин Е.М. Отклик тропической циркуляции в июне-августе на два типа Эль-Ниньо. Метеорология и гидрология, 2005, N11, с.5-10.
2. Володин Е.М., Дианский Н.А. Воспроизведение Эль-Ниньо в совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана. Метеорология и гидрология, 2004, N12, с.5-14.
3. Володин Е.М., Дианский Н.А. Отклик совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана на увеличение содержания углекислого газа. Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2003, Т.39, N2, с.170-186.
4. Володин Е.М., Дианский Н.А. Моделирование изменений климата в XX-XXII столетиях с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана. Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2006, Т.42, N3, с.291-306.
5. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. М., Наука, 1973, 400с.
6. Лыкосов В.Н., Палагин Э.Г. Динамика взаимосвязанного переноса тепла и влаги в системе атмосфера – почва. Метеорология и гидрология, 1978, N8, с.48-56.
7. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного обмена в приповерхностном слое. Тр. Института Геофизики АН СССР. 1954, N24, с.163-187.
8. Смышляев С.П., Галин В.Я., Володин Е.М. Модельное исследование межгодовой изменчивости содержания атмосферного озона в средних широтах. Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2004, Т.40, N2, с.211-221.
9. Batchelor G. An introduction to fluid dynamics. Cambridge University Press, 1967.
10. Betts A.K. A new convective adjustment scheme. Part I. Observational and theoretical basis. Quart. J. Roy. Met. Soc. 1986, V.112, p.677-691.
11. Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi I., Bradley E.F. Flux prognostic relationships in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci. 1971, V.28, p.181-189.
12. Houghton J.T., Y. Ding, D.J. Griggs et al. (Eds) Climate Change 2001. The scientific basis. Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge, 2001. 881p.
13. Houghton J.T. et al. (Eds) Climate Change 2007. Intergovernmental Panel on Climate Change. (in press).
14. Fleming E.L., Chandra S., Barnett J.J., Corney M. Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. Adv. Space Res. 1990, V.10, p.1211-1259.
15. Hines C.O. Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1. Basic formulation. J. Atm. Sol. Terr. Phys. 1997, V.59, p.371-386.

16. Kalnay E., Kanamitsu M., and coauthors. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Am. Met. Soc.* 1996, V.77, p.437-471.
17. Houghton J. *The physics of atmospheres*. Cambridge University Press, 2002, 320p.
18. Lindzen R.S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.* 1981, V.86, p.9707-9714.
19. Sellers P.J., Mintz Y., Sud Y.C., Dalcher A. A simple biospheric model (Sib) for use within general circulation models. *J. Atm. Sci.* 1986, V.43, p.505-531.
20. Thompson D.W.J., Wallace J.M. Annular modes in the extratropical circulation. Part I. Month-to-month variability. *J. Climate*, 2000, V.13, p.1000-1017.
21. Tiedtke M. A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large scale models. *Mon. Wea. Rev.* 1989, V.117, p.1779-1800.