Физика и теория климата. Часть 6. Трехмерные климатические модели. (компиляция учебных материалов) Climate Physics and Theory. Part 6. Three-dimentional climate models. (a compilation of training materials in Russian)

Содержание. 6.1. Система уравнений гидродинамики атмосферы. 6.2. Уравнения гидродинамики океана. 6.3. Особенности численных схем климатических моделей. 6.4. Физические процессы в прогностических моделях. 6.5. Солнечная и земная радиация. 6.6. Учет облачности и осадков. 6.7. Атмосферный пограничный слой 6.8. Взаимодействие океан-атмосфера 6.9. Параметризация процессов подсеточного масштаба 6.10. Влияние условий на верхней границе атмосферы 6.11. Использованные источники.

Contents. 6.1. System of hydrodynamic equations of the atmosphere. 6.2. Hydrodynamic equations of the ocean 6.3. Peculiarities of numerical schemes of climate models 6.4. Physical processes in prognostic models 6.5. Solar and terrestrial radiation 6.6. Accounting clouds and precipitations 6.7. Atmospheric boundary layer 6.8. Ocean–atmosphere coupling 6.9. Parameterization of subgrid processes 6.10. Influence of the upper boundary 6.11. Used sources.

Изложенные материалы взяты из источников [1–4] и из Интернета без существенных переделок. При необходимости ссылаться следует на первоисточники.

The materials presented are undertaken from the sources [1–4] and from the Internet without the essential alterations. If necessary, one should make references to the original sources.



Рис. 6.1. Процессы и взаимодействия, которые надо учесть при численном моделировании климатической системы. (к источнику)

6.1.Система уравнений гидродинамики атмосферы.

6.1.1. Основные уравнения.

Если не учитывать трение и притоки тепла, то адиабатические движения достаточно крупного масштаба описываются стандартной системой уравнений в приближении гидростатики при выборе высоты *z* в качестве вертикальной координаты:

а) Уравнение движения для горизонтальной скорости

$$\frac{d\vec{v}_h}{dt} + f\vec{k} \times \vec{v}_h = -\frac{1}{\rho} \nabla_h p + \vec{F}_h;$$
(6.1)

б) Уравнение гидростатики

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\,\rho;\tag{6.2}$$

в) Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_h \cdot \rho \vec{v}_h + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0; \qquad (6.3)$$

г) Уравнение притока тепла

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = \rho \varepsilon, \quad unu \quad \frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{\rho \varepsilon}{c_p T}.$$
(6.4)

д) Определение потенциальной температуры

$$\theta = T \left(p_0 / p \right)^{\kappa}, \quad \kappa = R / c_p; \tag{6.5}$$

е) Уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho RT. \tag{6.6}$$

В этих уравнениях использованы стандартные обозначения: ρ , p и T – плотность, давление и температура, соответственно; $\vec{v}_h = \vec{i}u + \vec{j}v$ и w – горизонтальная и вертикальная скорости; $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - единичные векторы по горизонтальным осям x, y и вертикальной оси z, соответственно; R – газовая постоянная для воздуха; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении;

$$\nabla_{k} = \vec{i} \,\partial/\partial x + \vec{j} \,\partial/\partial y, \qquad d/dt = \partial/\partial t + \vec{v}_{k} \cdot \nabla_{k} + w(\partial/\partial z) \tag{6.7}$$

- полная производная по времени, учитывающая перенос (адвекцию) субстанции ветром; \vec{F}_h - вязкие и другие силы, действующие на элементы среды в расчете на единицу массы; ε - полный удельный приток тепла. Уравнение гидростатики (6.2) является основным соотношением, связывающим высоту и давление.

При моделированиии глобальной динамики наиболее часто используются сферические координаты с центром, совпадающим с центром Земли. В этой системе в качестве горизонтальных координат используются широта φ и долгота λ , так что в (6.1) – (6.6) следует положить

$$\nabla_{h} = \vec{i}_{\lambda} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \vec{i}_{\varphi} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial z}, \quad (6.8)$$

7.1.2. *с*-координата.



Рис. 6.2. Линии постоянных значений координаты σ. (к источнику)

Для упрощения граничных условий на поверхности Земли с учетом орографии Филлипс ввел так называемую систему сигма-координат, в которой в качестве вертикальной координаты используется

$$\sigma = \frac{p - p_T}{p_s}, \quad p_s = p_L - p_T. \tag{6.9}$$

Верхней границе модели отвечает $\sigma_T = 0$, а на земной поверхности всегда $\sigma_L = 1$. С использованием этой координаты уравнения (6.1) – (6.8) можно записать в виде [2]:

$$\frac{du}{dt} - lv + \frac{1}{a\cos\varphi} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial\lambda} \right) = F_u, \qquad \frac{dv}{dt} + lu + \frac{1}{a} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial\varphi} \right) = F_v, \qquad \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma} = -\frac{RT}{\sigma},$$

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{a\cos\varphi} \left(\frac{\partial p_s u}{\partial\lambda} + \frac{\partial p_s v\cos\varphi}{\partial\varphi} \right) + \frac{\partial p_s \dot{\sigma}}{\partial\sigma} = 0, \qquad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi} \frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial\varphi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial\sigma},$$

$$\frac{dT}{dt} - \frac{RT}{c_p \sigma p_s} \left[p_s \dot{\sigma} + \sigma \left(\frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi} \frac{\partial p_s}{\partial\lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial p_s}{\partial\varphi} \right) \right] = F_T + \varepsilon, \qquad \frac{dq}{dt} = F_q - (C - E),$$
(6.10)

где *u*, *v*, $\dot{\sigma}$ - составляющие скорости ветра по долготе λ , широте φ и вертикальной координате σ , соответственно; *T* – температура, *q* – удельная влажность воздуха, Φ – геопотенциал ($\Phi = gz$, *g* – ускорение свободного падения, *z* – высота над уровнем моря); $l = f + u \cdot t g \varphi / a$ – параметр Кориолиса ($f = 2\omega sin\varphi$, ω – угловая скорость вращения Земли); *R* – газовая постоянная для воздуха; c_p – его теплоемкость при постоянном давлении; F_u , F_v – скорости изменения импульса за счет напряжений рейнольдса, F_T , F_q – слагаемые, описывающие процессы диффузии тепла и влаги; ε – неадиабатические притоки тепла ($\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_f$; ε_r – радиационный приток тепла, ε_f – фазовый); *C*, *E* – слагаемые, описывающие процессы конденсации и испарения влаги, соответственно.



Рис. 6.3. Расположение узлов вертикальной сетки, равномерной по сигма-координате. (<u>к</u> <u>источнику</u>)

Атмосферу можно трактовать, как бароклинную жидкость (плотность воздуха ρ зависит как от давления, иак и от температуры *T*). Поэтому, при выводе уравнений (6.10) использовано уравнение состояния идеального газа $p = \rho RT$, а также уравнение квазистатики $\partial p/\partial z = -g\rho$. Такая система уравнений гидродинамики используется, например, в климатической модели ИВМ РАН (Москва) [2]. Для решения системы гидродинамических уравнений (6.10) необходимо добавить граничные условия на верхней и нижней границах области интегрирования. Обычно предполагается сохранение полной массы атмосферы. При численном моделировании всегда приходится рассматривать атмосферу конечной высоты. Условие сохранения полной массы требует равенства нулю вертикальной скорости на верхней границе:

$$\dot{\sigma}_{T} = 0 \quad npu \quad \sigma = 0 \tag{6.11}$$

Это условие является приближенным, однако оно бывает приемлемым, когда возможно сдвинуть верхнюю границу области моделирования на достаточно большую высоту. Нижнее граничное условие имеет вид

$$\dot{\sigma}_L = 0 \quad npu \quad \sigma = \sigma_L = 1. \tag{6.12}$$

Кроме этого задается также распределение геопотенциала

$$\Phi_s = gz_s \quad npu \quad \sigma = 1, \tag{6.13}$$

где z_s – превышение земной поверхности над уровне моря. Нижняя координатная плоскость $\sigma = \sigma_L$ имеет форму рельефа земной поверхности и может быть сильно изрезанной в горных областях. Поэтому возникают трудности с переходом от σ -координаты обратно к z-координате. Кроме того, возможны трудности с вычислением горизонтальных градиентов давления.

7.2. Уравнения гидродинамики океана.

Уравнения гидротермодинамики океана в сферической о-системе координат в приближении Буссинеска, гидростатики и «твердой крышки» имеют следующий вид [2]:

$$\frac{du}{dt} - lv + \frac{1}{\rho_0 a \cos \varphi} \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \lambda} \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) = F_u, \quad \frac{dv}{dt} + lu + \frac{1}{a\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) = F_v, \quad \frac{\partial p}{\partial \sigma} = gH\rho',$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial uH}{\partial \lambda} + \frac{\partial vH \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0, \quad \frac{dT}{dt} = F_T, \quad \frac{dS}{dt} = F_S,$$

$$\rho' = \rho(T, S, p) - \rho_0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\dot{\sigma}}{H} \frac{\partial}{\partial \sigma}.$$
(6.14)

Здесь $\sigma = z/H$; z - глубина, отсчитываемая от невозмущенного уровня океана, $H = H(\lambda, \varphi)$ – рельеф дна океана (предполагается $0 < H_{min} \le H \le H_{max}$); $u, v, \dot{\sigma}$ -компоненты вектора скорости течения вдоль долготы, широты и вертикальной координаты, соответственно; T, S, p, ρ' – температура, соленость, давление и отклонение плотности от значения $\rho_0 = 1200$ кг/м³ (при этом $\rho(T,S,p)$ – известная нелинейная функциональная зависимость, определяющая состояние морской воды, в том числе ее сжатие с увеличением глубины); слагаемые F_u ,

 F_{v} , F_{T} и F_{S} в правых частях уравнений (6.14) имеют смысл, аналогичный соответствующим величинам в (6.10). Для их описания требуется параметризация процессов турбулентной диссипации и турбулентного обмена теплом и солью.

Уравнения (6.10) решаются в цилиндрической неодносвязной области, ограниченной сверху невозмущенной поверхностностью океана ($\sigma = 0$), а снизу – его дном ($\sigma = 1$). Краевые условия для аналога вертикальной скорости $\dot{\sigma}$ на этих горизонтах (6.11) и (6.12).

В модели ИВМ РАН область расчетов охватывает весь Мировой океан от берегов Антарктиды до 89°N. Эта область включает острова: Австралию, Антарктиду, Исландию, Кубу, Мадагаскар, Новую Зеландию, Шпицберген и Японию. На твердых границах материков задается нулевое значение функции тока. На твердых границах (в том числе и на дне) ставятся условия прилипания, а для температуры и солености принимаются условия отсутствия потоков. На границе раздела атмосфера-океан записываются условия теплового и водного баланса, а вертикальные потоки импульса считаются непрерывными.

климатической интегрировании модели При на длительный срок необходимо рассчитывать сток больших рек, влияющих на распределение солености вблизи мест впадения рек. В модели ИВМ РАН на границах раздела рек и морских акваторий задаются значения солености по всей глубине в соответствии с имеющимися наблюдательными данными. Таким способом учитываются стоки основных сибирских рек (Енисей, Лена и Обь), а также Амазонки, Брахмапутры, Ганга И Инда. Аналогичным образом параметризуются Красного влияние моря И Персидского залива на распределение солености в Аравийском море. В океаническом блоке климатической модели включен также расчет эволюции морского льда, позволяющий реалистично описать сезонную изменчивость ледового покрова в Арктике и Южном океане.

7.3. Особенности численных схем климатических моделей.

Получить аналитические решения (6.10), (6.14) при произвольных начальных Решения данных невозможно. ищутся С помощью конечномерных аппроксимаций. При отсутствии диссипации И источников для рассматриваемой системы уравнений существует квадратичный закон сохранения энергии. Конечномерные аппроксимации также должны иметь квадратичный закон сохранения – аналог исходного закона. Это автоматически приводит к вычислительной устойчивости решения разностной задачи.

В отличие от задач прогноза погоды, где необходимо воспроизвести как можно точнее решение задачи на конечном промежутке времени, в задачах климата требуется аппроксимировать аттрактор исходной модели, или статистическое стационарное решение [2]. Имеется доказательство глобальной разрешимости конечномерных моделей климата и существования для них глобального аттрактора. Проблема состоит в доказательстве сходимости аттракторов конечномерных аппроксимаций к аттрактору исходной модели. Поскольку теоремы сходимости не доказаны, при моделировании климатической системы используется подход, связанный с аппрокимацией наиболее значимых физических процессов, участвующих в формировании климата.



Рис. 6.4. Различия между сетками глобальных, региональных и локальных моделей и их взаимодействие.

Атмосферу и океан в климатических масштабах можно считать квазидвумерными. В идеальной несжимаемой двумерной жидкости имеется два квадратичных инварианта – энергия и энстрофия. Конечномерный аналог модели должен быть построен так, чтобы в ее двумерной асимптотике также имели место оба закона сохранения энергии и энстрофии. Это играет важную роль в случаях, когда имеются мощные источники генерации волн различного масштаба.

При моделировании совместной циркуляции атмосферы и океана возникает трудность, связанная с тем, что характерные времена термической релаксации два атмосферы И океана отличаются на порядка. Поэтому, прямое моделирование совместной циркуляции требует значительных вычислительных климатических ресурсов. В первых моделях использовался метол искусственной синхронизации времен термической релаксации атмосферы и океана исходя из предположения, что один модельный океанический год соответствует ста модельным атмосферным годам. Для синхронизации все атмосферные характеристики, используемые в качестве граничных условий для системы уравнений океана осреднялись за двухнедельный период характерное время перемешивания в верхнем слое океана.

Это порождало «дрейф климата» - систематическое отклонение модельных характеристик от реально наблюдаемых. Предлагались способы введения поправок. По мере совершенствования моделей и схем параметризации процессов в пограничном слое атмосферы происходит уменьшение как величины корректирующих поправок, так и ошибок воспроизведения климата в моделях без корреуии потоков. В климатической модели ИВМ РАН процедура коррекции потоков не используется.

7.4. Физические процессы в прогностических моделях.

Уравнения гидро-термодинамики атмосферы (6.1) и (6.4) содержат удельные притоки импульса \vec{F}_h и тепла ε за счет диссипативных и неадиабатических процессов, которые должны рассчитываться в численных моделях динамики атмосферы и океана.



Рис. 6.5. Факторы, требующие учета в климатических моделях.

Полный приток тепла ε в (6.4) можно представить в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_d + \varepsilon_c, \qquad (6.15)$$

где \mathcal{E}_r – полный радиационный приток тепла за счет поглощения солнечной радиации и переноса собственного инфракрасного излучения атмосферы; \mathcal{E}_d – динамический приток тепла, обусловленный молекулярной и турбулентной диффузией тепла, а также диссипацией энергии движений с масштабами меньшими шага пространственной сетки численной модели; \mathcal{E}_c – притоки тепла за счет реализации скрытого тепла парообразования и тепла фотохимических реакций в атмосфере и океане. Аналогично, член, описывающий притоки импульса \vec{F}_h в уравнении движения (6.1) можно записать в виде

$$\vec{F}_{h} = \vec{F}_{I} + \vec{F}_{S}, \tag{6.16}$$

где \vec{F}_L - скорость изменения количества движения на единицу массы в результате крупномасштабного трения; \vec{F}_s - вклад движений масштаба меньшего, чем шаг счетной сетки (движений *подсеточного* масштаба).

Для того, чтобы выразить члены, описывающие притоки тепла и импульса, через независимые переменные численной модели, нужно детально знать соответствующие физические процессы. Эти физические процессы изучаются в специальных разделах науки об атмосфере и океане – атмосферной радиации, микрометеорологии, физике облаков и т. д. Часто описание физических

процессов с помощью параметров модели называется словом «параметризация».

6.5. Солнечная и земная радиация.

Вся энергия атмосферных движений, в конечном счете, образуется солнечной благодаря приходящей радиации, называемой сокращенно границе инсоляцией. Инсоляция верхней составляет на атмосферы приблизительно 8,19 Дж/мин на площадку площадью 1 см², расположенную перпендикулярную солнечному лучу, при среднем расстоянии от Земли до Солнца. Это значение известно как солнечная постоянная. Средний поток солнечной энергии, перпендикулярный земной поверхности, составляет около 2,1 Дж/(см² мин), так как площадь поверхности в четыре раза больше площади поперечного сечения сферы. Из этого количества энергии около 33 % отражается атмосферой с облаками и частично земной поверхностью. Приблизительно 20 % энергии поглощается атмосферой и 47 % - поверхностью Земли.



Рис. 6.6. Доли поглощения солнечной радиации. к источнику

Поскольку средняя температура Земли и атмосферы не претерпевает заметных изменений от года к году, энергия, получаемая Землей, должна возвращаться в космическое пространство. Этот окончательный возврат энергии происходит в форме низкотемпературной инфракрасной радиации из системы Земля—атмосфера и называется *земной радиацией*. Слагаемое ε_r в формуле (6.15), описывающее нагревание или охлаждение за счет радиации, может быть разбито на две части:

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_{rs} + \mathcal{E}_{a}, \qquad (6.17)$$

где ε_{rs} - интенсивность нагревания за счет поглощения инсоляции, а ε_{rl} интенсивность нагревания или охлаждения благодаря длинноволновой радиации, излучаемой поверхностью Земли и атмосферой. Для расчета переноса радиации нужно знать количество поглощающего или излучающего вертикальном столбе с единичным поперечным сечением. газа В расположенном рассматриваемыми Обычно между ДВУМЯ уровнями. рассматриваются три основных поглощающих газа в атмосфере: водяной пар, углекислый газ и озон. Скорость нагревания вследствие поглощения инсоляции может быть записана в виде

$$\mathcal{E}_{rs} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial F_{rs}(z)}{\partial z},\tag{6.18}$$

где F_{rs} - направленный вниз поток солнечной энергии, достигший некоторого высотного уровня z. Этот поток можно найти, зная поглощающие и рассеивающие свойства атмосферы, а также оптическую толщину. Поток солнечной энергии зависит от солнечной постоянной и от зенитного угла Солнца. Отражение солнечной энергии облаками вычисляется геометрически с учетом распределения облаков по высоте.





Интенсивность нагревания (охлаждения), обусловленного дивергенцией суммарного длинноволнового потока ε_{rs} в (6.17), можно выразить формулой

$$\varepsilon_{rl} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \Big[F^{\uparrow}(z) - F^{\downarrow}(z) \Big], \qquad (6.19)$$

где F^{\uparrow} и F^{\downarrow} - суммарные длинноволновые потоки на высоте *z*, направленные соответственно вверх и вниз. При ясном небе эти потоки можно вычислить, зная поглощающие свойства атмосферы, содержащей водяной пар, углекислый газ, озон и вертикальное распределение температуры. Поскольку в расчете длинноволновой радиации участвуют оба потока (направленные вверх и вниз), учет влияния облачности на длинноволновую радиацию оказывается более

сложным, чем учет влияния облачности на инсоляцию. Влияние облачности обычно учитывают, вычисляя сначала порознь длинноволновые потоки при ясном небе и при полной облачности. В случае частичного покрытия неба облаками средний поток вычисляется путем комбинации потоков В безоблачной ситуации И при сплошной облачности С весовыми коэффициентами, соответствующими доле покрытия неба облаками.

6.6. Учет облачности и осадков

Облака влияют на атмосферные движения, изменяя распределение нагревания (охлаждения) путем поглощения, отражения и рассеивания солнечной и земной радиации. Облака играют также активную роль, взаимодействуя С атмосферными течениями посредством переноса количества движения, тепла и водяного пара, а также образуя источники и стоки скрытого тепла при фазовых переходах воды. Облака образуются благодаря конденсации, сублимации и замерзанию. Осадки из облаков образуются тогда, когда облачные капли и кристаллы увеличиваются настолько, что не могут более оставаться в состоянии суспензии и выпадают из облаков, при определенных условиях достигая земли в виде дождя, снега или града.

Clouds in GCMs: Representing sub-grid heterogeneity



3

Many heterogeneity assumptions across the model parametrizations...



Рис. 6.8. При моделировании облачности приходится учитывать ее изменчивость подсеточного масштаба путем использования различных предположений и параметризаций. (к источнику)

Отношение смеси водяного пара *q* определяется по формуле

$$q = \rho_w / \rho, \tag{6.20}$$

где ρ_w - плотность водяного пара, а ρ - плотность сухого воздуха. Если отношение смеси q превышает отношение смеси для состояния насыщения q_r , то избыток водяного пара по отношению к q_r обычно конденсируется в виде жидкости или сублимируется в форме льда. При фазовом переходе скрытое тепло конденсации или сублимации освобождается и нагревает воздух. Интенсивность нагревания в результате этого процесса обозначена в (6.15) через Q_c . Таким образом, первый шаг в расчете Q_c состоит в предсказании поля влажности. Уравнение переноса водяного пара можно записать в виде

$$\frac{\partial(\rho q)}{\partial t} + \nabla_h \cdot (\rho q \vec{v}_h) + \frac{\partial(\rho q w)}{\partial z} = M + \rho E, \qquad (6.21)$$

где *М*—скорость конденсации водяного пара в единице объема, а *E* – удельная скорость изменения содержания водяного пара за счет вертикальной и горизонтальной диффузии.

Если предположить, что сконденсировавшаяся вода остается в той же частице воздуха в виде облака, то нужно добавить еще два уравнения, описывающие изменения содержания жидкой воды и льда. Для описания фазовых переходов различных форм водной субстанции нужно знать физику облаков. Часть водной субстанции может при случае выпадать из воздуха и поэтому должен быть рассмотрен механизм осадков. С другой стороны, если принять, что вся сконденсированная или сублимированная водная субстанция немедленно выпадает из воздуха, задача значительно упрощается. Расчет тепла конденсации, обсуждаемый в данной книге, обычно основывается на предположении о таком, более простом процессе выпадения осадков. Однако это предположение завышает количество выпавших осадков, поскольку не учитывается тот факт, что во время падения водяные капли испаряются и тем самым количество осадков уменьшается.

6.7. Атмосферный пограничный слой



Рис. 6.9. Расположение пограничного слоя в атмосфере. (к источнику)

Область от земной поверхности до высоты примерно 1000 м называется *атмосферным пограничным слоем.* Здесь не только происходит диссипация кинетической энергии; этот слой действует и как источник энергии, перенося тепло и водяной пар (скрытую теплоту парообразования) от поверхности Земли в атмосферу. Область выше атмосферного пограничного слоя называется *свободной атмосферой.* Здесь эффекты трения обычно пренебрежимо малы, за исключением перемежающейся турбулентности, вызванной башнеобразными кучевыми облаками, турбулентностью ясного неба и распространяющимися вверх гравитационными волнами.

пограничный слой может быть Атмосферный подразделен на лва горизонтальных слоя. Нижний слой, простирающийся не более, чем на 100 м над поверхностью Земли, называется приземным пограничным слоем. Можно принять, что здесь вертикальные потоки количества движения, тепла и водяного пара не зависят от высоты, и структура атмосферы определяется в характеристиками поверхности Земли И термической первую очередь стратификацией. Этот слой называют также слоем постоянного потока или слоем Прандтля.



Рис. 6.10. Свободная атмосфера (наверху), экмановский слой с инерциальным подслоем и приземный пограничный слой. (к источнику)

Область между приземным пограничным слоем и свободной атмосферой называется *планетарным пограничным слоем*. На его атмосферную структуру влияют сила градиента давления, сила Кориолиса, термическая стратификация и приземные напряжения трения. Он обычно называется экмановским слоем, а в последнее время его называют слоем перемешивания. Верхняя граница слоя обычно обрисовывается перемешивания хорошо сплошными ИЛИ располагается устойчивая разорванными облаками; над ней свободная атмосфера, а ниже ее развиты турбулентные движения.



Рис. 6.11. Примеры измерений мощности отраженного сигнала (вверху) и вертикальной скорости (внизу) допплеровским лидаром. (к источнику)

Сила трения \vec{F}_{L} в формуле (7.16) может быть представлена в виде

$$\vec{F}_L = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} + \vec{F}_H \tag{6.22}$$

где \vec{F}_{H} - составляющая \vec{F}_{L} , связанная с горизонтальной диффузией, а $\vec{\tau}$ - Рейнольдсово напряжение трения, определяемое по формуле

$$\vec{\tau} = -\rho \vec{v'_h w'},\tag{6.23}$$

Здесь штрихи обозначают отклонения величины от скользящего среднего по времени, указанного чертой. Интенсивность нагревания за счет вертикальной и горизонтальной диффузии тепла ε_d в (6.15) может быть описана соотношением

$$\varepsilon_d = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial z} + \varepsilon_H, \qquad (6.24)$$

где *Q_h* - вклад горизонтальной вихревой диффузии тепла, *h* - вертикальный поток тепла, определяемый по формуле

$$h = c_p \rho \overline{T'w'} \approx c_p \rho \overline{\theta'w'} \tag{6.25}$$

где θ - потенциальная температура. Скорость изменения содержания водяного пара в единице массы за счет вихревой диффузии *E* в (6.21) имеет вид

$$E = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial r}{\partial z} + E_{H_{\star}}$$
(6.26)

где *E_H* - горизонтальная составляющая диффузии водяного пара, *r* - вертикальный поток водяного пара, определяемый соотношением

$$r = \rho \overline{q'w'}.$$
 (6.27)

Для того чтобы полностью описать атмосферный пограничный слой, нужно определить вертикальные потоки количества движения τ , тепла h и водяного пара r в терминах переменных моделируемого течения. Нужно также выбрать формулы для горизонтальных составляющих \vec{F}_H , ε_H и E_H . Искусство параметризации заключается в выборе конкретных формул для этих членов. Вертикальные потоки количества движения τ_s , тепла h_s , водяного пара r_s в приземном пограничном слое можно определить по следующим эмпирическим формулам:

$$\tau_{s} = \rho_{s}C_{D}V_{s}\vec{V}_{s},$$

$$h_{s} = -\rho_{s}c_{p}C_{H}V_{s}(\theta_{s} - \theta_{g}),$$

$$r_{s} = -\rho_{s}C_{E}V_{s}(q_{s} - q_{g}),$$
(6.28)

где индекс *s* относится к величинам в приземном пограничном слое (примерно на высоте 10 м над землей); индекс g обозначает величины, относящиеся к поверхности земли; V_s —модуль вектора скорости $\vec{V_s}$, C_D , C_H и C_E . удельные коэффициенты переноса (или обмена) количества движения, тепла и водяного пара соответственно.

(6.14)Формулы дают возможность связать состояние атмосферы (температуру и удельную влажность) с температурой Т_g и удельной влажностью q_g подстилающей поверхности и с шероховатостью почвы. Температура подстилающей поверхности T_g может быть найдена из уравнения теплового баланса, учитывающего все факторы, влияющие на баланс тепла на почве (подстилающей поверхности). Приходящие потоки солнечной и земной радиации уравновешиваются уходящим потоком длинноволновой радиации (излучением подстилающей поверхности как абсолютно черного тела) и переносом тепла и скрытой теплоты в атмосферу и в почву. Аналогично, удельная влажность на подстилающей поверхности может быть вычислена с помощью баланса влаги на земной поверхности. Чтобы решить уравнения баланса тепла и баланса влаги на земной поверхности, нужно знать термические характеристики литосферы, а также гидрологию суши и связанную с ней влажность почвы.

6.8. Влияние океанов

Океаны влияют на атмосферу сильнее, чем суша, ибо они покрывают приблизительно 70% поверхности Земли и имеют большую удельную теплоемкость. Как и в случае суши, важной переменной является температура поверхности океана. Для определения температуры поверхности океана можно

применять тот же принцип энергетического баланса для поверхности океана, с той лишь разницей, что нужно оперировать с гидросферой вместо литосферы. Необходимо знать океанические циркуляции, чтобы найти перенос тепла вглубь океана и результирующий приток или потерю тепла в результате его переноса океаническими течениями.



Рис. 6.12. Динамические процессы в океане

В полярных районах морской лед является важным фактором, определяющим обмен теплом, водяным паром и количеством движения между океаном и атмосферой. Льды уменьшают перенос тепла и водяного пара из океана в атмосферу и увеличивают альбедо. Таким образом, подобно снежному покрову на суше, морской лед вызывает охлаждение над поверхностью льда, что, в свою очередь, приводит к увеличению ледяного покрова. В этом смысле существует положительная обратная связь льда с климатом, ибо наличие льда приводит к похолоданию климата и еще больше увеличивает количество льда.



Рис. 6.13. Схема динамического взаимодействия на границе океан-атмосфера. (к источнику)

6.9. Параметризация процессов подсеточного масштаба

любой численной В модели атмосферы приходится пользоваться ограниченным разрешением представления непрерывной ДЛЯ среды. Определенные физические и динамические явления, такие, как сильные штормы, кучевая конвекция, гравитационные волны, имеют масштабы меньше, чем вычислительное разрешение, и их нельзя описать в крупномасштабных моделях. Такие движения, не описываемые моделью, называют проиессами подсеточного масштаба. Соответственно «сеточный масштаб» термин физическим процессам, отвечающим относится к самому мелкому вычислительному разрешению. О влиянии движений подсеточного масштаба на крупномасштабные движения можно судить, во-первых, по энергии подсеточных движений и, во-вторых, по интенсивности передачи энергии от мелкомасштабных движений к крупномасштабным.

Основные физические процессы подсеточного масштаба, учитываемые в моделях атмосферы.





Если допустить, что численная модель обладает экстремально высоким разрешением, то на крайнем участке будет происходить диссипация энергии движений очень мелких масштабов благодаря молекулярной вязкости. Однако на практике наименьший шаг сетки обычно значительно превышает шаг, необходимый для вязкой диссипации. Одна из задач параметризации движений подсеточного масштаба заключается в имитации указанного физического механизма, чтобы обеспечить реалистичный сток энергии.

При краткосрочных прогнозах влияние различных движений подсеточного масштаба сравнительно мало. При долгосрочном прогнозе и воспроизведении климата рассчитанная циркуляция атмосферы оказывается столь же

чувствительной к подсеточному вертикальному переносу количества движения и, к подсеточному вертикальному и горизонтальному переносу водяного пара и энергии. Улучшение параметризации подсеточных движений, в том числе внутренних гравитационных волн и ансамблей кучевых облаков, имеет высокий приоритет в численном моделировании.

6.10. Влияние условий на верхней границе атмосферы

Вертикальная протяженность прогностической модели неизбежно ограничена, и возникает вопрос о влиянии верхних граничных условий в модели. Можно предполагать, что простое граничное условие отсутствия потока массы на верхней границе модели (1.19) вызывает искажения волновых мод. Поэтому верхнее граничное условие может порождать ошибки в прогнозе погоды и при воспроизведении климата.

Верхнее граничное условие для вынужденных колебаний в простой быть поставлено с использованием аналитической модели может так называемого условия излучения. Однако для свободных колебаний это условие зависит от частоты волновых движений, поэтому его трудно применять в качестве верхнего краевого условия в численных моделях. Поскольку условие адиабатическим излучения, применяемое К невязким движениям, предназначено для воспроизведения поглощения распространяющихся вверх волн в верхней атмосфере, обусловленного молекулярной вязкостью и теплопроводностью, оно может ввести небольшую диссипацию в верхние граничные условия.



The Development of Climate models, Past, Present and Future

Рис. 6.15. Учет различных факторов климата в численных климатических моделях.

Распространяющиеся вверх волны могут также поглощаться на критических уровнях, где средняя горизонтальная скорость равна горизонтальной фазовой скорости и количество движения передается среднему течению. Таким образом, в реалистической численной модели, в которой средняя горизонтальная скорость зависит от высоты и на достаточно высоких уровнях в атмосфере учитывается влияние вязкости и теплопроводности, выбор верхних граничных условий может быть не столь строгим (за исключением окрестности верхней границы), как в простых невязких атмосферных моделях.

6.11. Использованные источники для ч. 6.

1. Монин А. С. Введение в теорию климата. Ленинград Гидрометеоиздат 1982, 247 с.

2. Дымников В. П., Лыкосов В. Н., Володин Е. М., Галин В. Я., Глазунов А. В., Грицун Н. А., Дианский Н. А., Толстых М. А., Чавро А. И. Моделирование климата и его изменений. В сб. Современные проблемы вычислительной математики и математического моделирования. М. Наука, 2005. С.37-166.

3. Переведенцев Ю.П., Мохов И. И., Елисеев А. В. Теория общей циркуляции атмосферы. Казань: Казанский ун-т, 2013. – 224 с.

4. Гаврилов Н. М. Основы численных моделей атмосферной динамики. Санкт-Петербург, СпбГУ, 2007.