

Климат и его изменения: математическая теория и численное моделирование

В. П. Дымников, Е.М. Володин, В.Я. Галин, А.В. Глазунов,
А.С. Грицун, Н.А. Дианский, В.Н. Лыкосов

Институт вычислительной математики РАН, Москва

Введение

Центральной проблемой современной теории климата является проблема предсказания его изменений, вызванных антропогенной деятельностью. В силу специфических особенностей климатической системы, объединяющей атмосферу, океан, криосферу, сушу и биоту, эта проблема не может быть решена традиционными методами, многократно опробованными в естественных науках. Дело в том, что климатическая система как физический объект обладает рядом специфических особенностей.

Главные ее компоненты — атмосфера и океан — с геометрических позиций можно рассматривать как тонкие пленки, поскольку отношение вертикального масштаба к горизонтальному составляет величину порядка 0.01–0.001. Таким образом, климатическую систему можно считать квазидвумерной, однако, вертикальная стратификация по плотности очень важна и крупномасштабные вертикальные движения ответственны за бароклинные преобразования энергии. Характерные временные масштабы энергетически значимых физических процессов лежат в диапазоне от 1 часа до десятков и сотен лет. Все это приводит к тому, что лабораторное моделирование такой системы крайне затруднительно. С климатической системой нельзя также поставить целенаправленный физический эксперимент. Например, ее нельзя накачать углекислым газом и, сохраняя прочие равные условия, измерить полученный эффект. Более того, в распоряжении имеются лишь короткие ряды данных наблюдений, да и то лишь об отдельных компонентах климатической системы.

Все перечисленное позволяет сделать вывод, что главным средством изучения климатической системы (более точно, исследования проблемы предсказуемости и предсказания изменений климата) является математическое (численное) моделирование с помощью глобальных климатических моделей, основу которых составляют глобальные модели общей циркуляции атмосферы и океана. Разработка моделей климата требует проведения натурных экспериментов, анализ результатов которых позволяет формулировать все более точные модели конкретных физических процессов, определяющих динамику климатической системы. Вместе с тем, такие эксперименты не решают главной задачи — определение чувствительности реальной климатической системы к малым внешним воздействиям [10].

Климатическая система характеризуется конечным множеством параметров, значения которых в фиксированный момент времени определяют ее состояние. Климат определяется как ансамбль состояний, проходящий климатической системой за достаточно большой интервал времени T . В общем случае, под ансамблем понимается не только множество

состояний, но и некоторая вероятностная мера, заданная на этом множестве и определяющая вероятность того, что система может находиться на некотором подмножестве данного множества. При этом знания вероятности перехода из одного подмножества в другое не предполагается. Упомянутый выше интервал времени T с математической точки удобно выбрать очень большим (в пределе бесконечным). В этом случае собственная (внутренняя) изменчивость климата отсутствует и можно лишь говорить об изменениях климата под воздействием внешних сил на климатическую систему. В практических же приложениях часто под климатом понимаются некоторые характеристики части траектории климатической системы, проходимой ею за определенный промежуток времени ~ 30 лет.

В основу построения современных моделей климата положен ряд принципов. Во-первых, такая модель должна базироваться на современных моделях общей циркуляции атмосферы и океана, центральным направлением развития которых является все более точное описание всех физических процессов, участвующих в формировании климата. Далее, принимается, что локально справедливы уравнения классической равновесной термодинамики. Предполагается также, что для описания динамики атмосферы и океана справедливы уравнения Навье-Стокса для сжимаемой жидкости. Поскольку в современных моделях в силу, главным образом, вычислительных возможностей используются уравнения Рейнольдса – осредненные по некоторым пространственным и временным масштабам уравнения Навье-Стокса, то считается, что существует принципиальная возможность их замыкания. Процедура замыкания предполагает, что эффекты процессов подсеточных масштабов (масштабов меньших, чем масштаб осреднения) могут быть выражены через характеристики процессов крупных масштабов. Наконец, для описания крупномасштабных атмосферных и океанических движений справедливо приближение гидростатики: вертикальный градиент давления уравновешивается силой тяжести. Использование такого приближения требует дополнительных упрощений (постоянный радиус Земли, пренебрежение составляющими силы Кориолиса с вертикальной компонентой скорости) с тем, чтобы в системе уравнений при отсутствии внешних источников энергии и диссипации выполнялся закон сохранения энергии. Приближение гидростатики сводит систему трехмерных уравнений Навье-Стокса к системе "2.5" измерений, что весьма существенно для формулирования теорем однозначной разрешимости этих уравнений на произвольном конечном интервале времени.

Сформулированная на основе этих принципов климатическая модель (более точно, ее конечномерный аналог) дает возможность проводить численные эксперименты по воспроизведению современного климата и по исследованию чувствительности "модельного" климата по отношению к малым изменениям параметров, характеризующих внешние воздействия на климатическую систему. Климатические модели в настоящее время переживают период бурного развития, определяемого в конечном счете бурным развитием вычислительной техники.

Одной из первых реализаций отечественной модели климатической системы в 1980-х гг. можно считать работу [12], в которой были созданы модели общей циркуляции атмосферы и океана и сделаны попытки объединения их в совместную модель. Однако, возможности вычислительной техники того времени и недостаточная детализированность параметризаций физических процессов в атмосфере и океане не позволили авторам этих моделей добиться необходимого качества воспроизведения климата, достигнутого в настоящее время. Тем не менее, эти работы послужили заделом представленных в данной статье исследований. В Институте вычислительной математики РАН (ИВМ РАН) разработан современный

комплекс моделей общей циркуляции атмосферы и океана с наиболее полным на настоящее время описанием основных климатообразующих процессов. С помощью этого комплекса проводятся исследования различных аспектов проблемы глобальных изменений климата (см., например, публикации [2], [6]) и на его основе построена модель климатической системы. В настоящее время выполняется международный проект по сравнению совместных моделей CMIP (Coupled Model Intercomparison Project, см. интернет-страницу <http://www-pcmdi.llnl.gov/covey/cmip>). В этом проекте принимают участие около 30 совместных моделей, созданных в разных странах и имеющих различные параметры (см., например, [17, 18]). Совместная модель ИВМ РАН принимает участие во второй стадии выполнения этого проекта - CMIP2.

Настоящая работа посвящена с одной стороны – моделированию конкретных характеристик современного климата и его изменчивости, а с другой стороны - исследованию его чувствительности по отношению к малым внешним воздействиям. Вначале (раздел 1) формулируются основные уравнения общей циркуляции атмосферы и океана и обсуждаются принципы их сопряжения. В следующем разделе 2 рассматриваются особенности численных алгоритмов и реализации моделей. В разделе 3 излагаются основные положения теории чувствительности. Далее (раздел 4) представлены результаты расчетов по воспроизведению совместной глобальной циркуляции атмосферы и океана в сравнении с данными наблюдений, а в разделе 5 приводятся результаты численных экспериментов по моделированию отклика климатической системы на удвоение содержания углекислого газа. В заключение сформулированы основные выводы проведенных исследований.

1. Основные уравнения модели климатической системы

Принимая в качестве вертикальной координаты давление, нормированное к его значению на поверхности Земли, и используя гидростатическое приближение, система нелинейных уравнений гидротермодинамики атмосферы может быть записана в сферической σ -системе координат в следующей, так называемой, форме Громеки-Лэмба [2]:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[-\Omega \pi v \cos \varphi + \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Phi + K) + \frac{RT}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} \right] + \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} = F_u, \\
& \frac{\partial v}{\partial t} + \Omega \pi u + \frac{1}{a} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} (\Phi + K) + \frac{RT}{\pi} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right] + \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} = F_v, \\
& \frac{\partial \pi T}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u \pi T}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi \pi T}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma} \pi T}{\partial \sigma} - \\
& - \frac{RT}{c_p \sigma} \left[\pi \dot{\sigma} + \sigma \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) \right] = \pi (F_T + \epsilon), \\
& \frac{\partial \pi Q}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u \pi Q}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi \pi Q}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma} \pi Q}{\partial \sigma} = \pi [F_q - (C - E)], \\
& \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \int_0^1 \left(\frac{\partial \pi u}{\partial \lambda} + \frac{\partial \pi v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) = 0, \\
& \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}, \quad \Omega = \frac{1}{\pi} \left[f + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial u \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) \right], \\
& K = (u^2 + v^2)/2,
\end{aligned} \tag{1}$$

где λ – долгота, φ – широта, σ – вертикальная координата ($\sigma = p/\pi$, p – давление, π – его значение на поверхности Земли), t – время, $u, v, \dot{\sigma}$ – составляющие скорости ветра по долготе, широте и вертикальной координате, соответственно; T – абсолютная температура, Q – удельная влажность воздуха, Φ – геопотенциал ($\Phi = gz$, g – ускорение свободного

падения, z – высота над уровнем моря), f – параметр Кориолиса ($f = 2\omega \sin \varphi$, ω – угловая скорость вращения Земли), R – газовая постоянная воздуха, c_p – его теплоемкость при постоянном давлении, F_u, F_v – скорости изменения за счет напряжений Рейнольдса, F_T, F_q – слагаемые, описывающие процессы мелкомасштабной диффузии тепла и влаги, ϵ – неадиабатические притоки тепла ($\epsilon = \epsilon_r + \epsilon_f$; ϵ_r – радиационный приток тепла, ϵ_f – фазовый), C, E – члены, описывающие процессы конденсации и испарения влаги соответственно.

Слагаемые, записанные в правой части уравнений (1), возникают в результате реализации процедуры замыкания и отражают эффекты процессов подсеточных масштабов. Горизонтальная диффузия температуры и удельной влажности осуществляется вдоль поверхностей равного давления, а компонент горизонтальной скорости – вдоль поверхностей $\sigma = const$. При этом горизонтальные диффузия и вязкость описываются с помощью пространственных производных четвертого порядка с коэффициентами, зависящими от величины горизонтальной скорости ветра [2].

В радиационном блоке [4] в коротковолновой части спектра рассматриваются 18 спектральных интервалов, а в длинноволновой части – 10 спектральных интервалов. Учитывается поглощение радиации водяным паром, облаками, кислородом, озоном, углекислым газом, метаном, закисью азота и аэрозолем. Балл облачности на конкретном уровне модели рассчитывается диагностически, для чего используются значения относительной влажности и вертикального градиента температуры. Распределения остальных радиационно активных составляющих являются заданными функциями.

Параметризация глубокой и мелкой конвекции построена согласно работе [16]. В блоке конвекции и конденсации учитываются также следующие процессы: образование крупномасштабных осадков, таяние снега и испарение при выпадении осадков, сухо-конвективное приспособление, конвективное трение для случаев глубокой и мелкой конвекции.

Потоки тепла, влаги и импульса на подстилающей поверхности рассчитываются по аэродинамическим формулам. Турбулентность в пограничном слое атмосферы параметризуется через вертикальную диффузию, коэффициент которой зависит от числа Ричардсона. Потоки тепла и влаги с поверхности суши, а также процессы тепловлагообмена в почве, рассчитываются согласно работе [3]. В модели учитывается также орографическое и неорографическое гравитационно-волновое сопротивление [30, 22].

В качестве краевых условий для системы уравнений (1) предполагается периодичность решения по долготе, а также условие ограниченности решения на полюсах. Подстилающая поверхность как твердое тело одновременно является σ -координатной поверхностью ($\sigma=1$). Соответствующее кинематическое условие записывается в виде:

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{при} \quad \sigma = 1. \quad (2)$$

Аналогичное условие ставится на верхней границе атмосферы ($p = 0$):

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{при} \quad \sigma = 0. \quad (3)$$

При $\sigma = 1$, кроме условия (2), задается также распределение геопотенциала

$$\Phi_s = gz_s, \quad \text{при} \quad \sigma = 1, \quad (4)$$

где z_s – превышение земной поверхности над уровнем моря.

Уравнения гидротермодинамики океана в сферической σ -системе координат в приближении Буссинеска, гидростатики и "твердой"крышки могут быть записаны следующим образом [1]:

$$\begin{aligned}
\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi\right) v + \frac{1}{a \cos \varphi \rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \lambda} \frac{\partial p}{\partial \sigma}\right) &= F_u, \\
\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi\right) u + \frac{1}{a \rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \frac{\partial p}{\partial \sigma}\right) &= F_v, \\
\frac{\partial p}{\partial \sigma} &= gH\rho', \\
\frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial uH}{\partial \lambda} + \frac{\partial vH \cos \varphi}{\partial \varphi}\right) + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} &= 0, \\
\frac{dT}{dt} = F_T, \quad \frac{dS}{dt} = F_S, \\
\rho' &= \rho(T, S, p) - \rho_0,
\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\dot{\sigma}}{H} \frac{\partial}{\partial \sigma}.$$

Здесь $\sigma = z/H$, z - глубина, отсчитываемая от невозмущенного уровня океана, $H = H(\lambda, \varphi)$ - рельеф дна океана (предполагается, что $0 < H_{min} \leq H \leq H_{max}$), $u, v, \dot{\sigma}$ - компоненты вектора скорости течения вдоль долготы, широты и вертикальной координаты, соответственно; T, S, p, ρ' - температура, соленость, давление и отклонение плотности от значения $\rho_0 = 1200 \text{ кг/м}^3$ (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 правой части уравнений (5) имеют тот же самый смысл, что и соответствующие члены в правой части уравнений атмосферной циркуляции (1), и ответственны за параметризацию процессов турбулентной диссипации и турбулентного обмена теплом и солью.

Система (5) записана для цилиндрической неодносвязной области, ограниченной сверху невозмущенной поверхностью океана ($\sigma = 0$), а снизу - его дном ($\sigma = 1$). Краевые условия для аналога вертикальной скорости $\dot{\sigma}$ на этих горизонтах имеют вид (2),(3). Приближение "твердой крышки"(3) позволяет ввести функцию тока для плоской (баротропной) циркуляции океана. Модельная область охватывает весь Мировой океан, простираясь по широте от берегов Антарктиды до 89°N . Эта область включает в себя также следующие "острова": Австралию, Антарктиду, Исландию, Кубу, Мадагаскар, Новую Зеландию, Шпицберген и Японию. На твердых границах Евразии, Африки, Северной и Южной Америки, объединенных в один континент, задается нулевое значение функции тока. На контурах вышеназванных островов значения функции тока рассчитываются по методу, изложенному в [13]. Для бароклинных составляющих скорости на твердых границах (в том числе, и на дне) ставится условие прилипания, а для температуры и солености принимаются условия отсутствия их потоков. На границе раздела "атмосфера - океан"записываются условия теплового и водного баланса, а вертикальные потоки импульса считаются непрерывными.

При интегрировании модели на длительный срок необходимо также учитывать сток больших рек, влияющих на распределение солености в акваториях, близких к местам впадения этих рек. С этой целью на границах раздела рек и соответствующих акваторий

значения солености задаются по всей глубине в соответствии с данными из атласа Левитуса [27]. Таким способом учитываются стоки основных сибирских рек (Енисей, Лена и Обь), а также Амазонки, Брахмапутры, Ганга и Инда. Кроме того, аналогичным образом параметризуется влияние Красного моря и Персидского залива на распределение солености в Аравийском море.

Начальные условия для совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана в обсуждаемых в последующих разделах экспериментах брались в виде климатических распределений прогностических атмосферных и океанических переменных на 1-е января, рассчитанных в отдельных экспериментах с моделью атмосферы [2] (при заданных в соответствии с наблюдаемыми в период с 1979 по 1996 год распределениях температуры поверхности океана и границ морских и континентальных льдов) и с моделью океана [6] (при заданном годовом цикле атмосферного воздействия согласно климатическим данным реанализа NCEP [25]). Для модели атмосферы длительность такого эксперимента составляла 17 лет, а для модели океана — 50 лет.

2. Численная реализация

Очевидно, что получить аналитические решения при произвольных начальных данных сложных нелинейных уравнений гидротермодинамики атмосферы и океана практически невозможно, поэтому ищутся их приближенные решения с помощью конечномерных аппроксимаций. В системе (1)–(5) при отсутствии диссипации и источников существует [12] квадратичный закон сохранения энергии (или закон, который с помощью некоторых нелинейных преобразований искомым функций можно сделать квадратичным). Необходимо, чтобы конечномерные аппроксимации строились таким образом, чтобы (при отсутствии стоков и источников энергии) в них также был квадратичный закон сохранения — аналог исходного закона. Этот закон сохранения автоматически приводит к вычислительной устойчивости решения разностной задачи, если под устойчивостью понимается непрерывная зависимость нормы решения от нормы правой части и нормы начальных данных [13].

Вместе с тем, этого требования при построении разностных схем для климатических моделей не достаточно. Важно отметить, что 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 как множество и меру на нем или статистическое стационарное решение (см. раздел 3). Доказательство глобальной разрешимости конечномерных моделей климата и существования для них глобального аттрактора не вызывает особых затруднений [10]. Проблема же состоит в доказательстве сходимости аттракторов конечномерных аппроксимаций к аттрактору исходной модели при стремлении параметров аппроксимации к 0. Сложность здесь заключается еще и в выборе метрики, в которой исследуется сходимость. Конструктивные оценки упомянутой выше сходимости в "полезных" (хаусдорфовых) метриках в настоящее время отсутствуют, что представляет собой важную и интересную проблему вычислительной математики. Поскольку теорем сходимости нет, то при моделировании климатической системы используется подход, связанный с аппроксимацией наиболее значимых физических процессов, участвующих в формировании климата [13].

Так как атмосфера и океан квазидвумерны, то каскад энергии по спектру в этих средах определяется законами двумерной жидкости. Известно, что в идеальной несжимаемой двумерной жидкости имеется два квадратичных инварианта — энергия и энтрофия, при-

чем распределение энергии в инерционном интервале по существу определяется каскадом энтропии в сторону высоких волновых чисел. Чтобы выполнить это условие, необходимо строить конечномерные аналоги таким образом, чтобы в двумерной асимптотике также существовали конечномерные аналоги энергии и энтропии, которые были бы инвариантами при отсутствии диссипации и источников. Каскад энергии в сторону длинных волн принципиально определяется рэлеевской диссипацией в планетарном пограничном слое, что накладывает требования на правильное его описание. Закон сохранения момента количества движения относительно оси вращения Земли по существу определяет распределение скорости ветра у поверхности Земли (наличие пассатов). Важным также является закон сохранения энтропии в адиабатическом приближении. Кроме того, следует отметить конкретные физические явления типа циклогенеза, правильное воспроизведение которого требует хорошей аппроксимации по спектру некоторых линейных операторов (по собственным и сингулярным числам), 30–60-дневных колебаний в тропиках, распространения квазистационарных волн и многих других процессов, ответственных за климатические характеристики. Особое значение имеет решение уравнений переноса малых примесей, имеющих большие пространственные градиенты, что накладывает очень сильное требование на условие монотонности разностных схем.

Остановимся теперь на конкретных особенностях численной реализации модели климатической системы [7]. В ее атмосферном блоке пространственное разрешение составляет 5° по долготе, 4° по широте и 21 уровень по вертикали (от поверхности Земли до высоты, соответствующей p -поверхности 10 гПа). Конечноразностные аппроксимации дифференциальной системы уравнений динамики атмосферы выполнены согласно [14] на сетке "С" по классификации [29]. Прогностическими переменными являются горизонтальные компоненты скорости ветра, температура, удельная влажность и приземное давление. В конечноразностной схеме выполняется закон сохранения массы, а также (при отсутствии диссипации и источников) полной энергии и (в приближении "мелкой воды") энтропии. Применяется полуявная схема интегрирования по времени [32] с фильтром [15]. Шаг по времени при расчете динамических процессов составляет 12 минут. Радиация вычисляется раз в 3 часа, расчет других физических процессов подсеточных масштабов проводится один раз в час. Вблизи полюсов (начиная с 69° градуса Северного и Южного полушарий) применяется Фурье-фильтрация высокочастотных гармоник вдоль круга широты для всех прогностических переменных.

Используемая версия модели Мирового океана имеет пространственное разрешение $2.5^\circ \times 2^\circ$ (по долготе и широте) и 33 уровня, неравномерно распределенных по глубине. При численной реализации океанского блока климатической модели применен метод расщепления [11] по физическим процессам и пространственным координатам, что позволяет эффективно реализовывать неявные методы интегрирования по времени. В данной версии модели используются разнесенные пространственные аппроксимации на сетке "В" по классификации [29]. Метод расщепления позволяет вводить функцию тока только на промежуточном этапе расщепления (геострофического приспособления), на котором уравнение для функции тока является линейным [1].

Обмен информацией между моделями атмосферы и океана происходит каждые несколько часов модельного времени. Этот промежуток времени служит и численным шагом модели океана. Он может меняться в зависимости от цели численного эксперимента. В настоящем исследовании использован шаг, равный 6-ти часам. Внутри этого периода накапливаются, а затем осредняются, потоки явного и скрытого тепла, пресной воды, импульса,

суммарные (приходящие и уходящие) потоки длинноволновой и коротковолновой радиации, рассчитываемые моделью атмосферы на поверхности океана. Эти потоки служат атмосферным воздействием для модели океана. При этом 60% суммарной коротковолновой солнечной радиации добавляется к потоку тепла на поверхности океана, представляющего собой сумму потоков явного, скрытого тепла и суммарной длинноволновой радиации. Остальная часть коротковолновой солнечной радиации имеет проникающую природу с экспоненциальным затуханием по глубине и описывается в модели особо. Такой способ учета коротковолновой радиации является упрощением известных моделей поглощения коротковолновой радиации в океане (см., например, [23]).

Поскольку модели атмосферы и океана используют разное пространственное разрешение, необходимо пересчитывать параметры атмосферного воздействия на горизонтальную сетку модели океана. Этот пересчет осуществляется с помощью линейной интерполяции. При расчете потоков на поверхности океана в модели атмосферы температурой поверхности океана (ТПО) считается температура самого верхнего расчетного уровня океанической модели. Поскольку пространственная океаническая сетка мельче атмосферной, то для пересчета ТПО на атмосферную сетку использовалась процедура пространственного весового осреднения. Она заключается в том, что ТПО во всех узлах океанической сетки, попадающих в ячейку атмосферной сетки, берутся с весом, пропорциональным площади пересечения соответствующей океанической ячейки с ячейкой атмосферной сетки.

В существующей на данный момент времени модели океана отсутствует блок расчета льда. В численных экспериментах использовалось наблюдаемое среднемесячное климатическое распределение сплоченности льда на атмосферной пространственной сетке, которое, также как и потоки на поверхности океана, интерполировалось на океаническую сетку. Далее, если лед занимает менее половины площади океанической ячейки, то его наличие не учитывается и граничное условие для температуры и солёности на поверхности океана задается так же, как и для открытой воды. Если лед занимает более половины площади ячейки, то ставится граничное условие первого рода, т.е. на поверхности океана задаются значения солёности согласно данным Левитуса [27], а для температуры задаются значения точки замерзания при данной солёности.

Быстродействие программной реализации модели, выполненной на языке программирования FORTRAN 90, составляет приблизительно 18 ч процессорного времени на один год модельного времени при расчетах на рабочей станции СОМРАQ с тактовой частотой 650 Мгц. При этом на модель океана затрачивается не более 10% общего времени расчета. В связи с этим следует коснуться еще одной современной проблемы вычислительной математики — проблемы отображения вычислительных алгоритмов на архитектуру ЭВМ. Развитие вычислительной техники и вычислительных алгоритмов в настоящее время связано с параллельными вычислениями. Современные оценки вычислительных алгоритмов могут существенно отличаться от устоявшихся оценок, связанных с оценками последовательных вычислений. Часто исследователь, работающий на массивных параллельно-вычислительных системах, вынужден выбирать алгоритм, может быть не самый изящный и эффективный для последовательных вычислений, но легко распараллеливаемый. Принимая во внимание важность климатических задач и учитывая, что в процессе их решения количество арифметических операций огромно, кажется целесообразным конструировать вычислительные системы, непосредственно ориентированные на решение такого рода задач.

3. Чувствительность климатической системы к малым внешним воздействиям

Диагностические исследования поверхностной температуры воздуха показывают, что: а) за последние 30 лет произошли заметные изменения среднедекадной (поверхностной) температуры воздуха — произошло ее повышение; б) максимальные изменения температуры произошли зимой в Сибири и на северо-западе Канады; в) летние изменения температуры существенно меньше; г) поверхностная температура Северной Атлантики не только не повысилась, а даже понизилась.

Возникает вопрос: в чем причина этих изменений? Являются ли эти изменения следствием собственных колебаний параметров климатической системы, или это есть следствие антропогенных воздействий, связанных с увеличением, например, концентрации углекислого газа и сульфатных компонентов в атмосфере? Чтобы получить ответы на эти вопросы, необходима теория чувствительности климатической системы к малым внешним воздействиям, которая давала бы конструктивный метод вычисления изменений климата под влиянием этих воздействий. В основу такой специальной, математической, теории климата целесообразно положить методы теории динамических систем. С этой целью реальной климатической системе необходимо сопоставить некоторый математический объект, представляющий идеализацию реальной системы и который можно назвать ее "идеальной" моделью. Предполагается, что такая "идеальная" модель существует и что наблюдаемая динамика климатической системы представляет собой реализацию траектории, порожаемой этой моделью. Необходимо ответить на вопрос: что и с какой точностью должна воспроизводить климатическая модель, чтобы ее чувствительность к разнообразным малым внешним воздействиям была близка к чувствительности реальной климатической системы?

3.1. Теория чувствительности

В предположении, что рассматриваемая модель принадлежит классу динамических диссипативных систем, ее формально можно описать следующей системой уравнений

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + K(\varphi) \cdot \varphi = -S\varphi + f, \quad \varphi|_{t=0} = \varphi_0, \quad \varphi \in \Phi. \quad (6)$$

В системе (6) φ представляет собой вектор-функцию параметров климатической системы ($u, v, \dot{\sigma}, T, Q, S, \dots$), зависящая от пространственных координат и времени; $K(\varphi)$ — "динамический" оператор задачи (1)-(5); S — оператор, описывающий диссипацию системы; f — внешнее возбуждение. Считается, что система приведена к такому виду, что ее энергию можно выразить квадратичной формой $E \equiv (\varphi, \varphi)$. Это означает, что $\varphi \in \Phi$, где Φ — гильбертово пространство со скалярным произведением (\cdot, \cdot) , являющееся по определению фазовым пространством системы (6). Предполагается, что рассматриваемая физическая система открыта, а ее воздействие на внешний поток энергии настолько мало, что им можно пренебречь. Считается также, что решение системы φ детерминировано, т.е. φ существует и единственно при заданном φ_0 на любом сколь угодно большом промежутке времени T .

Пусть пространство Φ сепарабельно, т.е. в нем можно ввести счетный базис $\{\varphi_i\}$, а

функцию φ — разложить по этому базису

$$\varphi = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \varphi_i.$$

Коэффициенты Фурье $\{\alpha_i\}$ можно рассматривать как координаты φ в пространстве Φ аналогично обычным геометрическим координатам. Если φ_i есть функция только пространственных координат, то α_i — функция от времени. Тогда функцию φ в любой момент времени t_0 можно считать точкой в пространстве Φ с координатами $\{\alpha_i(t_0)\}$, а решение $\varphi(t)$ при изменении t будет представлять из себя некоторую кривую в этом пространстве, которую будем называть траекторией.

Предполагается, что система (6) обладает глобальным аттрактором, под которым понимается некоторое множество в фазовом пространстве, такое, что траектория, выпущенная из любой точки пространства Φ , со временем притягивается к этому множеству, а попав на это множество, никогда из него не выходит. Глобальный аттрактор — компактное множество. Как правило, это конечномерное множество, даже если Φ — бесконечномерно. Глобальный аттрактор в некотором смысле минимален, т.е. нет другого множества, включенного в глобальный аттрактор, которое бы обладало всеми свойствами глобального аттрактора. Математически строго эти условия формулируются следующим образом [10, 19].

Множество $A \subset \Phi$ называется глобальным аттрактором полугруппы $S(t), t \geq 0$, если: 1) A — компактно; 2) A — инвариантно, т.е. $S(t)(A) = A, \quad \forall t \geq 0$; 3) A — притягивает каждое ограниченное множество $B \subset \Phi$. В глобальный аттрактор могут быть включены локальные аттракторы, притягивающие траектории не из всего пространства Φ , а лишь из некоторого его подмножества.

Вся динамика системы (6) может быть разбита условно на два этапа: движение к аттрактору и движение на аттракторе. При движениях на аттракторе, когда траектории выпускаются из окрестности любой точки аттрактора, объем не может систематически сжиматься, т.к. в противном случае существовал бы глобальный аттрактор, включенный в исходный. Именно это обстоятельство является ключевым при получении оценок размерности аттракторов. Для качественного анализа динамики климатической системы на ее аттракторе полезными оказались современные модели климатической системы, которые в той или иной мере успешно описывают современный климат. Необходимо отметить, однако, что опыт гидродинамического краткосрочного и среднесрочного прогноза погоды свидетельствует о том, что траектория атмосферы неустойчива в смысле Ляпунова: какую бы малую ошибку в начальных данных не внести, всегда найдется время T , при котором ошибка достигнет конечной величины.

Неустойчивая траектория, заключенная в ограниченный объем (аттрактор), порождает динамический хаос. Это означает, что если выпустить из малой окрестности точки φ_0 пучок траекторий, то эти траектории разбегутся, но оставаясь в замкнутом объеме, перепутаются очень сложным образом. Характерное время разбегания определяется положительными показателями Ляпунова, а их количество дает число направлений, вдоль которых траектория неустойчива. Поскольку фазовый объем на аттракторе систематически не сжимается, а есть растягивающие этот объем направления, то имеются и сжимающие направления, вдоль которых (в среднем!) объем сжимается настолько, насколько он растягивается вдоль неустойчивых направлений. Из вышеприведенных рассуждений

следует, что число положительных показателей Ляпунова должно быть меньше размерности аттрактора и если число положительных показателей Ляпунова велико, то велика и размерность аттрактора.

Если траектория климатической системы находится на ее аттракторе, а ее динамика здесь хаотична и эргодична, то это означает, что траектория всюду плотна на аттракторе и существует инвариантная эргодическая мера. Эргодическая мера любого подмножества на аттракторе совпадает со временем, которое траектория проводит на этом подмножестве. Осреднение по мере (среднее по ансамблю) будет совпадать с осреднением вдоль траектории. Требуется доказать устойчивость аттрактора (как множества) и меры на нем по отношению к возмущениям внешнего воздействия и вычислить линейные операторы связи возмущений (например, моментов от решения) с возмущениями внешнего воздействия. Эти задачи удобно формулировать не в терминах меры, а в терминах статистического стационарного решения. Каждую траекторию при этом можно рассматривать как реализацию случайного стационарного эргодического процесса.

Для получения конкретных результатов целесообразно ограничить класс рассматриваемых систем, используя подходы теории регулярных систем. Под регулярными понимаются системы, обладающие квадратичным законом сохранения (энергии) и несжимаемости фазового объема в фазовом пространстве. Пусть имеется регулярная система:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_i}{dt} &= Q_i(\varphi), & \varphi_i|_{t=0} &= \varphi_{i0}, \\ \sum_i \varphi_i^2 &= E, & \sum_i \frac{\partial Q_i}{\partial \varphi_i} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В частном случае система (7) может быть гамильтоновой. Возмутим эту систему малой правой частью $\delta f(t)$. Будем иметь

$$\frac{d\varphi'_i}{dt} = Q_i(\varphi') + \delta f, \quad \varphi'_i|_{t=0} = \varphi_{i0}. \quad (8)$$

Пусть $\delta\varphi = \varphi'_i - \varphi_i$. Для малых времен, когда $\delta\varphi$ мало, систему (8) можно линеаризовать относительно φ . Если $\delta f = 0$ при $t \leq 0$, то для $\delta\varphi$ справедливо выражение

$$\delta\varphi(t) = \int_0^t G(t, t') \delta f(t') dt', \quad (9)$$

где $G(t, t')$ – функция Грина линеаризованной задачи, определяемая системой ее фундаментальных решений. Усредняя соотношение (9) по равновесному ансамблю системы (7), получаем

$$\langle \delta\varphi(t) \rangle = \int_0^t \langle G(t, t') \rangle \delta f(t') dt'. \quad (10)$$

Крейкнаном [26] была доказана диссипационно-флуктуационная теорема

$$\langle G(t, t') \rangle = \langle G(t' - t) \rangle \equiv \langle G(\tau) \rangle = C(\tau)C^{-1}(0), \quad (11)$$

где $C(\tau)$ — ковариационная матрица вектора φ со сдвигом τ

$$C(\tau) \equiv \langle \varphi(t) \cdot \varphi^T(t + \tau) \rangle.$$

Соотношение (11) означает, что оператор отклика U регулярных систем на малые постоянные по времени внешние воздействия можно вычислить по статистическим характеристикам этих систем, а именно, по формуле

$$U = \int_0^{\infty} C(\tau)C^{-1}(0)d\tau.$$

Более того, если рассматриваемая система эргодична, то оператор отклика может быть рассчитан по одной (типичной) траектории.

Вообще говоря, соотношение (11) приближенное, но оно выполняется точно, если исходная система линейна, а δf — есть δ -коррелированный по времени гауссовый случайный процесс. Это соотношение может оставаться приближенным с хорошей точностью, если энергия в системе "почти"сохраняется и "почти"сохраняется фазовый объем (или равновесное распределение является "почти"гауссовым; из этих трех условий независимыми являются два). Для использования соотношения (11) в качестве аппроксимации оператора отклика диссипативной системы на ее аттракторе на малые внешние воздействия необходимо установить, при каких условиях динамика диссипативных систем на аттракторах будет квазирегулярной. Известно [9], что для гидродинамических моделей с рэлеевской диссипацией существует так называемая парная симметрия показателей Ляпунова: при большой размерности аттрактора и реальных величинах диссипации число положительных показателей близко к числу отрицательных показателей. В этом смысле система ведет себя на аттракторе как квазигамильтонова, а значит является квазирегулярной системой.

При большой размерности аттрактора всегда есть возможность подобрать линейное преобразование искомым функций такое, что распределение новой "энергии" по степеням свободы будет примерно одинаковым. Отсюда следует, что число "эффективных" степеней свободы всегда можно сделать большим, и, следовательно, дисперсия энергии будет малой. Таким образом, энергию системы с большим числом степеней свободы на аттракторе можно сделать "почти"постоянной. Далее, если есть большое число эффективных степеней свободы, то в силу центральной предельной теоремы распределения функций, которые можно представить в виде разложений по этим степеням, будет близко к гауссовому. Принимая во внимание, что фазовый объем на аттракторе также не может систематически ни сжиматься, ни расширяться, можно сделать заключение, что с определенной степенью точности на аттракторе большой размерности система ведет себя почти регулярно, т.е. к ней может быть применена диссипационно-флуктуационная теорема.

3.2. Отклик модельной циркуляции атмосферы на малые возмущения

Применимость формул (10),(11) проверена на аттракторах систем с большим числом степеней свободы для различных атмосферных моделей. С высокой точностью она выполняется для баротропной и двуслойной бароклинных глобальных моделей атмосферы, если возмущение источников брать на подпространстве, натянутом на главные эмпирические ортогональные функции [8]. С хорошей точностью она выполняется и для моделей общей циркуляции атмосферы с "тепловым" возмущением в тропической зоне Тихого океана (отклик на явление Эль-Ниньо). Она была применена также и для изучения отклика атмосферной циркуляции на аномалии температуры поверхности океана в средних широтах, при условии, что локальный отклик в поле функции тока известен [5].

Для иллюстрации эффективности рассмотренного выше подхода обратимся к результатам [21] построения приближенного оператора отклика модели общей циркуляции Национального центра атмосферных исследований США ССМ0 [31]. Модель имеет девять вертикальных уровней в σ -системе координат. Прогностическими переменными являются вертикальная компонента относительной завихренности и горизонтальная дивергенция скорости ветра, а также приземное давление, температура и относительная влажность воздуха. В модели используется полный пакет физических параметризаций процессов подсеточного масштаба. Для аппроксимации уравнений по горизонтали применяется метод Галеркина с базисом, состоящим из сферических гармоник, при ромбоидальном усечении R15 (сумма номера полинома Лежандра l и азимутального числа m сферических гармоник не превосходит 15). Для аппроксимации по времени используется полунеевая схема с временным шагом 30 минут.

Для данной модели был проведен длительный (на один миллион дней) расчет с граничными условиями, соответствующими "непрерывному" январю (всего на траектории системы – два миллиона точек с 12-часовым интервалом). Эти данные и были использованы для построения приближенного оператора отклика. Кроме того с моделью ССМ0 был проведен ряд дополнительных экспериментов по моделированию ее отклика на термические источники, расположенные на экваторе и в средних широтах, которые использовались для тестирования метода.

Эксперименты проводились следующим образом. В правую часть уравнения для температуры добавлялся постоянно действующий термический источник вида $\delta f = AT_f(\sigma, \lambda, \phi) = T_1(\sigma) \cdot T_2(\lambda - \lambda_c, \phi - \phi_c)$. При каждом пространственном распределении нагревания (охлаждения), то есть при каждом заданном T_f , выполнялись два эксперимента при $A = +T_0$ и при $A = -T_0$ с тем, чтобы выделить линейную часть отклика. В каждом случае для определения нового среднего состояния проводился расчет на 10000 дней и определялось изменение среднего состояния как

$$\langle h \rangle = \overline{\psi_1} - \overline{\psi} = W(\delta f) \equiv W(T_f(\sigma, \lambda, \phi)),$$

где $\overline{\psi}$ и $\overline{\psi_1}$ представляют собой средние состояния невозмущенной и возмущенной систем, соответственно. Далее вычислялась линейная часть отклика системы по формуле

$$U\delta f = (W(T_0 T_f(\sigma, \lambda, \phi)) - W(-T_0 T_f(\sigma, \lambda, \phi)))/2,$$

а также оценивалась его остаточная нелинейная часть.

Вертикальный профиль источника $T_1(\sigma)$ задавался двумя способами. В первом случае предполагалось, что $T_1(\sigma) = \sin(\sigma)$, что соответствует максимуму нагревания на уровне $\sigma = 0.5$ и обращению T_1 в ноль на подстилающей поверхности и на верхней границе атмосферы. Во втором случае считалось, что $T_1 = 1$ при $\sigma = 0.991, 0.926$, $T_1 = 0.5$ при $\sigma = 0.811$ и $T_1 = 0$ при остальных значениях σ . Такой профиль T_1 означает, что нагревание происходит только на приземных уровнях атмосферы. Горизонтальный профиль воздействия максимален (принимает значение 1) в центральной точке с координатами $\lambda = \lambda_c, \phi = \phi_c$ и убывает линейно до нуля на расстоянии 1500 км.

Были проведены три серии экспериментов с различными значениями (λ_c, ϕ_c) . В первой серии широта центральной точки была фиксирована и равна 40° с.ш., а долгота изменялась от 0 до 2π с шагом $\pi/12$ (общее число экспериментов – 24). Во второй серии широта центра была принята равной 20° с.ш., в третьей – максимум нагревания приходился на

экватор. Величина максимума нагревания $|T_0|$ принимала значение $2.5^\circ/\text{день}$ для двух экваториальных серий экспериментов (напомним, что при каждом заданном пространственном распределении воздействия проводилось два численных эксперимента с $+T_0$ и с $-T_0$) и $5^\circ/\text{день}$ – в остальных случаях. Всякий раз выделялась линейная часть отклика среднего состояния системы и проводилось ее сравнение с окликом, построенным с помощью приближенного оператора отклика ($U\delta f$). Заметим, что описанный выше выбор вертикальных и горизонтальных профилей воздействия позволяет всесторонне проверить работу метода в разных условиях формирования отклика системы.

Исходя из анализа результатов данных экспериментов, можно сделать вывод, что приближенный оператор отклика способен с высокой точностью воспроизвести линейные части откликов модели общей циркуляции атмосферы ССМО на источники нагревания различной пространственной и вертикальной структуры. Точность воспроизведения пространственной структуры отклика и его амплитуды составляет в среднем 72% и 85% соответственно (для поля температуры на уровне $\sigma = 0.926$). Заметим, что для некоторых других компонент отклика (например, функции тока и температуры на уровне $\sigma = 0.336$) значение корреляций оказывается значительно выше. Для случаев "сильных" по величине откликов модели использование приближенного оператора отклика также позволяет получить существенно лучшие результаты.

В качестве примера на рис. 1 приведены результаты некоторых экспериментов по воспроизведению линейной части отклика модели на протяженный по вертикали экваториальный термический источник (на рисунке они показаны в левом столбце). В правом столбце представлены отклики, полученные с помощью построенного приближенного оператора отклика. Показаны отклики в поле температуры на уровне $\sigma = 0.926$. Центры нагревания находились в точках 60° в.д. и $150^\circ, 105^\circ, 15^\circ$ з.д. Из рисунка видно, что приближенный оператор отклика системы аппроксимирует ее "настоящий" оператор с высокой точностью и может быть использован для решения различных прикладных задач. Такими задачами могут быть: 1) исследование чувствительности системы, а именно, поиск воздействий, вызывающих наибольший по величине отклик системы; 2) решение обратной задачи, то есть нахождение воздействия на систему, вызывающего заданный отклик.

В заключение еще раз подчеркнем: важным результатом применимости диссипационно-флуктуационных соотношений на аттракторах климатических моделей является установление факта, что линейный оператор "динамического отклика" определяется не только климатическими характеристиками аттрактора — оператором $C(0)$, но и динамикой на аттракторе — оператором $C(\tau)$. Это означает, что климатическую модель для правильного воспроизведения динамического отклика необходимо также идентифицировать и по близости порождаемой ею динамики к реально наблюдаемой динамике климатической системы.

4. Воспроизведение современного климата

Проблеме воспроизведения современного климата посвящена международная программа сравнения атмосферных моделей АМIP [20], в результате выполнения которой были выявлены многие ключевые механизмы, ответственные за формирование климата. Вместе с тем, эту программу можно рассматривать как программу исследования чувствительности "идеальной" модели атмосферы по отношению к степени детализации описания различных физических процессов. Развитием программы АМIP явилась программа сравнения

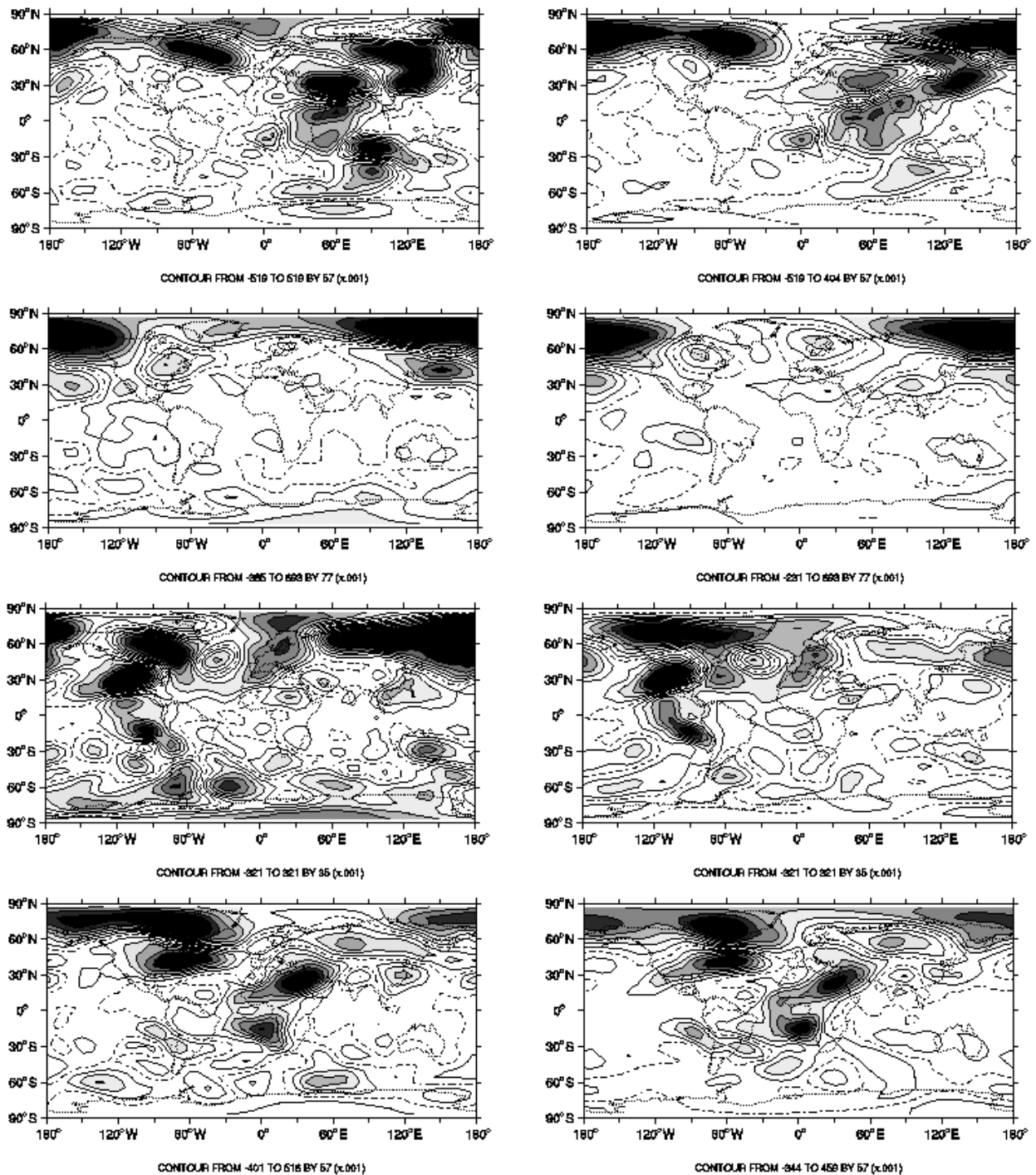


Рис. 1: Линейная часть отклика модели на протяженную по вертикали аномалию температуры на экваторе (слева) и отклик, полученный с помощью флуктуационно-диссипационных соотношений (справа). Показаны отклики в поле температуры (К) на уровне $\sigma = 0.926$ для нагревания с центрами в точках (сверху вниз) 60° в.д., 150° з.д., 105° з.д. и 15° з.д.

совместных моделей общей циркуляции атмосферы и океана CMIP. В ходе выполнения этой программы основное внимание было обращено на воспроизведение поверхностной температуры, поскольку в экспериментах AMIP температура поверхности океана считалась заданным внешним параметром. В настоящем разделе представлены результаты 80-летнего численного эксперимента по воспроизведению современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана ИВМ РАН.

Хорошим индикатором поведения совместной модели служит распределение температуры поверхности океана (ТПО) и/или всей температуры поверхности (ТП) (включая сушу). Над океанами ТПО и ТП совпадают. По временному ходу средней глобальной ТП и/или ТПО можно судить о времени выхода совместной модели на квазистационарное состояние, а также оценить наличие "дрейфа климата". На рис.2 показан временной ход среднегодовых, глобально осредненных, значений ТПО (жирная линия) и ТП (тонкая линия). Этот рисунок показывает, что кривые для ТП и ТПО, практически повторяют друг друга (с точностью до постоянной величины). Это говорит о том, что именно ТПО является определяющим индикатором поведения климатической системы.

Из рис.2 также видно, что совместная модель обладает двумя характерными временными масштабами. Первый имеет величину около 5-ти лет и, по-видимому, отвечает относительно быстрому согласованию характеристик атмосферной части климатической системы и верхнего деятельного слоя океана. Второй — около 60-ти лет — определяется временем выхода совместной модели на квазиравновесный режим с учетом глубинных слоев океана. Именно поэтому состояние климатической системы на 60-й год выбрано в качестве начального для контрольного эксперимента и расчета с увеличением концентрации CO₂ (см. раздел 5). Ниже анализируются характеристики модельного климата, полученные путем осреднения за 80 лет контрольного эксперимента и отражающие среднегодовое климатическое состояние модели.

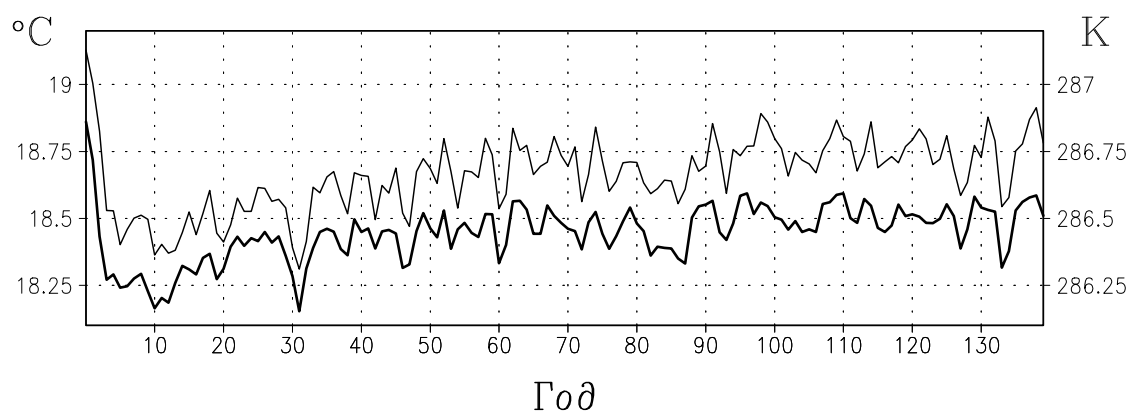


Рис. 2: Временной ход среднегодовых глобально осредненных значений температуры поверхности океана (ТПО) (жирная линия) и температуры поверхности (ТП), включая сушу (тонкая линия). Шкала ТПО показана слева в °С, для ТП — справа в К.

4.1. Климатические характеристики атмосферы

На рис.3а изображена средняя за 80 лет температура приповерхностного (на уровне 2 м) воздуха в совместной модели и ее отклонения от климатических данных реанализа NCEP, построенных за период 1950–2000 гг. Как видно из рисунка, модель занижает температуру воздуха на 2–4 К (в отдельных местах – на 4–8 К) в большей части тропиков и, местами, — в умеренных широтах Северного полушария и в высоких широтах обоих полушарий. Завышение температуры на 2–4 К происходит в основном над Южным океаном, а также к югу и востоку от Гренландии. Занижение температуры в тропиках связано, вероятно, с завышенным испарением с поверхности океана, а завышение температуры в средних широтах над океанами — с занижением там количества облаков в теплую половину года. Интегральная температура приповерхностного воздуха в совместной модели составляет 285.75 К, что на 1.3 градуса меньше, чем по данным реанализа NCEP, и на 1.4 градуса меньше, чем по данным наблюдений [24].

На рис.3б изображено среднее за 80 лет поле давления на уровне моря в совместной модели и его отклонение от климатических данных реанализа NCEP. В модели завышено давление на 4–8 гПа вблизи побережья Антарктиды, а также на северо-востоке Тихого океана и над Баренцевым морем. Занижение давления происходит, в основном, в области субтропических антициклонов в Южном полушарии, а также в некоторых областях над умеренными широтами Евразии и Северной Америки. Это, скорее всего, связано с недостаточным разрешением атмосферной модели по горизонтали и со слишком сильной горизонтальной диффузией, что, в свою очередь, приводит к занижению продолжительности жизни циклонов, а также к тому, что меньшее их количество достигает Баренцева и Карского морей, Берингова моря и побережья Антарктиды.

Осредненные за 80 лет осадки в совместной модели и их отклонения от климатических данных реанализа Европейского центра среднесрочного прогноза (ECMWF) представлены на рис.4а. В модели осадки завышены над восточной частью тропиков Тихого океана, а занижены над их западной частью, большей частью Южной Америки и юго-востоком Азии. Это соответствует ошибке модели в воспроизведении средней температуры. Над большей частью остальных тропиков отклонения от данных наблюдений близки к нулю или отрицательны. Интегральные по всей модельной области осадки составляют величину $2.76 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$, что близко к среднему по всем моделям [17] значению $2.83 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ и оценкам по данным наблюдений [34] $2.66\text{--}2.82 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$. Однако, такое согласие с данными наблюдений и остальными моделями достигается в рассматриваемой модели при заниженной средней температуре поверхности.

На рис.4б изображен осредненный за 80 лет баланс тепла на поверхности и его отклонения от климатических данных реанализа ECMWF. Как и большинство других совместных моделей [17], модель ИВМ даёт более положительный баланс тепла на большей части тропических и субтропических океанов и более отрицательный баланс тепла в умеренных широтах, чем имеющиеся оценки по данным наблюдений.

На рис.5 представлено среднеквадратичное отклонение (СКО) за 80 лет среднемесячных аномалий давления на уровне моря по данным модели (а) и реанализа NCEP за период 1950–2000 гг. (б). В целом, величина изменчивости в модели на 20–30% меньше, чем по данным наблюдений, что может быть связано с недостаточным пространственным разрешением атмосферного блока модели. Максимумы изменчивости на севере Тихого океана и Атлантики воспроизводятся моделью, но их положение несколько смещено по отношению

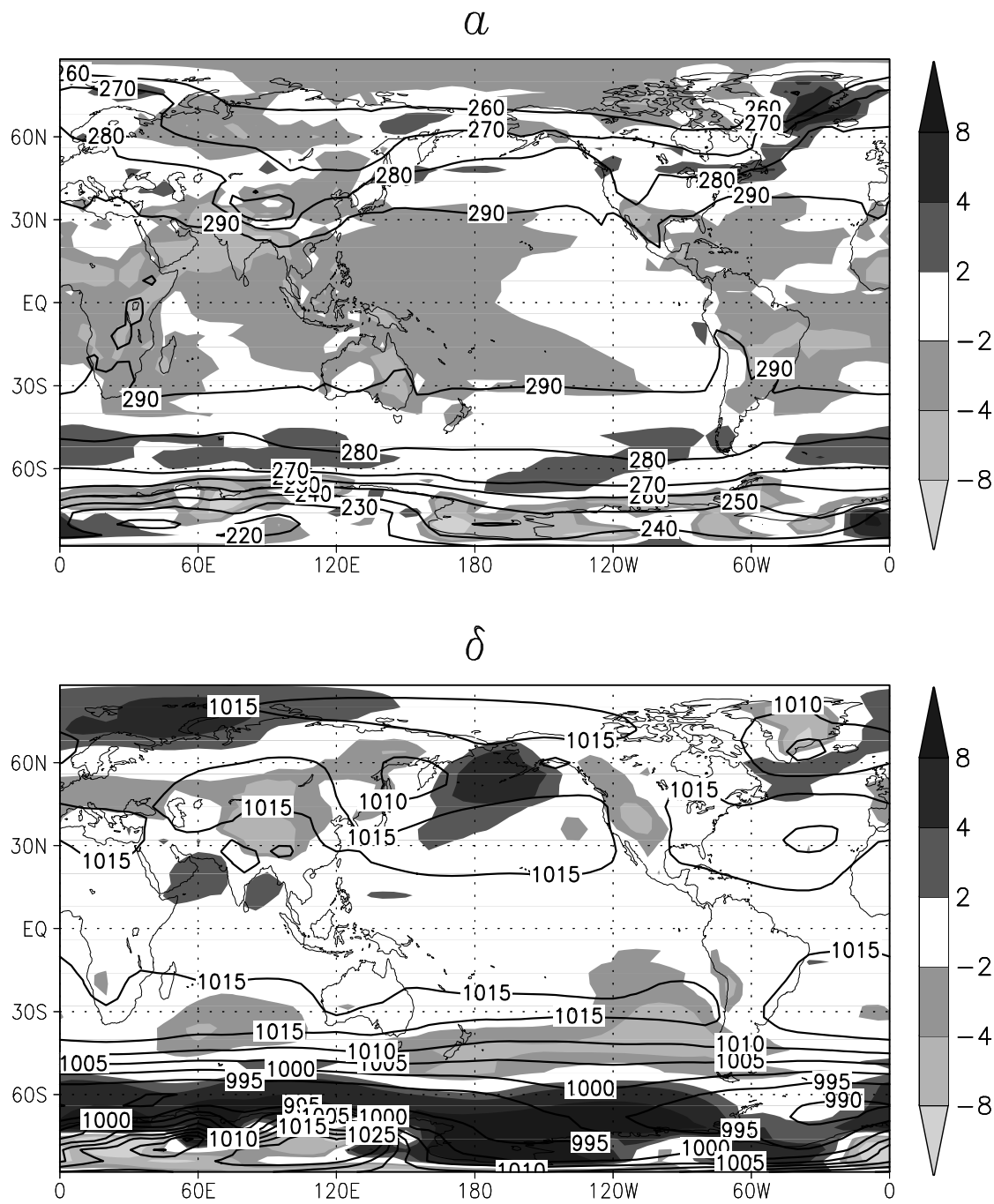


Рис. 3: а – Средняя за 80 лет температура приповерхностного воздуха на высоте 2 м в совместной модели (изолинии с шагом 10 К) и ее отклонения от данных реанализа NCEP, осредненных за 1950–2000 гг., показанные с помощью затемнения разной интенсивности со шкалой градаций в К, расположенной справа от рисунка. б – То же самое для давления (в гПа) на уровне моря.

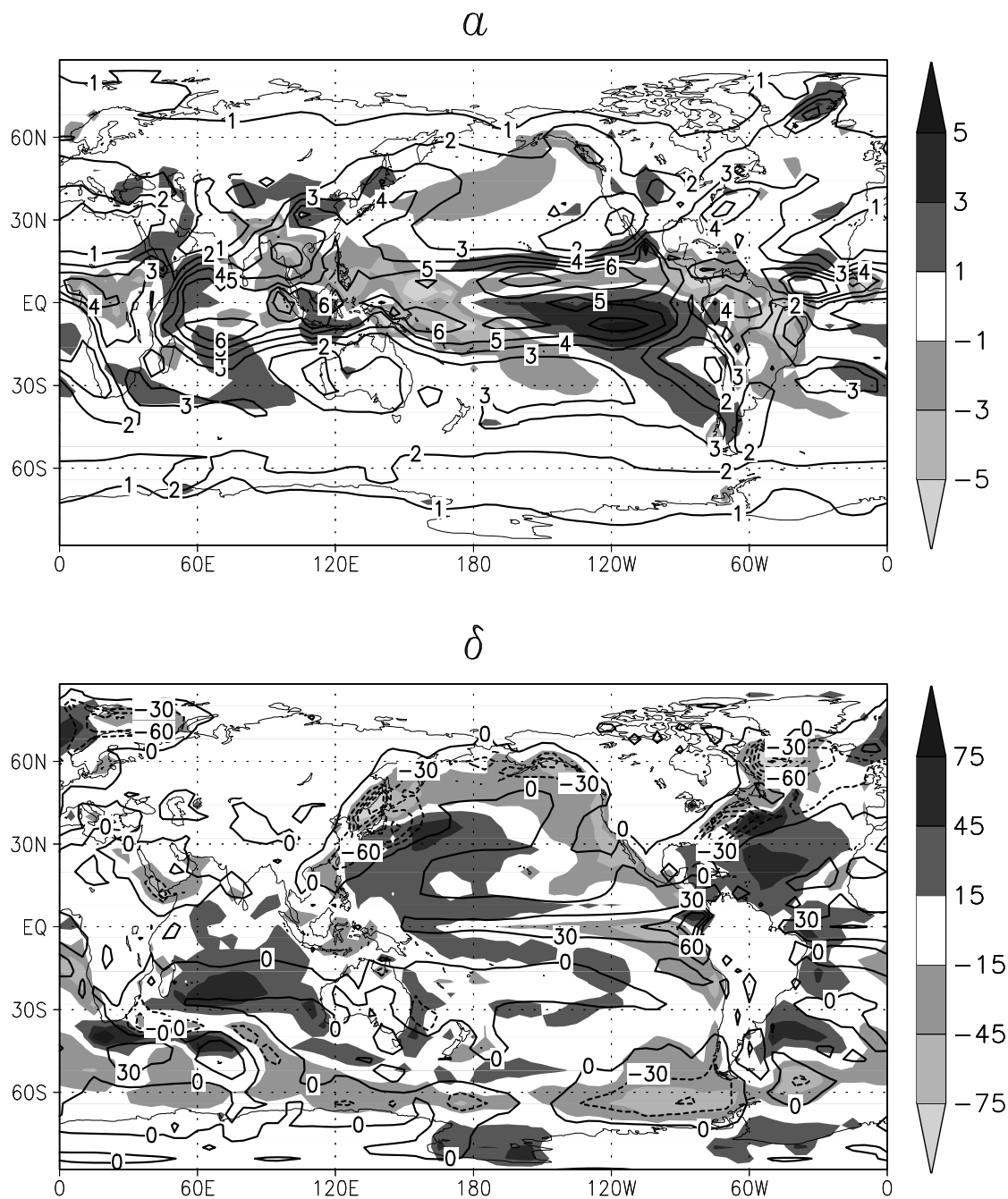


Рис. 4: То же, что и на рис.3, но для осадков (в мм·сут⁻¹) и баланса тепла на поверхности (в Вт·м⁻²).

к наблюдаемым. Положение наблюдаемого максимума изменчивости в высоких широтах Южного полушария воспроизводится достаточно хорошо, однако, его величина несколько занижена.

4.2. Климатические характеристики океана

На рис.6 приведена средняя за 80 лет функция тока вертикально-осредненного движения. Расход Антарктического циркумполярного течения в проливе Дрейка достигает 160 Св. Максимумы в главных среднеширотных круговоротах Северного полушария, западные периферии которых соответствуют Гольфстриму и Куроисио, несколько превышают величину 20 Св. В модельном решении хорошо проявляются субполярный круговорот в Атлантическом океане с интенсивностью более 20 Св. Сильный (величиной более 20 Св) среднеширотный круговорот с западной интенсификацией наблюдается в южной части Индийского океана в районе Агульясского течения. Индонезийские проливы в модели аппроксимированы одним широким протоком, расход в котором не превышает 20 Св.

В целом, картина функции тока довольно близка к средней по всем моделям СМIP [17]. Главное ее отличие для модели ИВМ РАН заключается в несколько заниженной интенсивности циркуляции в северной части Тихого океана, и, наоборот, завышенной в Северной Атлантике. Можно отметить также слишком интенсивную циркуляцию в Северном ледовитом океане, достигающую 20 Св и более. Последнее проявляется и в экспериментах с моделью океана ИВМ РАН с предписанным атмосферным воздействием [6]. Можно также отметить более сглаженную пространственную структуру вертикально-осредненной циркуляции в совместной модели по сравнению с таковой, полученной в экспериментах с автономной моделью океана [6].

На рис.7 для глубины 1000 м показаны средние за 80 лет потенциальная температура океана (а) и соленость (б), а также их отклонения от данных Левитуса. За исключением высоких широт Северного полушария, как по величинам, так и по пространственному распределению, отклонения от данных наблюдений в температуре и солености вполне соответствуют средним по всем моделям СМIP [17]. Наибольшие положительные отклонения в температуре от данных наблюдений (около 2.5°C) расположены в средних широтах Северного и Южного полушарий. Этот эффект проявляется и в экспериментах с моделью океана ИВМ с предписанным атмосферным воздействием [6]. Возможно, он обусловлен недостаточно развитой зимней конвекцией в модели океана в этих регионах.

В средних широтах Южного полушария и Северной Атлантики отклонения от данных наблюдений для солености имеют, в основном, положительные значения. Наоборот, для средних широт Северного полушария в Тихом океане наблюдается уменьшение солености в модели. Главные отличия по солености в совместной модели ИВМ от средней по всем моделям СМIP находятся в Северном ледовитом океане, где модель завышает ее по сравнению с данными Левитуса на величины более чем $0.3^{\circ}/\text{‰}$. Этот эффект проявляется и в экспериментах с предписанным атмосферным воздействием [6].

На рис.8 продемонстрирована способность совместной модели воспроизводить процессы Эль-Ниньо-Южное колебание. Здесь в качестве индикатора выступает ТП в тропиках Тихого океана. На рис.8а с помощью затемнений различной интенсивности показана картина СКО среднемесячных аномалий ТП по данным реанализа NCEP за 1950–2000 гг. в области ($125^{\circ}\text{E}-75^{\circ}\text{W}$, $20^{\circ}\text{S}-20^{\circ}\text{N}$). На эту картину наблюдаемых СКО наложена, в виде изолиний, структура СКО за 80 лет среднемесячных модельных аномалий ТП. Из этого

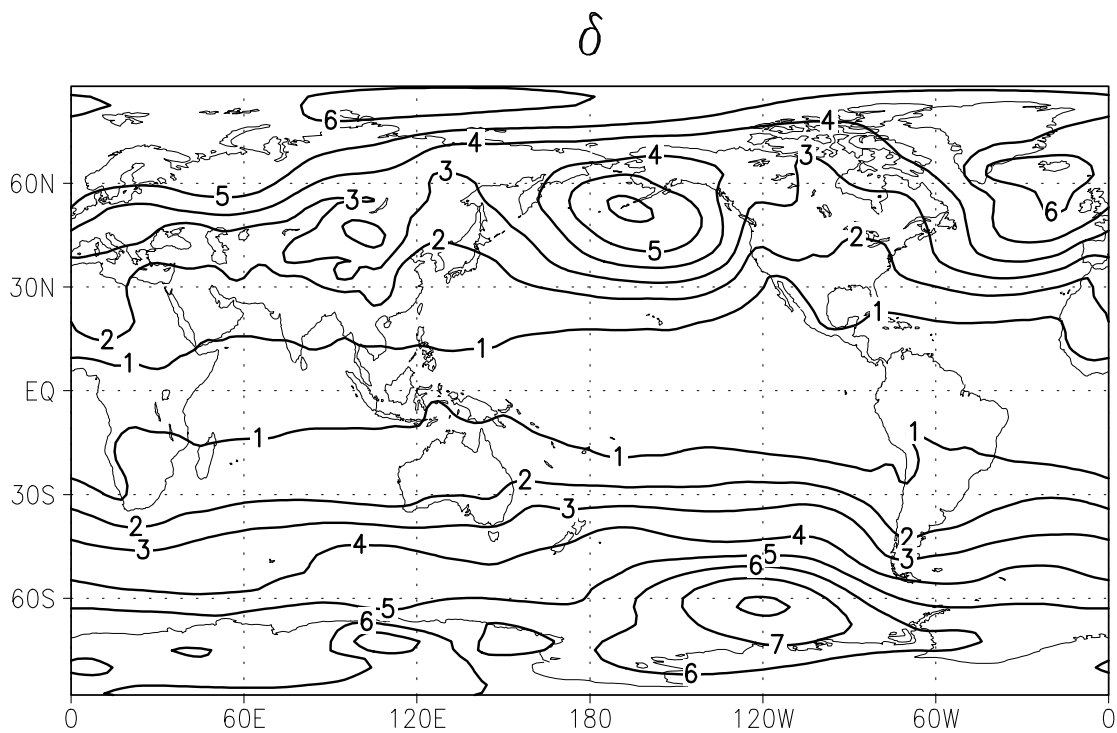
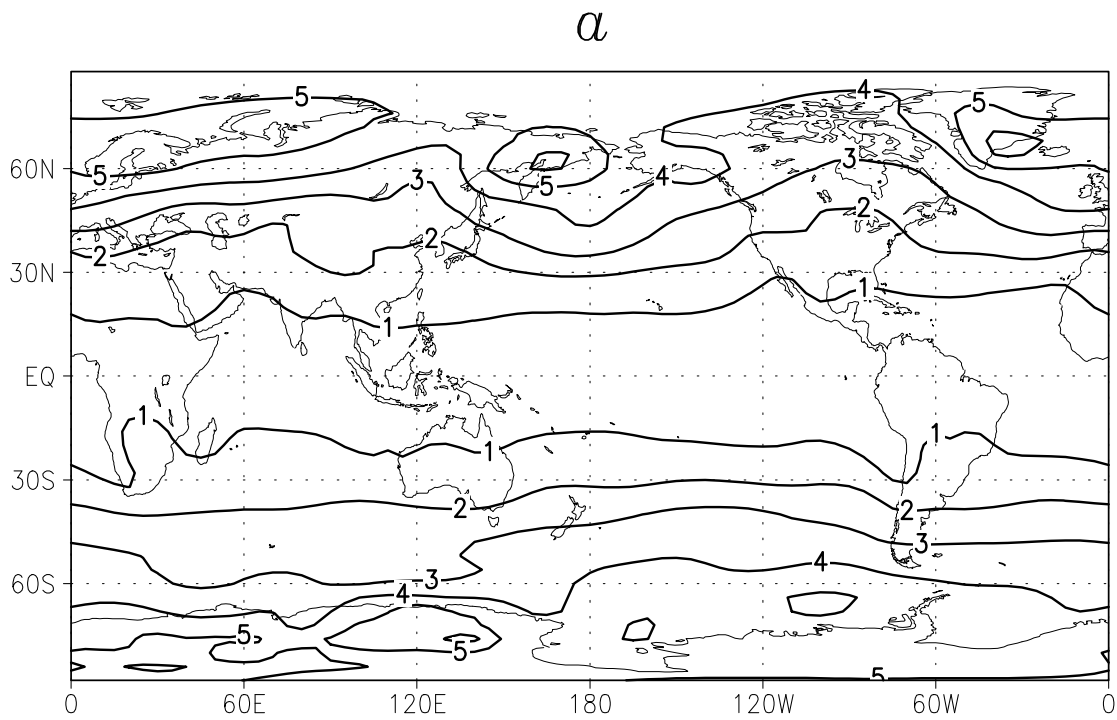


Рис. 5: а – Среднеквадратичное отклонение за 80 лет среднемесячных аномалий давления на уровне моря в совместной модели (изолинии с шагом 1 гПа). б – То же самое для данных реанализа NCEP за 1950–2000гг.

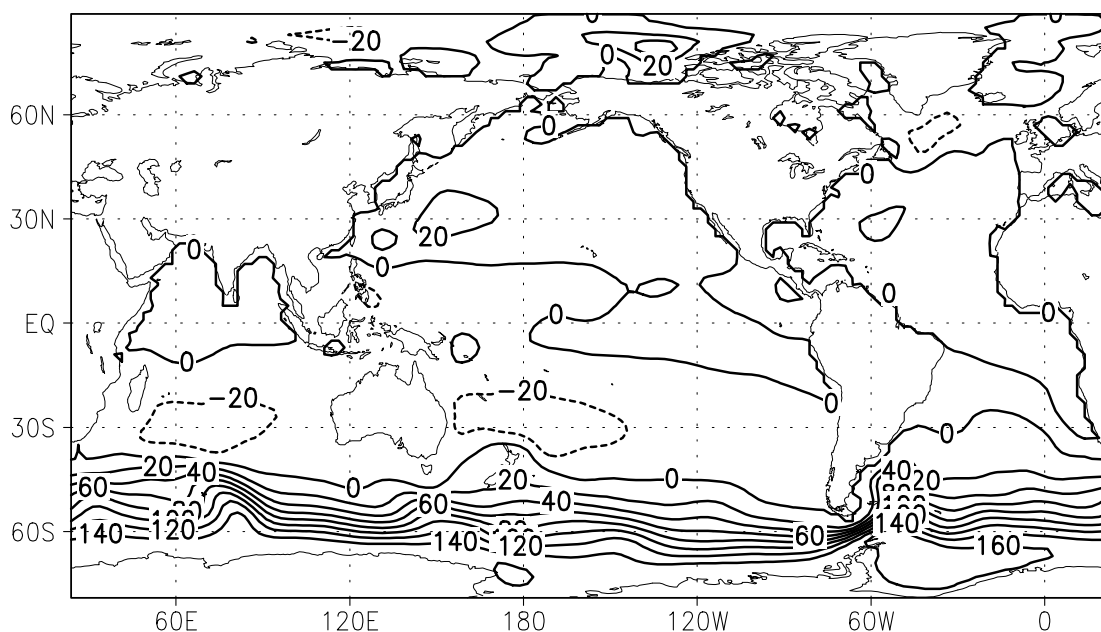


Рис. 6: Средняя за 80 лет функция тока вертикально-осредненной циркуляции глобального океана в совместной модели (изолинии с шагом 20 Св). Сплошными изолиниями показаны положительные значения, соответствующие движению по часовой стрелке, а пунктирными — отрицательные величины, соответствующие движению против часовой стрелки.

рисунка видно, что в целом совместная модель неплохо воспроизводит пространственную структуру и величины изменчивости ТПО в тропиках Тихого океана. Следует отметить, однако, что модель дает практически симметричную относительно экватора картину изменчивости. В то же время, по данным наблюдений распределение изменчивости ТПО выглядит менее симметричным, что проявляется в форме зоны, вытянутой вдоль Южно-американского побережья южнее экватора и в которой значения изменчивости достигают наибольших величины.

Структура временного хода модельных аномалий ТПО также несколько отлична от данных наблюдений, что видно из рис.8б и 8в. На этих рисунках показаны (в одном и том же масштабе величин и времени) временные ряды аномалий ТПО, осредненных в районе Нинья-3 ($150^{\circ}\text{W}-90^{\circ}\text{W}$, $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$) для наблюдений рис.8б и модели рис.8в. Из этих рисунков видно, что структура временной изменчивости модельных аномалий ТПО имеет явно выраженный несимметричный вид для максимальных и минимальных значений. Это означает, что в модели процессы, соответствующие ситуациям Ла-Нинья, имеют большую амплитуду, чем процессы, соответствующие ситуациям Эль-Ниньо. Данные наблюдений этого не показывают. Более того, согласно данным наблюдений, аномалии ТПО во время Эль-Ниньо имеют даже несколько большие величины, чем во время Ла-Нинья. Выяснение причин такого поведения модели требует отдельного исследования.

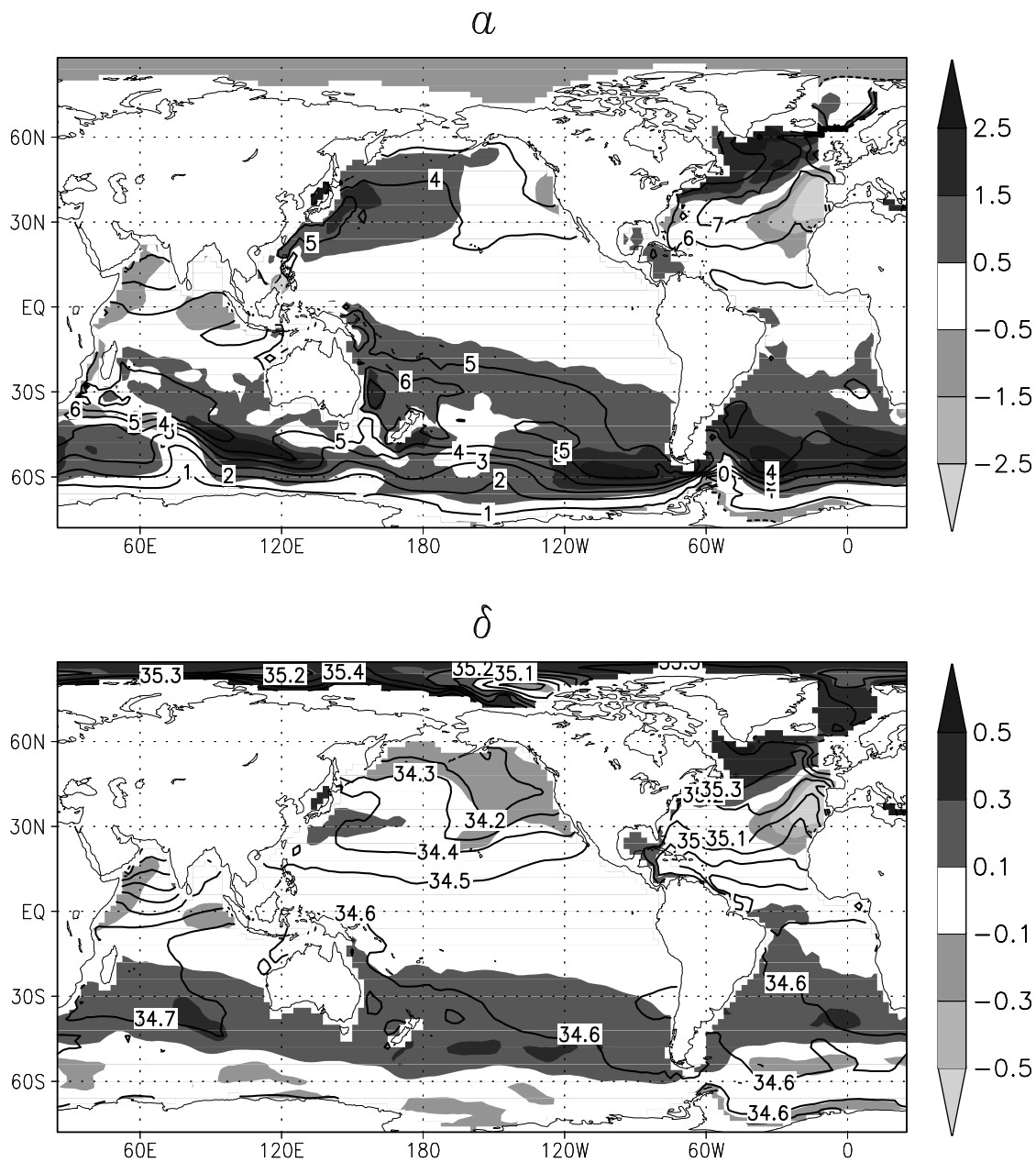


Рис. 7: а – Средняя за 80 лет потенциальная температура океана на глубине 1000 м в совместной модели (изолинии с шагом 10°C) и ее отклонения от данных Левитуса, показанные с помощью затемнения разной интенсивности со шкалой градаций в $^{\circ}\text{C}$, расположенной справа от рисунка. б – То же самое для солености (‰).

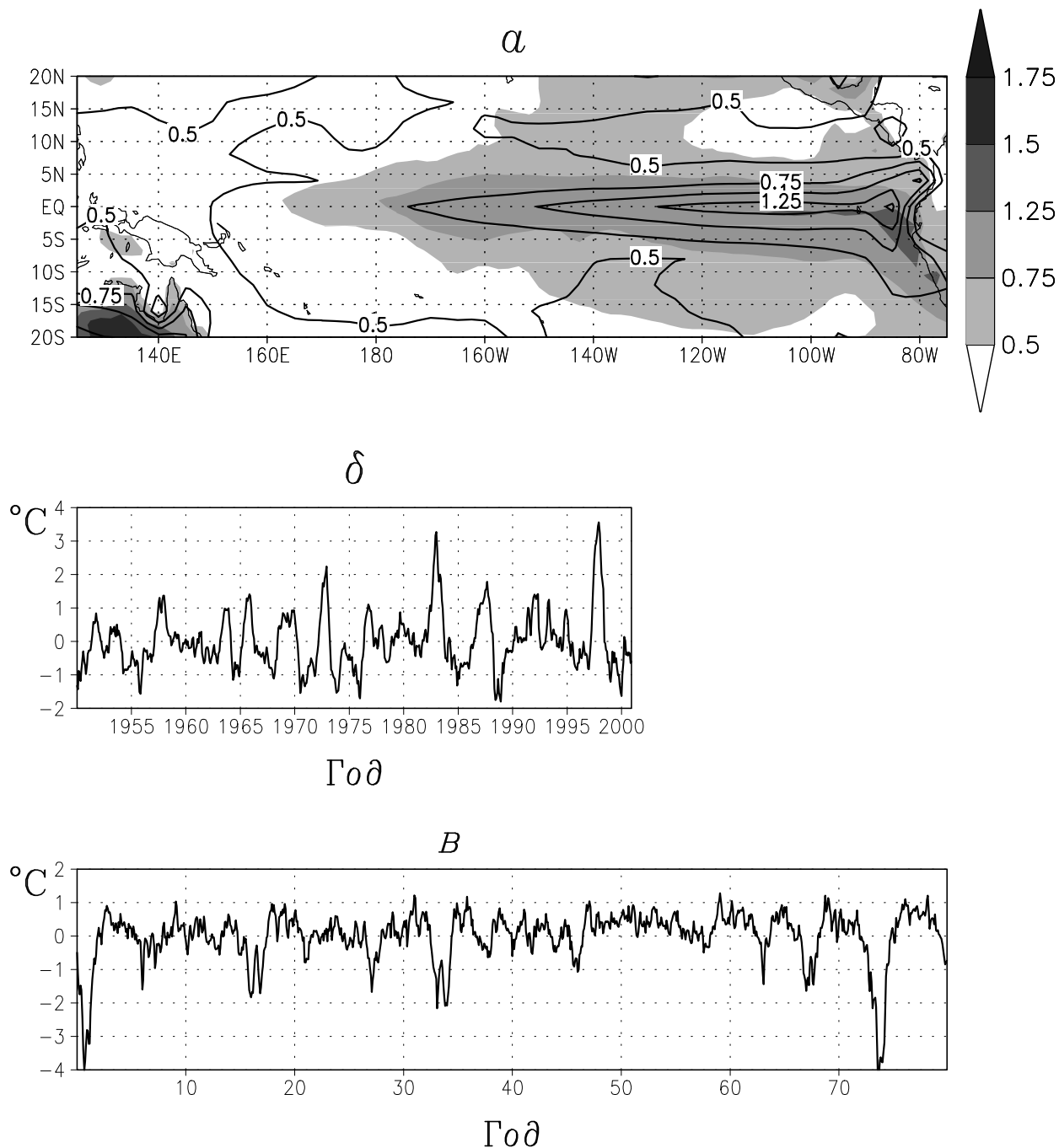


Рис. 8: а – СКО среднемесячных аномалий температуры поверхности (ТП) по данным реанализа NCEP за 1950–2000 гг., показанные с помощью затемнения разной интенсивности со шкалой градаций в $^{\circ}\text{C}$, расположенной справа от рисунка, и СКО за 80 лет среднемесячных модельных аномалий ТП, показанные с помощью изолиний с шагом 0.25°C . Временные зависимости среднемесячных аномалий ТПО, осредненных в районе Ниньо-3 (150°W – 90°W , 5°S – 5°N) по данным реанализа NCEP за 1950–2000 гг. (б) и результатов моделирования за 80 лет (в). На (б) и (в) масштабы величин и времени одинаковы.

5. Отклик климатической модели на увеличение содержания углекислого газа

В предыдущем разделе представлены результаты контрольного эксперимента по воспроизведению характеристик современного климата, в котором концентрация углекислого газа CO_2 была задана неизменной и равной наблюдавшейся в конце XX столетия. В настоящем разделе приведен анализ результатов эксперимента, в котором концентрация CO_2 увеличивалась на 1% в год от современного значения в начальный момент, что примерно вдвое превышает наблюдаемый рост углекислого газа. Условия обоих численных экспериментов полностью аналогичны тем, что использовались в международной программе SMIP [17, 28].

В расчете с увеличением CO_2 концентрация углекислого газа удваивается примерно к 70-му году модельного времени. По временному ходу среднеглобальной ТПО можно оценить характер и величину "дрейфа климата", вызванного парниковым эффектом. На рис.9 показаны вариации среднегодовых, глобально осредненных значений ТПО в контрольном эксперименте (жирная линия) и с увеличением атмосферной концентрации CO_2 (тонкая линия). Из этого рисунка видно, что увеличение концентрации CO_2 вызывает рост среднеглобальной ТПО, достигающий к концу расчетного периода 0.75°C . Этот рост происходит с ускорением, т.е. имеет отличный от линейного вид.

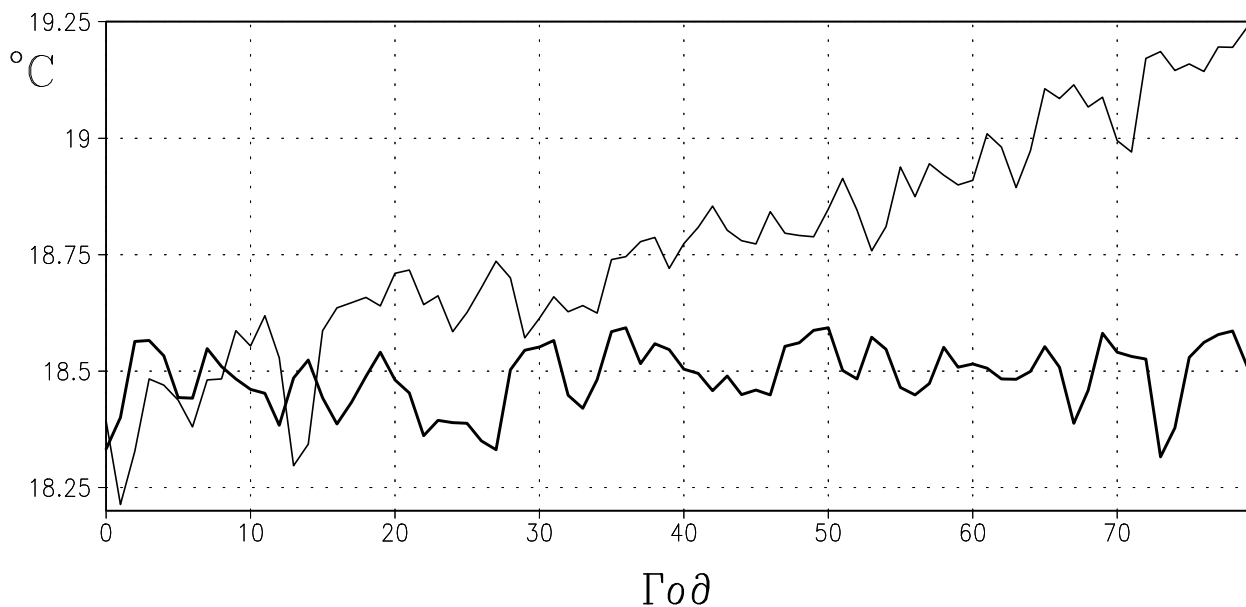


Рис. 9: Временной ход среднегодовых, глобально осредненных значений ТПО в контрольном эксперименте (жирная линия) и с увеличением концентрации CO_2 в атмосфере (тонкая линия).

Ниже анализируются атмосферные и океанические характеристики отклика модели климатической системы. Под откликом модели на увеличение CO_2 , также как и в [17], всюду, если не оговорено особо, подразумевается разность данных эксперимента с увеличением CO_2 и результатов расчетов в контрольном эксперименте за последние двадцать лет модельного времени (годы 61–80). Средним откликом будем называть отклик, усред-

ненный по результатам всех моделей, участвовавших в программе CMIP2, и представленный в [17].

5.1. Отклик в атмосфере

Отклик модели для зонально осредненных температуры и зональной скорости ветра в атмосфере представлен на рис. 10. В стратосфере происходит выхолаживание, максимальное на уровне 10 гПа и достигающее там величины 5-7 °К. В умеренных широтах в стратосфере происходит также усиление западного ветра до 2-2.5 м·с⁻¹. Это неплохо согласуется со средним откликом для всех моделей, где похолодание в стратосфере достигает 5 °К, а усиление скорости западного ветра в умеренных широтах стратосферы достигает 2-3 м·с⁻¹. В тропосфере происходит нагревание, максимальное в тропиках на высотах 200-500 гПа, а также в высоких широтах Северного полушария на высоте 500-1000 гПа и достигающее там 1.5 °К. Статистически значимое усиление западного ветра в умеренных широтах обоих полушарий происходит также и в тропосфере. Пространственная структура модельного отклика здесь близка к структуре отклика, усредненного по всем моделям. Однако, величина потепления в модели ИВМ примерно в 1.5 раза меньше, чем в среднем по всем моделям [17].

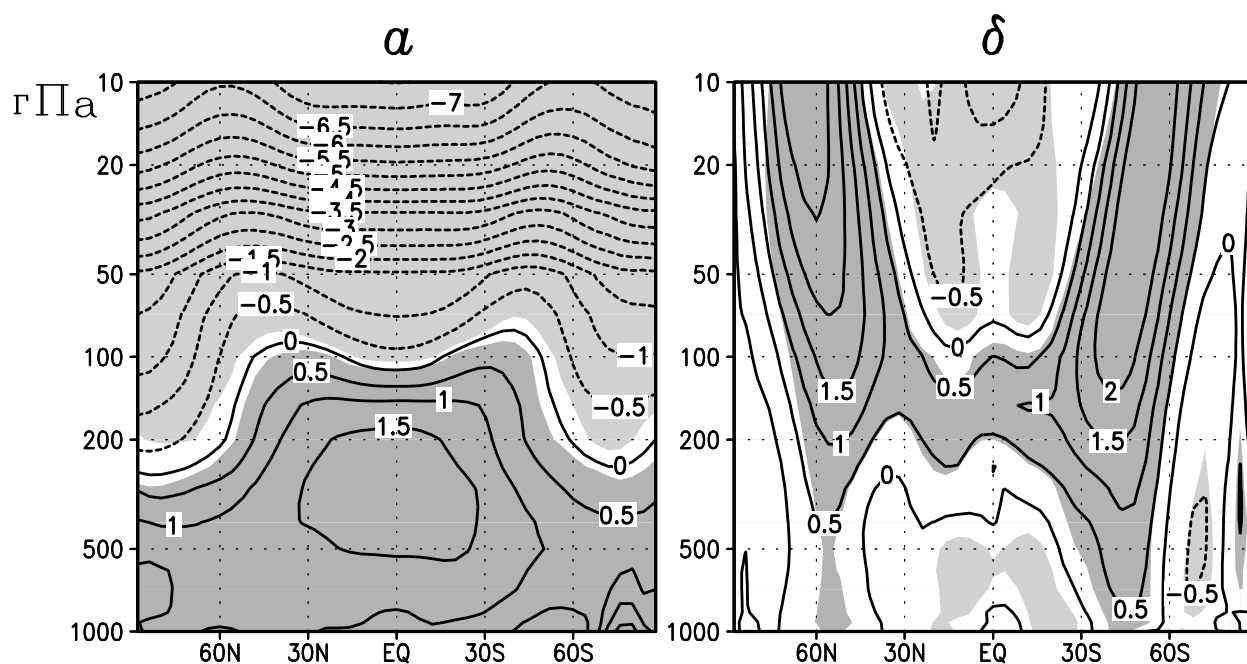


Рис. 10: Среднегодовой отклик совместной модели на увеличение CO₂ для зонально осредненной температуры (а) и зональной скорости ветра (б). Изолинии проведены через 0.5 °К для температуры и через 0.5 м·с⁻¹ для скорости ветра. Серым показаны области статистической значимости отклика с вероятностью 95%.

Средняя температура приповерхностного воздуха в контрольном эксперименте составляет 12.6 °С, что на 1.4 градуса ниже, чем температура по данным наблюдений за период

1961-1990 г.г. [24]. Среднеквадратичное отклонение (СКО) среднегодовой глобально осредненной температуры поверхности в модели равно $0.09\text{ }^{\circ}\text{K}$, а отклик модели на увеличение CO_2 составляет $0.99\text{ }^{\circ}\text{K}$. Это меньше, чем средний модельный отклик в температуре приповерхностного воздуха, который равен $1.7\text{ }^{\circ}\text{K}$. В целом по моделям СМIP, повышение среднеглобальной температуры приповерхностного воздуха находится в диапазоне значений от $0.75\text{ }^{\circ}\text{K}$ до $3.77\text{ }^{\circ}\text{K}$.

Пространственные распределения среднегодового отклика модели для температуры поверхности, давления на уровне моря и осадков приведены на рис.11. В модели потепление максимально в центре Евразии (рис.11а) и достигает там $3.5\text{ }^{\circ}\text{K}$, а также в Антарктиде (до $2.5\text{ }^{\circ}\text{K}$). На большей части остальных континентов потепление составляет $1\text{ }^{\circ}\text{K}$ – $1.5\text{ }^{\circ}\text{K}$, а на большей части океанов $0.5\text{ }^{\circ}\text{K}$ – $1\text{ }^{\circ}\text{K}$. В Южном океане, а также на севере Атлантики и Тихого океана, есть области, где в модели величина потепления меньше $0.5\text{ }^{\circ}\text{K}$. В Евразии отклик модели в температуре близок по величине к среднему по всем моделям, а в остальных районах он меньше среднего примерно в 2 раза. По усредненным данным всех моделей, минимальная величина потепления (около $1\text{ }^{\circ}\text{K}$) имеет место в тех же местах, где потепление минимально и в модели ИВМ РАН: в Южном океане и на севере Атлантики.

Давление при увеличении CO_2 в модели ИВМ уменьшается в высоких широтах обоих полушарий на 1-2 гПа и несколько возрастает в субтропиках обоих полушарий (рис.11б). Это неплохо соответствует отклику, усредненному по всем моделям.

Глобально осредненные среднегодовые осадки в контрольном эксперименте составляют величину $2.76\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$, что близко к среднему по всем моделям значению $2.83\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ и оценкам по данным наблюдений [34] 2.66 – $2.82\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$. Среднеквадратичное отклонение среднегодовых осадков в контрольном эксперименте составляет около $0.01\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$, а отклик модели на увеличение CO_2 достигает значения $0.03\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$. Для моделей СМIP2 величина этого отклика изменяется от 0.03 до $0.15\text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$. Таким образом, и для глобально осредненных осадков отклик модели ИВМ оказывается одним из наименьших среди всех СМIP-моделей.

Рассматривая пространственное распределение отклика осадков в модели (рис.11в), можно отметить статистически значимое увеличение осадков в центре Тихого океана, в районе летнего азиатского муссона, в северной половине Евразии и Северной Америки, а также в некоторых районах средних и высоких широт Южного полушария. Статистически значимое уменьшение осадков произошло на юге Европы, в тропической Атлантике, а также в некоторых субтропических районах обоих полушарий. География уменьшения и увеличения осадков в модели ИВМ хорошо согласуется с откликом, усредненным по всем моделям. В тропиках и субтропиках отклик модели ИВМ имеет более пестрый характер, чем отклик, усредненный по всем моделям СМIP [17], поскольку усреднение по моделям приводит к дополнительному сглаживанию.

Большая часть среднегодового потепления в Евразии вызвана потеплением в холодную половину года. Вклад динамики в потепление на континентах Северного полушария в холодное полугодие достигает на севере Европы и западе Сибири $1\text{ }^{\circ}\text{K}$ – $2\text{ }^{\circ}\text{K}$, что составляет 20-50% от общего потепления. В остальных районах вклад изменения динамики в потепление близок к нулю или даже слабоотрицателен. В давлении в Северном полушарии отклик в этот период также больше по величине, чем среднегодовой, и значительная часть его обусловлена арктической осцилляцией [33]. Большая часть увеличения осадков на севере Атлантики и Европы, а также большая часть уменьшения осадков на юге Европы, обусловлена изменениями динамики атмосферы. В случае использования атмосферной модели с

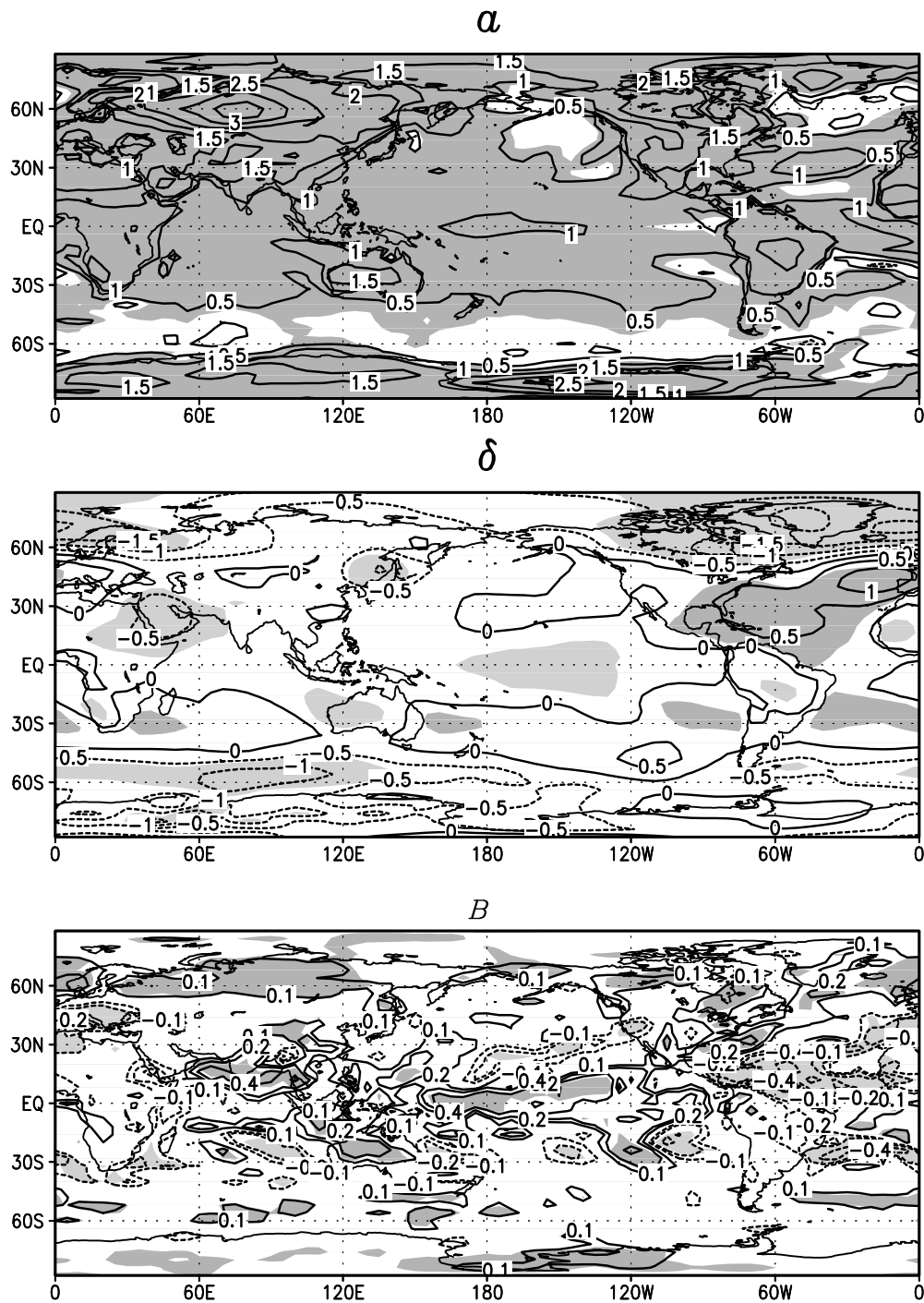


Рис. 11: Среднегодовой отклик для температуры поверхности (а), давления на уровне моря (б) и осадков (в). Изолинии проведены через 0.5 °К для температуры, через 0.5 гПа для давления. Для осадков изолинии соответствуют значениям -0.8, -0.4, -0.2, -0.1, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8 мм·сут⁻¹. Серым показаны области статистической значимости отклика с вероятностью 95%.

предписанной ТПО потепление также максимально в Евразии и достигает там $2\text{ }^{\circ}\text{K}$ – $3\text{ }^{\circ}\text{K}$, то есть составляет примерно половину величины потепления в совместной модели. В Арктике и Антарктике оно составляет около $1\text{ }^{\circ}\text{K}$, а на континентах в низких широтах не превосходит $0.5\text{ }^{\circ}\text{K}$. Уменьшение осадков в атмосферной модели на юге Европы получается примерно таким же, как и в совместной модели, а увеличение осадков на севере Евразии примерно вдвое меньшим, чем в эксперименте с совместной моделью атмосферы и океана.

5.2. Отклик в океане

Температура поверхности океана является одним из главных факторов, формирующих отклик совместной модели на увеличение содержания CO_2 . Поскольку парниковый эффект в возмущенной совместной системе проявляется, в первую очередь, в перераспределении радиационных потоков, то отклик в ТПО должен быть связан с откликом в радиационном балансе поверхности океана. Здесь под радиационным балансом понимается разность между приходящими и уходящими радиационными потоками на поверхности океана, которые в модели атмосферы рассчитываются отдельно для длинноволновой и коротковолновой частей радиационного спектра.

Рассмотрим связи между откликом ТПО и откликами для составляющих потоков импульса и тепла на поверхности океана. При этом будем полагать, что потоки в океан имеют положительные значения, а из океана – отрицательные. Приведенные в Таб.1 коэффициенты пространственной корреляции показывают, что сильные связи имеются между откликом ТПО и величиной отклика в поверхностном напряжении трения ветра (τ_W), откликами в потоке скрытого тепла (LH) и балансах длинноволновой (LW) и коротковолновой (SW) радиации, а также их суммы (LW+SW). Это справедливо как для глобального океана, так и для его основных акваторий – Тихого, Атлантического и Индийского океанов, к которым отнесены и соответственные секторы Южного океана. Коэффициенты корреляции и средние значения откликов в потоках рассчитывались для полосы 55°S – 55°N . Такой выбор обусловлен тем, что здесь круглый год практически отсутствует сплошной лед, значительно изменяющий теплообмен между атмосферой и океаном. Следует отметить, что все корреляции значимы с надежностью более чем 99%.

Для всех регионов Мирового океана и, следовательно, для глобального океана в целом характерно увеличение по модулю ветрового воздействия на океан при увеличении концентрации CO_2 . Значительные отрицательные величины корреляции для τ_W свидетельствуют о том, что отклик динамического локального воздействия атмосферы в значительной мере участвует в формировании отклика в ТПО. Причем это участие может быть как за счет ветрового перемешивания, так и за счет модуляции потоков скрытого и явного (SH) тепла. Ветровое перемешивание понижает ТПО за счет вовлечения нижележащих, более холодных, слоев океана. Поток скрытого тепла практически всегда способствует теплопотерям океана. Поэтому рост его величины за счет усиления ветра также уменьшает величину ТПО.

Наибольшая связь, с корреляцией -0.64 , для τ_W наблюдается в Индийском океане. Повидимому, это связано с тем, что наиболее сильно ветровое воздействие на структуру течений проявляется именно в Индийском океане в связи с изменчивостью, в частности, муссонной циркуляции. Поэтому, повышение корреляции в этом регионе может быть обусловлено нелокальным ветровым воздействием через адвекцию посредством изменения структуры поверхностных течений. В Атлантике, несмотря на то, что средняя величина

Таблица 1: Коэффициенты пространственной (в полосе 55°S–55°N) корреляции между откликом в ТПО и откликами для составляющих потоков на поверхности океана (r) и их средние по пространству величины (M). Значения r и M приводятся для глобального (ГО), Тихого (ТО), Атлантического (АО) и Индийского (ИО) океанов. Приведены значения для откликов следующих составляющих потоков на поверхности океана: τ_W – поверхностного напряжения трения ветра; НВ – баланса тепла; ЛН – скрытого тепла; ШН – явного тепла; LW и SW – балансов длинноволновой и коротковолновой радиации и их суммы LW+SW. Средние величины для составляющих потоков тепла приведены в Вт·м⁻², а для напряжения трения – в Н·м⁻².

	τ_W		НВ		ЛН		ШН		LW		SW		LW+SW	
	r	$M \times 10^3$	r	M	r	M	r	M	r	M	r	M	r	M
ГО	-0.41	4.0	-0.14	0.94	-0.54	-0.91	-0.19	0.96	-0.43	3.35	0.48	-2.46	0.45	0.89
ТО	-0.43	3.2	-0.21	0.92	-0.50	-0.86	-0.16	1.09	-0.25	3.38	0.31	-2.69	0.30	0.69
АО	-0.31	5.9	-0.04	0.78	-0.60	-0.18	-0.16	0.75	-0.61	3.70	0.63	-3.49	0.57	0.21
ИО	-0.64	4.0	-0.24	1.14	-0.51	-1.91	-0.43	0.85	-0.09	2.84	0.41	-0.64	0.50	2.20

изменения τ_W (0.0059 Н·м⁻²) выше, чем в остальных регионах, корреляция оказывается наименьшей.

Во всех основных акваториях Мирового океана в полосе 55°S–55°N изменение среднего по пространству притока тепла к океану при увеличении концентрации CO₂ осуществляется за счет длинноволновой радиации и потока явного тепла, что вполне объясняется парниковым эффектом: происходит задержка длинноволновой радиации в тропосфере и рост ее температуры. Средние по пространству теплопотери в выделенных регионах океана при увеличении концентрации CO₂ формируются за счет изменений потока скрытого тепла и баланса коротковолновой радиации. В полосе 55°S–55°N глобального океана средний за последние 20 лет эксперимента приток тепла в океан, обусловленный увеличением концентрации CO₂, составляет 0.94 Вт·м⁻².

Учет знаков и величин корреляций позволяет сделать предположение, что формирование пространственной структуры отклика в ТПО осуществляется, в основном, за счет изменения суммарного радиационного баланса. При этом сам этот баланс зависит от ТПО, т.к. формирование облачности над океаном, определяющей пространственную структуру радиационного баланса, в свою очередь зависит от ТПО.

На рис.12а показаны пространственные распределения откликов в ТПО (с помощью градаций серого цвета) и в радиационном балансе поверхности океана (с помощью изолиний). Как уже было показано выше, среднеглобальная ТПО увеличилась (см. рис.9). Однако, это увеличение, обусловленное парниковым эффектом, неоднородно по акватории Мирового океана (рис.12а). Более того, в отдельных областях отклик в ТПО имеет отрицательные значения. Из рис.12а видно, что области больших положительных значений отклика для ТПО связаны с положительными значениями отклика для радиационного баланса. Наоборот, области с меньшими значениями отклика для ТПО привязаны к областям с отрицательными значениями радиационного отклика. Эта связь проявляется в довольно сильной пространственной корреляции между этими откликами, составляющей

величину 0.45 для полосы 55°S–55°N акватории Мирового океана.

Отрицательная корреляция между откликом в ТПО и откликом в LW, объясняется тем, что в областях малых значений температурного отклика наблюдаются большие положительные значения отклика в LW. Последние обусловлены высокой облачностью в этих районах, которая, в свою очередь, ослабляет проникновение коротковолновой радиации к поверхности океана. Поэтому в областях малого отклика ТПО наблюдаются большие отрицательные отклики в SW. Отрицательные значения отклика в SW превосходят по величине положительные значения отклика в LW в этих регионах, что обуславливает большую пространственную корреляцию между откликами в ТПО и LW+SW.

Из рис.12а видно, что имеется несколько регионов со значительным отрицательным откликом радиационного баланса поверхности океана. Три из них расположены в Тихом океане и привязаны к Американскому побережью, два находятся в тропиках Южного и Северного полушарий и один – в средних широтах Северного полушария. Еще три области расположены в Атлантическом океане, из которых две находятся в тропиках Южного и Северного полушарий и одна – в средних широтах Северного. Следует отметить, что эти области захватывают всю ширину Атлантики.

Сформированная картина пространственного отклика в ТПО оказывает существенное влияние на формирование отклика для скрытого тепла, что проявляется в большой отрицательной корреляции для LH. Через поток скрытого тепла океан отдает тепло, накопленное за счет изменения радиационного баланса, в атмосферу. Атмосфера также нагревает океан за счет изменения потока явного тепла. Однако, последнее уже не столь сильно привязано к пространственной структуре отклика в ТПО, что проявляется в малых значениях корреляций для SH (см. Таб.1). Процессы потери тепла за счет LH и его приобретения за счет SH, в среднем по океанам, почти компенсируют друг друга (см. Таб.1). Поэтому главным фактором роста среднеглобальной ТПО при увеличении концентрации CO₂ оказывается изменение радиационного баланса поверхности океана.

Поскольку соленость поверхности океана сильно зависит от баланса пресной воды (осадки минус испарение) на поверхности океана, то их отклики должны быть сильно связаны. Это хорошо проявляется на рис.12б. Из этого рисунка видно, что отрицательные значений отклика для солености привязаны к областям больших значений отклика для потока пресной воды в океан, где осадки превышают испарение и происходит распреснение поверхностных вод. Наоборот, области положительных отклонений солености связаны с областями повышенного испарения. Эта связь проявляется в большой пространственной корреляции между пространственными распределениями откликов для солености и потока пресной воды на поверхности океана, которая достигает величины -0.52 для полосы 55°S–55°N акватории Мирового океана.

Следует отметить, что если в Тихом океане наблюдается распреснение, то в Атлантическом океане, в основном, имеет место осолонение поверхностных вод. Это вполне соответствует пространственной структуре отклика в потоке пресной воды на поверхности океана, обусловленного увеличением концентрации CO₂. Такой характер изменения солености соответствует также и пространственному распределению отклика осадков в модели (рис.11), где статистически значимое увеличение осадков наблюдается в Тихом океане, а уменьшение – в тропической и субтропической Атлантике.

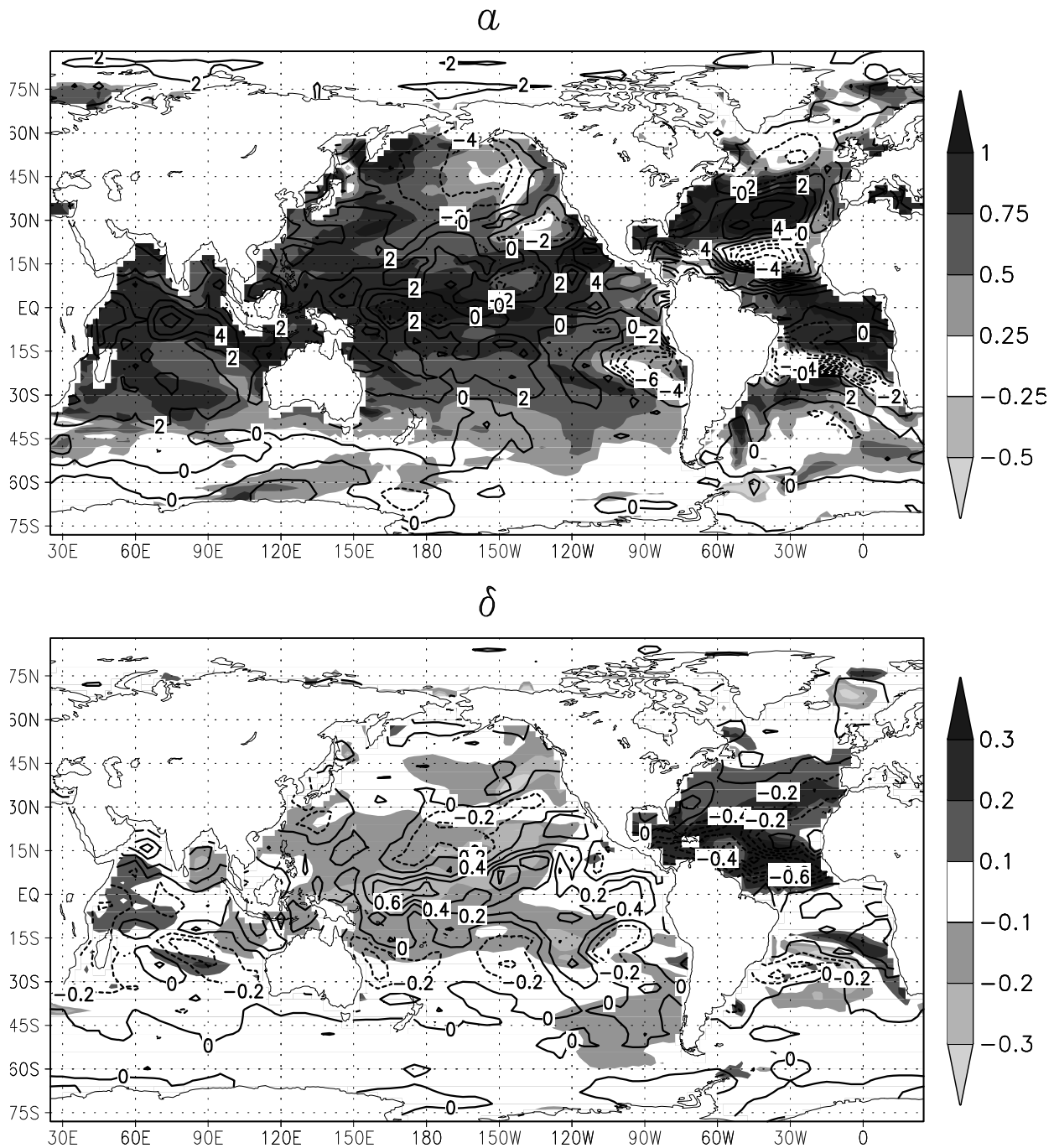


Рис. 12: а – Пространственные распределения откликов в ТПО ($^{\circ}\text{C}$, градации серого цвета) и в радиационном балансе на поверхности океана (изолинии с шагом $2 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$). б – Пространственные распределения откликов в солёности (‰ , градации серого цвета) и в потоке пресной воды (осадки минус испарение) на поверхности океана (изолинии с шагом $0.2 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$). Темная штриховка и непрерывные изолинии соответствуют положительным областям, светлая штриховка и прерывистые изолинии – отрицательным.

Заключение

В работе представлена модель климатической системы, построенная на основе объединения моделей общей циркуляции атмосферы и океана без использования процедуры коррекции потоков на поверхности океана. Этого удалось достичь, главным образом, за счет того, что модели атмосферы и океана сами по себе достаточно хорошо воспроизводят климатические состояния атмосферы и океана (см. [2] и [6]).

Описан метод вычисления оператора отклика климатических моделей и реальной климатической системы на малые внешние воздействия (расчет возмущения первого момента). Метод основан на применении диссипационно-флуктуационных соотношений для систем с большим числом положительных показателей Ляпунова. Показано, что приближенный оператор отклика позволяет с высокой точностью воспроизвести как величину, так и пространственную структуру линейной части отклика модели общей циркуляции атмосферы.

Проведены численные эксперименты по моделированию современного климата, позволяющие сделать вывод о том, что созданная модель вполне соответствует международному уровню при воспроизведении основных характеристик климата Земли. Это следует из сравнения характеристик климата, полученных в ходе экспериментов с совместной моделью ИВМ по сценарию СМIP, с результатами обработки данных по сообществу моделей, участвующих в этом проекте [17].

Проанализирован отклик совместной модели атмосферы и океана на увеличение CO_2 . Глобально осредненное потепление на поверхности составляет по данным модели около 0.99°K . Максимальное потепление происходит в центре Евразии и достигает там $2\text{--}3.5^\circ\text{K}$. В холодную половину года это потепление выражено сильнее ($3\text{--}5^\circ\text{K}$), чем в теплую половину ($1\text{--}1.5^\circ\text{K}$). Приблизительно третья часть величины потепления в холодное полугодие в Евразии ($1\text{--}2^\circ\text{K}$) объясняется изменением динамики атмосферы, а именно увеличением индекса арктической осцилляции. Аналогичное изменение динамики атмосферы в средних широтах Северного полушария происходит и при удвоении CO_2 в модели атмосферы с фиксированной ТПО. Величина глобального потепления в модели ИВМ примерно в 1.7 раза меньше, чем в среднем для СМIP-моделей.

Главным фактором роста среднеглобальной ТПО при увеличении концентрации CO_2 является изменение радиационного баланса поверхности океана. Анализ знаков и величин коэффициентов пространственных корреляций между откликом ТПО и откликами для компонент теплового баланса поверхности океана показывает, что формирование пространственной структуры отклика в ТПО осуществляется, в основном, за счет изменения суммарного (коротко- и длинноволнового) радиационного баланса. Отклик в солёности поверхности океана в значительной мере определяется изменением, при увеличении концентрации CO_2 , баланса пресной воды на поверхности океана. При этом в Тихом океане наблюдается распреснение, а в Атлантическом, в основном, осолонение поверхностных вод.

Можно утверждать, что в Институте вычислительной математики РАН созданы теоретические и технологические предпосылки для решения задач, связанных с проблемой предсказания климатических изменений — как естественных, так и вызываемых деятельностью человеческого сообщества. Разработанные в Институте модели общей циркуляции атмосферы и океана достигли в настоящее время мирового уровня сложности описания физических процессов и адекватности воспроизведения характеристик современного

климата. Результаты моделирования совместной циркуляции атмосферы и океана свидетельствуют о перспективности дальнейшего развития климатической модели ИВМ РАН с целью исследования изменений климата на различных масштабах времени.

Представленные в данной работе исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий (контракт № МО-10(00)-П), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 01-05-64150, 02-05-64901, 02-05-64909, 02-05-64911, 02-05-65020, 02-15-98515), а также ИНТАС (гранты №№ 00-189, 01-732, 01-2132).

Список литературы

- [1] Алексеев В.В., Залесный В.Б. Численная модель крупномасштабной динамики океана. Вычислительные процессы и системы. Ред. Г.И. Марчук. Вып. 10. – М.: Наука, 1984, с. 232–252.
- [2] Алексеев В.А., Володин Е.М., Галин В.Я., Дымников В.П., Лыкосов В.Н. Моделирование современного климата с помощью атмосферной модели ИВМ РАН. – М.: Препринт ИВМ РАН N 2086-B98, 1998, 215 с.
- [3] Володин Е.М., Лыкосов В.Н. Параметризация процессов тепло- и влагообмена в системе растительность-почва для моделирования общей циркуляции атмосферы. 1. Описание и расчеты с использованием локальных данных наблюдений. – Известия АН. Физика атмосферы и океана, 1998, т. 34, с. 453–465.
- [4] Галин В.Я. Параметризация радиационных процессов в атмосферной модели ИВМ. – Известия АН. Физика атмосферы и океана, 1998, т.34, с. 380–389.
- [5] Глазунов А.С., Дианский Н.А., Дымников В.П. Локальные и глобальные отклики атмосферной циркуляции на аномалии поверхностной температуры океана в средних широтах. Известия АН, Физика атмосферы и океана, 2001, т. 37, с. 581–600.
- [6] Дианский Н. А., Багно А. В., Залесный В. Б. Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра. – Известия АН. Физика атмосферы и океана, 2002, т. 38, с. 537–556.
- [7] Дианский Н.А., Володин Е.М. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана. – Известия АН. Физика атмосферы и океана, 2002, т. 38, с. 824–840.
- [8] Дымников В.П., Грицун А.С. Хаотические аттракторы климатических моделей.— М.: Препринт ИВМ РАН, 2000, 53 с.
- [9] Дымников В.П., Грицун А.С. Парная симметрия глобальных показателей Ляпунова на аттракторах моделей динамики атмосферы. Известия АН, Физика атмосферы и океана, 2001, т. 37, № 3.
- [10] Дымников В.П., Филатов А.Н. Основы математической теории климата. М.: ВИНТИ, 1994, 252 с.

- [11] Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. – М., Наука, 1980, 535 с.
- [12] Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.А., Лыкосов В.Н., Галин В.Я. Математические моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1984, 320 с.
- [13] Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.А. Математические модели в геофизической гидродинамике и численные методы их реализаций. – Л.: Гидрометеоздат, 1987, 296 с.
- [14] Arakawa A., Lamb V.R. A potential enstrophy and energy conserving scheme for shallow water equations. – *Mon Wea.Rev.*, 1981, v. 109, p. 18–36.
- [15] Asselin R. Frequency filter for time integrations. – *Mon. Wea. Rev.*, 1972, v. 100, p. 487–490.
- [16] 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.
- [17] Covey C., AchutaRao K.M., Lambert S.J., Taylor K.E. Intercomparison of present and future climates simulated by coupled ocean-atmosphere GCMs. – PCMDI Report, No. 66, 2000, 21 p.
- [18] Covey C., Abe-Ouchi A., Boer G.J., Boville B.A., Cubasch U., Fairhead L., Flato G.M., Gordon H., Guilyardi E., Jiang X., Johns T.C., Le Treut H., Madec G., Meehl G.A., Miller R., Noda A., Power S.B., Roeckner E., Russell G., Schneider E.K., Stouffer R.J., Terray L., von Storch J.-S. The seasonal cycle in coupled ocean-atmosphere general circulation models. – *Climate Dynamics*, 2000, v. 16, p. 775–787.
- [19] Дымников В., Филатов А. Mathematics of climate modeling. Birkhauser, Boston, 1997, 264 pp.
- [20] Gleckler, P.J., Philips T.J., McCravy A. AMIP home page. – Accessible online at <http://www-pcmdi.llnl.gov/amip/>.
- [21] Gritsoun A.S., Branstator G., Дымников В.П. Construction of the linear response operator of an atmospheric general circulation model to small external forcing. – *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*, 2002, v. 17, p. 399–416.
- [22] Hines C.O. Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 2. Broad and quasimonochromatic spectra, and implementation. – *J. Atm. Sol. Terr. Phys.*, 1997, v. 59, p. 387–400.
- [23] Jerlov N. Optical oceanography. Elsevier, 1968.
- [24] Jones P.D., New M., Parker D.E., Martin S., Rigor I.G. Surface air temperature and its changes over the past 150 years. – *Rev. Geophys*, 1999, v.37, p. 173–199.

- [25] Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen J., Zhu Y., Leetmaa A., Reynolds B., Chelliah M., Ebisuzaki W., Higgins W., Janowiak J., Mo K.C., Ropelewski C., Wang J., Jenne R., Joseph D. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. – *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1996 v. 77, p. 437–471.
- [26] Kraichnan R. Classical fluctuation-relaxation theorem. – *Phys. Rev.*, 1959, v. 113, p. 1181–1183.
- [27] Levitus S. World Ocean Atlas - CD-ROM Data Set. – U.S.Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Environmental Satellite Data and Information Service, National Oceanographic Data Center, Ocean Climate Laboratory, 1994.
- [28] Meehl G.A., Boer G.J., Covey C., Latif M., Stouffer R.J. The Coupled Model Intercomparison Project (CMIP). – *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 2000, v. 81, p. 313–318.
- [29] Mesinger F., Arakawa A. Numerical methods used in atmospheric models. Vol. I. – JOC, GARP Publication Series, v. 17, Geneva, World Meteorological Organization, C.P. V. 5, CH-1211, Geneva, 1976, 64 p.
- [30] Palmer T.N., Shutts G.J., Swinbank R. Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation an numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. – *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1986, v. 112, p. 1001–1031.
- [31] Pitcher E.J., Malone R.C., Ramanathan V., Blackmon M., Puri K., Bourke W. January and July simulations with a spectral general circulation model. – *J. of Atmos. Sci.*, 1982, v.40, p. 580.
- [32] Robert A.J., Henderson J., Turnbull C. An implicit time integration scheme for baroclinic modes in the atmosphere. – *Mon. Wea. Rev.*, 1972, v. 100, p. 329–335.
- [33] 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.
- [34] Xie P., Arkin P. Global precipitation: a 17-year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimates and numerical model outputs. – *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1997, v.78, p. 2539–2558.