

Изучение влияния пространственного разрешения на время установления задачи при численном моделировании глобального климата океана

А. В. ЩЕРБАКОВ¹, В. В. МАЛАХОВА²

¹Югорский НИИ информационных технологий, Ханты-Мансийск, Россия

²Институт вычислительной математики
и математической геофизики СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: scherbak@uriit.ru, malax@sscc.ru

Представлена трехмерная квазигеострофическая численная модель климата Мирового океана. Обсуждаются результаты численных экспериментов, показывающие свойства численной модели глобального климата в зависимости от вертикального и горизонтального разрешения, анализируется время достижения установившегося состояния океана.

Ключевые слова: глобальная термохалинная циркуляция океана, неявная численная модель, схемная вязкость, равновесное состояние.

Введение

Мировой океан является одним из основных элементов в климатической системе Земли и включение его математической модели в качестве компонента является обязательным при исследовании глобальных изменений климата с большим временным интервалом порядка десятков и сотен тысяч лет. Большой временной масштаб с точки зрения получения установившегося решения за приемлемое машинное время накладывает жесткие ограничения на используемые разностные схемы и методы решения конечно-разностных уравнений, что делает весьма трудоемким использование полных гидротермодинамических уравнений. В последнее время нашли развитие так называемые промежуточные (фильтрованные) модели [1, 2], основанные на ряде упрощающих предположений, например, на использовании уравнений геострофического баланса с линейным трением [3–5] и достаточно грубого пространственного разрешения в горизонтальной плоскости. Это позволило, например, изучить планетарные климатические процессы во время максимума последнего ледникового периода [6] и рассчитать глобальные биогеохимические циклы [7, 8].

Представленная в настоящей работе численная модель глобального климата океана [9] предназначена для длительных климатических экспериментов, имеющих временной масштаб от нескольких тысяч до сотен тысяч лет. Ее привлекательной особенностью является то, что уравнения движения, как и уравнения состояния и неразрывности, не имеют производных по времени, эволюционными являются только уравнения для температуры и солености. Данное упрощение значительно повышает экономичность численного алгоритма решения задачи по сравнению с традиционно применяемыми в

океанологии более полными моделями общей циркуляции. Для решения линеаризованных на временном интервале уравнений переноса тепла и соли используются схемы неявной аппроксимации. Это снимает ограничение на величину шага по времени вблизи Северного полюса, где шаг по долготе стремится к нулю, и позволяет применять обычную широтно-долготную сетку. Разностная схема для уравнений переноса тепла и соли по горизонтальным координатам имеет второй порядок аппроксимации, а по вертикальной координате — первый.

В работе исследуется влияние схемной диффузии (вязкости) по вертикали на рассчитываемые климатические поля температуры, солености и течений в зависимости от вертикального разрешения. На пятиградусной широтно-долготной сетке проведены численные эксперименты с 12, 24, 36, 72, 144 и 288 расчетными вертикальными уровнями. Для вертикальной сетки с 24 уровнями проведен эксперимент с разрешением в три градуса в горизонтальной плоскости. Исследуется модельное время достижения установившегося состояния климата океана в зависимости от вертикального разрешения.

Начиная с неподвижного однородного океана как объекта с постоянной температурой 3.62 °C и соленостью 34.73 ‰ решается задача о формировании крупномасштабных климатических полей температуры, солености и течений в Мировом океане под действием сезонно изменяющихся на поверхности океана температуры, солености и напряжений трения ветра.

1. Модель общей циркуляции океана

Выпишем используемую систему уравнений гидротермодинамики климата океана в сферической системе координат, используя традиционные приближения, принятые при моделировании общей циркуляции океана: Буссинеска, гидростатики, несжимаемости морской воды [10, 11]:

$$R_1 u + \ell v = \frac{g}{a \sin \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \lambda} - \frac{g}{a \rho_0 \sin \theta} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1)$$

$$-\ell u + R_1 v = \frac{g}{a} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} - \frac{g}{a \rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial \theta} dz + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \sin \theta}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\mu}{a^2} \Delta T, \quad (4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial S}{\partial \theta} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{\mu}{a^2} \Delta S. \quad (5)$$

Уравнение состояния морской воды имеет вид

$$\rho = f(T, S). \quad (6)$$

Решение системы уравнений (1)–(6) ищется в неодносвязной области бассейна океана Ω с границей $\partial\Omega$, состоящей из невозмущенной поверхности океана $z = 0$, рельефа дна $z = H(\lambda, \theta)$ и боковой цилиндрической поверхности материковых границ Γ . Система уравнений дополнена следующими граничными условиями:

на поверхности океана при $z = 0$

$$\nu \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\tau_\lambda}{\rho_0}, \quad \nu \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\tau_\theta}{\rho_0}, \quad w = 0,$$

$$T = T^*(t, \lambda, \theta, 0), \quad S = S^*(t, \lambda, \theta, 0); \quad (7)$$

на дне океана при $z = H(\lambda, \theta)$

$$\nu \frac{\partial u}{\partial z} = -R_2 \int_0^H u dz, \quad \nu \frac{\partial v}{\partial z} = -R_2 \int_0^H v dz,$$

$$w = \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad \kappa \frac{\partial S}{\partial n} = 0; \quad (8)$$

на боковой поверхности Γ

$$\mu \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad \mu \frac{\partial S}{\partial n} = 0, \quad u_n = 0; \quad (9)$$

в начальный момент времени $t = 0$

$$T = T^0(\lambda, \theta, z), \quad S = S^0(\lambda, \theta, z). \quad (10)$$

В работе использованы нижеприведенные обозначения:

u, v, w — компоненты вектора скорости по координатам λ, θ, z , где λ — долгота, θ — коширота, т. е. дополнение широты до 90° , и ось z направлена вертикально вниз; t — время;

ρ_0, ρ — среднее значение и аномалия плотности;

$z = \xi(\lambda, \theta)$ — уровенная поверхность океана;

$R_1 u, R_1 v$ — дополнительное линейное трение вблизи экватора;

ν — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости;

κ, μ — коэффициенты вертикальной и горизонтальной турбулентной диффузии тепла и соли;

$\ell = 2\omega \cos \theta$ — параметр Кориолиса;

a, ω, g — соответственно радиус, угловая скорость и ускорение силы тяжести Земли;

$\tau_\lambda(t, \lambda, \theta), \tau_\theta(t, \lambda, \theta)$ — известные напряжения трения ветра;

$T^0(\lambda, \theta, z) = 3.62 \text{ }^\circ\text{C}$, $S^0(\lambda, \theta, z) = 34.75 \text{ } \text{‰}$ — начальные значения температуры и солености;

$T^*(t, \lambda, \theta, 0), S^*(t, \lambda, \theta, 0)$ — сезонно изменяющиеся на поверхности океана данные по температуре и солености из атласа Левитуса [12], осредненные по пятиградусным трапециям;

R_2 — коэффициент трения о дно;

n — нормаль к боковой поверхности Γ или к поверхности дна $H(\lambda, \theta)$;

$H(\lambda, \theta)$ — рельеф дна океана;

$\Delta = \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta}$ — лапласиан в сферической системе координат;

$\rho = f(T, S)$ — уравнение состояния для вычисления плотности по температуре и солености в форме Мамаева.

Значения коэффициентов турбулентного обмена и диффузии, входящие в уравнения, приняты следующими: $\nu = 75 \text{ см}^2/\text{с}$, $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$, $\mu_\theta = \mu_\lambda = 3.6 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, $R_1 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$, $R_2 = 4.5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$.

Поскольку вблизи экватора геострофические уравнения вырождаются, то в десятиградусной полосе, включающей экватор, в уравнения движения вводится дополнительное трение за счет увеличения коэффициента R_1 в 1000 раз. Для параметризации адвективного переноса, осуществляемого системой экваториальных течений, в узкой экваториальной полосе верхнего поверхностного слоя толщиной 500 м в 100 раз увеличивается коэффициент диффузии тепла и соли вдоль экватора [13].

Область Мирового океана аппроксимируется на равномерной сетке с шагом 5 и 3° по долготе и широте со смещением относительно экватора и боковой границы на половину шага. В Южном полушарии область ограничена берегом Антарктиды. Северная граница расчетной области отсутствует, первые расчетные точки лежат около Северного полюса на параллели 87.5° с.ш. [14].

Наиболее резкие изменения искомым характеристик по глубине происходят у поверхности океана, поэтому для более подробного описания слоя термоклина в вертикальном направлении вводится неравномерная сгущающаяся к поверхности сетка. Сетка задается по формуле $\eta = \sqrt{z + \alpha}$, $\alpha \ll H$, где $H = 5000 \text{ м}$ — максимальная глубина дна. При этом в переменной η сетка является равномерной, а в переменной z она сгущается к поверхности океана. Например, шаги сетки изменяются от минимального 103.8 м до максимального 729.5 м при 12 вертикальных уровнях и от 1.8 м до 32.9 м при 288 уровнях.

Для нахождения поля течений из уравнений динамики океана (1), (2) используется метод выделения баротропной компоненты вектора скорости, который в данном случае сводится к определению вспомогательной функции — интегральной функции тока. Компоненты вектора скорости вычисляются из линейных уравнений движения через интегральную функцию тока и найденные температуру и соленость [13].

Для аппроксимации адвективного переноса в адвективно-диффузионных уравнениях переноса тепла и соли (4), (5) используется девятиточечная разностная схема [15], полученная в результате применения экстраполяции Ричардсона к консервативной схеме с разностями против потока [16]. Эта схема консервативна и содержит существенно меньшую схемную вязкость. Так как по времени используется неявная схема, то на каждом шаге по времени обращаем блочно-трехдиагональную матрицу большой размерности. Применяемый для этого итерационный процесс должен быть достаточно быстрым, чтобы задачу в целом можно было реализовать за приемлемое время. Опираясь на результаты работы [17], для решения уравнений переноса тепла и соли был реализован двойной блочный итерационный процесс с прогонкой по вертикали и долготе.

Все эксперименты проводились с параметризацией конвективного перемешивания. На каждом временном шаге в каждой точке (λ_i, θ_j) для всех k от поверхности до дна проверялось условие устойчивой стратификации

$$\rho(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_{k+1}) \geq \rho(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_k).$$

При не выполнении этого условия значения $T(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_{k+1})$, $S(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_{k+1})$ заменяются на $T(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_k)$ и $S(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, z_k)$. Таким образом, заданные поверхностные температура и соленость распространяются до такого расчетного горизонта z_k , на котором стратификация устойчива. Тем самым предполагается, что в данной точке (λ_i, θ_j) происходят выброс тепла в атмосферу и соответствующий приток или отток пресной

воды. Такая процедура конвективного перемешивания подобна использованной в [18] для условия Дирихле при $z = 0$.

Так как для решения уравнений переноса тепла и соли применяется разностная схема второго порядка аппроксимации по горизонтальным переменным и первого порядка аппроксимации по вертикальной переменной, была проведена серия экспериментов по исследованию влияния вертикальной схемной вязкости на разностное решение. Был также проведен эксперимент с уменьшенным пространственным шагом — сетки 3 градуса по широте и долготе. Известно, что в случае использования симметричной аппроксимации вертикальных адвективных слагаемых при грубом пространственном разрешении, даже если осцилляции разностного решения отсутствуют, получающееся разностное решение при уменьшении шага сетки может качественно меняться [19, 20].

2. Результаты численного моделирования

Для исследования зависимости климатических полей температуры и солености от вертикального разрешения проведены численные эксперименты с 12, 24, 36, 72, 144 и 288 вертикальными уровнями. Все эксперименты начинались с одинакового, однородного по температуре и солености начального состояния T^0, S^0 . Расчеты проводились до выхода решения на установившийся (равновесный) режим с модельным шагом по времени 10 суток.

На рис. 1 представлен временной ход глобально осредненных по пространству зимних температур Мирового океана в зависимости от вертикального разрешения

$$\tilde{T}(t_n) = \sum_{i,j,k} T(t_n, \lambda_i, \theta_j, z_k) h^2 \sin \theta_i \delta z_k / \sum_{i,j,k} h^2 \sin \theta_i \delta z_k.$$

Здесь $h = \pi/36$ — шаг горизонтальной широтно-долготной сетки, δz_k — шаг сетки по вертикали.

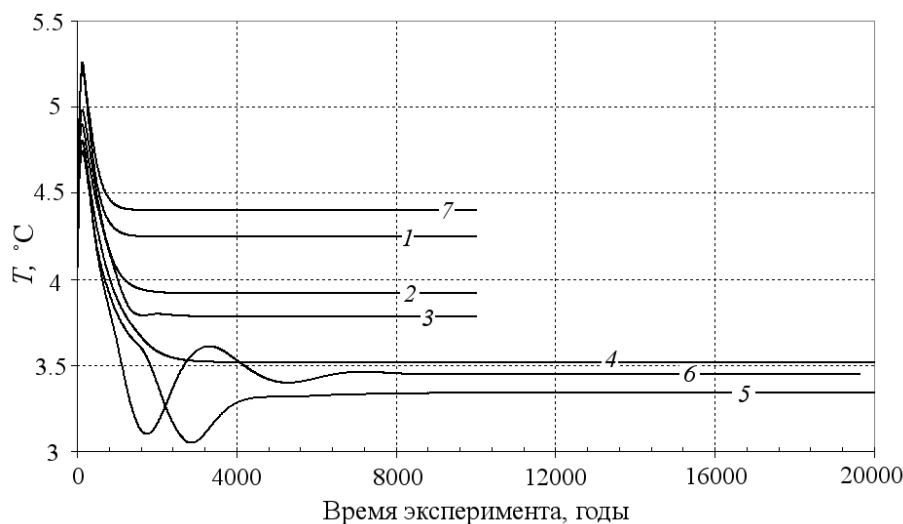


Рис. 1. Изменение по времени средней за 100 лет зимней температуры Мирового океана для экспериментов с разным разрешением; номера линий соответствуют следующим экспериментам: 1 — 12/5, 2 — 24/5, 3 — 36/5, 4 — 72/5, 5 — 144/5, 6 — 288/5, 7 — 24/3 (здесь числитель — количество уровней по вертикали, знаменатель — шаг в градусах по горизонтали)

Время установления ($T_{уст}$) оценивается следующим образом. Сначала вычисляется средняя за 100 лет зимняя температура

$$\bar{T}(t_n) = \frac{1}{100} \sum_{n-50}^{n+50} T(t_n),$$

где n — номер шага по времени. Далее находится относительное приращение этой величины в % через 10 лет. Поскольку относительное приращение осредненной температуры, так же как и сама температура, осциллирует, то процесс считается установившимся, если это относительное приращение становится меньше $2.5 \cdot 10^{-3}$ %:

$$|\delta \bar{T}_n| = \left| \frac{\bar{T}(t_{n+1}) - \bar{T}(t_n)}{\bar{T}(t_n)} \right| \cdot 100 \% < 2.5 \cdot 10^{-3}.$$

Численные эксперименты показывают, что время достижения равновесного состояния зависит от вертикального разрешения. Из рис. 1 следует, что во всех экспериментах в первые 125–150 расчетных лет происходит быстрый рост средней температуры, далее до 1000 лет наблюдается сравнительно быстрое ее уменьшение. Затем начинается медленный процесс выхода на квазистационарный режим, при котором средние значения температуры продолжают меняться в четвертом—пятом знаке после запятой. После выхода модели на равновесный режим во всех океанских характеристиках помимо сезонного хода присутствует и собственная изменчивость различных временных масштабов с разными периодами от десятков лет до тысячелетий.

При увеличении разрешения по вертикали от 12 до 144 расчетных горизонтов средняя температура монотонно снижается от 4.24 до 3.34 °С (см. таблицу). Это происходит за счет уменьшения вертикальной схемной вязкости

$$\kappa_{\Delta z} = \frac{1}{2} (w_k^+ \Delta z_{k-1} - w_k^- \Delta z_k), \quad \Delta z_k = z_k - z_{k-1}, \quad w_k^\pm = \frac{1}{2} (w_k \pm |w_k|). \quad (11)$$

Если учесть, что средняя температура Мирового океана в соответствии с данными измерений [12] составляет 3.62 °С, то можно сказать, что при увеличении разрешения имеется сходимост ь средней температуры модельного Мирового океана к ее истинному значению. Однако при увеличении разрешения по вертикали до 72 и 144 расчетных

Результаты численных экспериментов (числитель — количество уровней по вертикали, знаменатель — шаг в градусах по горизонтали; $T_{экс}$ — продолжительность эксперимента, $T_{уст}$ — время установления, $T_{ср}$ — средняя температура океана, $S_{ср}$ — средняя соленость океана)

Эксперимент	$T_{экс}$, тыс. лет	$T_{уст}$, лет	$T_{ср}$, °С	$S_{ср}$, ‰	Расход АЦТ, Св	Перенос тепла, ПетаВт		Меридиональная функция тока, Св	
						ю.ш.	с.ш.	min	max
12/5	10	1750	4.24	34.418	102.2	−1.22	0.57	−58.6	66.7
24/5	10	2740	3.93	34.457	100.6	−0.97	0.70	−42.2	66.9
36/5	20	3030	3.78	34.484	80.0	−0.82	0.71	−39.5	64.7
72/5	25	3790	3.52	34.476	72.2	−0.70	0.70	−37.9	66.3
144/5	25	11030	3.34	34.487	57.2	−0.62	0.70	−37.5	66.5
288/5	20	14340	3.45	34.52	53.4	−0.61	0.71	−37.2	66.4
24/3	24	2250	4.40	34.451	165.6	−1.36	0.79	−69.5	83.8

горизонтов средняя температура океана продолжает уменьшаться и становится равной 3.52 и 3.34 °С, что уже меньше истинного значения и, возможно, указывает на заниженные значения коэффициентов вертикальной турбулентной диффузии тепла и соли. Вместе с тем при дальнейшем увеличении разрешения до 288 расчетных горизонтов по вертикали среднее значение температуры увеличилось до 3.45 °С.

Возможно, на это же указывают экспериментальные средние вертикальные профили тепла при разном разрешении в сравнении с данными наблюдений, которые приведены на рис. 2 для зимы Северного полушария. В верхнем слое до 400–500 м рассчитанное поле тепла для всех вариантов разрешения оказывается более холодным в сравнении с наблюдениями (рис. 2, *а*). Последнее означает, что здесь опять же, видимо, из-за заниженного значения коэффициента вертикальной турбулентной диффузии формируется более резкий, чем наблюдаемый, пограничный слой — термоклин. Хотя именно при таком значении $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$ температура глубокого океана оказывается близкой к данным наблюдений (рис. 2, *б*). Увеличение этого коэффициента, в том числе и за счет вертикальной схемной вязкости (11), в данном случае можно сказать — схемной диффузии $\kappa_{\Delta z}$, ведет к нереально теплым глубинным водам [9, 20].

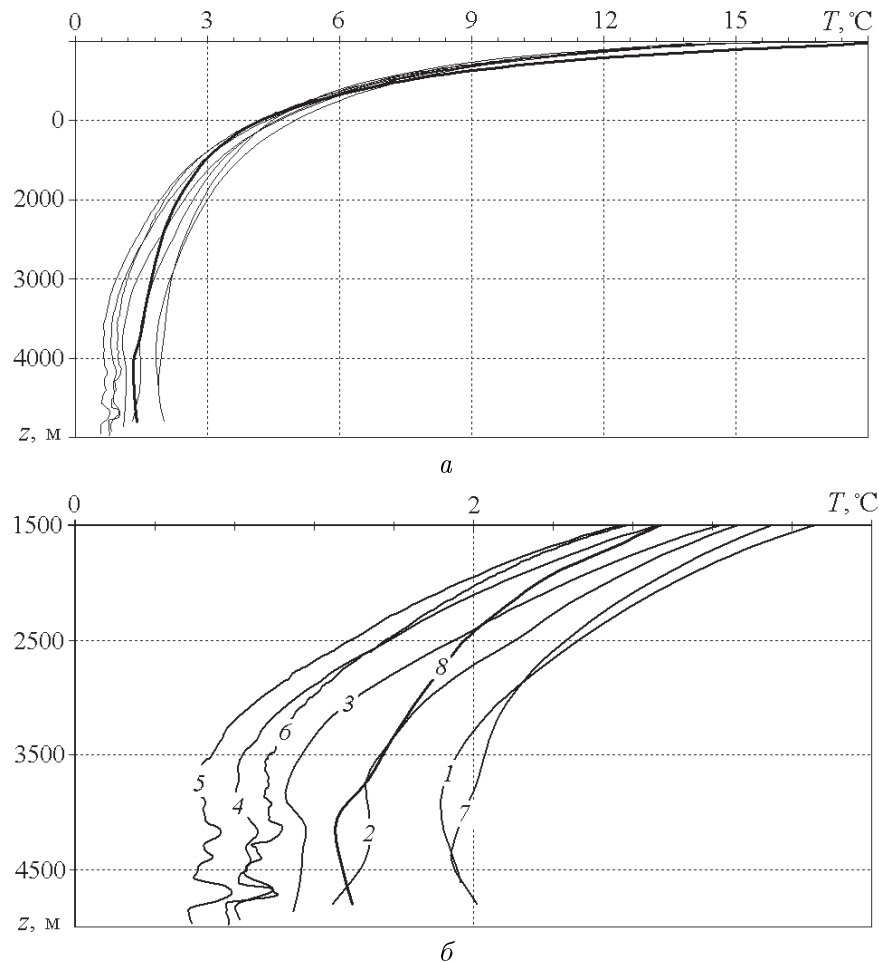


Рис. 2. Вертикальные профили температуры в модели океана: *а* — в слое океана от 0 до 5000 м в экспериментах 12/5, 24/5, 36/5, 72/5, 144/5, 288/5, 24/3 (тонкие линии) и по данным наблюдения [12] (жирная линия); *б* — в слое океана от 1000 до 5000 м: 1 — 12/5, 2 — 24/5, 3 — 36/5, 4 — 72/5, 5 — 144/5, 6 — 288/5, 7 — 24/3, 8 — по данным наблюдений [12]

На рис. 3 приведены осредненные по горизонтальным координатам вертикальные профили коэффициента схемной вязкости, вычисленные для экспериментов с разным разрешением. Видно, что в эксперименте с 12 уровнями максимальное значение коэффициента схемной диффузии почти в 50 раз превышает коэффициент вертикальной турбулентной диффузии $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$. Улучшение разрешения практически пропорционально снижает максимальное значение коэффициента схемной диффузии. Однако значения коэффициента, сравнимые с физической диффузией, достигаются только на сетках с 144 и 288 уровнями по вертикали. Несмотря на это результат численного моделирования уже при 24 и 36 расчетных горизонтах вполне удовлетворителен.

Заметим, что использование симметричной аппроксимации для адвективных слагаемых в уравнениях переноса тепла и соли на неравномерной сетке также приводит к схемной диффузии. Возможно, ее величина и меньше $\kappa_{\Delta z}$, но в этом случае возникают проблемы с обращением матрицы конечно-разностных уравнений переноса на каждом шаге по времени.

Эффект повышения разрешения особенно заметен для первого расчетного горизонта сетки. При увеличении разрешения от 12 до 288 уровней разница с данными наблюдений уменьшается соответственно от $3.5 \text{ }^\circ\text{C}$ до десятых долей градуса. Несмотря на то что на поверхности задаются температура и соленость из данных наблюдений, в модели получается большая погрешность в определении температуры на первом расчетном горизонте при плохом вертикальном разрешении. Видимо, это связано с тем, что расчетная сетка смещена относительно поверхности океана. Поэтому реализация условия Дирихле выглядит следующим образом [21, 22]:

$$\frac{T_{0,i,j} + T_{1,i,j}}{2} = T^*(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, 0), \quad \frac{S_{0,i,j} + S_{1,i,j}}{2} = S^*(t_{n+1}, \lambda_i, \theta_j, 0). \quad (12)$$

Как видно из рис. 2, а, в слое от 100 до 1000 м разница становится небольшой между решениями на всех сетках. Для глубокого океана уменьшение схемной вязкости оказывается более значимым (см. рис. 2, б). Увеличение разрешения дает менее сглаженную кривую, а температура на последних расчетных горизонтах с увеличением разрешения изменяется от более теплых значений к более холодным по сравнению с данными на-

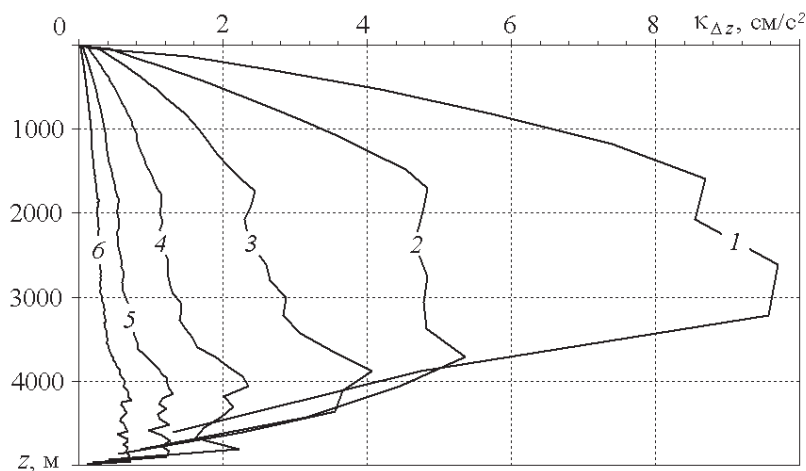


Рис. 3. Осредненные по горизонтальным координатам вертикальные профили коэффициента схемной вязкости $\kappa_{\Delta z}$, вычисленные для экспериментов с разным разрешением: 1 — 12/5, 2 — 24/5, 3 — 36/5, 4 — 72/5, 5 — 144/5, 6 — 288/5

блюдений. В моделях с 12 и 24 уровнями вода оказывается более теплой, а с 36, 72, 144 и 288 уровнями — более холодной, чем наблюдаемая.

Уменьшение шага пространственной разностной сетки от 5 до 3° при 24 уровнях по вертикали привело к заметному ухудшению моделируемых полей температуры и солёности. Например, температура воды глубокого океана стала такой же, как на пятиградусной сетке с 12 расчетными горизонтами, а в слое 1500–5000 м — даже выше, чем на пятиградусной сетке. Это, вероятно, указывает на то, что уменьшение шага сетки по горизонтали должно сопровождаться соответственным уменьшением коэффициентов горизонтальной диффузии.

Средние вертикальные профили солёности представлены на рис. 4. При увеличении разрешения от 12 до 288 уровней моделируемая солёность приближается к данным наблюдений, хотя в глубоком океане и незначительно (рис. 4, *а*). В то же время увеличение разрешения до 72 и 144 расчетных горизонтов дает слабое улучшение в верхнем слое, и очень малое глубже 1000 м (рис. 4, *б*). Более существенны изменения при разрешении 288 горизонтов, так как солёность глубинных вод возросла на более заметную

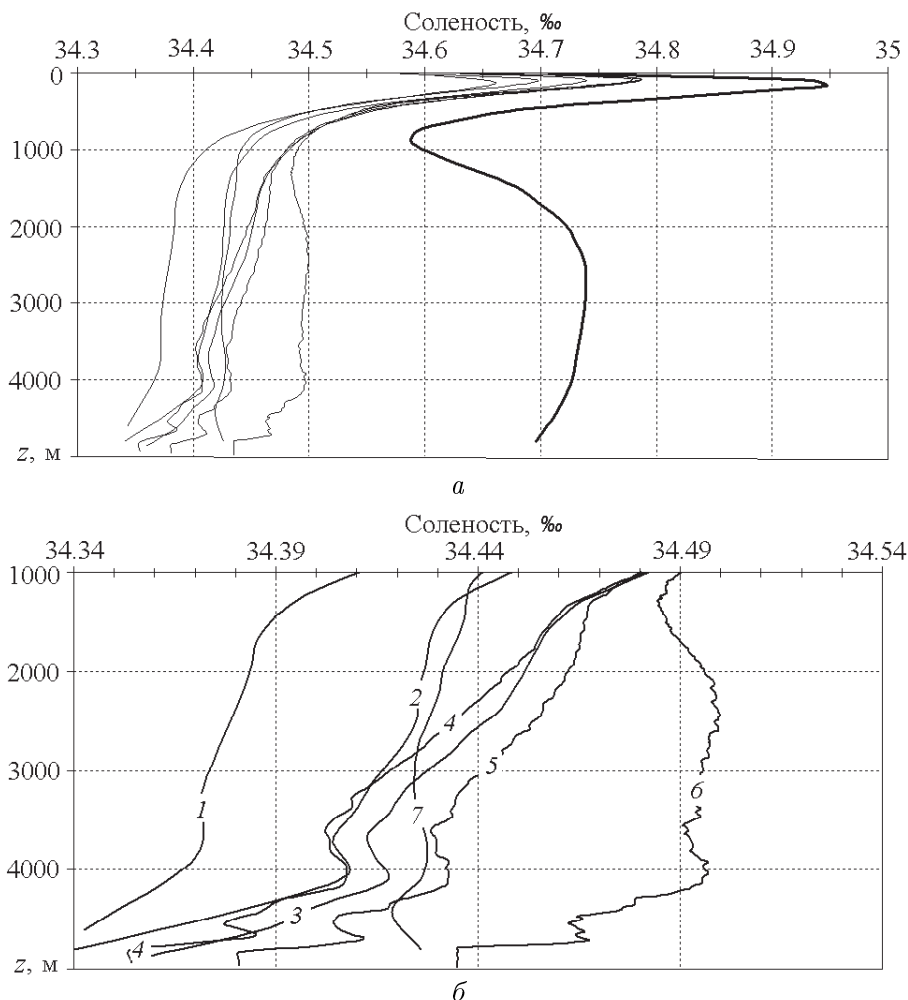


Рис. 4. Вертикальные профили солёности в модели Мирового океана: *а* — в слое от 0 до 5000 м в экспериментах 12/5, 24/5, 36/5, 72/5, 144/5, 288/5, 24/3 (тонкие линии) и по данным наблюдения [12] (жирная линия); *б* — в слое от 1000 до 5000 м в экспериментах 12/5 (1), 24/5 (2), 36/5 (3), 72/5 (4), 144/5 (5), 288/5 (6), 24/3 (7)

величину. В целом океанские воды во всех вариантах по сравнению с наблюдаемыми оказываются существенно менее солеными. Одной из причин этого, возможно, является отсутствие в модели параметризации высокосоленных средиземноморских вод, которые в значительной степени влияют на величину солености вод всего Мирового океана.

Следует заметить, что немонотонное поведение температуры и солености на горизонтально осредненных вертикальных профилях глубже 3500 м связано с аппроксимацией рельефа дна на пятиградусной сетке, при котором соседние точки на графике могут относиться к разным океанам.

Основные характеристики крупномасштабной циркуляции океана, полученные в экспериментах с различным вертикальным разрешением, приведены в таблице (см. с. 120). Расход Антарктического циркумполярного течения (АЦТ) получился наибольшим в случае трехградусной сетки — 149.6 Св ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$), на пятиградусной сетке для 12 горизонтов он равен 102.2 Св, для 288 горизонтов уменьшается до 53.4 Св. Возможно, это связано с более точной аппроксимацией рельефа дна при увеличении разрешения и более точным вычислением интегралов, входящих в формулу для определения расхода АЦТ.

Интересен тот факт, что глобальный меридиональный перенос тепла, представленный на рис. 5, также уменьшился в два раза при увеличении разрешения от 12 до 288 уровней. Так, в Южном полушарии он составил 1.22 ПетаВт при 12 горизонтах и 0.61 ПетаВт при 288 горизонтах. При этом максимум переноса тепла в Северном полушарии слабо зависит от вертикального разрешения, хотя и имеет место уменьшение переноса тепла в полосе от 20 до 55° с.ш., а в Южном полушарии перенос тепла снижается от экватора до 60° ю.ш. Перенос тепла из Северного зимнего полушария в Южное полушарие уменьшился при увеличении разрешения практически до нуля. В Северном полушарии меридиональный перенос тепла оказался менее чувствительным к разрешению по вертикали и изменялся в пределах 0.57–0.8 ПетаВт. Увеличение разрешения от 144 до 288 уровней практически не влияет на меридиональный перенос тепла.

Так же ведет себя и мощность меридиональной циркуляции. В Южном полушарии она уменьшилась в полтора раза при увеличении разрешения от 58.6 до 37.2 Св, а в Северном практически не изменилась.

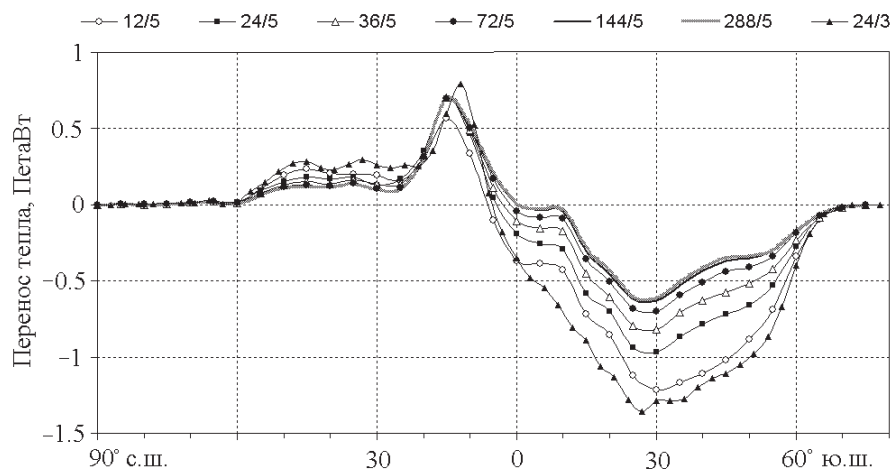


Рис. 5. Зависимость глобального меридионального переноса тепла, вычисленного для зимы Северного полушария, от разрешения

Во всех шести экспериментах с 12, 24, 36, 72, 144 и 288 горизонтами рассчитанное поле температуры хорошо согласуется с данными наблюдений и качественно не меняется с изменением вертикального разрешения. На рис. 6, *а, в, д* приведена зонально-средняя температура для 12, 36 и 288 расчетных горизонтов, результаты расчетов с 24, 72 и 144 горизонтами аналогичны и не приводятся. Структура поля солёности (рис. 6, *б, г, е*) не столь реалистична по сравнению с распределением температуры. В целом по сравнению с данными наблюдений [12] модельная солёность вод занижена, особенно в глубинной части океана.

Отметим, что при разрешении 288 горизонтов в поле солёности появилась качественно новая деталь — язык промежуточных слабосоленых антарктических вод, распространяющийся вплоть до экватора, — изолиния со значением 34.45 ‰ (см. рис. 6, *е*). При более грубом разрешении эти промежуточные антарктические воды опускаются до дна, что приводит к формированию более пресных вод глубинных слоев океана. Существенно меньшая солёность глубинной воды, полученная во всех экспериментах,

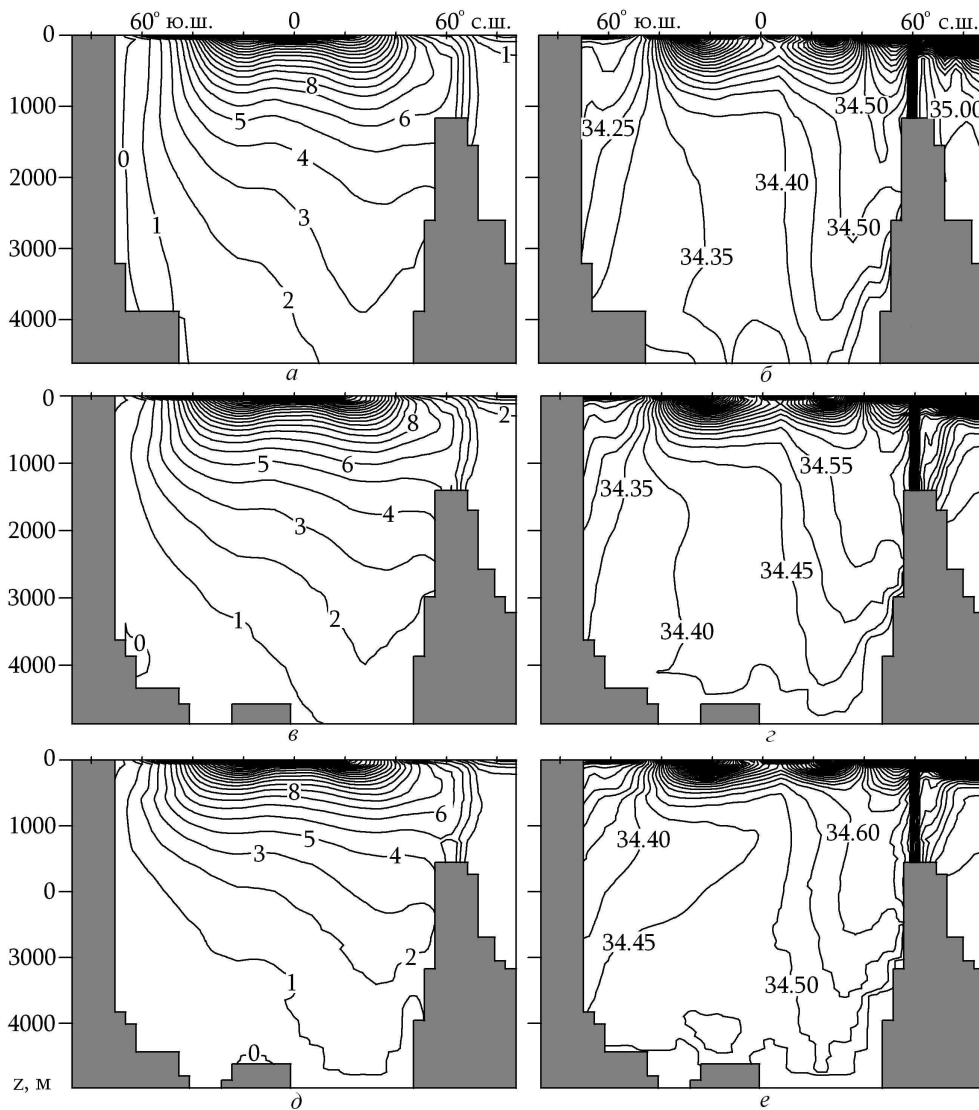


Рис. 6. Зонально-среднее распределение температуры (*а, в, д*) в °C и солёности (*б, г, е*) в ‰ при разрешении 12 (*а, б*), 36 (*в, г*) и 288 (*д, е*) расчетных горизонтов

возможно, связана с отсутствием в поверхностных слоях океана в высоких широтах обоих полушарий более холодных и соленых вод [23].

При изучении результатов численных экспериментов, полученных с использованием представленной модели общей циркуляции Мирового океана, сделаны следующие выводы:

— время достижения установившегося состояния океана изменяется от 1750 до 14340 лет и зависит от вертикального разрешения, причем тем больше, чем большее число расчетных уровней используется;

— значение вертикального коэффициента схемной диффузии при грубом разрешении по вертикали существенно превышает значение коэффициента вертикальной турбулентной диффузии (вязкости), которая при грубом разрешении по вертикали увеличивает температуру глубокого океана на 1–2 градуса;

— увеличение вертикального разрешения до 24 и 36 горизонтов позволяет получить достаточно приемлемый результат при моделировании крупномасштабного климата океана.

Полученные данные показывают, что модель удовлетворительно воспроизводит основные черты крупномасштабной структуры Мирового океана даже при грубом вертикальном разрешении. Модель экономична и может использоваться для проведения экспериментов на длительные периоды интегрирования, порядка десятков и сотен тысяч лет.

Список литературы

- [1] SEIDOV D. An intermediate model for large-scale ocean circulation studies // *Dynamics of Atmospheres and Ocean*. 1996. Vol. 25. P. 25–55.
- [2] HASSELMANN K. An Ocean model for climate variability studies // *Prog. Oceanogr.* 1982. Vol. 11. P. 69–92.
- [3] EDWARDS N.R., WILLMOTT A.J., KILLWORTH P.D. On the role of topography and wind stress on the stability of the thermohaline circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 1998. Vol. 28. P. 756–778.
- [4] MAIER-REIMER E., MIKOLAJEWICZ U. The Hamburg Large-Scale Geostrophic Ocean Circulation Model. Tech. Rep. Deutch. KlimaRechenZentrum, 1990. 34 p.
- [5] MAIER-REIMER E., MIKOLAJEWICZ U., HASSELMANN K. Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing // *J. Phys. Oceanogr.* 1993. Vol. 23. P. 731–757.
- [6] WEBB R.S., RIND D.H., LEXMAN S.J. ET AL. Influence of ocean heat transport on the climate of the last glacial maximum // *Nature*. 1997. Vol. 385, No. 20. P. 695–699.
- [7] EDWARDS N.R., MARSH R. Uncertainties due to transport-parameter sensitivity in an efficient 3-D ocean-climate model // *Climate Dynamics*. 2005. Vol. 24, No. 415. P. 415–433.
- [8] MARSH R., EDWARDS N.R., SHEPHERD J.G. Development of a Fast Climate Model (C-GOLDSTEIN) for Earth System Science: Southampton Oceanography Center. Internal Document No. 83. 2002. 50 p.
- [9] ЩЕРБАКОВ А.В., МАЛАХОВА В.В. Численное моделирование глобального климата океана. Новосибирск: ИВМиМГ СО РАН, 2008. 159 с.

- [10] МАРЧУК Г.И., САРКИСЯН А.С. Математическое моделирование циркуляции океана. М.: Наука, 1988. 304 с.
- [11] САРКИСЯН А.С. Численный анализ и прогноз морских течений. Л.: Гидрометеоиздат, 1977. 182 с.
- [12] LEVITUS S. World Ocean Atlas 1994. 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.
- [13] ЩЕРБАКОВ А.В. Численная модель климата океана // Математические модели в исследовании динамики океана. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1988. С. 31–47.
- [14] ЩЕРБАКОВ А.В., МАЛАХОВА В.В., АНЦЫЗ Е.Н. Численная модель Мирового океана с учетом Ледовитого океана. Препр. ВЦ СО АН СССР № 1055. 1995. 29 с.
- [15] ЩЕРБАКОВ А.В., МОИСЕЕВ В.М. Разностная схема для адвективно-диффузионного уравнения. Препр. ВЦ СО АН СССР № 631. 1985. 17 с.
- [16] РОУЧ П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
- [17] SCHERBAKOV A.V. Block iterative process for a difference advective-diffusive equation on sphere // Proc. of the Intern. Conf. on Comput. Mathematics. Novosibirsk, ICMMG Publ., 2002. Pt I. P. 124–129.
- [18] МАНАБЕ С., БРАЙЕН К. Климат и циркуляция океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1972. 193 с.
- [19] ЩЕРБАКОВ А.В., СИНЯГОВСКАЯ В.В. Экстраполяция Ричардсона на неравномерной сетке в задаче адвективно-диффузионного переноса // Тр. ВЦ СО РАН. Численное моделирование в задачах атмосферы, океана и окружающей среды. 1993. № 1. С. 47–59.
- [20] WEAVER A., SARACHIK E.S. On the importance of vertical resolution in general circulation models // J. Phys. Oceanogr. 1990. Vol. 20. P. 600–609.
- [21] ЗАЛЕСНЫЙ В.Б. Численное моделирование термохалинной циркуляции Мирового океана // Метеорология и гидрология. 1998. № 2. С. 54–64.
- [22] МАРЧУК Г.И., ЗАЛЕСНЫЙ В.Б. Численная модель крупномасштабной циркуляции в Мировом океане // Численные методы расчета океанских течений. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1974. С. 3–20.
- [23] CAI W. Circulation driven by observed surface thermohaline fields in a coarse resolution ocean general circulation model // J. Geoph. Res. 1994. Vol. 99, No. C5. P. 10163–10181.

*Поступила в редакцию 8 ноября 2010 г.,
с доработки — 6 апреля 2011 г.*