

## Моделирование общей циркуляции термосферы с включением параметризации радиационных процессов

Д. В. Кулямин\*, \*\*, \*\*\*, В. Я. Галин\*\*, А. И. Погорельцев\*\*\*\*

*Представлена новая версия глобальной трехмерной модели общей циркуляции термосферы Земли (90—500 км) с высоким пространственным разрешением ( $2 \times 2,5 \times 80$ ), включающая согласованный расчет радиационных процессов. На основе детального анализа воспроизведения разных составляющих процесса переноса излучения в новой модели показано хорошее соответствие основных особенностей радиационного баланса эмпирическим оценкам. Установлено, что формирование глобального состояния термосферы определяется соотношением параметров радиационного нагрева и стока тепла в результате молекулярной диффузии, а также условиями на нижней границе. На основе первичной идентификации модели по эмпирическим данным показано удовлетворительное воспроизведение термического баланса и особенностей общей циркуляции термосферы.*

**Ключевые слова:** математическое моделирование, термосфера, атмосферная радиация, ультрафиолетовое солнечное излучение, общая циркуляция атмосферы.

### 1. Введение

Интерес к проблеме моделирования верхней атмосферы обусловлен задачами как радиофизики и космических исследований, так и исследований солнечно-земных связей и роли верхней атмосферы в формировании климата Земли. Одним из подходов к решению данной проблемы является совершенствование современных климатических моделей путем включения описания верхних слоев атмосферы. В настоящее время этот подход реализуется в качестве одного из направлений работы по созданию модели земной системы высокого пространственного разрешения, проводимой в Институте вычислительной математики (ИВМ) Российской академии наук [10]. Основоположником направления численного моделирования околоземных процессов в России был Г. И. Марчук — основатель ИВМ РАН [1].

Авторами статьи была создана первая версия глобальной трехмерной модели динамики термосферы Земли (для высоты от 90 до 500 км) с высоким пространственным разрешением (как вычислительного блока разрабатываемой модели земной системы), в которой использованы простые приближения для расчета ключевых физических процессов [9]. Основной проблемой на пер-

\* Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М. В. Ломоносова; e-mail: kulyamind@mail.ru.

\*\* Институт прикладной геофизики им. академика Е. К. Федорова.

\*\*\* Институт вычислительной математики Российской академии наук.

\*\*\*\* Российский государственный гидрометеорологический университет.

вом этапе работы были численная реализация динамического ядра модели и удовлетворительное воспроизведение основных особенностей общей циркуляции термосферы. Следует отметить, что приоритетной задачей развития первой версии модели являлось правильное воспроизведение радиационных процессов, определяющих структуру глобальной циркуляции термосферы (увеличение температуры с высотой, доминирующие в динамике приливы и т. д.), а также энергетику фотохимических преобразований (обуславливающих формирование ионосферы, непостоянство газового состава и другие явления). Построение точной параметризации расчета скорости нагрева и выхолаживания нейтральной термосферы в результате протекания процессов переноса излучения представляет отдельную проблему.

Основная трудность заключается в правильном описании сложных механизмов преобразования энергии в верхней атмосфере. Работы в области исследования радиационного баланса термосферы и построения численных оценок притока и стока тепла из-за разных физических механизмов ведутся с 1970-х годов с использованием анализа аэрономических и спутниковых измерений, построения простых эмпирических моделей и моделей общей циркуляции [8, 16, 18]. Ключевым для энергетики термосферы является процесс поглощения коротковолновой части спектра солнечного излучения [11]. Данный тип излучения может ионизировать или диссоциировать основные газовые составляющие (молекулярный кислород и азот, атомарный кислород) и, запуская цепочки фотохимических преобразований, создает ионосферу (взаимодействующую с нейтральными частицами).

Нагрев нейтрального газа в верхней термосфере (выше 170 км) определяется процессами перераспределения энергии жесткого ионизирующего излучения через упругие и неупругие столкновения фотоэлектронов и ионов с нейтральными составляющими, а также неадиабатические химические взаимодействия, переизлучение метастабильных возбужденных состояний компонентов при неупругих столкновениях и т. п. [2, 16]. При численном расчете суммарной скорости нагрева нейтрального газа традиционно используются разные оценки эффективной части поглощаемой энергии солнечной радиации, переходящей в тепло [11, 16].

Нагрев нижней термосферы (примерно от 90 до 170 км) определяется фотодиссоциативным поглощением солнечного излучения в дальнем ультрафиолетовом диапазоне молекулярным кислородом, а также процессами рекомбинации атомарного кислорода и поглощением мезосферного озона [19, 21]. Необходимо отметить существенное различие между оптическими свойствами нижних и верхних слоев термосферы: верхние слои фактически оптически прозрачные и приток тепла в них нелокален и равномерен с сильным контрастом между днем (при освещении Солнцем) и ночью, а нижние слои оптически более плотные, и радиационные процессы в них определяются сложным и более локализованным балансом. Длинноволновое излучение атмосферными составляющими в термосфере в целом относительно мало, однако оно играет ключевую роль в нижней термосфере (от 90 до 150 км) и из-за существенной молекулярной и турбулентной теплопроводности способствует поддержанию общего радиационного баланса [8, 16]. Выхолаживание на этих высотах определяется инфракрасным излучением в условиях нарушения локального термодинамического равновесия (в первую очередь излучением диоксида углерода, а ближе к области мезосферы — оксида азота и других газовых составляющих) [5].

Таким образом, можно сформулировать несколько первичных задач, для решения которых требуется построение модели термосферы с согласованным расчетом радиационных процессов: правильное воспроизведение радиационного баланса в модели термосферы и исследование относительной роли радиационных, диссипативных и динамических процессов в формировании глобального состояния термосферы (здесь речь идет о формировании среднего профиля температуры и его временной и структурной изменчивости); воспроизведение структуры общей циркуляции термосферы и исследование роли радиационных процессов в формировании ее пространственных и временных характеристик.

В целом работа посвящена усовершенствованию модели общей циркуляции термосферы [9] включением согласованного расчета радиационных процессов. Основное внимание в работе уделено воспроизведению глобального термического баланса в верхней атмосфере и обусловленной им средней циркуляции.

## 2. Модель общей циркуляции термосферы

В рассматриваемой версии модели решается система нелинейных примитивных уравнений гидротермодинамики атмосферы, записанная в сферической системе координат с нормированной изобарической вертикальной координатой [9]. Поскольку новая версия модели термосферы включает параметризацию расчета полного радиационного баланса, основное ее отличие состоит в переформулировке уравнений, где переменные значения температуры  $T$  и геопотенциала  $\Phi$  рассчитываются в полной форме, а не в отклонениях от некоторого вертикального профиля. Система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right) &= g^2 \frac{\partial}{\partial p} \mu \rho \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{RT}{p} (D_{xx} u + D_{xy} v), \\ \frac{dv}{dt} + \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{a} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) &= g^2 \frac{\partial}{\partial p} \mu \rho \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{RT}{p} (D_{yy} v - D_{xy} u), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial p} &= - \frac{RT}{p}, \\ \frac{dT}{dt} - \dot{p} \frac{RT}{pc_p} &= \frac{g^2}{c_p} \left[ \frac{\partial}{\partial p} \chi \rho \frac{\partial T}{\partial p} \right] + \varepsilon, \\ \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{p}}{\partial p} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{p} \frac{\partial}{\partial p}$ ;  $\dot{p} = dp/dt$ ;  $\rho = \frac{p}{RT}$  — плотность газа.

В системе уравнений (1) независимыми переменными являются долгота, широта, время и давление ( $\lambda, \varphi, t, p$ ),  $u, v$  — горизонтальные составляющие скорости,  $10^{-3} \leq p \leq 4 \cdot 10^{-10}$  эПа [9]. В правых частях уравнений движения и притока тепла учитывается скорость изменения импульса и внутренней энергии в результате физических процессов подсеточного масштаба, определяющих глобальное состояние термосферы и задаваемых соответствующими параметризациями. Слагаемое  $\varepsilon$  описывает суммарный нагрев в результате радиационных процессов, который рассчитывается с помощью разработанного радиационного блока.

Расчет динамического взаимодействия термосферы и ионосферы осуществляется через параметризацию силы ион-нейтрального сопротивления для горизонтальных компонентов скорости ветра в так называемом диффузионном приближении (второе слагаемое в правых частях уравнений движения) [9]. Двухмерный тензор ионного сопротивления  $D$  определяется по методике работы [9]. Поскольку в разработанной версии модели термосферы используется новый радиационный блок, отдельный расчет притока джоулева тепла из-за столкновения ионов с нейтральными частицами не ведется.

Первое слагаемое в правых частях уравнений для горизонтальных скоростей и температуры в системе уравнений (1) описывает процессы вертикальной диффузии и теплопроводности. Учитывается определяющая для верхних слоев термосферы молекулярная вязкость, коэффициенты  $\mu$  и  $\chi_{\text{mol}}$  задаются по данным работы [9]. Поскольку в новой версии модели согласованно решается уравнение для полной температуры, для более правильного воспроизведения термического баланса в нижних слоях термосферы требуется учитывать влияние турбулентного перемешивания, связанного с обрушением внутренних гравитационных волн, распространяющихся из мезосферы [2, 8, 16]. Построение соответствующей параметризации является отдельной задачей и выходит за рамки данной статьи [7]. Так как в рассматриваемой версии модели динамическое взаимодействие с мезосферой не учитывается, в первом приближении этот процесс рассчитывается только для температуры путем введения добавочного слагаемого в уравнение теплопроводности, при этом полный коэффициент задается как  $\chi = \chi_{\text{mol}} + \rho K_D(p)$ . Величина  $K_D = 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$  на нижней границе и линейно уменьшается с высотой, что соответствует эмпирическим и модельным оценкам [2, 7].

Нижнее краевое условие для полной температуры в уравнении теплопроводности задается в первом приближении значением средней температуры мезосферы  $T_0 = 180 \text{ К}$ . Постановка краевого условия на верхней границе представляет особый интерес, поскольку для уравнений подобного типа в изобарической системе координат традиционно используется вырожденный верхний уровень  $p = 0$ .

Хорошо известно, что наблюдаемый средний профиль температуры в верхних слоях термосферы близко соответствует стационарному решению уравнения баланса нагрева и теплопроводности, которое можно записать в следующем виде:

$$\frac{g^2}{c_p} \left[ \frac{\partial}{\partial p} \chi \frac{p}{RT} \frac{\partial \bar{T}}{\partial p} \right] = -\epsilon_0. \tag{2}$$

Предполагая  $\epsilon_0 = \text{const}$  и задавая краевые условия на некоторых высотных уровнях:  $\bar{T} = T_b$  на некотором нижнем уровне  $p = p_b$  (обычно около 120 км) и  $\bar{T} = T_\infty$  верхнем  $p = 0$ , уравнение (2) можно выразить линейной зависимостью  $\bar{T}_{(p)} = T_\infty - p(T_\infty - T_b)/p_b$  [6]. При этом сингулярность на верхней границе определяет нелинейную связь экзосферной температуры и уровня радиации в верхней термосфере

$$\epsilon_0 = \frac{(T_\infty - T_b)}{p_b} \frac{g^2 \chi}{RT_\infty}. \tag{3}$$

Таким образом, при моделировании глобального состояния термосферы для вырожденного верхнего уровня не следует ставить явное условие вида Дирихле  $T = T_\infty$ . Авторами данной статьи используется условие излучения, при котором

температура верхних слоев будет определяться из соотношения параметров модели вида (3).

Основные особенности численной реализации модели термосферы и используемые параметры подробно изложены в работе [9]. Пространственное горизонтальное разрешение составляет  $2 \times 2,5^\circ$  и 80 вертикальных уровней. Созданные модели реализованы на параллельных вычислительных системах, работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М. В. Ломоносова.

### 3. Расчет радиационных процессов

Для решения основной задачи включения согласованного учета процессов нагревания и выхолаживания в термосфере использован радиационный блок, развиваемый в модели средней и верхней атмосферы (МСВА) [12].

При расчете притока тепла в результате поглощения солнечного излучения в радиационном блоке была использована классическая параметризация [21] после внесения в нее небольших изменений с учетом данных работы [19]. В этой версии радиационного блока для термосферы учитывается нагрев, вызванный поглощением крайнего ультрафиолетового излучения (5—105 нм) молекулярными кислородом  $O_2$  и азотом  $N_2$ , атомарным кислородом  $O$ , нагрев в результате фотодиссоциативного поглощения  $O_2$  в ультрафиолетовых полосах Шумана — Рунге (175—205 нм), в континууме Шумана — Рунге (125—175 нм), на линии Лаймана-альфа (121 нм), в континууме Герцберга (205—245 нм). Для мезосферного  $O_3$  учитывается поглощение в полосах Хартли (200—300 нм) и континууме Герцберга (205—245 нм); отдельно учитывается нагрев, связанный с химическими преобразованиями для  $O$  и  $O_2$  [19]. Поток солнечной радиации крайнего ультрафиолетового излучения  $F_{EUV}$  и соответствующие сечения поглощения рассчитываются в 37 спектральных интервалах с помощью параметризации EUVAC [14]; солнечная активность для данной работы взята на среднем уровне. В данной статье использовали разные значения эффективности процесса нагрева вследствие крайнего ультрафиолетового излучения ( $eff_{EUV} = 0,36$ , что соответствует значению, используемому в работах [4, 16], и упрощает сравнение с данными работы [9];  $eff_{EUV} = 0,5$ , соответствующее данным более поздних исследований [11]). Значения эффективности нагрева из-за поглощения в полосах дальнего ультрафиолета рассчитывали по данным работы [11].

В рассматриваемом радиационном блоке использовали быструю параметризацию расчета радиационного выхолаживания в условиях нарушения локального термодинамического равновесия, предполагая, что основную роль на этих высотах играет только излучение  $CO_2$  на фундаментальной инфракрасной полосе 15 мкм, при этом из-за незначительной оптической толщины верхних слоев их влиянием на нижние слои пренебрегали [5]. Отметим, что в радиационном блоке при расчете концентрации атмосферных составляющих, а также плотности и теплоемкости воздуха учитывали непостоянство газового состава с высотой вследствие диффузионного расслоения [9, 18]. В данной версии модели задаются вертикальные профили объемных долей основных газовых составляющих в соответствии с эмпирической моделью [6].

#### 4. Воспроизведение общей циркуляции термосферы

Так как объем данных глобальных наблюдений для верхней атмосферы скуднее (в отличие от нижней), для идентификации построенной модели проводили сравнение результатов численных экспериментов по воспроизведению общей циркуляции термосферы с результатами других моделей (эмпирических [3, 6] и численных [17], в том числе первой версии [9]) в аналогичной постановке в условиях весеннего равноденствия. На рис. 1 представлены результаты воспроизведения радиационного и термического баланса для новой версии модели термосферы. Глобально осредненный суммарный радиационный нагрев термосферы  $\bar{\epsilon}$ , профиль которого для разных значений параметра эффективности  $\text{eff}_{\text{EUV}}$  показан на рис. 1а, в целом соответствует эмпирическим и модельным оценкам [2, 4, 16]. Диагноз вклада разных составляющих радиационного форсинга по данным моделирования показал доминирующую роль поглощения крайнего ультрафиолетового излучения на уровне выше  $p = 10^{-5}$  гПа (120 км, нагрев ~100 К/сут) с максимальными значениями скорости нагрева в верхней термосфере около 1000 К/сут (сильно зависящими от настроек параметризации). Нагрев в результате поглощения УФ-излучения в полосах и континууме Шумана—Рунге играет роль для высот  $10^{-3} < p < 3 \cdot 10^{-6}$  гПа (от 90 до 160 км) с максимумами нагрева около 40 К/сут. Поглощение излучения  $\text{O}_2$  на линии Лаймана-альфа и  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$  в континууме Герцберга и в полосах Хартли и химический нагрев играют роль в узком диапазоне высот 90—100 км со значениями нагрева 1—5 К/сут. Рассчитываемое в модели длинноволновое выхолаживание в результате излучения  $\text{CO}_2$  определяет радиационный баланс нижней термосферы для высот от 90 до 150 км с максимумом стока тепла до 40 К/сут, что больше параметрически задаваемого в первой версии модели ньютоновского выхолаживания (10 К/сут) [9, 19]. Пространственные распределения аномалии скорости нагрева  $\epsilon' = \epsilon - \bar{\epsilon}$  для двух модельных уровней (соответствующих высотам 120 и 300 км) представлены на рис. 2 (см. рис. 1 в работе [9]). В целом видно хорошее соответствие характеристик радиационных процессов, воспроизводимых новой версией модели и приведенных в работах [9, 16, 19].

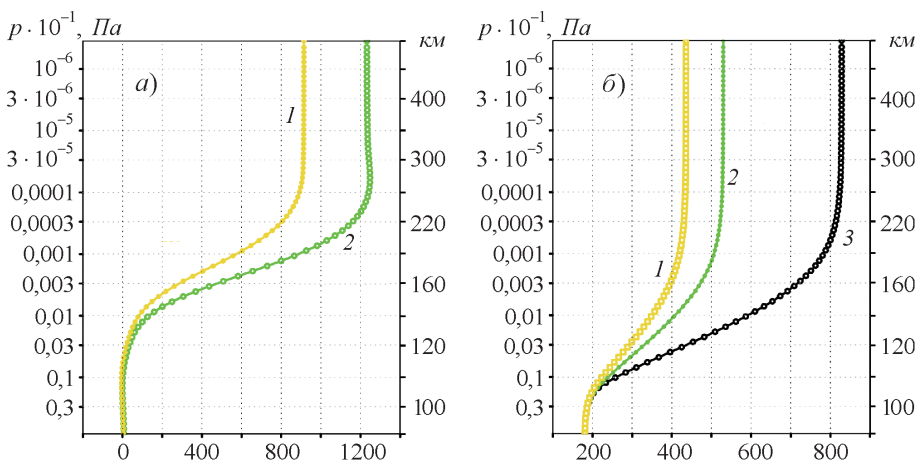


Рис. 1. Профили глобально осредненных значений скорости нагрева  $\bar{\epsilon}$  (K/c) (а) и температуры  $T$  (K) (б) по данным моделирования общей циркуляции термосферы для разных значений параметров модели  $\text{eff}_{\text{EUV}}$  и  $\chi$ .  
 1)  $\text{eff}_{\text{EUV}} = 0,36$ ; 2)  $\text{eff}_{\text{EUV}} = 0,5$ ; 3)  $\text{eff}_{\text{EUV}} = 0,36$ ,  $\chi = 0,5\chi_0$ .



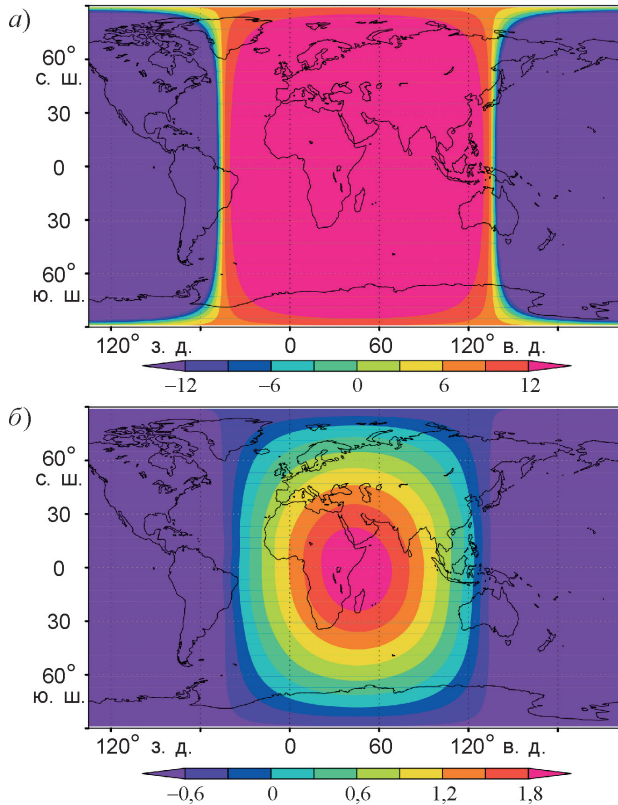


Рис. 2. Широтно-долготное распределение значений отклонения скорости нагрева  $\varepsilon'$  ( $10^{-3}$  K/c) на высотных уровнях  $p_n = 4 \cdot 10^{-6}$  Па (~300 км; а) и  $p_n = 2 \cdot 10^{-3}$  Па (~120 км; б) при  $\text{eff}_{\text{EUV}} = 0,5$  для 12 ч мск в условиях равновесия.

Профиль глобально осредненной температуры  $\bar{T}$  для разных значений ключевых параметров термического баланса представлен на рис. 1б. Показано, что глобальное состояние термосферы определяется соотношением притока тепла из-за поглощения крайнего ультрафиолетового излучения и стока тепла в результате процесса молекулярной диффузии (что соответствует аналитическим оценкам, представленным выше (3)). При этом наиболее близкий к эмпирическому профиль  $\bar{T}$  получен при уменьшении теплопроводности в 2 раза [3, 6]. Анализ результатов ряда численных экспериментов показал, что для глобального термического баланса нижней термосферы в данной версии модели определяющим является граничное условие для температуры на уровне мезосферы, при этом величина коэффициентов молекулярной  $\chi_{\text{mol}}$  и турбулентной теплопроводности  $K_D$  не играет существенной роли.

На рис. 3 приведены зонально осредненные профили средней зональной скорости и отклонений температуры от глобального значения (рис. 1б), полученные по результатам численных экспериментов с новой версией модели термосферы. В целом установившаяся глобальная циркуляция ближе к данным моделирования и эмпирическим оценкам по сравнению с первой версией модели (см. рис. 2 в работе [9] и рис. 2 в работе [16]). Отсутствует сильное переохлаждение полюсов в нижних слоях термосферы, меридиональный градиент температуры хорошо соответствует эмпирическим оценкам [3, 6], вследствие чего более правильно воспроизводится

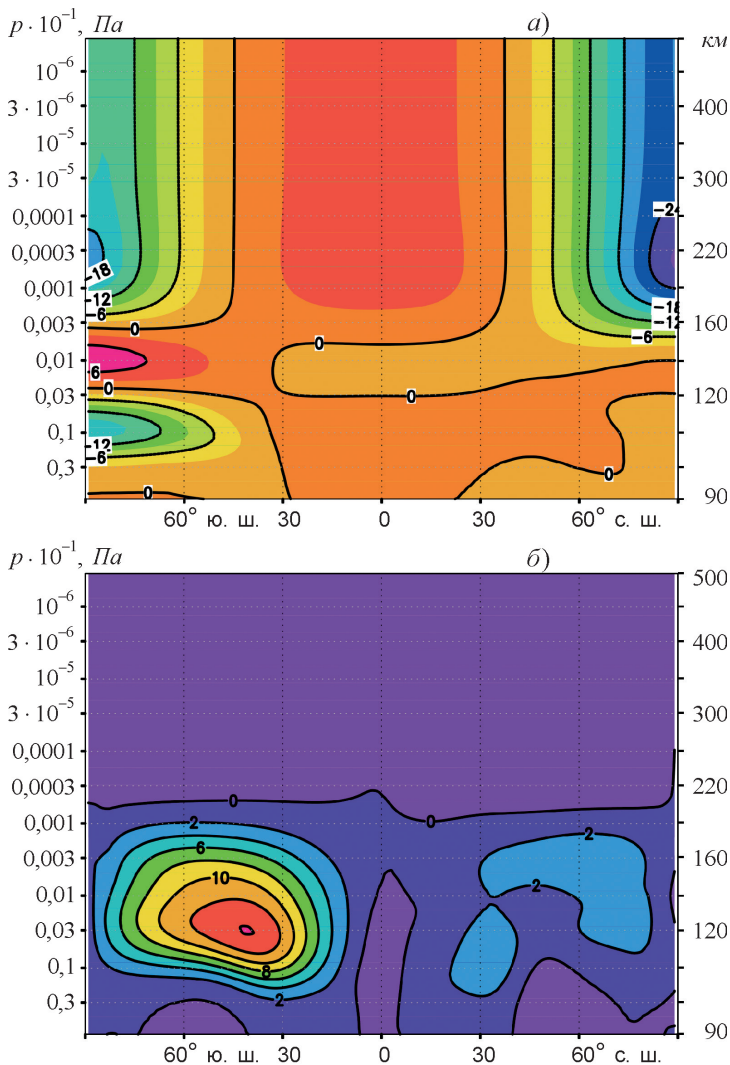


Рис. 3. Профили зонально осредненных значений отклонений температуры  $T'$  (K) (а) и зональной скорости  $u$  (м/с) (б) по данным моделирования общей циркуляции термосферы.

зональный перенос в нижних слоях термосферы. На рис. 4 представлены широтно-долготные распределения отклонений температуры для высоты 120 и 300 км, демонстрирующие воспроизведение термических приливов (см. рис. 3 в работе [9] и рис. 4 в работе [16]). Амплитуда суточного прилива (около 100 K на экваторе) и его структура в верхней атмосфере соответствуют эмпирическим оценкам для рассматриваемых условий [3, 6], что свидетельствует о хорошем воспроизведении баланса радиационных и динамических процессов. Амплитуды приливов в нижней термосфере существенно меньше по сравнению с первой версией [9] и другими данными [16] (максимумы до 10 K по сравнению с 25—30 K), при этом правильно воспроизводится пространственная структура суточной и полусуточной моды. Основные ошибки воспроизведения циркуляции нижних слоев термосферы (отсутствие немигрирующих приливов и т. п.) связаны с неточностью описания процесса распределения стока тепла из-за турбулентной диффузии и с отсутствием



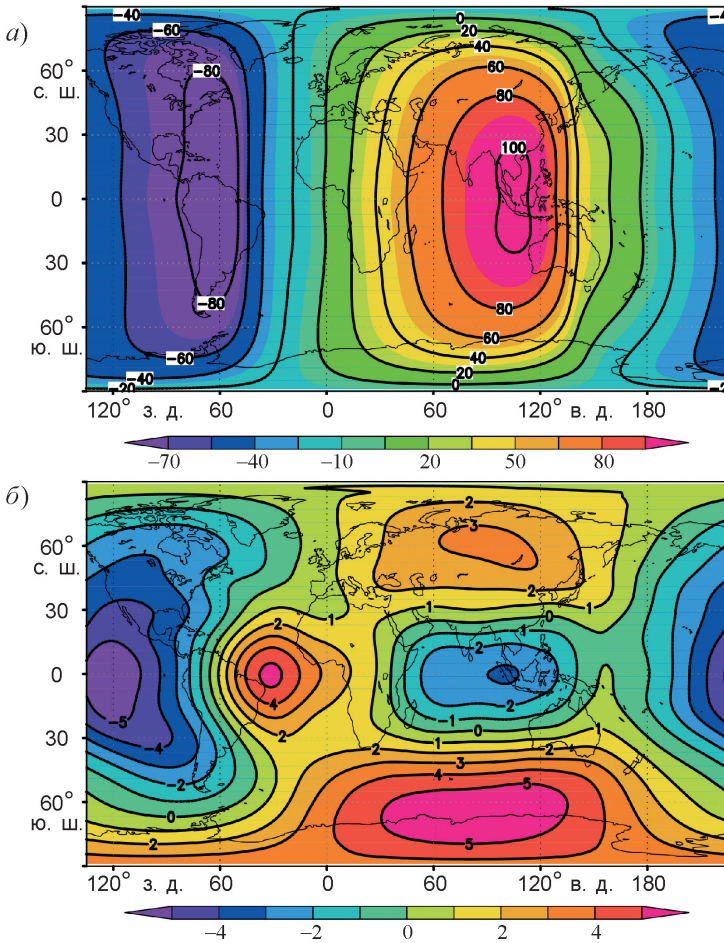


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для отклонений температуры  $T'$  (K).

учета влияния возмущений, распространяющихся из мезосферы. Кроме того, общие недостатки воспроизведения глобальной структуры циркуляции термосферы обусловлены отсутствием учета суточного хода ионосферных параметров и явлений высыпания энергичных частиц в полярной шапке, а также согласованного описания фотохимических преобразований [3, 16, 17].

Дальнейшая работа по развитию модели будет посвящена решению задачи построения совместной модели термосферы и нижних слоев атмосферы, что позволит устранить неточности циркуляции нижних слоев термосферы, связанные с отсутствием учета в данной версии модели взаимодействия с нижележащей мезосферой.

Работа выполнена в ИВМ РАН в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 14-27-00126).

## Литература

1. Марчук Г. И., Дымников В. П., Залесный В. Б. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. — Л., Гидрометеиздат, 1987.
2. Chandra S. and Sinha A. K. The role of eddy turbulence in the development of self-consistent models of the lower and upper thermospheres. — *J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 79, No. 3, pp. 1799—2006.
3. Codrescu M. V., Fuller-Rowell T. J., et al. Validation of the Coupled Thermosphere Ionosphere Plasmasphere Electrodynamics model: CTIPE-Mass Spectrometer Incoherent Scatter temperature comparison. — *Space Weather*, 2008, vol. 6, No. 9, S09005; doi: 10.1029/2007SW000364.
4. Dickinson R. E., Ridley E. C., and Roble R. G. A three-dimensional general circulation model of the thermosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, pp. 1499—1512.
5. Fomichev V. I., Kutepov A. A., Akmaev R. A., and Shved G. M. Parametrization of the 15  $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub> band cooling in the middle atmosphere (15—115 km). — *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.*, 1993, vol. 55, pp. 7—18.
6. Hedin A. E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the middle and lower atmosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1991, vol. 96, No. A2, pp. 1159—1172.
7. Hines C. O. Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1. Basic formulation. — *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 1997, vol. 59, No. 4, pp. 371—386.
8. Killeen T. L. Energetics and dynamics of the Earth's thermosphere. — *Rev. Geophys.*, 1987, vol. 25, No. 3, pp. 433—454.
9. Kulyamin D. V. and Dymnikov V. P. A three-dimensional model of general thermospheric circulation. — *Russ. J. Numer. Anal. and Math. Modelling*, 2013, vol. 28, No. 4, pp. 353—380.
10. Kulyamin D. V. and Dymnikov V. P. The atmospheric general circulation model with a hybrid vertical coordinate. — *Russ. J. Numer. Anal. and Math. Modelling*, 2014, vol. 29, No. 6, pp. 355—373.
11. Mlynczak M. G. and Solomon S. A detailed evaluation of the heating efficiency in the middle atmosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1993, vol. 98, No. D6, pp. 10517—10541.
12. Pogoreltsev A. I., Vlasov A. A., Frohlich K., and Jacobi Ch. Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere. — *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.*, 2007, vol. 69, pp. 2083—2101.
13. Reise M., Offermann D., and Brasseur G. Energy released by recombination of atomic oxygen and related species at mesopause heights. — *J. Geophys. Res.*, 1994, vol. 99, No. D7, pp. 14585—14593.
14. Richards P. G., Fennelly J. A., and Torr D. G. EUVAC: A solar EUV Flux Model for aeronomic calculations. — *J. Geophys. Res.*, 1994, vol. 99, No. A5, pp. 8981—8992.
15. Richards P. G., Torr M. R., and Torr D. G. Solar EUV energy budget of the thermosphere. — *Adv. Space Res.*, 1981, vol. 1, No. 12, pp. 53—61.
16. Roble R. G. The calculated and observed diurnal variation of the ionosphere over Millstone Hill on March 23—24, 1970. — *Planet Space Sci.*, 1975, vol. 23, No. 7, pp. 1017—1033.
17. Roble R. G., Ridley E. C., and Dickinson R. E. On the global mean structure of the thermosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1987, vol. 92, pp. 8745—8758.
18. Schunk R. W. and Nagy A. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. — Cambridge University Press, 2009, 586 p.
19. Shine K. P. and Ricaby J. A. Solar radiative heating due to absorption by ozone. — Oxford, UK, University of Oxford, Department of Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics, 1989.
20. Stolarski R. S., Hays P. B., and Roble R. G. Atmospheric heating by solar EUV radiation. — *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, No. 16, pp. 2266—2276.
21. Strobel D. F. Parameterization of the atmospheric heating rate from 15 to 120 km due to O<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> absorption of solar radiation. — *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, No. 12, pp. 6225—6230.