

## ГЛОБАЛЬНАЯ КЛИМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ И ТЕРМОСФЕРЫ

В.Т. Гуляев

*ФГБУ «Сибирский региональный научно-исследовательский  
гидрометеорологический институт», Новосибирск*

В работе представлена трехмерная нестационарная модель циркуляции на высотах средней атмосферы и термосферы. Дано подробное описание уравнений модели и методов их численного решения. Модель базируется на эмпирических моделях нейтрального состава и температуры, электронной концентрации, электрического поля. Показано, что модель воспроизводит все основные особенности глобальной циркуляции.

**Ключевые слова:** *циркуляция, средняя атмосфера, термосфера, моделирование.*

## GLOBAL CLIMATE MODEL FOR THE CIRCULATION OF THE MIDDLE ATMOSPHERE AND THERMOSPHERE

V.T. Gulyaev

*Siberian Regional Research Hydrometeorological Institute,  
Novosibirsk*

The paper presents a three-dimensional non-stationary circulation model at heights of the middle atmosphere and thermosphere. A detailed description of the model equations and methods for their numerical solution is given. The model is based on empirical models of neutral composition and temperature, electron density, electric field. It is shown that the model reproduces all the main features of the global circulation.

**Key words:** *circulation, middle atmosphere, thermosphere, modeling.*

### Введение

В атмосфере Земли в глобальном масштабе осуществляется сложное взаимодействие между энергетическими источниками (в основном солнечное излучение в виде фотонов широкого диапазона длин волн и вы-

сыпающихся в высоких широтах потоков высокоэнергичных электронов и протонов), фотохимическими, тепловыми и динамическими процессами. Циркуляция атмосферы является одним из основных динамических факторов, определяющих пространственные и временные вариации состава и температуры атмосферы, взаимосвязь процессов от тропосферы до термосферы.

Наиболее развитой на сегодня является глобальная модель атмосферы, разработанная в Национальном центре атмосферных исследований США (NCAR, Boulder), – это модель TIME-GCM для высот 30–500 км Roble and Ridley [1]. В работе Qian et al. [2] приводится описание истории развития моделей NCAR. В дальнейшем на базе этих моделей создана модель земной системы Whole Atmosphere Community Climate Model (WACCM) (Liu et al. [3]) от поверхности Земли до 500 км. Наиболее развитой моделью для высот от поверхности Земли до  $\approx 140$  км является глобальная климатическая модель WACCM-D (Verronen et al. [4]), в которой подробно учитывается фотохимия D области ионосферы.

В нашей стране в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО) разработана модель CHARM (Chemical Atmosphere Research Model) (Кривоуцкий и др. [5]), которая по решаемым задачам аналогична модели [4]. В этой модели для расчета циркуляции и температуры используется модифицированная модель COMMA (Cologne Middle Atmosphere Model) (Кривоуцкий и др. [6]). В Институте вычислительной математики РАН разрабатывается модель Земной системы, с кругом решаемых задач можно познакомиться в книге [7]. В комплексную модель предполагается включить блоки расчета общей циркуляции атмосферы на высотах 0–90 км с учетом D области ионосферы (Кулямин и Дымников [8]), динамики термосферы на высотах 90–500 км (Кулямин и Дымников [9]) и электронной концентрации F области ионосферы на высотах 100–500 км (Кулямин и др. [10]).

Предлагаемая модель циркуляции на настоящий момент (WSMT) в качестве основных входных параметров использует эмпирические модели нейтрального состава и температуры по модели MSIS90 [11], электронной концентрации по Chiu75 [12]. Электрическое поле в высоких широтах рассчитывается по аналитической модели (Уваров и Барашков [13]), основанной на результатах работы Нерпнер [14]. На средних и низких широтах – по модели Richmond et al. [15]. В дальнейшем этот блок циркуляции будет входить в разрабатываемую комплексную глобальную атмосферно-ионосферную модель средней атмосферы и термосферы на высотах 10–600 км (GAIMAT). Блоки расчета состава и температуры нейтральных и заряженных частиц, распространения планетарных волн из тропосферы, электрического поля находятся на разной стадии разработки.

### Уравнения модели

Уравнение движения нейтрального газа в сферической географической системе координат  $(r, \theta, \lambda)$  = (расстояние от центра Земли, коширота, долгота) имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + 2[\Omega \mathbf{v}] = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g} + \frac{\partial}{\partial r} \eta \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial r} + \frac{\delta \mathbf{v}}{\delta t}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{v} = (v_r, v_\theta, v_\lambda) \equiv (w, v, u)$  – скорость;  $p, \rho$  – давление и плотность атмосферы;  $\Omega$  – угловая скорость вращения Земли,  $\mathbf{g}$  – гравитационное ускорение;  $\delta \mathbf{v} / \delta t = \frac{1}{\rho} \sum_{j=e,i} \rho_j v_{jn} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v})$  – источник импульса, обусловленный соударениями с заряженными частицами ионосферы;  $\rho_j, \mathbf{v}_j$  – плотность и скорость заряженных частиц ( $e$  – электроны и  $i$  – ионы сорта  $i$ );  $v_{jn}$  – частота соударений с нейтральными частицами рассчитывается по Schunk and Nady [16]; коэффициент вязкости по Banks and Kockarts [17]

$$\eta = (3,43[N_2] + 4,03[O_2] + 3,90[O]) T^{0,69} / N_{\text{атм}} [\text{Г/см/с}].$$

Скорость  $\mathbf{v}_j$  найдем из уравнения движения для заряженной частицы. На высотах ниже  $\approx 600$  км можно не учитывать соударений между заряженными частицами и в диффузионном приближении

$$v_{jn} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}) = \frac{e_j}{m_j} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_j \mathbf{B}] \right) - \frac{\nabla p_j}{m_j n_j} + \mathbf{g}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  – электрическое и магнитное поля,  $e_j$  – электрический заряд,  $c$  – скорость света. Введем циклотронную частоту  $\omega_j = e_j B / (m_j c)$  и фактор замагниченности  $\alpha_j = v_{jn} / \omega_j$ . Уравнение (2) перепишем в виде

$$\alpha_j \mathbf{v}_j = [\mathbf{v}_j \mathbf{b}] + c \mathbf{E} / B + \mathbf{F}_j / \omega_j, \quad (3)$$

где  $\mathbf{b} = \mathbf{B} / B$ ,  $\mathbf{F}_j = -\frac{\nabla p_j}{m_j n_j} + \mathbf{g} + v_{jn} \mathbf{v}$ . Для нахождения  $\mathbf{v}_j$  дополнительно введем два уравнения, которые получим скалярным и векторным умножением уравнения (3) на вектор  $\mathbf{b}$ . В итоге имеем

$$(1 + \alpha_j^2) \mathbf{v}_j = \mathbf{v}_E + \frac{1}{v_{jn}} [(\mathbf{F}_j \mathbf{b}) \mathbf{b} + \alpha_j [\mathbf{F}_j \mathbf{b}] + \alpha_j^2 \mathbf{F}_j] + \frac{c}{\alpha_j} \left[ \frac{(\mathbf{E} \mathbf{b})}{B} \mathbf{b} + \alpha_j^2 \frac{\mathbf{E}}{B} \right], \quad (4)$$

где  $\mathbf{v}_E = c[\mathbf{E} \mathbf{b}] / B$  – скорость электромагнитного дрейфа. Поле  $\mathbf{E}$  есть сумма внешнего электрического поля (в основном поля магнитосферной конвекции) и внутреннего электрического поля (поля вдоль силовых линий геомагнитного поля – поле амбиполярной диффузии). Внутреннее поле

можно найти из условия равенства нулю продольного электрического тока, а можно проще – из уравнения движения для электронов. Отбрасывая в уравнении малые члены, получим

$$(\mathbf{E}\mathbf{b})\mathbf{b} = \mathbf{E}_{\parallel} = -\frac{\nabla p_e \cdot \mathbf{b}}{en_e} \mathbf{b}. \quad (5)$$

Относительно соотношения (5) заметим следующее. На высотах F2 области ионосферы основным ионом является  $O^+$ . Учитывая соотношение (5) в уравнении (4) и подставляя  $\mathbf{v}_i$  в уравнение непрерывности этого иона, получим уравнение диффузии для расчета концентрации  $O^+$ . Выше 160 км  $\alpha_i \ll 1$  для  $O^+$ .

Скорость заряженной частицы существенно связана с конфигурацией геомагнитного поля. В геомагнитной системе координат в дипольном приближении

$$B = B_0 Q, \quad B_0 = 0,31 \left( \frac{R_E}{r} \right)^3 \text{ [Гс]}, \quad Q = \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_m},$$

$$\mathbf{b} = (-\sin I, -\cos I, 0), \quad \sin I = 2 \cos \theta_m / Q, \quad \cos I = \sin \theta_m / Q.$$

Для вектора  $\mathbf{v}$  переход между географической и геомагнитной системами координат дается преобразованиями

$$\mathbf{v}^G = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos D & \sin D \\ 0 & -\sin D & \cos D \end{pmatrix} \mathbf{v}^M, \quad \mathbf{v}^M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos D & -\sin D \\ 0 & \sin D & \cos D \end{pmatrix} \mathbf{v}^G. \quad (6)$$

Углы  $I$  и  $D$  – наклонение и склонение геомагнитного поля. Наклонение  $I$  положительно при отклонении  $\mathbf{B}$  вниз от горизонтальной плоскости. Склонение  $D$  положительно при отклонении  $\mathbf{B}$  к востоку от направления на Северный географический полюс. Угол  $D$  определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta_m \sin D &= -\sin \theta_0 \sin (\lambda - \lambda_0) \\ \sin \theta_m \cos D &= \cos \theta_0 \sin \theta - \sin \theta_0 \cos \theta \sin (\lambda - \lambda_0) \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Связь между географическими и геомагнитными координатами дается формулами

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_m &= \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0) \\ \sin \theta_m \sin \lambda_m &= \sin \theta \sin (\lambda - \lambda_0) \\ \sin \theta_m \cos \lambda_m &= -\sin \theta_0 \cos \theta + \cos \theta_0 \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0) \end{aligned} \right\}; \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta &= \cos \theta_0 \cos \theta_m - \sin \theta_0 \sin \theta_m \cos \lambda_m \\ \sin \theta \sin (\lambda - \lambda_0) &= \sin \theta_m \sin \lambda_m \\ \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0) &= \sin \theta_0 \cos \theta_m + \cos \theta_0 \sin \theta_m \cos \lambda_m \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

Полнос магнитного диполя в Северном полушарии имеет координаты  $\theta_0 = 11,5^\circ$ ,  $\lambda_0 = 291^\circ$ . В географической системе координат

$$\mathbf{b}^G = (-\sin I, -\cos I \cos D, \cos I \sin D)$$

и для горизонтальной скорости  $\mathbf{u} = (v, u)$  в уравнении (1)

$$\frac{\delta \mathbf{u}}{\delta t} = -\hat{D} \mathbf{u} + \mathbf{F}_E, \quad (10)$$

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} R_i (1 - \cos^2 I \cos^2 D) & R_i \cos^2 I \cos D \sin D + S_i \sin I \\ R_i \cos^2 I \cos D \sin D - S_i \sin I & R_i (1 - \cos^2 I \sin^2 D) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_E = R_i \mathbf{v}_E^G + (c/B) \cdot S_i \mathbf{E}^G = \frac{c}{B} \begin{pmatrix} S_i & -R_i \sin I \\ R_i \sin I & S_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\lambda \end{pmatrix} - \frac{c}{B} R_i E_r \cos I \begin{pmatrix} \sin D \\ \cos D \end{pmatrix},$$

$$E_r = -\cos I \cdot E_\theta^M / \sin I, \quad E_\theta = \cos D \cdot E_\theta^M + \sin D \cdot E_\lambda^M,$$

$$E_\lambda = \cos D \cdot E_\lambda^M - \sin D \cdot E_\theta^M,$$

$$R_i = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\rho_e v_{en}}{1 + \alpha_e^2} + \sum_i \frac{\rho_i v_{in}}{1 + \alpha_i^2} \right) = \left( \frac{B}{c} \right)^2 \frac{\sigma_P}{\rho}, \quad S_i = \sum_i \frac{\rho_i v_{in}}{1 + \alpha_i^2} \alpha_i = \left( \frac{B}{c} \right)^2 \frac{\sigma_H}{\rho},$$

$\sigma_P$ ,  $\sigma_H$  – педерсеновская и холловская проводимости.

Уравнение (1) в вертикальном направлении для крупномасштабных процессов имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho g. \quad (11)$$

Вертикальную скорость определим из уравнения непрерывности для атмосферы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (12)$$

Привлекая условие гидростатического равновесия (11), имеем:

$$g \frac{\partial}{\partial r} \rho w = \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta v \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( u \frac{\partial p}{\partial r} \right) \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial r}. \quad (13)$$

### Методы решения уравнений модели

Решение уравнения (1) проведем методом расщепления [18]. На временном интервале  $\tau = t_{j+1} - t_j$  уравнение (1) запишем в порядке решения:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (k_R + \hat{D})\mathbf{u} + 2\Omega \cos \theta \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{u} = -\frac{\nabla_{\perp} p}{\rho} + \mathbf{F}_E, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + w^j \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial r} = \frac{\partial}{\rho \partial r} \eta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial r}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + v^j \frac{\partial \mathbf{u}}{r \partial \theta} + u^j \frac{\partial \mathbf{u}}{r \sin \theta \partial \lambda} + \operatorname{ctg} \theta \frac{u^j}{r} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{u} = 0. \quad (16)$$

В представленном варианте модели в уравнение (14) введен коэффициент релеевского трения  $k_R$  как наиболее простой вариант параметризации волнового сопротивления Schoeberl and Strobel [19]. В современных моделях волновое сопротивление представлено как следствие разрушения внутренних гравитационных волн (ВГВ), а импульс и энергия вкладываются в циркуляцию и тепловой баланс. Параметризация эффектов разрушения ВГВ, начиная с работ Lindzen [20] и Matsuno [21], продолжает развиваться, см. Medvedev and Klaassen [22].

Решение уравнений (14), (15) не вызывает затруднений, отметим только следующее. Аппроксимация производной по времени имеет первый порядок. В уравнении (15) вязкий член – второй порядок, вертикальный перенос учитывает направление: в узле  $k$  по высоте член  $w^j (\partial \mathbf{u} / \partial r)$  при  $w_k^j > 0$  аппроксимируется как  $w_k^j \cdot (\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_{k-1}) / dh_{k-1}$ , при  $w_k^j < 0$  –  $-w_k^j \cdot (\mathbf{u}_{k+1} - \mathbf{u}_k) / dh_k$ . Уравнение решаем методом прогонки. Нижнее граничное условие – решение уравнения (14), верхнее граничное условие (ВГУ) –  $\partial \mathbf{u} / \partial r = 0$ .

Уравнение (16) для узла координатной сетки на сфере  $(\theta, \lambda)$  имеет решение

$$\left. \begin{aligned} v(t_{j+1}, r, \theta, \lambda) &= v_0 \cos(\delta \lambda) + u_0 \sin(\delta \lambda) \\ u(t_{j+1}, r, \theta, \lambda) &= u_0 \cos(\delta \lambda) - v_0 \sin(\delta \lambda) \end{aligned} \right\}, \quad (17)$$

$$\delta \lambda = - \int_{t_j}^{t_{j+1}} \frac{u^j}{r} \operatorname{ctg} \theta dt = \int_{\lambda_0}^{\lambda} \cos \theta d\lambda.$$

Здесь  $v_0, u_0$  – значения компонентов скорости, вычисленных по уравнению (15), в точке  $(r, \theta_0, \lambda_0)$ . Эта начальная точка находится из решения уравнения характеристик

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{v^j}{r}, \quad \frac{d\lambda}{dt} = -\frac{u^j}{r \sin \theta}. \quad (18)$$

Вычисляется та точка, перенос из которой привел бы в исходный узел координатной сетки. При вычислении траекторий основной шаг по времени  $\tau$  дробится. В высоких широтах для устранения расходимости осуществляется переход к координатам  $x = \sin \theta \cos \lambda$ ,  $y = \sin \theta \sin \lambda$ . Уравнения (18) принимают вид

$$\begin{aligned} dx/dt &= -(\cos \theta v^j \cos \lambda - u^j \sin \lambda)/r \\ dy/dt &= -(\cos \theta v^j \sin \lambda + u^j \cos \lambda)/r \end{aligned}$$

На полюсах решением уравнения (16) при учете (17) будет

$$\left. \begin{aligned} v(t_{j+1}, r, \theta, \lambda) &= \text{sign}(\cos \theta)(v_1 \cos \lambda + v_2 \sin \lambda) \\ u(t_{j+1}, r, \theta, \lambda) &= v_2 \cos \lambda - v_1 \sin \lambda \end{aligned} \right\}, \quad (19)$$

где

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \text{sign}(\cos \theta) v_0 \cos \lambda_0 - u_0 \sin \lambda_0 \\ v_2 &= u_0 \cos \lambda_0 + \text{sign}(\cos \theta) v_0 \sin \lambda_0 \end{aligned} \right\}. \quad (20)$$

В соответствии с (19), уравнение (14) на полюсах преобразуется в уравнение для вектора  $\mathbf{u}_p = (v_1, v_2)$ . В окрестности полюсов  $p = p_0 + \sin \theta(p_1 \cos \lambda + p_2 \sin \lambda)$ ,  $\mathbf{p} = (p_1, p_2)$  и

$$\frac{\partial \mathbf{u}_p}{\partial t} + (k_R + \hat{D}_p) \mathbf{u}_p + 2\Omega \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{u}_p = -\frac{\mathbf{p}}{\rho} + \mathbf{F}_{Ep}, \quad (21)$$

$$\hat{D}_p = \begin{pmatrix} R_i(1 - \cos^2 I_0 \cos^2 \lambda_0) & -R_i \cos^2 I_0 \cos \lambda_0 \sin \lambda_0 + S_i \sin I_0 \\ -R_i \cos^2 I_0 \cos \lambda_0 \sin \lambda_0 - S_i \sin I_0 & R_i(1 - \cos^2 I_0 \sin^2 \lambda_0) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_{Ep} = \text{sign}(\cos \theta) \frac{c}{B} \left[ \begin{pmatrix} -S_i & R_i \sin I_0 \\ -R_i \sin I_0 & -S_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} - \cos I_0 E_r \begin{pmatrix} \sin \lambda_0 \\ -\cos \lambda_0 \end{pmatrix} \right],$$

$$E_\theta = -(E_1 \cos \lambda + E_2 \sin \lambda)$$

$$E_\lambda = -\text{sign}(\cos \theta)(E_2 \cos \lambda - E_1 \sin \lambda),$$

$$E_1 = \text{sign}(\cos \theta) \cos \lambda_0 E_\theta^M - \sin \lambda_0 E_\lambda^M$$

$$E_2 = \text{sign}(\cos \theta) \sin \lambda_0 E_\theta^M + \cos \lambda_0 E_\lambda^M.$$

В окрестности полюсов  $v = \text{sign}(\cos \theta) \cdot (v_0 \sin \theta + v_1 \cos \lambda + v_2 \sin \lambda)$ . Тогда уравнение для вертикальной скорости на полюсах

$$g \frac{\partial}{\partial r} \rho w = \frac{1}{r} \left( 2v_0 \frac{\partial p_0}{\partial r} + v_1 \frac{\partial p_1}{\partial r} + v_2 \frac{\partial p_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 p_0}{\partial t \partial r}. \quad (22)$$

Верхнее граничное условие получим интегрированием уравнения непрерывности от верхней границы до бесконечности. При учете ВГУ для горизонтальной скорости и ограниченности  $w$  имеем

$$g\rho w = \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta v p) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (u p) \right) + \frac{\partial p}{\partial t}$$

или

$$g\rho w = \frac{1}{r} (2v_0 p_0 + v_1 p_1 + v_2 p_2) + \frac{\partial p_0}{\partial t}.$$

Скорость  $v$  вычисляется в узлах координатной сетки с числом узлов по высоте  $N = 50$  (шаг линейно возрастает по узлу  $k$  и  $dh_1 = 2,6$  км,  $dh_{N-1} = 21,5$  км), по широте  $L = 38$  ( $d\theta = 4,86^\circ$ ), по долготе  $M = 24$  ( $d\lambda = 15^\circ$ ). Шаг по времени  $\tau = 10$  мин. В начальный момент мирового времени  $UT = 0$  с начальным условием  $v = 0$  решение уравнений находим методом установления и далее находится периодическое по  $UT$  решение. Ионный состав и электрическое поле рассчитываются в геомагнитных координатах и переводятся в географическую систему координат.

### Результаты расчетов

Расчеты проведены для декабрьского солнцестояния при низкой ( $F_{10,7} = 75$ ) и средней солнечной активности ( $F_{10,7} = 150$ ), умеренной геомагнитной возмущенности ( $K_p = 3$ ). На рисунках меридиональная скорость направлена на север. Наиболее общие особенности циркуляции видны на рис. 1, 2. Зональная скорость в летнем полушарии направлена в основном на запад, а в зимнем полушарии – на восток. Однако в летнем полушарии в узком высотном интервале вблизи 100 км наблюдается вторжение восточного потока. В средней атмосфере наблюдаются мощные струйные зональные течения с центром на средних широтах. В нижней стратосфере осуществляется меридиональный перенос к полюсам с восходящими потоками в летнем полушарии и нисходящими в зимнем полушарии (циркуляция Бревер–Допсона). На высотах мезосферы в меридиональном ветре наблюдаются в экваториальной области интенсивные мезосферные струи. В работе [1] отмечается, что использование вместо коэффициента релеевского трения модифицированной после [22] формы распада ВГВ (Fritts and Lu [23]) позволило при сохранении струй не ослаблять проникновение на высоты термосферы суточному приливу. На больших высотах меридиональная скорость направлена в основном из летнего полушария в зимнее с нисходящими потоками в средних широтах. В термосфере система циркуляции испытывает сильную зависимость от солнечной активности. Дополнительно к рис. 1 смотрите рис. 2, где приведены карты ветра на высоте 300 км для двух уровней солнечной активности (СА).



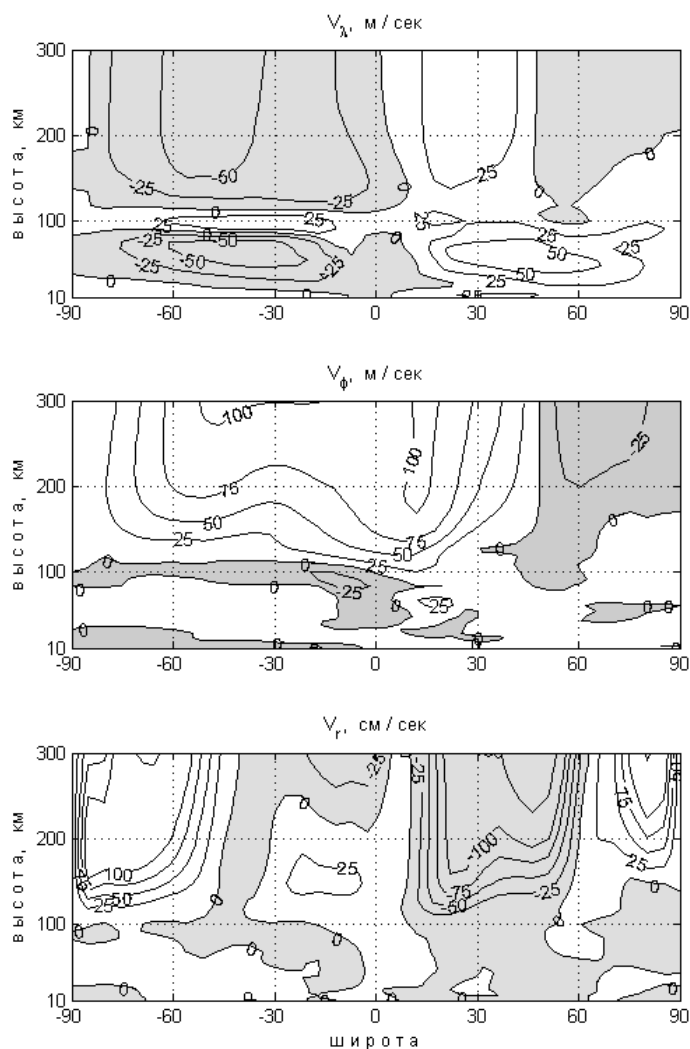


Рис. 1. Среднезональная циркуляция

Динамическое состояние термосферы в значительной мере определяется высокоширотными источниками: электрическим полем и высыпанием высокоэнергичных заряженных частиц. Электрическое поле приводит в движение ионосферную плазму, которая через процессы соударений с нейтральными частицами снабжает термосферу источниками энергии (джоулев нагрев) и импульса.

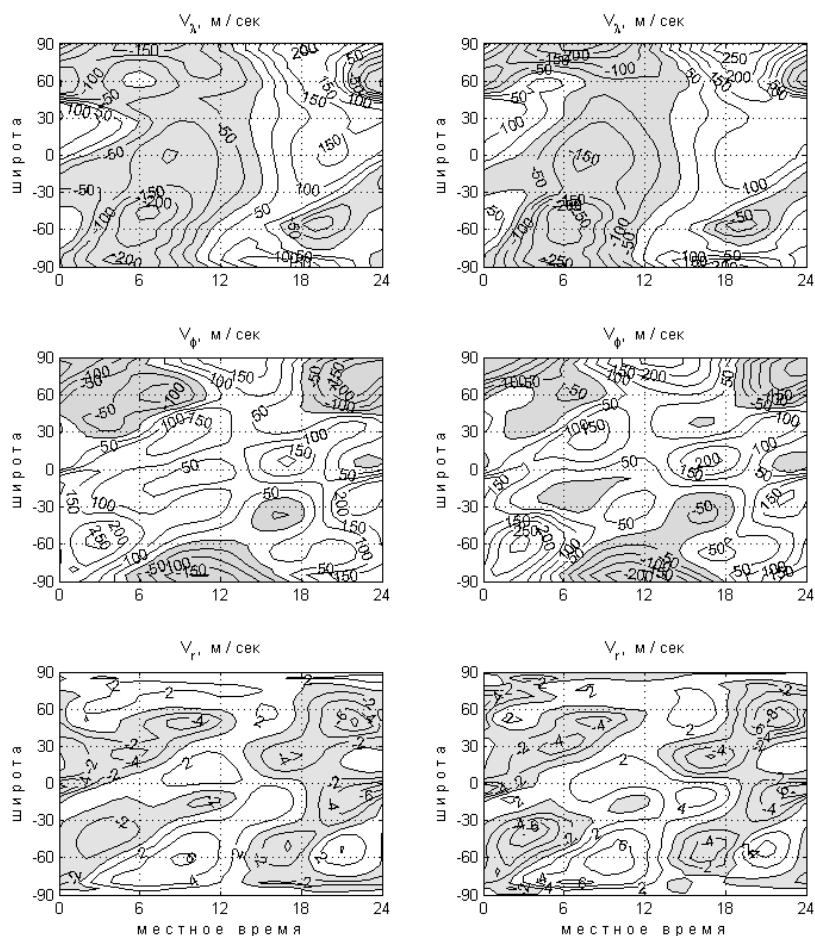


Рис. 2. Циркуляция на высоте 300 км при низкой (левый столбец) и средней солнечной активности (правый столбец), выделенная в зависимости от местного времени

Высыпающиеся частицы увеличивают тепловые притоки в термосферу аналогично поглощению солнечной радиации. При низкой СА роль высокоширотных источников по влиянию на циркуляцию более значительна по сравнению с высокой СА. При низкой СА направленный днем к полюсам ветер более слаб, а в ночные часы направленный к экватору ветер сильнее, чем при высокой СА. Несовпадение географического и геомагнитного полюсов существенно влияет на систему циркуляции, так как морфология зон выпадения частиц и конфигурация электрического поля

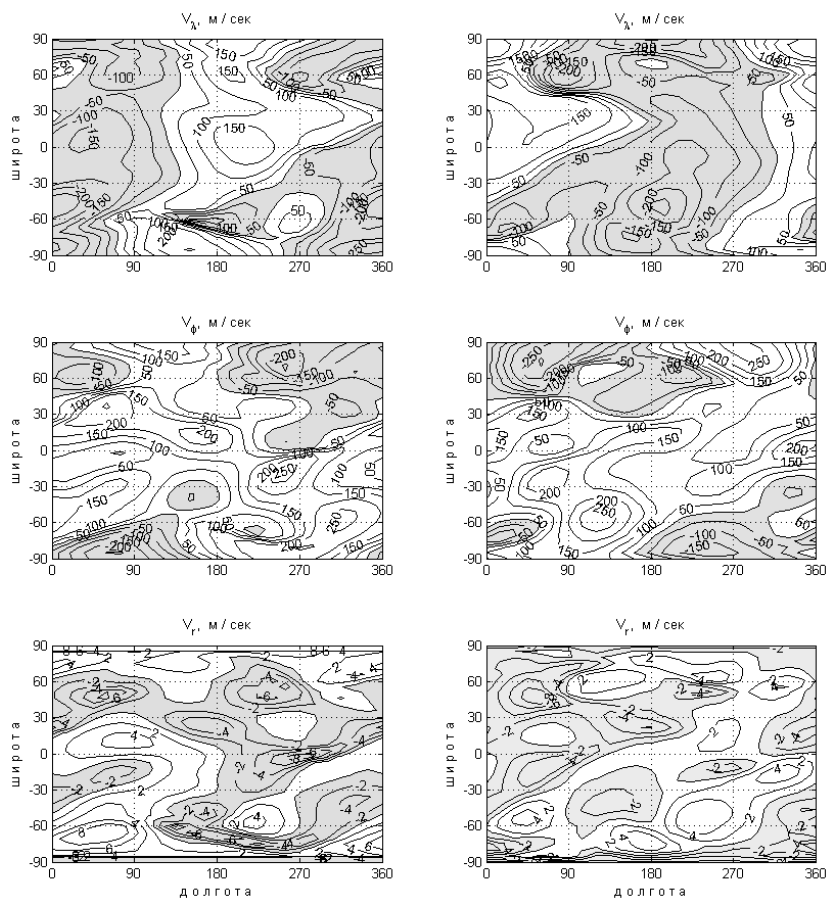


Рис. 3. Циркуляция на высоте 300 км при UT = 6 ч (левый столбец) и при UT = 18 ч

привязаны к геомагнитной системе координат. Это приводит к значительным долготным (LN) и по мировому времени (UT) вариациям параметров термосферы, что иллюстрирует рис. 3, где приведены широтно-долготные карты ветра на высоте 300 км при низкой СА для 6 и 18 ч UT. В эти моменты времени расположение географического и геомагнитного полюсов по направлению Солнце–Земля противоположно. Дополнительно на рис. 4 приведены амплитуды первой гармоники по местному времени, долготе и по UT.

Обращает на себя внимание наличие в средней атмосфере зимнего полушария мощных долготных возмущений, вызванных распространением крупномасштабных возмущений (планетарных волн) из тропосферы.

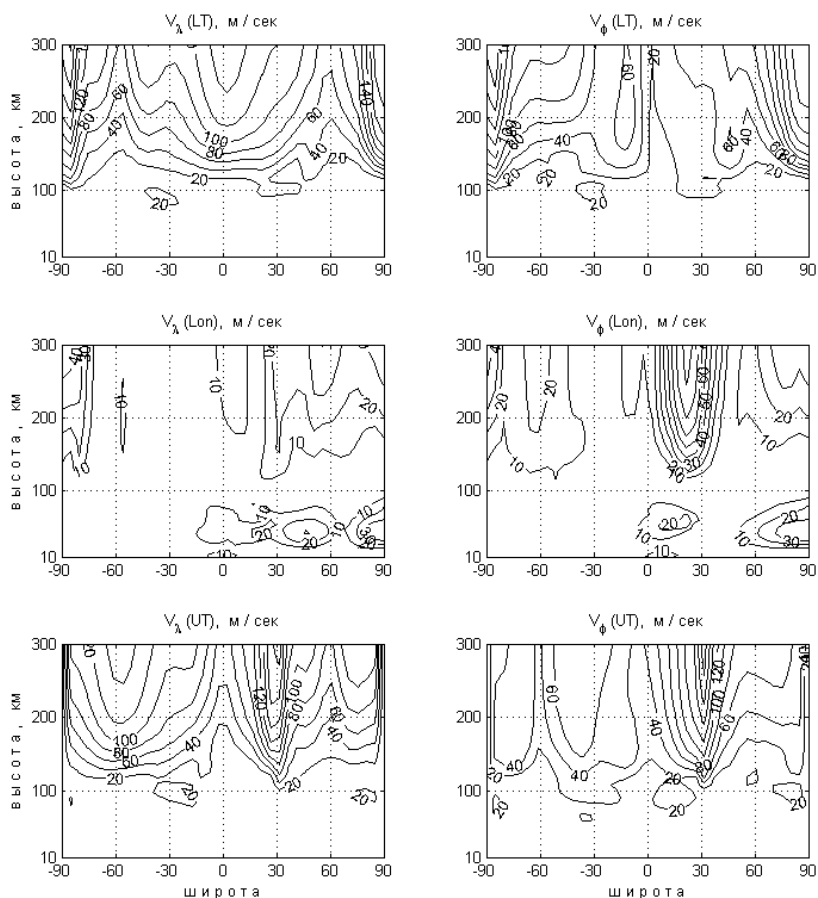


Рис. 4. Амплитуды первых гармоник по местному времени, долготе и мировому времени для зональной скорости (левый столбец) и меридиональной скорости (правый)

В термосфере неожиданно сильными оказались рассчитанные унитарные вариации, возможно основным механизмом их формирования является передача импульса от электромагнитного дрейфа ионов нейтральному газу.

### Заключение

Некоторые методы численного решения уравнений модели могут быть использованы, например: при учете ветрового переноса температуры и нейтральных составляющих, примесей атмосферы, ионов в D и E областях ионосферы.

Представленная модель воспроизводит все основные особенности циркуляции атмосферы. Намечены пути усовершенствования модели – переход от релеевского трения к учету эффектов распада ВГВ, что может быть использовано и в блоке расчета теплового режима атмосферы.

### Литература

1. Roble R.G., Ridley E.C A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (TIME GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30–500 km) // *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol. 21, No. 6. P. 417–420.
2. Qian L., Burns A., Emery B.A. et al. The NCAR TIE-GCM: A community model of the coupled thermosphere/ionosphere system In: J. Huba, R. Schunk, G. Khazanov (Eds.). *Modeling the Ionosphere-Thermosphere System*, AGU Geophysical Monograph Ser. 2014. Vol. 201. P. 73–83. DOI: 10.1002/9781118704417.
3. Liu H.L., Foster B.T., Hagan M.E. et al. Thermosphere extension of the Whole Atmosphere Community Climate Model // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. A12302. DOI: 10.1029/2010JA015586.
4. Verronen P.T., Andersson M.T., Marsh D.R., Kovacs T., Plane J.M.C. WACCM-D – Whole atmosphere community climate model with D-region ion chemistry // *J. Adv. Model. Earth Syst.* 2016. Vol. 8. P. 954–975. DOI: 10.1002/2015MS000592.
5. Кривоуцкий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Банин М.В. Глобальная трехмерная численная фотохимическая модель CHARM. М.: ГЕОС, 2021. 135 с.
6. Кривоуцкий А.А., Черепанова Л.А., Деметьева А.В. и др. Глобальная циркуляция атмосферы Земли на высотах от 0 до 135 км, рассчитанная с помощью модели ARM. Учет вклада солнечной активности // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2015. Т. 55, № 6. С. 808–828.
7. Математическое моделирование Земной системы / Под ред. Н.Г. Яковлева, ИВМ РАН. М.: МАКС Пресс, 2016. 328 с.
8. Кулямин Д.В., Дымников В.П. Моделирование общей циркуляции тропосферы–стратосферы–мезосферы с включением D-слоя ионосферы // *Гелиогеофизические исследования*. 2014. Вып. 10. С. 5–44.
9. Кулямин Д.В., Дымников В.П. Трехмерная модель динамики термосферы // *Гелиогеофизические исследования*. 2014. Вып. 7. С. 15–42.
10. Кулямин Д.В., Останин П.А., Дымников В.П. Моделирование F слоя земной ионосферы. Решение уравнений амбиполярной диффузии // *Математическое моделирование*. 2019. Т. 31, № 4. С. 57–74.
11. Hedin A.E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96, No. A2. P. 1159–1172. DOI: 10.1029/90JA02125.
12. Chiu Y.T. An improved phenomenological model of ionospheric density // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1975. Vol. 37, No. 12. P. 1563–1570.
13. Уваров В.М., Барашков П.Д. Модель непрерывного распределения крупномасштабных электрических полей с учетом зависимости от  $K_p$ -индекса (препринт). Якутск, 1988. 12 с.
14. Heppner J.P. Empirical models of high-latitude electric fields // *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, No. 7. P. 1115–1125.

15. *Richmond A.D., Blanc M., Emery B.A., Wand R.H., Fejer B.G., Woodman R.F., Ganguly S., Amayenc P., Behnke R.A., Calderon C., Evans J.V.* An empirical model of quiet-day ionospheric electric fields at middle and low latitudes // *J. Geophys. Res.* 1980. Vol. 85. P. 4658–4664.
16. *Schunk R.W., Nagy A.F.* Ionospheres: Physics, Plasma physics, and Chemistry. Cambridge University Press, 2009. 628 p.
17. *Banks P.M., Kockarts G.* Aeronomy, Part B. Elsevier, New York, 1973. 355 p.
18. *Марчук Г.И.* Численные методы в прогнозе погоды. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 356 с.
19. *Schoeberl M.R., Strobel D.F.* The zonally averaged circulation of the middle atmosphere // *J. Atm. Sci.* 1978. Vol. 35. P. 577–591.
20. *Lindzen R.S.* Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86, No. C10. P. 9707–9714.
21. *Matsuno T.* A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves // *J. Meteor. Soc. Japan.* 1982. Vol. 60, No. 1. P. 215–226.
22. *Medvedev A.S., Klaassen G.P.* Parameterization of gravity wave momentum deposition based on nonlinear wave interactions: basic formulation and sensitivity tests // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2000. Vol. 62. P. 1015–1033.
23. *Fritts D.C., Lu W.* Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part II: parameterization of wave forcing and variability // *J. Atmos. Sci.* 1993. Vol. 50. P. 3695–3713.