
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ F2 ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ УСЛОВИЙ ЗИМНЕГО СОЛНЦЕСТОЯНИЯ

MODELING THE ELECTRON TEMPERATURE DISTRIBUTION IN F2 REGION OF HIGH-LATITUDE IONOSPHERE FOR WINTER SOLSTICE CONDITIONS

И.А. Голиков

*Институт космических исследований и аэронавтики
им. Ю.Г. Шафера СО РАН,
Якутск, Россия, gia2008@mail.ru*

А.Ю. Гололобов

*Северо-Восточный федеральный университет
им. М.К. Аммосова, golart87@gmail.com
Якутск, Россия,*

В.И. Попов

*Северо-Восточный федеральный университет
им. М.К. Аммосова,
Якутск, Россия, volts@mail.ru*

I.A. Golikov

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy,
Yakutsk, Russia, gia2008@mail.ru*

A.Yu. Gololobov

*North-Eastern Federal University,
Yakutsk, Russia, golart87@gmail.com*

V.I. Popov

*North-Eastern Federal University,
Yakutsk, Russia, volts@mail.ru*

Аннотация. На основе трехмерной модели высокоширотной ионосферы в переменных Эйлера, учитывающей несовпадение географического и геомагнитного полюсов, проведено исследование поведения электронной температуры T_e в области F2 ионосферы в зависимости от мирового времени. Представлены результаты численного моделирования пространственно-временного распределения температуры электронов на высотах области F2 для условий зимнего солнцестояния, минимума солнечной активности и для умеренной геомагнитной активности. Показано, что распределение температуры электронов в области F2 высокоширотной ионосферы в зимний период характеризуется повышением T_e в утреннем и вечернем секторах. Далее несовпадение полюсов приводит к регулярным долготным особенностям в распределении T_e при суточном вращении Земли. Так, в 05 UT, когда освещено восточное полушарие, формируется зона повышенной T_e только в утреннем секторе, а в 17 UT, когда освещено западное полушарие, — в обоих секторах. Обсуждаются причины формирования зон повышенной T_e в зависимости от мирового времени. Проведено сопоставление результатов численных экспериментов с аналогичными, полученными с помощью других моделей.

Ключевые слова: высокоширотная ионосфера, область F2, трехмерная модель, скорости нагревания и охлаждения электронов и ионов, температура электронов и ионов, зоны повышенной температуры электронов, долготные особенности.

Abstract. Using the three-dimensional model of the high-latitude ionosphere in Euler variables, which takes into account the mismatch between geographical and geomagnetic poles, we study the behavior of the electron temperature T_e in the F2 region as a function of universal time. We present results of the numerical modeling of spatial-temporal distribution of electron temperature in the F2 region for winter solstice, minimum solar activity, and moderate geomagnetic activity. The electron temperature distribution in the F2 region of the high-latitude ionosphere in winter is shown to be characterized by a T_e increase in dawn and dusk sectors. Further, the mismatch between the poles leads to regular longitudinal features in T_e distribution during Earth's daily rotation. Thus, at 05 UT, when the Eastern Hemisphere is illuminated, the elevated T_e zone is formed only in the dawn sector, and at 17 UT, when the Western Hemisphere is illuminated, such zones are observed in both the sectors. We discuss reasons for the formation of the regions with elevated electron temperature depending on the universal time. The results of numerical experiments are compared with similar results obtained with other models.

Keywords: high-latitude ionosphere, F2 region, three-dimensional model, rate of heating and cooling of electrons and ions, electron and ion temperatures, elevated electron temperature regions, longitudinal features.

ВВЕДЕНИЕ

Математическое моделирование высокоширотной ионосферы предполагает численное решение системы уравнений гидродинамики с учетом несовпадения географического и геомагнитного полюсов.

Это обусловлено тем, что крупномасштабная структура высокоширотной ионосферы контролируется мировым временем (UT-контроль). Причем эффект несовпадения полюсов должен влиять и на тепловой режим высокоширотной ионосферы. Поэтому в расче-

тах пространственно-временного распределения температуры заряженных частиц возникает необходимость учета УТ-контроля. Численному моделированию теплового режима высокоширотной ионосферы на основе подхода Лагранжа посвящен ряд работ [Schunk et al., 1986; Клименко et al., 1991; Mingalev et al., 2002], где изучены, в частности, причины формирования «горячих пятен» ($T \geq 5000$ К) [Koffman, 1984].

В настоящей работе проведено изучение эффекта несовпадения полюсов в распределении электронной температуры в области F2 высокоширотной ионосферы в зимний период на основе подхода Эйлера. Исследование проведено с помощью трехмерной модели высокоширотной ионосферы в эйлеровых переменных, учитывающей ее тепловой режим. Учтено несовпадение географического и геомагнитного полюсов, которое обуславливает долготный эффект в распределении электронной концентрации [Колесник и др., 1983]. Представлены результаты расчетов пространственно-временного распределения электронной температуры на уровне области F2 для 05 и 17 UT, когда восточное и западное полушария оказываются на освещенной стороне. Расчеты выполнены для условий зимнего солнцестояния, минимума солнечной активности и для умеренной геомагнитной активности.

МОДЕЛЬ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Модель высокоширотной ионосферы позволяет описывать ионосферную плазму в области высот 120÷500 км и характеризуется следующим набором параметров: концентрацией электронов n_e , ионов $n(O^+)$ и основных нейтральных частиц $n(O)$, $n(O_2)$, $n(N_2)$, а также температурой электронов T_e , ионов T_i и нейтральных частиц T_n . В рассматриваемой области высот можно принять условие квазинейтральности плазмы $n(O^+) = n_e$. Используется сферическая географическая система координат: r — радиус, θ — коширота, φ — долгота. Уравнения модели записаны в виде, представленном в [Колесник и др., 1993].

Для определения концентрации ионов O^+ используется уравнение непрерывности для ионов O^+ :

$$\frac{\partial n(O^+)}{\partial t} = q(O^+) - l(O^+) - \frac{\partial}{\partial r} [n(O^+) u_{ir}] - \frac{1}{R_E \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} [n(O^+) u_{i\theta} \sin \theta] + \frac{\partial}{\partial \varphi} [n(O^+) u_{i\varphi}] \right\}, \quad (1)$$

где $q(O^+)$ и $l(O^+)$ — скорости локального образования и потерь O^+ , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; u_{ir} , $u_{i\theta}$, $u_{i\varphi}$ — компоненты вектора скорости движения ионов O^+ , $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$, R_E — радиус Земли.

Для расчета распределения температуры электронов в высокоширотной ионосфере используется уравнение теплопроводности для электронов:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + u_{er} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{u_{e\theta}}{R_E} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + \frac{u_{e\varphi}}{R_E \sin \theta} \frac{\partial T_e}{\partial \varphi} = -\frac{2}{3} T_e \left[\frac{\partial u_{er}}{\partial r} + \frac{1}{R_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_{e\theta} \sin \theta) + \frac{1}{R_E \sin \theta} \frac{\partial u_{e\varphi}}{\partial \varphi} \right] +$$

$$+ \frac{2}{3kn_e} \left[\frac{H_r^2}{H^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_e}{R_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{H_0 H_r}{H^2} \sin \theta \right) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] + \frac{2}{3kn_e} (Q_{e\lambda} + Q_{ep} - L_{en} - L_{ei}), \quad (2)$$

где u_{er} , $u_{e\theta}$, $u_{e\varphi}$ — компоненты вектора скорости движения электронов, $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$; λ_e — коэффициент теплопроводности электронов; $Q_{e\lambda}$ — скорость локального нагрева электронов фотоэлектронами, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; Q_{ep} — скорость нагрева электронов заряженными частицами, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; L_{en} и L_{ei} — скорости локального охлаждения или нагрева электронов в результате упругих и неупругих взаимодействий с нейтральными частицами и ионами соответственно, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Температура ионов определяется из уравнения теплопроводности для ионов:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + u_{ir} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{u_{i\theta}}{R_E} \frac{\partial T_i}{\partial \theta} + \frac{u_{i\varphi}}{R_E \sin \theta} \frac{\partial T_i}{\partial \varphi} = -\frac{2}{3} T_i \left[\frac{\partial u_{ir}}{\partial r} + \frac{1}{R_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_{i\theta} \sin \theta) + \frac{1}{R_E \sin \theta} \frac{\partial u_{i\varphi}}{\partial \varphi} \right] + \frac{2}{3kn_i} \left[\frac{H_r^2}{H^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_i}{R_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{H_0 H_r}{H^2} \sin \theta \right) \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] + \frac{2}{3kn_i} (Q_{ie} - L_{in} + Q_{id}), \quad (3)$$

где λ_i — коэффициент теплопроводности ионов; Q_{ie} , L_{in} — скорости локального нагрева или охлаждения ионов O^+ в результате взаимодействия с электронами и нейтральными частицами, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; Q_{id} — скорость нагрева ионов O^+ электрическими полями и термосферными ветрами соответственно, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Уравнения относительно компонент вектора скорости движения ионов O^+ определяются в виде

$$u_{ir} = -D_a \left\{ \left[\frac{1}{n(O^+)} \frac{\partial n(O^+)}{\partial r} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{1}{H_p} \right] \sin^2 I + \frac{1}{R_E} \left[\frac{1}{n(O^+)} \frac{\partial n(O^+)}{\partial \theta} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] \cos I \sin \theta \right\} + \frac{cE_\varphi}{H} \cos I + u_{n\theta} \sin I \cos I;$$

$$u_{i\theta} = -D_a \left\{ \left[\frac{1}{n(O^+)} \frac{\partial n(O^+)}{\partial r} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{1}{H_p} \right] \sin I \cos I + \frac{1}{R_E} \left[\frac{1}{n(O^+)} \frac{\partial n(O^+)}{\partial \theta} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] \cos^2 I \right\} - \frac{cE_\varphi}{H} \sin I + u_{n\theta} \cos^2 I;$$

$$u_{i\varphi} = \frac{cE_\varphi}{H} \operatorname{cosec} I, \quad (4)$$

где $T_p = T_e + T_i$; $H_p = kT_i / (m(O^+)g)$; k — постоянная Больцмана $\text{эрг} \cdot \text{К}^{-1}$; g — гравитационное ускорение, $\text{см} \cdot \text{с}^{-2}$; E_θ , E_φ — меридиональная и зональная компоненты электрического поля соответственно, $\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$; H —

напряженность геомагнитного поля, эрстед; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; I — геомагнитное наклонение, град; u_{n0} — меридиональная компонента скорости движения нейтрального газа, $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$. При выводе (4) вертикальная компонента электрического поля E_r была исключена аналогично [Stubbe, 1970]. Для того чтобы выполнялось условие квазинейтральности, полагаем, что скорости движения электронов и ионов равны ($\vec{u}_e = \vec{u}_i$). Зональная компонента скорости термосферного ветра в данной статье не учитывается, так как по сравнению с меридиональной она незначительна (направлена поперек силовых линий геомагнитного поля).

В настоящей работе основное внимание уделяется температуре электронов, поэтому здесь приведены выражения для определения скоростей нагрева и охлаждения электронного газа на высотах F2-области. В освещенной части высокоширотной ионосферы основным источником нагрева тепловых электронов является нагрев фотоэлектронами Q_{el} , образовавшимися при фотоионизации, а в области аврорального овала — нагрев вторичными электронами, образовавшимися при корпускулярной ионизации Q_{ep} . Соответствующие скорости нагрева задаются согласно [Кринберг и др., 1984]:

$$Q_{el} = \varepsilon q_{\phi}, \quad (4)$$

$$Q_{ep} = \varepsilon q_{\text{корп}}, \quad (5)$$

где q_{ϕ} — скорость ионообразования за счет коротковолнового излучения Солнца; $q_{\text{корп}}$ — скорость корпускулярной ионизации;

$$\varepsilon = 0.16 \left(9 + \lg \frac{n_e}{\sum N_n} \right)^2 \cdot 1.602 \cdot 10^{-12}, \text{ эрг.}$$

Отсюда следует, что области фотоионизации и нагрева фотоэлектронами совпадают. Скорость охлаждения электронного газа в результате упругих соударений с ионами O^+ имеет вид [Banks et al., 1973]

$$L_{ei} = 7.7 \cdot 10^{-6} n_e T_e^{-3/2} (T_e - T_i) \times \frac{n(O^+)}{M(O^+)} \cdot 1.602 \cdot 10^{-12}, \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (6)$$

где $M(O^+)$ — атомная масса иона O^+ . Скорости охлаждения электронного газа при взаимодействии с нейтральными частицами задаются согласно [Schunk et al., 1978]. Температура и концентрация нейтральных компонент рассчитывались по модели термосферы NRLEMSIS-00 [Picone et al., 2002]. Электрическое поле магнитосферной конвекции задавалось по модели “А” Хешнера [Herrner, 1977]. Для расчета корпускулярной ионизации использовались модель авроральных высыпаний APM (Auroral Precipitation Model) [Vorobjev et al., 2013], которая задает значения энергий и потоков энергий выпадающих электронов в диффузионной авроральной зоне, зоне структурных высыпаний и зоне мягких диффузионных высыпаний, и функция ионообразования выпадающими частицами [Fang et al., 2008]. Скорости волновой ионизации при больших зенитных углах Солнца ($\chi > 75^\circ$) заданы согласно [Chapman, 1931].

АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ МОДЕЛИРУЮЩИХ УРАВНЕНИЙ

Для решения системы моделирующих уравнений вводится пространственная сетка с узловыми точками r_k , θ_l и φ_j по высоте, кошироте и долготе соответственно, охватывающая всю область решения ($120 \text{ км} \leq h \leq 500 \text{ км}$; $0 \leq \theta \leq 50^\circ$; $0 \leq \varphi \leq 2\pi$), так что

$$r_{k+1} = r_0 + k\Delta r; \theta_l = l\Delta\theta; \varphi_j = j\Delta\varphi,$$

где $h = r_0 - R_E$; $r_0 = R_E + 120 \text{ км}$; Δr , $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$ — расстояния между узлами сетки (шаги) по координатам r , θ , φ соответственно; k , l , j — целые числа, определяющие положение узлов сетки.

При численном решении уравнения теплопроводности электронов (2) задаются следующие граничные условия: на нижней границе (120 км) из-за высокой плотности нейтрального газа обеспечивается тепловое равновесие заряженных и нейтральных частиц, поэтому можно принять условие $T_e = T_i = T_n$; на верхней границе (500 км) задается значение потока тепла за счет теплопроводности

$$\psi(r, \theta, \varphi, t) = -\lambda_e (\nabla T_e)_n,$$

где λ_e — коэффициент теплопроводности электронов; на полюсе $\theta = 0^\circ$ используется условие усреднения

$$T_e(r, t) = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_e(r, \theta, \varphi, t) d\varphi;$$

на экваториальной границе $\theta = 50^\circ$ используются результаты решения одномерного по r уравнения (2); по долготе задается условие периодичности

$$T_e(r, \theta, \varphi, t) = T_e(r, \theta, \varphi + 2\pi, t).$$

Алгоритм решения системы моделирующих уравнений, а также граничные условия для остальных уравнений рассмотрены в [Голиков и др., 2012; Гололобов и др., 2014]. Для численного решения трехмерных дифференциальных уравнений (1)–(3) используется метод суммарной аппроксимации [Самарский, 1977], в котором решение трехмерных дифференциальных уравнений сводится к последовательному решению системы одномерных уравнений. Далее для одномерных уравнений используется конечно-разностная аппроксимация с последующим приведением к трехточечной схеме, которая решается методом прогонки.

В качестве начального условия для $n(O^+)$ используется простой слой Чепмена, электронная и ионная температуры приравниваются к температуре нейтрального газа ($T_e = T_i = T_n$). Расчеты проведены при следующих шагах: $\Delta r = 10 \text{ км}$, $\Delta\theta = 2^\circ$, $\Delta\varphi = 10^\circ$, $\Delta t = 2 \text{ мин}$. На ПК с процессором 2400 МГц и 4000 Мб оперативной памяти время счета для получения периодического решения составляет приблизительно 30 мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

С целью выявления причин возникновения особенностей в пространственном распределении температуры электронов вначале были рассмотрены основные процессы, вызывающие изменение T_e в области F2 ионосферы при заданных гелиогеофизических условиях. С учетом того, что области с

повышенной T_e могут формироваться и без учета нелокального нагрева [Мингалева, Мингалева, 1992], расчеты проведены при условии отсутствия потоков тепла из плазмосферы.

На рис. 1 показано распределение скорости ионизации атомов кислорода ультрафиолетовым излучением Солнца (фотоионизация) (а, б) и концентрации электронов n_e (в, г) на высоте 300 км в 05 и 17 UT для условий зимнего солнцестояния, минимума солнечной активности ($F_{10.7}=70$) и для умеренной геомагнитной активности ($K_p=3$) в координатах LT (долгота) — географическая широта. Здесь концентрации электронов (ионов) даны в виде изолиний. Концентрические окружности соответствуют географическим широтам, проведенным через 10° . Цифры у внешнего круга — местное время, рядом в скобках — географическая долгота. Штриховые линии — положения терминаторов при зенитном угле $\chi=90^\circ$ (верхняя) и на заданной высоте (нижняя). Точка с двумя взаимно перпендикулярными линиями — геомагнитный полюс. Стрелками показаны скорости электронов, обусловленные электрическим полем магнитосферного происхождения. Штрихпунктирная окружность — положение плазмопаузы, которая соответствует экваториальной границе области магнитосферной конвекции по модели “А” Хеппнера [Heppner, 1977]. В 05 UT геомагнитный полюс находится вблизи полуночного меридиана, а в 17 UT — вблизи полуденного. Видно, что на высоте 300 км терминатор и вместе с ним граница фотоионизации смещаются к высоким широтам примерно на 13° (рис. 1, а, б). Концентрация электронов в 05 UT в зоне между двумя положениями терминатора быстро падает, достигая ночных значений в нижнем положении терминатора в околополуденном секторе (рис. 1, в). В 17 UT в связи с тем, что область конвекции почти наполовину оказывается на освещенной стороне, распределение электронов принимает сложный вид. Над полярной шапкой формируется «язык ионизации» в результате заноса антисолнечной конвекцией дневной ионизации на ночную сторону. Язык окружен со стороны низких широт провалами ионизации в виде желобов в утреннем и вечернем секторах. Провалы, обусловленные выносом конвекцией на дневную сторону слабой ночной ионизации, тянутся почти до полудня (рис. 1, г). В 17 UT включение корпускулярной ионизации приводит к повышению n_e в области действия конвекции, но провал ионизации в виде желобов в зонах конвекции, направленной на дневную сторону, в утреннем и вечернем секторах сохраняется (рис. 1, д, е).

На рис. 2 приведено распределение скорости нагрева и охлаждения электронов на высоте 300 км. Видно, что на этой высоте граница нагрева электронного газа и положение терминатора почти совпадают (рис. 2, а, б). Скорость охлаждения ($\Sigma L_e = L_{ei} + L_{en}$) в утреннем секторе слабее, чем в вечернем, так как концентрация электронов утром меньше, чем вечером (рис. 1), в области между двумя

положениями терминатора (рис. 2, в). В 17 UT область конвекции попадает на дневную сторону (почти половина области) и в провалах ионизации (желобах), которые формируются на освещенной стороне в связи с выносом слабой ночной ионизации (рис. 1, г), происходит падение скорости охлаждения в соответствии с выражением (6). На рис. 2, г это хорошо прослеживается в виде двух темных «гребней», направленных с утренней и вечерней сторон к полуденному меридиану. Отметим, что на высоте области F2 $L_{ei} > L_{en}$, как и в [Perkins et al., 1978].

На рис. 3, а, б показано рассчитанное распределение разности скоростей (или обобщенной скорости) нагрева и охлаждения электронного газа $\Delta_e = Q_{el} - \Sigma L_e$ и температуры электронов на высоте 300 км в 05 и 17 UT. Как и ожидалось, в 05 UT преобладание скорости нагрева над скоростью охлаждения происходит в утреннем секторе, где Δ_e достигает значений $200 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и более. В 17 UT такие же значения Δ_e наблюдаются как в утреннем, так и в вечернем секторах в желобах низкой электронной концентрации. На рис. 3, в, г видно, что в утреннем секторе в области между двумя положениями терминатора, где Δ_e испытывает рост, формируется зона повышенной T_e . В 17 UT в областях провалов в виде желобов (рис. 1, г) и в зоне между положениями терминатора, где Δ_e повышена, также растет температура электронов, которая превышает 2000 К в «эпицентрах» зоны. Включение высыпаний приводит к повышению T_e на ночной стороне (рис. 3, д, е).

На рис. 4 для сравнения показаны результаты, полученные с помощью модели высокоширотной ионосферы (а, б), численной модели TDIM [David et al., 2011] (в) и эмпирической модели IRI-2012 [Bilitza, 2014, Truhlik et al., 2012] (г, д) в 05 и 17 UT. Расчеты проведены для зимних условий, средней солнечной ($F_{10.7}=160$) и низкой геомагнитной активности ($K_p=2$) в отсутствие потоков тепла из плазмосферы. Терминатор на высоте 400 км смещается к северу от первого положения на $\sim 18^\circ$. На рис. 4, г, д оба положения терминатора показаны так, как на рис. 4, а, б. Видно, что по TDIM в 05 UT на высоте 400 км в утреннем секторе между двумя положениями терминатора, как и на рис. 4, а, формируется зона повышенной T_e . По данным модели IRI-2012 в 05 UT эпицентр зоны повышенной T_e в утреннем секторе расположен между положениями терминатора за границей области конвекции, как на рис. 4, а, а в 17 UT — внутри нее, как на рис. 4, б, что согласуется с результатами расчетов по модели высокоширотной ионосферы. В [Xiong et al., 2013, Truhlik et al., 2012] показано, что модель IRI слабо описывает распределение n_e и T_e в субавроральной и высокоширотной ионосфере северного полушария. По-видимому, с этим связано отсутствие зоны повышенной T_e в вечернем секторе в 17 UT. Определенное качественное согласие полученных результатов расчетов по трем моделям позволяет говорить о правомерности рассмотренных в данной работе основных причин пространственно-временного распределения температуры электронов.

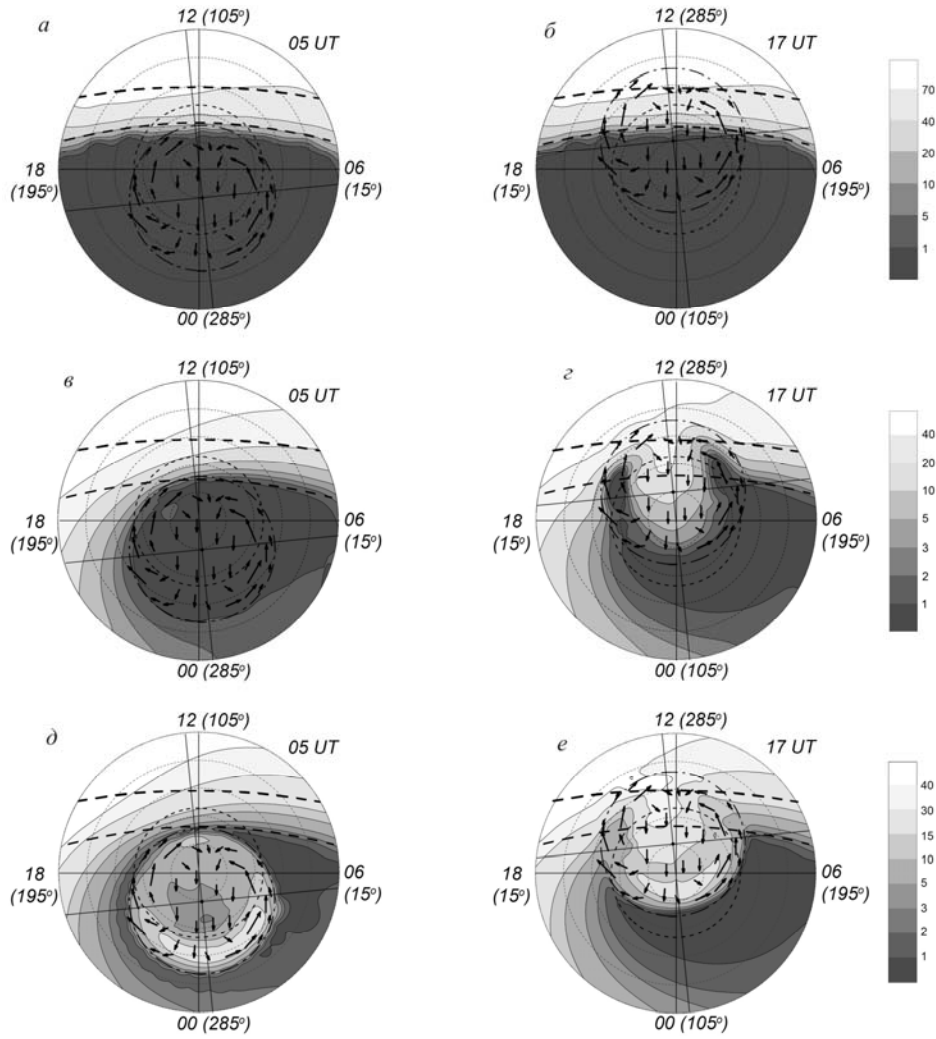


Рис. 1. Распределение скорости ионизации ($a, б$) ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) и концентрации электронов ($б-е$) (10^4 cm^{-3}) в 05 и 17 UT на высоте 300 км без учета ($a-з$) и с учетом ($д, е$) высыпаний заряженных частиц

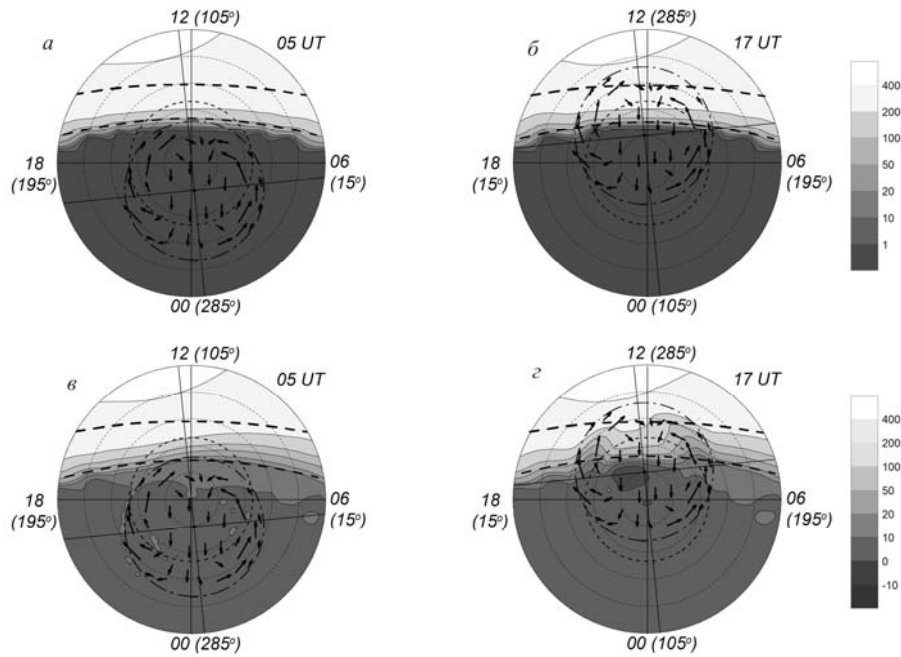


Рис. 2. Распределение скорости нагрева электронов фотоэлектронами ($a, б$) и скорости охлаждения электронов ($б, з$) ($\text{eV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) на высоте 300 км в 05 и 17 UT

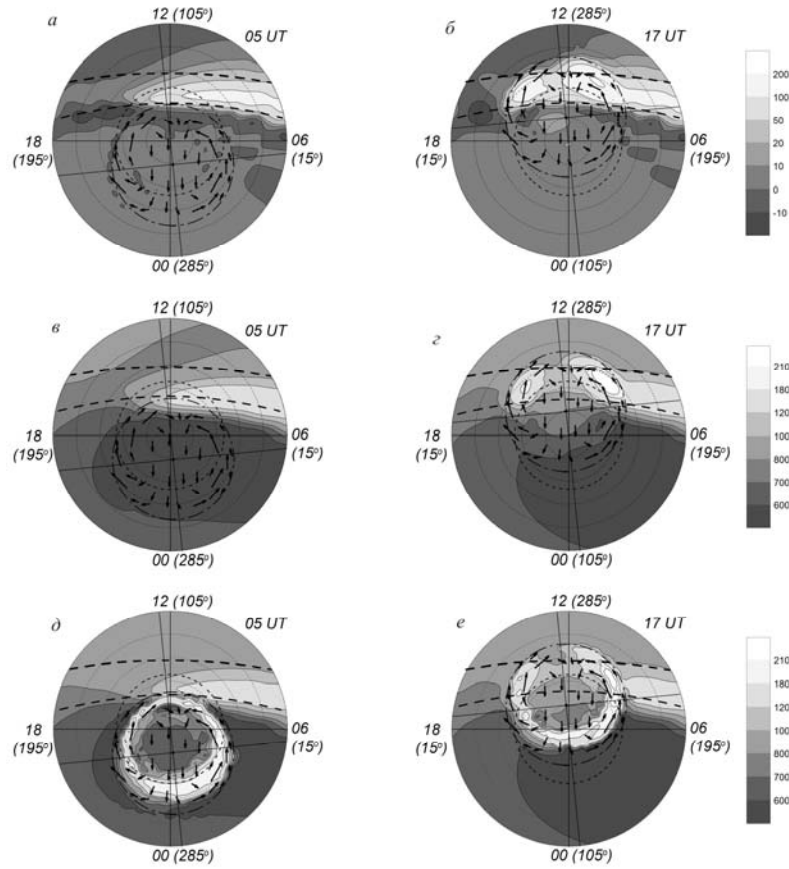


Рис. 3. Распределение разности скоростей нагрева и охлаждения электронного газа ($a, б$) ($\text{эВ}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$) и температуры электронов (K) в 05 и 17 UT на высоте 300 км без учета ($в, з$) и с учетом ($д, е$) высыпаний

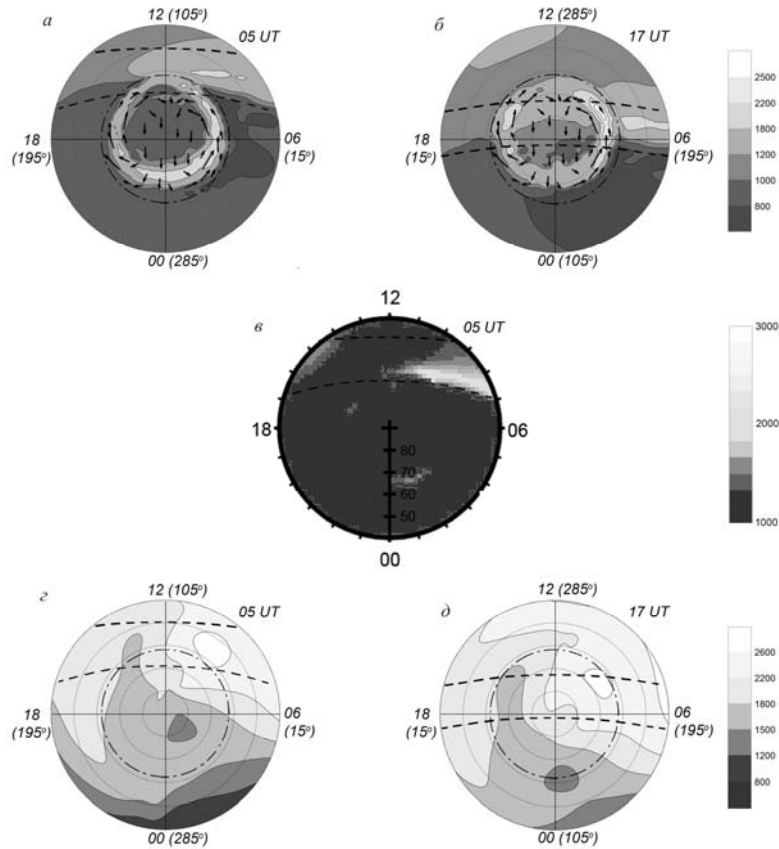


Рис. 4. Распределение температуры электронов по результатам расчетов по моделям высокоширотной ионосферы ($a, б$) на высоте 400 км, TDIM [David et al., 2011] на высотах 400 и 800 км ($в$) и IRI-2012 ($з, д$) (K) на высоте 400 км для 05 и 17 UT в геомагнитных координатах

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведено исследование пространственно-временного распределения температуры электронов в области F2 высокоширотной ионосферы методом численного моделирования с помощью трехмерной модели ионосферы, построенной на основе подхода Эйлера.

Показано, что в области F2 высокоширотной ионосферы в период минимума солнечной активности в условиях зимнего солнцестояния несовпадение полюсов приводит к регулярным долготным особенностям в распределении T_e при суточном вращении Земли: в 05 UT, когда освещено восточное полушарие, формируется зона повышенной T_e только в утреннем секторе; в 17 UT, когда освещено западное полушарие, — в обоих секторах. При этом механизм формирования этих зон повышенной T_e следующий: в условиях отсутствия притока тепла сверху в освещенной ионосфере в областях провалов электронной концентрации, где скорость охлаждения электронного газа меньше, чем за их пределами, происходит рост T_e , что согласуется с [Schunk et al., 1986]. Далее показано, что причины образования провалов электронной концентрации на разных долготах различны. Так, в 05 UT провал вблизи терминатора в восточном полушарии формируется в результате быстрого ослабления солнечного ионизирующего излучения при $\chi > 90^\circ$ в условиях, когда область конвекции, связанная с геомагнитным полюсом, оказывается на ночной стороне. В 17 UT, когда эта область частично освещена в западном полушарии, провалы создаются в утреннем и вечернем секторах в результате выноса слабой ночной ионизации на дневную сторону конвекцией к Солнцу, вследствие чего в этот момент мирового времени можно ожидать формирования двух зон повышенной T_e .

В заключение отметим, что представленная в настоящей работе численная модель высокоширотной ионосферы может быть использована для исследования ее теплового режима, в частности, для изучения причин формирования горячих пятен, наблюдаемых на высотах области F2 ионосферы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-45-05090-р_восток_а и 15-45-05066-р_восток_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Голиков И.А., Гололобов А.Ю., Попов В.И. Численное моделирование теплового режима высокоширотной ионосферы // Вестник Северо-Восточного федерального университета. 2012. Т. 9, № 3. С. 22–28.

Гололобов А.Ю., Голиков И.А., Попов В.И. Моделирование высокоширотной ионосферы с учетом несовпадения географического и геомагнитного полюсов // Вестник Северо-Восточного федерального университета. 2014. Т. 11, № 2. С. 46–54.

Клименко В.В., Кореньков Ю.Н., Намгаладзе А.А. и др. Численное моделирование «горячих пятен» в ионосфере Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31, № 3. С. 554–557.

Колесник А.Г., Голиков И.А. Механизм формирования главного ионосферного провала области F // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23, № 4. С. 909–914.

Колесник А.Г., Голиков И.А., Чернышев В.И. Математические модели ионосферы. Томск: МГПИ «Раско», 1993. 240 с.

Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазма-сфера. М.: Наука, 1984. 189 с.

Мингалева Г.И., Мингалева В.С. Проявление эффекта повышения электронной температуры в главном ионосферном провале за счет внутренних процессов в разные сезоны // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 31, № 2. С. 83–87.

Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.

Banks P.N., Kockarts G. Aeronomy. Part A, B. New York: Academic Press, 1973. 785 p.

Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., et al. The International Reference Ionosphere 2012 — a model of international collaboration // J. Space Weather Space Clim. 2014. V. A07. P. 1. DOI:10.1051/swsc/2014004.

Chapman S. The absorption and dissociative of ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotation Earth // Proc. Phys. Soc. 1931. V. 43, N 5. P. 483–501. DOI: 10.1088/0959-5309/43/5/302.

David M., Schunk R.W., Sojka J.J. The effect of downward electron heat flow and electron cooling processes in the high-latitude ionosphere // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2011. V. 73, N. 16. P. 2399–2409. DOI:10.1016/j.jastp.2011.

Fang X., Randall C., Lummerzheim D., et al. Electron impact ionization: A new parameterization for 100 eV to 1 MeV electrons // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, A09311. DOI: 10.1029/2008JA013384.

Heppner J.P. Empirical model of high electric field // J. Geophys. Res. 1977. V. 82, N 7. P. 1115–1125. DOI: 10.1029/JA082i007p01115.

Koffman W., Wickwar V.B. Very high electron temperature in the daytime F region at Sondrestrom // J. Geophys. Res. Lett. 1984. V. 1, N 9. P. 912–922. DOI: 10.1029/GL011i009p00919.

Mingalev G.I., Mingaleva V.S. Simulation of the spatial structure of the high-latitude F-region for different conditions of solar illumination of the ionosphere // Proc. XXV Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”. Apatity, 2002. P. 107–110.

Perkins F.W., Roble R.G. Ionospheric heating by radio waves: prediction for Arecibo and the satellite power station // J. Geophys. Res. 1978. V. 83, N 4. P. 1611–1624.

Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N A12. P. 1501–1516.

Schunk R.W., Nagy A.F. Electron temperature in the F-regions of the ionosphere: theory and observations // Rev. Geophys. Space Phys. 1978. V. 16, N 3. P. 355–399.

Schunk R.W., Sojka J.J., Bowline M.D. Theoretical study of the electron temperature in the high-latitude ionosphere for solar maximum and winter conditions // J. Geophys. Res. 1986. V. 91, N A11. P. 12041–12054.

Stubbe P. Simultaneous solution of the time dependent coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of a neutral gas, an electron gas, and a four component ion gas // J. Atmos. Terr. Phys. 1970. V. 32, N 9. P. 865–903.

Truhlik V., Bilitza D., Triskova L. A new global empirical model of the electron temperature with the inclusion of the solar activity variations for IRI // Earth Planet and Space. 2012. V. 64. P. 531–543.

Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atmos. Solar-Terr. Physics. 2013. V. 102. P. 157–171.

Xiong C., Luhr H., Ma S.Y. The subauroral electron density trough: Comparison between satellite observations and IRI-2007 model estimates // Adv. Space Res. 2013. V. 51. P. 536–544.

REFERENCES

- Banks P.N., Kockarts G. *Aeronomy*. Part A, B. New York: Academic Press, 1973. 785 p.
- Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., C. Mertens, V. Truhlik, P. Richards, L.-A. McKinnell, B. Reinisch. The International Reference Ionosphere 2012 — a model of international collaboration. *J. Space Weather Space Clim.*, 2014, vol. A07, pp. 1. DOI: 10.1051/swsc/2014004.
- Chapman S. The absorption and dissociative of ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotation Earth. *Proc. Phys. Soc.* 1931, vol. 43, no. 5, pp. 483–501. DOI: 10.1088/0959-5309/43/5/302.
- David M., Schunk R.W., Sojka J.J. The effect of downward electron heat flow and electron cooling processes in the high-latitude ionosphere. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 2011, vol. 73, no. 16, pp. 2399–2409. DOI: 10.1016/j.jastp.2011.
- Fang X., Randall C., Lummerzheim D., S.C. Solomon, M.J. Mills, D.R. Marsh, C.H. Jackman, Wenbin Wang, Gang Lu. Electron impact ionization: A new parameterization for 100 eV to 1 MeV electrons. *J. Geophys. Res.* 2008, vol. 113, pp. A09311. DOI: 10.1029/2008JA013384.
- Golikov I.A., Gololobov A.Ju., Popov V.I. Numerical modeling of thermal conditions of the high-latitude ionosphere. *Vestnik Severo-Vostochnogo federal'nogo universiteta* [Bull. of the North-Eastern Federal University]. 2012, vol. 9, no. 3, pp. 22–28. (In Russian).
- Gololobov A.Ju., Golikov I.A., Popov V.I. Modeling the high-latitude ionosphere adjusted for mismatch between geographic and geomagnetic poles *Vestnik Severo-Vostochnogo federal'nogo universiteta* [Bull. of the North-Eastern Federal University]. 2014, vol. 11, no. 2, pp. 46–54. (In Russian).
- Heppner J.P. Empirical model of high electric field. *J. Geophys. Res.* 1977, vol. 82, no. 7, pp. 1115–1125. DOI: 10.1029/JA082i007p01115.
- Klimenko V.V., Koren'kov Ju.N., Namgaladze A.A., Karpov I.V., Surotkin V.A., Naumova N.M. Numerical modeling of “hot spots” in Earth’s magnetosphere. *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1991, vol. 31, no. 3, pp. 554–557. (In Russian).
- Koffman W., Wickwar V.B. Very high electron temperature in the daytime F region at Sondrestrom. *Geophys. Res. Lett.* 1984, vol. 1, no. 9, pp. 912–922. DOI: 10.1029/GL011i009p00919.
- Kolesnik A.G., Golikov I.A. Mechanism of formation of the main ionospheric trough in F region. *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1983, vol. 23, no. 4, pp. 909–914. (In Russian).
- Kolesnik A.G., Golikov I.A., Chernyshev V.I. *Mathematical Models of the Ionosphere*. Tomsk: Rasko Publ., 1993. 240 p. (In Russian).
- Krinberg I.A., Tashhilin A.V. *Ionosphere and Plasma-sphere*. Moscow: Nauka Publ., 1984. 189 p. (In Russian).
- Mingalev G.I., Mingaleva V.S. Effect of electron temperature increase in the main ionospheric trough due to internal processes in different seasons *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1992, vol. 31, no. 2, pp. 83–87.
- Mingalev G.I., Mingaleva V.S. Simulation of the spatial structure of the high-latitude F-region for different conditions of solar illumination of the ionosphere. *Proc. XXV Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”*. Apatity, 2002, pp. 107–110.
- Perkins F.W., Roble R.G. Ionospheric heating by radio waves: prediction for Arecibo and the satellite power station. *J. Geophys. Res.* 1978, vol. 83, no. 4, pp. 1611–1624.
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues. *J. Geophys. Res.* 2002, vol. 107, no. A12, pp. 1501–1516.
- Samarsky A.A. *The theory of difference schemes*. Moscow: Nauka Publ., 1977. 656 p. (In Russian).
- Schunk R.W., Nagy A.F. Electron temperature in the F-regions of the ionosphere: theory and observations. *Rev. Geophys. Space Phys.* 1978, vol. 16, no. 3, pp. 355–399.
- Schunk R.W., Sojka J.J., Bowline M.D. Theoretical study of the electron temperature in the high-latitude ionosphere for solar maximum and winter conditions. *J. Geophys. Res.* 1986, vol. 91, no. A11, pp. 12041–12054.
- Stubbe P. Simultaneous solution of the time dependent coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of a neutral gas, an electron gas, and a four component ion gas. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1970, vol. 32, no. 9, pp. 865–903.
- Truhlik V., Bilitza D., Triskova L. A new global empirical model of the electron temperature with the inclusion of the solar activity variations for IRI. *Earth, Planets and Space*. 2012, vol. 64, pp. 531–543.
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral precipitation model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013, vol. 102, pp. 157–171.
- Xiong C., Luhr H., Ma S.Y. The subauroral electron density trough: Comparison between satellite observations and IRI-2007 model estimates. *Adv. Space Res.* 2013, vol. 51, pp. 536–544.