

中纬电离层理论模式研究

朱明华¹ C.Taieb² 曹冲¹ 吴健¹

¹(中国电波传播研究所 新乡 453003)

²(Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planetaires, France)

摘 要

本文利用谱方法建立起一维时变中纬度电离层理论模式。模式比较周密地考虑了中纬度地区电离层的主要动力学过程和光化学过程。模式的突出优点是计算耗时少。我们对日本 Wakkanai 站进行了模拟计算,模拟结果同实验结果符合得较好。

关键词 电离层—理论模式

1 引 言

电离层模式可分为经验模式、理论模式和半经验模式。经验模式主要是基于电子密度和离子密度的实验观测,用来描述电离层的“气候学”(Climatology)和平均行为^[1]。理论模式是以数值计算为基础,把复杂多变的电离层看成一个系统,然后数值求解描述该系统的时空变化的非线性方程。半经验模式则是利用数学函数如:谐函数及Chapman函数等来重建大型理论模式的结果。同经验模式和半经验模式相比,理论模式具有更多的优点。经验模式和半经验模式不能够从理论上洞察何种因素影响电离层参数的逐日变化、季节变化以及磁暴和太阳活动对它的影响。此外,经验模式是以有限的观测站为基础,它不能准确地反映其它无观测数据地方的真实情况。理论模式则克服了经验和半经验模式的这些缺点。它能研究不同的输入参数如太阳和高纬粒子沉降变化对电离层的影响,能研究输运过程,如中性风、 $E \times B$ 漂移对电离层的影响,能研究磁暴期间中性大气成分的变化对电离层的影响等等。理论模式的另一优点是能非常容易地耦合到其它的理论模式中去进行研究,这无疑给全球电离层模式研究提供了一种良好的手段。

目前,国外有许多学者利用电离层理论模式进行电离层物理研究。在国内,高铭等^[2]利用物理模型讨论了 F_1-F_2 谷问题,张奇伟等^[3]对暴时电离层剖面变化进行了数值模拟研究;张顺荣等^[4]利用理论模式研究了电离层峰下结构。上述几种模式采用的数学方法都是差分法。本文利用谱方法建立起一个中纬度电离层理论模式。这一模式与国内理论模式的主要不同之处在于数学方法的选择。该模式选择的谱方法同差分法相比,具有计算耗时少的优点,下面我们对该模式进行比较详细的描述。

2 理论模式描述

电离层模式意味着要在空间各处计算出各种离子浓度及其随时间的变化。由于电离层内部的物理过程和作用于电离层外部的因素比较多,如光致电离、能量粒子沉降电离、化学反应、大气含量变化、大气风场、电磁漂移、场向扩散、各成分的热传导等,它们将影响离子(或电子)的产生、复合与迁移,从而使得电离层呈现出复杂多变的特点。

2.1 基本方程

离子的连续性方程为

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot (N_i V_i) = Q_i - L_i N_i. \quad (1)$$

式中下标 i 代表五种离子中的 i 种离子, N_i 为离子密度, V_i 为离子漂移速度, Q_i 为离子的产生率, L_i 为离子的复合率, t 为地方时。对于实际的电离层,由于垂直方向上的离子浓度梯度远大于水平方向上的离子浓度梯度,因此,电离层可近似看成水平分层。这样,连续性方程变为

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial (N_i V_{iz})}{\partial z} = Q_i - L_i N_i. \quad (2)$$

式中下标 z 为垂直方向, V_{iz} 为离子在垂直方向上的漂移速度。离子的动量方程为

$$-\nabla P_i + N_i m_i g + N_i e (E + V \times B) - N_i \sum_n m_i v_{in} (V_i - V_n) = 0. \quad (3)$$

式中 $P_i = N_i k T_i$ 为离子各向同性动力学压力,其中 k 为 Boltzman 常数, T_i 为离子温度; m_i 为离子质量; g 为重力加速度; e 为基本电荷; E 、 B 分别为电场强度和磁感应强度; V_i 为离子的漂移速度; V_n 为中性大气运动速度(假定各种中性大气成分具有相同的速度)。 v_{in} 为离子与中性成分的碰撞频率。由于科氏力项因角频率较小,故对离子输运的影响可不予考虑。我们取坐标系为 Ox 轴指向南, Oy 轴指向东, Oz 轴指向上。在 F 区高度,离子成分主要为氧原子离子,且有 $(v_i / \Omega_i)^2 \ll 1, (v_e / \Omega_e)^2 \ll 1$, 联立离子和电子的动量方程可得 O^+ 的垂直输运速度

$$V_{iz} = -D_m \sin^2 I \left[\frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{N_e} \frac{T_e}{T_i} \frac{\partial N_e}{\partial z} + \frac{m_i g}{k T_i} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial z} (T_e + T_i) \right] \\ + \sin I \cos I V_{nx} + \frac{m_i v_i}{e B} \cos I V_{ny} + \sin^2 I V_{nz} + \frac{E_i}{B} \cos I. \quad (4)$$

式中扩散系数 $D_m = k T_i / m_i v_i$ 。

由于在电离层 F 区,离子成分主要为氧原子离子,因此输运方程也主要用于 O^+ 。分子离子虽然参与输运过程,不过它对电离层电子浓度结构的影响非常有限。加入分子离子的输运项,对电子浓度剖面的影响并不大。一般的模式研究中均忽略分子离子输运项,本文模式仅考虑由于中性风、电场及重力引起的分子离子垂直输运。在 E、F₁ 层高度,分子离子碰撞频率 ν_i 并不远小于其磁旋频率,分子离子的垂直输运速度变为

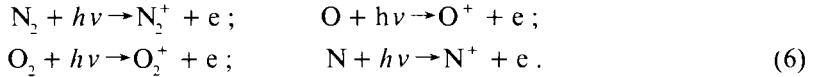
$$V'_{iz} = \frac{\sin I \cos I}{1 + r_i^2} V_{ix} + \frac{r_i}{1 + r_i^2} \cos I V_{iy} + \frac{\sin^2 I + r_i^2}{1 + r_i^2} \left(V_{iz} - \frac{g}{v_i} \right) + \frac{1}{1 + r_i^2} \frac{E_i}{B} \cos I. \quad (5)$$

其中 $r_i = v_i / \Omega_i$.

2.2 离子的产生和复合

2.2.1 光电离产生率

在中纬度地区, 电离层的离子主要是通过太阳 EUV 在 3nm—102.7nm 范围内引起中性大气电离而产生. 本文主要考虑电离层四种最重要的光致电离过程



在某一高度 h , 光电离所致的离子产生率 q_i 表达式为

$$q_i(h, \chi) = \sum_{\lambda} F_{\infty \lambda} \exp[-\tau_{\lambda}(h, \chi)] \sigma_{i\lambda}^{(i)} N_i. \quad (7)$$

下标 j 表示 O^+ 、 O_2^+ 、 N^+ 、 N_2^+ 或相应的 O 、 O_2 、 N 、 N_2 四种成分. λ 表示不同波段的谱线, h 为电离高度, χ 为天顶角. $F_{\infty \lambda}$ 为无穷远处 λ 波段的辐射通量. $\tau_{\lambda}(h, \chi)$ 为光学厚度. $\sigma_{j\lambda}^{(i)}$ 为 j 离子在 λ 波段的光电离截面, N_i 为中性成分数密度. 光学厚度 $\tau_{\lambda}(h, \chi)$ 的数学表达式为

$$\tau_{\lambda}(h, \chi) = \sum_j \sigma_{j\lambda}^{(i)} H_j N_j \text{Ch}(x_j, \chi). \quad (8)$$

式中 $\sigma_{j\lambda}^{(i)}$ 为吸收截面, $H_j = kT_i / m_j g$ 为中性气体标高. $\text{Ch}(x_j, \chi)$ 是 Chapman 函数, 其中 $x_j = (R_e + h) / H_j$, R_e 为地球半径. 我们采用 Taieb^[5] 的波段间隔、离子的电离截面和吸收截面, 以及对应波段的太阳辐射通量计算 q_j . 关于 Chapman 函数的计算, 当太阳天顶角 χ 小于 60° 时, 其近似为 $\sec \chi$, 当 $\chi > 60^\circ$ 且 $< 90^\circ$ 和 $\chi > 90^\circ$ 并 $< 120^\circ$ 时, 我们分别采用 Swider 等^[6, 7] 的不同近似表达式进行计算.

2.2.2 离子化学反应

电离层中的主要离子成分有 O^+ 、 O_2^+ 、 N_2^+ 、 NO^+ 、 N^+ 为次要离子. 本文主要考虑如表 1 的 17 个稳态的化学反应过程, 所有化学反应式取自 Taieb^[5] 和 Schunk^[8] 的模式, 这些稳态离子反应构成研究 E 层和 F 层化学过程的基本框架.

2.3 模式中参数的确定

本文模式的中性大气输入参数取自 MSISE90 模式. 但是该模式没有给出 NO 的数密度. 我们采用 Mitra^[9] 的 NO 模式进行估算

$$[\text{NO}] = 0.4 \exp\left(-\frac{3700}{T_n}\right) [\text{O}_2] + 5 \times 10^{-7} [\text{O}] (\text{cm}^{-3}). \quad (9)$$

式中 T_n 为中性温度.

模式所需的中性热层风取自 Hedin 等^[10] 的水平风模式 HWM90. $E \times B$ 漂移的垂直分量由 Richmond 等^[11] 的模式给出. 对于离子温度 T_i 和电子温度 T_e , 可由国际参考电离层给出. 为简单计, 本文模式暂取 $T_e = T_i = T_n$, 这对中纬度电离层 100—600km 范围内可能是

基本适合的.

2.4 初、边值条件的确定

电离层中的离子成份虽然随不同时间及不同高度变化,但归根到底均受其基本方程所控制. 如果方程所依赖的背景条件相当稳定,离子成份对其基本方程的偏差就会迅速减小,离子成份的分布很快地向着其基本方程所决定的离子分布而演化. 在本文模式实际计算中,我们选取午夜 IRI 值作为初值剖面,进行二个轮次共 48h 的计算,并使前 24h 与后 24h 的背景参量保持一致,发现在一个轮次的 8h 以后,二个轮次对应时刻的离子浓度基本一样. 下边界我们选在 100km 处,并按一般模式中的假定,令各种离子成份处于光化学平衡. 上边界我们选在 600km 处,利用相应条件下国际参考电离层给出的氧离子浓度值作为上边界条件.

表 1 离子化学反应和反应率

$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$k_1 = 1.533 \times 10^{-12} - 5.92 \times 10^{-13}(T_e / 300)$ $+ 8.6 \times 10^{-14}(T_e / 300)^2$ $T_e \leq 1700K$ $k_1 = 2.73 \times 10^{-12} - 1.155 \times 10^{-12}(T_e / 300)$ $+ 1.483 \times 10^{-13}(T_e / 300)^2$ $T_e > 1700K$
$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$k_2 = 2.82 \times 10^{-11} - 7.74 \times 10^{-12}(T_e / 300)$ $+ 1.073 \times 10^{-12}(T_e / 300)^2 - 5.17 \times 10^{-14}(T_e / 300)^3$ $+ 9.65 \times 10^{-16}(T_e / 300)$
$O^+ + NO \rightarrow NO^+ + O$	$k_3 = 8.36 \times 10^{-13} - 2.02 \times 10^{-13}(T_e / 300)$ $+ 6.95 \times 10^{-14}(T_e / 300)^2$ $T_e \leq 1500K$ $k_3 = 5.33 \times 10^{-13} - 1.64 \times 10^{-14}(T_e / 300)^3$ $+ 4.72 \times 10^{-14}(T_e / 300)^2 - 7.05 \times 10^{-16} \times$ $(T_e / 300)^3$ $T_e > 1500K$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$k_4 = 2 \times 10^{-16}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$k_5 = 4.4 \times 10^{-10}$
$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	$k_6 = 1.8 \times 10^{-10}$
$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N$	$k_7 = 4 \times 10^{-10}$
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$k_8 = 2 \times 10^{-10}$
$N^+ + NO \rightarrow NO^+ + N$	$k_9 = 2 \times 10^{-11}$
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	$k_{10} = 1.4 \times 10^{-10}(300/T_e)^{0.44}$ $T_e \leq 1500K$ $k_{10} = 5.2 \times 10^{-11}(300/T_e)^{0.2}$ $T_e > 1500K$
$N_2^+ + O \rightarrow O^+ + N_2$	$k_{11} = 1 \times 10^{-11}(300/T_e)^{0.23}$ $T_e \leq 1500K$ $k_{11} = 3.64 \times 10^{-12}(300/T_e)^{0.41}$ $T_e > 1500K$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$k_{12} = 7 \times 10^{-11}$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$k_{13} = 3 \times 10^{-14}$
$N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$	$k_{14} = 3.3 \times 10^{-10}$
$O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$k_{15} = 1.6 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.55}$
$N_2^+ + e \rightarrow N + N$	$k_{16} = 1.8 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.39}$
$NO^+ + e \rightarrow N + O$	$k_{17} = 4.2 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.85}$

3 数值计算方法

谱方法较传统的有限差分法求解离子的连续性方程有着耗时少的优点, 这对于我们进行电离层模式研究具有非常重要的意义. Taieb 等^[5,12]利用谱方法模拟了中纬电离层及其磁暴对它的影响, 他们的模拟结果和观测结果符合的较好, 电子浓度剖面的误差不超过 20%. 他们还对比谱方法和有限差分法进行比较计算, 发现谱方法比有限差分法少五倍的时间. Taieb^[13]在此基础上, 又利用谱方法模拟研究了高纬极盖区电离层电子密度分布, 随后又在改进的实验数据和改进的对流电场基础上, 利用谱方法着重研究了离子化学复合过程与垂直传输对极盖区等离子体的影响^[14].

谱方法的基本思想是利用一有限的正交多项式来近似表达我们问题的解. 即

$$f(z) = \sum_{i=0}^n a_i \varphi_i(z). \quad (10)$$

我们选择基函数 $\varphi_i(z)$, 其内积定义为

$$(f, \varphi) = \int \rho f \varphi dz. \quad (11)$$

式中权函数 $\rho = 1 / \sqrt{1 - Z^2}$. 则系数 a_i 的近似表达式为

$$a_i = \sum_{k=0}^n \alpha_k f(z_k) \varphi_i(z_k). \quad (12)$$

其中 α_k 和 z_k 分别是权函数和高斯点. 因此 $f(z)$ 变为

$$f(z) = \sum_{i=0}^n \sum_{k=0}^n \alpha_k f(z_k) \varphi_i(z_k) \varphi_i(z). \quad (13)$$

对于 $n+1$ 个高斯点 z_j , 我们可以得到 $n+1$ 个方程

$$f(z_j) = \sum_i \sum_k \alpha_k f(z_k) \varphi_i(z_k) \varphi_i(z_j). \quad (14)$$

它表明存在一演化矩阵 A , 它把 f 矢量从 φ_i 函数框架 (frame) 下变到 $\delta(z - z_k)$ 函数框架下. 由此我们想到建立一微分矩阵. 对 $f(z)$ 求导, 得到 $f(z)$ 的导数

$$f' = \sum_i a_i \varphi_i'. \quad (15)$$

在 $\{\varphi_i\}$ 基下, φ_i' 可用其基函数表示, 即

$$\varphi_i' = \sum_k b_i^k \varphi_k. \quad (16)$$

显然, 在 $\{\varphi_i\}$ 基下存在一线性微分矩阵 B , 使得 φ_i' 变为

$$\varphi_i' = B_i^k \varphi_k. \quad (17)$$

根据线性代数法则, 线性微分矩阵变为

$$D = A^{-1}BA. \quad (18)$$

矩阵 D 对于一 $(n+1)$ 维矢量 f , 给出了其 $n+1$ 个高斯点处的导数值 $f'(z_k)$, 该导数值的精度同 f 用 φ_i 表示的精度一样. 我们定义一阶偏微分算子为

$$\frac{\partial}{\partial z} = D. \quad (19)$$

则二阶偏微分算子为

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} = D \cdot D = D^2. \quad (20)$$

且有以下关系式

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[P(z) \frac{\partial}{\partial z} \right] = D \cdot P \cdot D. \quad (21)$$

式中 $P(z)$ 为一对角矩阵.

下面我们利用上面所讨论的方法求解离子的连续性方程. 对于氧原子离子, 我们选择具有无条件稳定性的隐式后向时间差分求 $\partial N_i / \partial t$ 即

$$\frac{\partial N_i(t + \Delta t)}{\partial t} = \frac{N_i(t + \Delta t) - N_i(t)}{\Delta t}. \quad (22)$$

连续性方程中的散度部分, 我们可以这样处理: 因为

$$(\partial / \partial z)(N_i V_{iz}) = (\partial / \partial z)(N_i V_{im} + N_i V_{ie}) + (\partial / \partial z)(N_i V_{id}).$$

其中 V_m 和 V_{ie} 分别表示氧离子由于中性风和电场引起的垂直漂移, V_{id} 表示扩散引起的垂直漂移,

$$\begin{aligned} (\partial / \partial z)(N_i V_{id}) &= (\partial / \partial z)(\varphi \cdot \partial N_i / \partial z) + (\partial / \partial z)(\psi N_i) \\ &= [D \cdot \text{diag}(\varphi) \cdot D] N_i + [D \cdot \text{diag}(\psi)] N_i \\ &= D_1 N_i + D_2 N_i. \end{aligned} \quad (23)$$

$$\text{其中 } \varphi = -\frac{kT_i \sin^2 I}{m_i v_i}, \quad \psi = \varphi \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial z} - \frac{k \sin^2 I}{m_i v_i} \left[\frac{\partial}{\partial z} (T_e + T_i) + \frac{m_i g}{k} \right].$$

$$\partial / \partial z (N_i V_m + N_i V_{ie}) = [D \cdot \text{diag}(V_m + V_{ie})] N_i = D_3 N_i.$$

所以, O^+ 的连续性方程变为

$$\begin{aligned} N_i(t + \Delta t) &= N_i(t) + Q_i(t + \Delta t) \Delta t - L_i N_i(t + \Delta t) \Delta t \\ &\quad - (D_1 + D_2 + D_3) N_i(t + \Delta t) \Delta t. \end{aligned} \quad (24)$$

对于分子离子及氮原子离子, 其连续性方程可用简单的后向时间差分法求解, 即

$$N_k(t + \Delta t) = N_k(t) + Q_k(t + \Delta t) \Delta t - L_k N_k(t + \Delta t) \Delta t - D_4 N_k(t + \Delta t) \Delta t. \quad (25)$$

其中 $D_4 N_k = \partial / \partial z (N_k V_{iz}) = [D \cdot \text{diag}(V_{iz})] N_k$. 可见, 离子的连续性方程已变为线性方程, 只要知道初、边值条件, 很容易通过数值计算方法求解.

4 模拟计算结果

我们取 n 等于 30 项, 利用前面讨论的谱方法, 得到 5 种离子成份的线性方程组, 然后求解出 5 种离子成份的浓度. 我们分别取时间步长为 5min、10min、15min、30min 进行对

比计算,发现计算结果非常稳定。

我们这里选择一个中纬台站 Wakkanai 站进行模拟计算. Wakkanai 站的地理坐标为 (45.4°N , 141.7°E), 选择的时间为 1982 年 12 月, 当月的 $F_{10.7}$ 月平均值为 193.2, 当月的日平均 A_p 指数为 21.

图 1 给出了模拟计算出的中午离子成分的剖面分布情况. 从图中我们可以清楚地看到, 电离层的分子离子是构成 E 层及 F_1 层的主要成分, 其中 O_2^+ 是 E 层峰形成的主要成分. 这与张奇伟^[3]的模拟结果相同. 另外我们还可以看到, O_2^+ 呈现不太明显的双峰, NO^+ 的峰值出现在 F_1 层附近, 成为 F_1 层的主要离子成分. N_2^+ 离子主要对 F_1 层起贡献, 但贡献较小, 而 N^+ 的贡献则主要在 F_2 层峰以上.

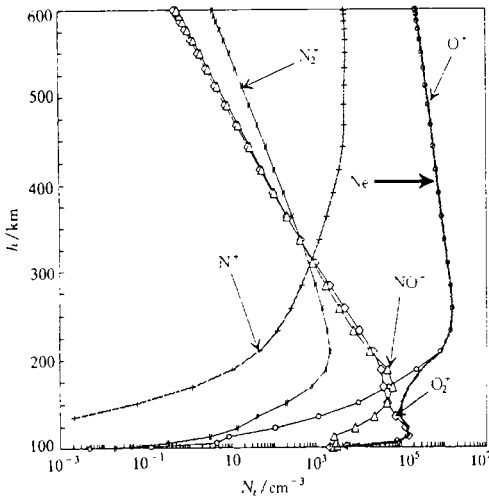


图 1 1982 年 12 月 Wakkanai 站中午时刻
各种离子剖面分布

Fig.1 Simulated density profiles of each species at
noon of December 1982 for Wakkanai

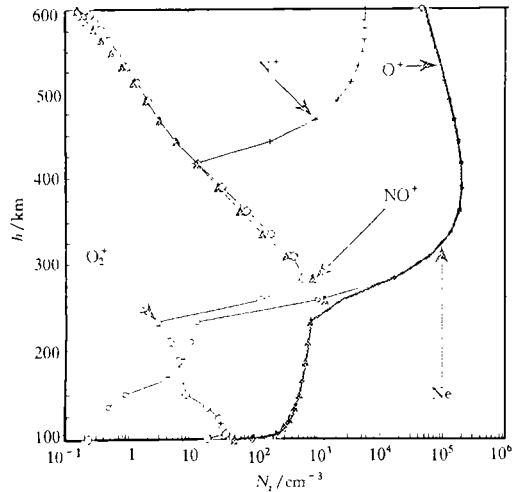


图 2 1982 年 12 月 Wakkanai 站午夜时刻
各种离子剖面分布

Fig.2 Simulated density profiles of each species
at midnight of December 1982 for Wakkanai

图 2 给出了午夜离子成分的分布情况. 从图中我们可以看到, 午夜 NO^+ 和 O_2^+ 大量减少, 但 NO^+ 仍为低区的主要成分. O_2^+ 的双峰现象变得更加明显. N_2^+ 的贡献主要在白天, 夜间浓度近似为零. 而 N^+ 在 F 层峰下, 基本上不再有什么贡献.

图 3 给出了模拟的 f_oF_2 值同实测值的比较. 实测值为月中值, 从图中可以看到, 模拟值同实际观测值符合得较好, 但模拟值没有出现如观测值中的双峰现象. 其可能的主要原因是由于大气背景参数及中性风等输入参数描述的均是平均行为, 所以模拟结果较光滑. 图 4 给出了模拟的 h_mF_2 值同实测值的比较, 其中 h_mF_2 实测值是从 Dudeney^[15] 公式而来. 从图中我们可以看到模拟的 h_mF_2 值同实际观测值符合得也较好, 二者的偏差基本上在 20km 范围之内, 这与 Dudeney 公式的不定性相一致, 可见, 模式具有较好的可靠性, 可以比较好地再现观测结果.

最后需要指出的是, 模拟出来的结果同选用的光化学框架有很大的关系, 即使采用相

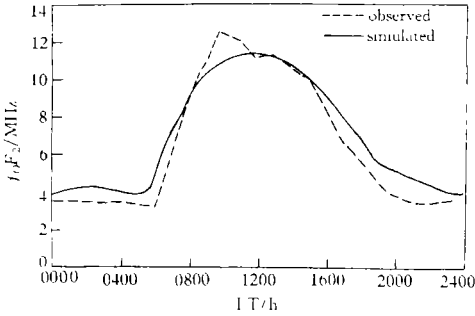


图3 1982年12月Wakkanai站 f_oF_2 观测值(月中值)与模拟值的比较

Fig.3 A comparison between simulated and observed monthly median values of f_oF_2 for Wakkanai, December 1982

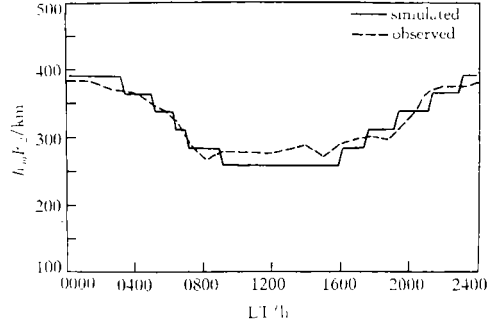


图4 1982年12月Wakkanai站 h_mF_2 观测值(月中值)与模拟值的比较

Fig.4 A comparison between simulated and observed monthly median values of h_mF_2 for Wakkanai, December 1982

似的化学反应,当取不同的光化学框架时,模拟的结果也可能不同^[14].

参 考 文 献

- [1] Anderson D N. Global ionospheric modelling. Modern Radio Science 1993, Ed. Matsumoto, H Oxford University Press, 1993
- [2] 高铭, 肖佐. 一种电离层物理模型及其在 F_1 谷区形成讨论中的应用. 空间科学学报, 1992, 12(4): 287—297
- [3] 张奇伟, 郭兼善, 章公亮. 磁暴期间中纬度电离层剖面结构变化的数值模拟. 空间科学学报, 1994, 14(1): 39—47
- [4] 张顺荣, 黄信榆. 电离层峰下结构的数值模拟. 空间科学学报, 1994, 14(2): 116—124
- [5] Taieb C, Poinard P. Modelling of the mid-latitude ionosphere. *Ann. Geophysicae*, 1984, 2: 197—206
- [6] Swider W, Gardner M E. On the accuracy of chapman function approximations. *Appl. Opt.*, 1969, 8: 725
- [7] Swider W. The determination of the optical depth at large solar zenith distances. *Planet. Space Sci.*, 1964, 12: 761
- [8] Schunk R W. A mathematical model of the middle and high latitude ionosphere. *Pure Appl. Geophys.*, 1988, 127: 255—303
- [9] Mitra A P. A review of D-region in non-polar latitudes. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1968, 30: 1065—1114
- [10] Hedin A E, Biondi M A, Burnside R G *et al.* Revised globe model of thermospheric winds using satellite and ground-based observations. *J. Geophys. Res.*, 1991, 96: 7657—7688
- [11] Richmond A D, Blance M, Emery B A *et al.* An empirical model of quiet-day ionospheric fields at middle and low latitudes. *J. Geophys. Res.*, 1980, 85: 4658—4664
- [12] Taieb C, Poinard P. Modelling of the mid-latitude ionosphere: Application to storm effects. *Ann. Geophysicae*, 1984, 2: 359—368
- [13] Taieb C. Simulation of the plasma density in the polar cap F-region with a convection field obtained from EISCAT observations. *Ann. Geophysicae*, 1989, 7: 355—363
- [14] Taieb C. Simulation of the polar cap thermal plasma and comparison with EISCAT measurements. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1991, 53: 135—150
- [15] Dudeney J R. The accuracy of simple methods for determining the height of the maximum electron concentration of the F_2 -layer from scaled ionospheric characteristic. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1983, 45: 629—638

A THEORETICAL MODEL OF THE MID-LATITUDE IONOSPHERE

ZHU Minghua¹ C.Taieb² CAO Chong¹ WU Jian¹

¹(China Research Institute of Radiowave Propagation, Xinxiang 453003)

²(Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planetaires, France)

Abstract

In the paper, a time-dependent and one-dimensional theoretical model of the mid-latitude ionosphere is established by using the spectral method. The model takes account of major dynamic and photo-chemical processes in the mid-latitude ionosphere. It has the advantage of taking less computing time. We simulated the ionosphere above Wakkanai station in Japan. The results of the simulation are in good agreement with the measurements.

Key words Ionosphere, Theoretical model

第三届中国微重力科学学术会

中国空间科学学会微重力科学与应用研究专业委员会及中国科学院国家微重力实验室主持于 1997 年 8 月 23—28 日在江西庐山召开第三届中国微重力科学学术会议, 出席会议的代表来自中国科学院、中国空间技术研究院、国防科工委、西北工业大学, 以及日本早稻田大学等 18 个单位, 共 74 位代表。大会报告 67 篇文章, 涉及微重力流体物理、空间材料科学、空间生物科学与技术、空间实验技术等方面。

会议期间还召开了微重力专业委员会工作会议, 主任胡文瑞院士、副主任聂玉昕和达道安研究员及 14 位委员出席了会议。对本次会议进行了肯定, 认为从文章涉及内容的水平及数量都有较大幅度的提高, 对我国微重力科学的发展是有推动作用的。委员们还就如何把全国性的会议的更加生动、卓有成效、多样化等问题进行了热烈的讨论, 提出了许多良好的建设性意见。

*

*

*

空间探测专业委员会第十次学术会议

中国空间科学学会空间探测专业委员会于 1997 年 10 月 17—22 日在福建武夷山召开。与会代表 58 位, 分别来自中国科学院、航天工业总公司、中国气象局、解放军二炮、北京大学、武汉大学、国防科技大学、北京川页电气公司及中国空间科学学会等 19 个单位。会议内容广泛深入, 涉及空间探测的各个领域, 包括: 深空探测、卫星探测、火箭探测、气球探测、地面接收处理及测试系统、GPS 应用等方面, 及风云二号卫星运行情况的介绍, 会议展望了 21 世纪空间探测的发展方向并提出了积极的建议。代表们的报告体现了空间探测专业领域学科交叉和综合的特点。反映了我国空间探测事业近年来取得的有代表性的成果。这次学术交流必将促进我国空间探测事业的发展。

会议期间, 在顾逸东同志主持下同时召开了探测专业委员会第五次工作会议, 讨论了 1998 年的工作。