

电离层起源的  $O^+$  离子在同步高度区的分布\*史建魁<sup>①</sup> 刘振兴<sup>①</sup> T. L. Czhung<sup>②</sup> 郭兼善<sup>①</sup>张满莲<sup>①</sup> 尚社平<sup>①</sup> 罗熙贵<sup>①</sup>

(①中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100080; ②Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, A-8042, Austria)

**摘要** 以卫星观测资料为基础, 应用动力论方程, 采用理论模型和数值分析方法, 研究了不同地磁活动条件下同步高度区  $O^+$  离子的分布, 提出了  $O^+$  离子密度和通量密度在同步高度区沿经度变化的半经验模型. 主要结果为: 在同步高度区(1) 向阳侧  $O^+$  离子密度和通量密度较大, 背阳侧较小. (2) 地磁活动指数  $K_p$  越小,  $O^+$  离子密度和通量密度水平及其沿经度的变化越小,  $K_p$  越大时水平及其变化越大;  $K_p \geq 6$  时  $O^+$  离子密度和通量密度较  $K_p = 0$  时大一个量级. (3) 当  $K_p = 0$  或  $K_p \geq 6$  时,  $O^+$  离子密度在经度  $120^\circ$  附近和  $240^\circ$  附近最大, 在磁尾最小; 当地磁活动指数  $K_p = 3 \sim 5$  时,  $O^+$  离子密度在经度  $0^\circ$  处最大, 在磁尾最小; 无论  $K_p$  如何,  $O^+$  离子通量密度都在经度  $120^\circ$  附近和  $240^\circ$  附近最大, 在磁尾最小.

**关键词** 电离层离子 同步高度 经度 分布特征

自从 20 世纪 70 年代初电离层起源的离子在地球磁层中被发现以来<sup>[1]</sup>, 人们已逐渐确认电离层为地球磁层的一个离子源(另一个源为太阳风). 对电离层上行离子研究的结果认为, 在内磁层中电离层离子起动力学主导作用, 其范围随地磁活动的增强而增大, 超出了地球的同步轨道, 在磁尾可达地心距离  $20 R_E$  处<sup>[2]</sup>. 电离层起源的离子可影响飞船的电位<sup>[3]</sup>,  $O^+$  离子可还原成原子 O, 对飞行体和星载仪器设备具有腐蚀破坏作用. 因而开展有关电离层上行离子研究, 搞清其动力学和分布特性, 不仅有着非常重要的科学意义, 也有十分重要的应用价值.

尽管卫星已取得了一定的有关电离层上行离子的观测资料<sup>[4,5]</sup>, 但在空间和时间上来说这些资料仍然都是零散的, 非系统的. 在同步轨道区尤其是这样. 因此, 以观测为基础开展对上行离子的理论研究, 是非常必要和重要的.

Horwitz 等<sup>[6]</sup>采用单粒子轨道理论, 求解引导中心近似方程, 对极隙区起源的上行离子进行二维数值模拟, 研究了极区上空“上行离子”的分布, 解释了极隙区上行离子的“地磁质量分离”现象. Delcourt 等<sup>[7,8]</sup>仍采用单粒子轨道理论研究了上行离子的轨道变化及在子午面内的分布. Cladis<sup>[9]</sup>也采用单粒子轨道理论研究了极隙/极尖区起源的电离层上行离子, 结果表明活跃的磁层活动能够把极尖区的  $O^+$  离子经极盖区和尾瓣传输到等离子体片, 在那里通过场向电场加速到几 keV.

2002-02-05 收稿, 2002-04-20 收修改稿

\* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 40074042 和 40025413)

\*\* E-mail: jkshi@center.cssar.ac.cn

单粒子轨道法主要是通过跟踪单个离子的轨道来研究离子可到达的区域及单个离子的速度和能量的变化,无法确切研究离子的分布及离子作为等离子体成分的整体行为.文献[10,11]采用动力论方法,研究了地磁场缓变条件下上行离子在子午面内的分布特征及影响因素.文献[12]研究了亚暴期间磁场偶极化过程中子午面内电离层起源的离子受感应电场作用时速度和能量的变化.但上行离子随地方时(沿经度)的分布,目前还尚无研究.

本文应用动力论方程,利用求解得到的分布函数,推导了电离层起源的上行离子沿磁力线的分布,结合观测数据,计算了同步高度区不同地磁活动条件下不同经度处  $O^+$  离子密度和通量密度,所得的结果与卫星观测相符合.接着通过数值拟合给出了同步轨道区  $O^+$  离子密度和通量密度沿经度分别的半经验模型.

## 1 物理模型

上行离子从电离层源区出发,沿磁力线向外传输,其运动服从动力论方程.随着高度的增加,地球大气逐渐变得稀薄,等离子体也逐渐稀薄,粒子间的碰撞可被忽略,设(1)离子的回旋周期远小于场变化的特征时间,离子的回旋半径远小于场变化的特征长度,(2)平行电场的作用可被忽略,且重力远小于磁力,即离子运动主要受磁场控制,但重力仍对其有一定影响,(3)离子的漂移速度远小于离子的总速度.这样,离子引导中心的定态分布函数  $f = f(s, \mathbf{u})$  服从<sup>[13]</sup>

$$u_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial s} + \frac{u_{\perp} u_{\parallel}}{2B} \frac{\partial B}{\partial s} \frac{\partial f}{\partial u_{\perp}} - \left( \frac{u_{\perp}^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial s} + \frac{1}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial s} \right) \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} = 0, \quad (1)$$

这里  $s, \mathbf{u}$  分别为沿磁力线的曲线坐标和离子速度;  $\Phi = mg_0 r_0 (1 - r_0/r)$  为离子重力位能,  $m$  为离子质量,“ $r$ ”为地心距离;“ $\parallel$ ”和“ $\perp$ ”分别标注平行和垂直于磁场的方向.

根据观测结果,取离子在离子外层基底面  $S_0$  处<sup>[14]</sup>沿磁力线的分布函数为锥形分布<sup>[11]</sup>.从而可求得离子沿磁力线的分布函数为:

$$f(s, u_{\parallel}, u_{\perp}) = \begin{cases} C \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}m(u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2) + \Phi - K_0}{T}\right) & (\theta < \theta_m, K < K_i) \\ 0 & (\text{其他}) \end{cases}, \quad (2)$$

这里,  $C$  为常数,  $K, \theta$  和  $T$  分别为离子的动能、投掷角和温度,  $K_0$  和  $K_i$  分别为基底面  $S_0$  处和离子沿磁力线运动过程中的能量阈值,  $\theta_m$  为离子的最大投掷角.

知道了离子的分布函数,可通过对离子沿磁力线的分布函数的积分来求得离子沿磁力线的标准化线密度  $N_l(s)$ . 根据磁通量守恒可得,  $B_0 A_0 = BA$ , ( $B$  为磁场, 下标“0”标注基底面  $S_0$ ,  $A$  为磁流管的面积), 从而可得离子沿磁力线的标准化体密度  $N_v(s)$  为:

$$N_v(s) = \frac{n(s)}{n(s_0)} = \frac{B}{B_0} N_l(s), \quad (3)$$

这里,  $n$  为离子的绝对体密度.

离子沿磁力线的标准化通量密度(局地通量密度  $J(s)$  与基底面处通量密度  $J(s_0)$  的比值)<sup>[15]</sup> 由下式求得:

$$\text{Flux}(s) = \frac{J(s)}{J(s_0)} = \frac{B \cdot \iint_U u_{\parallel} f(s, u_{\parallel}, u_{\perp}) u_{\perp} du_{\parallel} du_{\perp}}{B_0 \cdot \iint_U u_{\parallel} f(s_0, u_{\parallel}, u_{\perp}) u_{\perp} du_{\parallel} du_{\perp}} \quad (4)$$

根据(3)和(4)式, 可计算离子的标准化密度和通量密度沿磁力线的分布.

## 2 主要研究结果及讨论

本文的主要目的是研究同步轨道区上行 O<sup>+</sup>离子的密度和通量密度沿经度的分布. 其具体计算方法步骤如下:

(i) 根据地磁场模型<sup>[16,17]</sup>计算经过同步轨道区不同经度处的磁力线位形, 根据磁力线位形确定不同经度处的磁力线在电离层源区的位置.

(ii) 从找到的电离层源区位置出发, 根据(3)和(4)式, 计算 O<sup>+</sup>离子沿磁力线的标准化体密度和标准化通量密度分布.

(iii) 先根据电离层源区的卫星观测资料分析计算基底面处(地心距离为 2R<sub>0</sub>)离子的密度和通量密度<sup>[18]</sup>, 结合离子沿磁力线的标准化密度和标准化通量密度分布, 再根据(3)和(4)式计算离子绝对密度和绝对通量密度沿磁力线的分布.

(iv) 根据离子绝对密度(下称“离子密度”)和绝对通量密度(下称“通量密度”)沿磁力线的分布, 得到同步高度区(纬度为 0°)不同经度处的离子密度和通量密度.

观测表明电离层源区的上行离子随磁余纬呈 Gauss 分布. 根据资料分析, 本文计算中基底面处 O<sup>+</sup>数密度和通量密度峰值在 K<sub>p</sub> = 0 时分别取为 0.1 cm<sup>-3</sup> 和 10<sup>5</sup> cm<sup>-2</sup> · s<sup>-1</sup>; 在 K<sub>p</sub> = 3~5 时分别取为 0.5 cm<sup>-3</sup> 和 2 × 10<sup>5</sup> cm<sup>-2</sup> · s<sup>-1</sup>; 在 K<sub>p</sub> = 3~5 时分别取为 1.0 cm<sup>-3</sup> 和 5 × 10<sup>5</sup> cm<sup>-2</sup> · s<sup>-1</sup>.

图 1 给出了不同地磁活动条件下同步轨道区 O<sup>+</sup>离子的密度随经度分布的曲线. 本文用 X 表示经度, 以度为单位. 由图 1 可以看出, O<sup>+</sup>离子密度在经度为 0°, 60° 和 300° 附近分别有极大值, 在经度 15° 和 345° 附近分别有极小值, 约在磁尾 120° 和 240° 之间基本保持不变. 这一结果与地磁活动指数无关, 但 O<sup>+</sup>离子密度的最大值与地磁活动有关. 当地磁活动指数 K<sub>p</sub> = 0 时, 分别在经度 60° 附近和 300° 附近 O<sup>+</sup>离子的密度最大, 为 0.000256 cm<sup>-3</sup>, 在磁尾最小, 为 0.000205 cm<sup>-3</sup>. 当地磁活动指数 K<sub>p</sub> = 3~5 时, 在经度

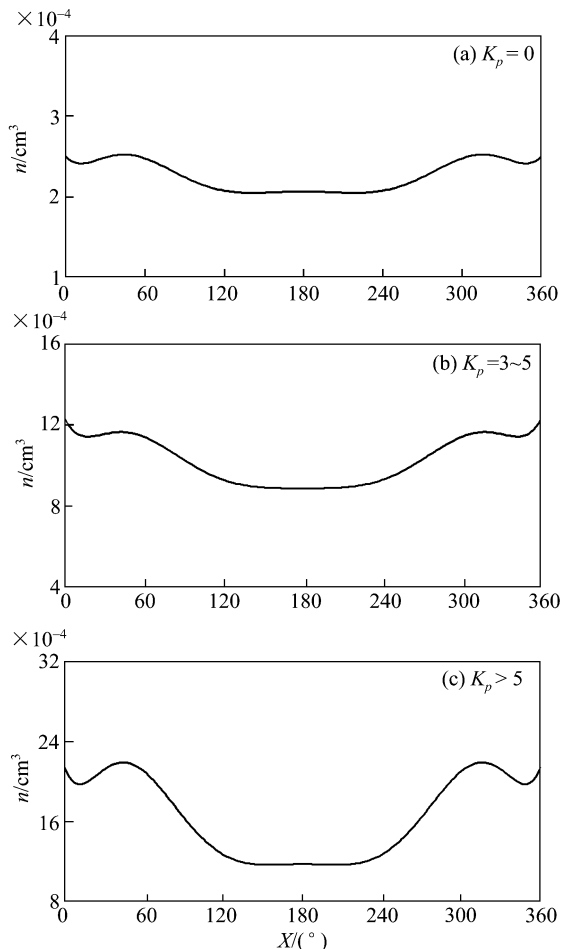


图 1 不同地磁活动条件下同步轨道区 O<sup>+</sup>离子密度沿经度的变化

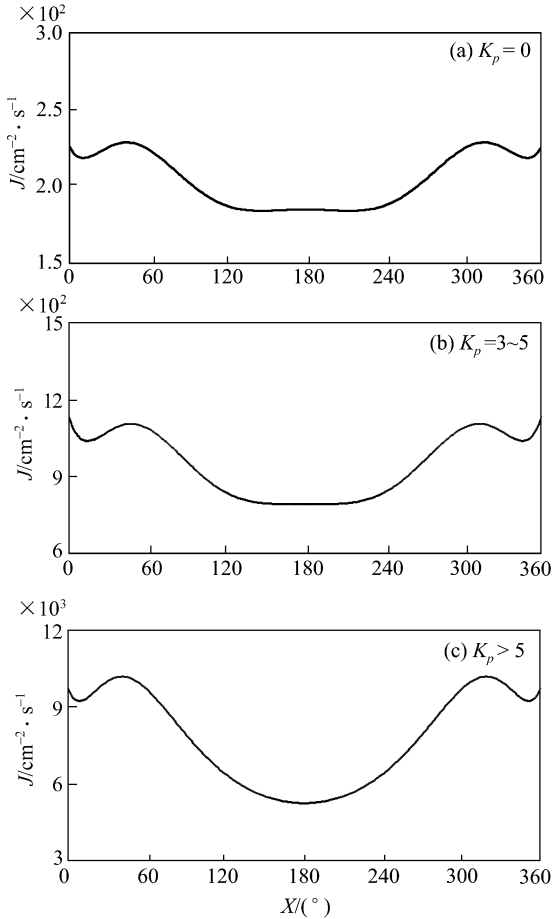


图 2 不同地磁活动条件下同步轨道区  $O^+$  离子通量密度沿经度的变化

此时,  $O^+$  离子的通量密度较地磁活动指数  $K_p = 0$  时高了 1 个量级, 这与地磁活动条件下磁层中上行离子通量密度较地磁宁静时高一个量级的观测结果也是一致的。

根据计算得到的不同地磁活动指数条件下同步轨道区  $O^+$  离子的密度和通量密度, 我们采用数值拟合的方法建立了不同地磁活动条件下同步轨道区  $O^+$  离子的密度和通量密度随经度分布的半经验模型. 用 “ $\bar{n}$ ” 和 “ $\bar{J}$ ” 分别表示  $O^+$  离子的密度  $n$  和通量密度  $J$  的计算值的平均值, 用 “ $X$ ” 表示经度, 单位为度, 用 “ $\sigma$ ” 和 “ $V_\sigma$ ” 分别表示密度或通量密度计算值和经验公式值之间的标准差和离散系数, 特定义如下: ( $l$  为数据个数)

$$\bar{n} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l n_i, \quad \bar{J} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l J_i, \quad (5)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{l} \sum_{i=1}^l (M - M_D)^2}, \quad V_\sigma = \frac{\sigma}{M_D}. \quad (6)$$

这里,  $M$  表示密度或通量密度的计算值,  $M_D$  表示密度或通量密度的公式值.

令  $N(X) = n(X)/1000$ ,  $F(X) = J(X)/100$ , 可得不同地磁活动条件下同步轨道区  $O^+$  离子密度和

$0^\circ$  处  $O^+$  离子的密度最大, 为  $0.0013 \text{ cm}^{-3}$ , 在磁尾最小, 约为  $0.0009 \text{ cm}^{-3}$ ; 此时,  $O^+$  离子密度较  $K_p = 0$  时高了约半个量级. 当地磁活动指数  $K_p \geq 6$  时, 分别在经度  $60^\circ$  附近和  $300^\circ$  附近  $O^+$  离子的密度最大, 为  $0.0024 \text{ cm}^{-3}$ , 在磁尾最小, 约为  $0.0012 \text{ cm}^{-3}$ ; 此时,  $O^+$  离子的密度较地磁活动指数  $K_p = 0$  时高了 1 个量级, 这与地磁活动条件下磁层中上行离子密度较地磁宁静时高一个量级的观测结果相一致。

图 2 给出了不同地磁活动条件下同步轨道区  $O^+$  离子的通量密度随经度分布的曲线. 由图 2 可以看出,  $O^+$  离子的通量密度在经度为  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  和  $300^\circ$  附近分别有极大值, 在经度  $15^\circ$  和  $345^\circ$  附近分别有极小值, 在磁尾  $120^\circ$  和  $240^\circ$  之间仍基本保持不变. 当地磁活动指数  $K_p = 0$  时, 分别在经度  $60^\circ$  附近和  $300^\circ$  附近  $O^+$  离子的通量密度最大, 为  $227 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 在磁尾最小, 为  $182 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . 当地磁活动指数  $K_p = 3 \sim 5$  时, 分别在经度  $60^\circ$  附近和  $300^\circ$  附近  $O^+$  离子通量密度最大, 为  $1200 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 在磁尾最小, 约为  $800 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 此时,  $O^+$  离子通量密度较  $K_p = 0$  时高了约半个量级. 当地磁活动指数  $K_p \geq 6$  时, 分别在经度  $60^\circ$  和  $300^\circ$  附近  $O^+$  离子的通量密度最大, 为  $11100 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 在磁尾最小, 约为  $5500 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ;

通量密度随经度分布的半经验模型如下:

## 2.1 不同地磁活动条件下 $O^+$ 离子密度分布的半经验模型

(1) 地磁活动指数  $K_p = 0$  时,

$$N(X) = 0.35138 - 1.65630 \times 10^{-3} X + 1.28673 \times 10^{-4} X^2 - 3.13969 \times 10^{-6} X^3 \\ + 3.49028 \times 10^{-8} X^4 - 2.07004 \times 10^{-10} X^5 + 6.78969 \times 10^{-13} X^6 \\ - 1.15958 \times 10^{-15} X^7 + 8.05266 \times 10^{-19} X^8, \quad (7)$$

其中密度的均值  $\bar{N} = 0.2326$ , 标准离差  $\sigma = 0.0176$ ,  $V_\sigma = 0.053 \approx 5.3\%$ .

(2) 地磁活动指数  $K_p = 3 \sim 5$  时,

$$N(X) = 1.63394 - 2.08706 \times 10^{-2} X + 1.38376 \times 10^{-3} X^2 - 3.11638 \times 10^{-5} X^3 \\ + 3.32868 \times 10^{-7} X^4 - 1.93220 \times 10^{-9} X^5 + 6.26557 \times 10^{-12} X^6 \\ - 1.06583 \times 10^{-14} X^7 + 7.40161 \times 10^{-19} X^8, \quad (8)$$

其密度的均值  $\bar{N} = 1.497$ , 标准离差  $\sigma = 0.2791$ ,  $V_\sigma = 0.1864 \approx 18.3\%$ .

(3) 地磁活动指数  $K_p \geq 6$  时,

$$N(X) = 3.18882 - 7.29503 \times 10^{-2} X + 4.40648 \times 10^{-3} X^2 - 1.03892 \times 10^{-4} X^3 \\ + 1.16245 \times 10^{-6} X^4 - 6.96283 \times 10^{-9} X^5 + 2.29701 \times 10^{-11} X^6 \\ - 3.93406 \times 10^{-14} X^7 + 2.73169 \times 10^{-17} X^8, \quad (9)$$

其密度的均值  $\bar{N} = 2.392$ , 标准离差  $\sigma = 0.8523$ ,  $V_\sigma = 0.3566 \approx 35.7\%$ .

## 2.2 不同地磁活动条件下 $O^+$ 离子通量密度分布的半经验模型

(1) 地磁活动指数  $K_p = 0$  时,

$$F(X) = 3.20146 \times 10^{-2} - 1.64525 X + 1.24144 \times 10^{-1} X^2 - 3.00487 \times 10^{-3} X^3 \\ + 3.33303 \times 10^{-5} X^4 - 1.97545 \times 10^{-7} X^5 + 6.47523 \times 10^{-10} X^6 \\ - 1.10622 \times 10^{-12} X^7 + 7.68205 \times 10^{-16} X^8, \quad (10)$$

其密度的均值  $\bar{F} = 302.54$ , 标准离差  $\sigma = 16.48$ ,  $V_\sigma = 0.0506 \approx 5.1\%$ .

(2) 地磁活动指数  $K_p = 3 \sim 5$  时,

$$F(X) = 1.62045 \times 10^3 - 5.99088 \times 10^1 X + 3.55007 X^2 - 7.41474 \times 10^{-2} X^3 \\ + 7.60187 \times 10^{-4} X^4 - 4.31272 \times 10^{-6} X^5 + 1.38175 \times 10^{-8} X^6 \\ - 2.33911 \times 10^{-11} X^7 + 1.62438 \times 10^{-14} X^8, \quad (11)$$

其密度的均值  $\bar{F} = 1478.38$ , 标准离差  $\sigma = 385.00$ ,  $V_\sigma = 0.2604 \approx 26.0\%$ .

(3) 地磁活动指数  $K_p \geq 6$  时,

$$F(X) = 1.45263 \times 10^4 - 3.17003 \times 10^2 X + 1.82317 \times 10^1 X^2 - 4.17282 \times 10^{-1} X^3 \\ + 4.59334 \times 10^{-3} X^4 - 2.72695 \times 10^{-5} X^5 + 8.95728 \times 10^{-8} X^6 \\ - 1.53194 \times 10^{-10} X^7 + 1.06435 \times 10^{-13} X^8, \quad (12)$$

其密度的均值  $\bar{F} = 11218.9$ , 标准离差  $\sigma = 3927.11$ ,  $V_\sigma = 0.3501 \approx 35.0\%$ .

可以看出, 地磁活动指数  $K_p$  较小时,  $O^+$  离子的密度和通量密度值较小, 沿经度的变化幅度也较小, 密度和通量密度的计算值与公式值之间的离差和离散系数也较小. 因而, 半经验模型的准确度也较高. 地磁活动指数  $K_p$  较大时,  $O^+$  离子的密度和通量密度值较大, 沿经度的变化幅度也较大, 密度和通量密度的计算值与公式值之间的离差和离散系数也较大. 因而, 半经验模型的准确度也较低.

根据本文的理论结果,  $O^+$ 离子密度和通量密度在向阳侧较高, 在背阳侧较低, 其原因主要在于地磁场的位形. 离子在地磁场中运动, 主要受到电磁场的约束和重力的作用. 在向阳面, 由于太阳风的动压, 地磁力线较偶极场来说较靠近地球, 磁力线较为稠密, 磁层顶在赤道面上也距同步高度区较近, 在磁场的约束和重力的作用下, 从极区传输到向阳侧同步区的离子也就越多, 使得向阳面同步区离子密度和通量密度较高. 在背阳侧, 由于尾向场的作用, 地磁场的磁力线较偶极场来说较远离地球, 磁力线变得稀疏, 因而, 在磁力和重力的共同作用下, 离子密度和通量密度就较低. 所以, 从物理上来说, 这一研究结果也是合理的.

由于日下点处磁力线被太阳风挤压的最甚, 因而同步轨道区  $O^+$  离子密度和通量密度在经度  $0^\circ$  处有一峰值. 而同步轨道区经度  $120^\circ$  和  $240^\circ$  附近的上行离子正好沿磁力线起源于极光带(此处离子上行强度最大), 因而  $O^+$ 离子密度和通量密度也分别在经度  $120^\circ$  和  $240^\circ$  附近达峰值. 这从物理上来说也是合理的.

由于平行电场很弱, 本文忽略了平行电场对离子分布的影响, 这在地磁活动较弱或非磁暴亚暴情况下是可以的. 关于磁暴和亚暴期间离子的分布变化, 我们将另文研究.

### 3 总结

本文以卫星观测资料为基础, 应用动力论方程, 采用理论模型和数值分析相结合的研究方法, 首先研究了不同地磁活动条件下电离层起源的  $O^+$  离子从极区电离层源区出发, 沿磁力线到同步高度区的定态分布. 接着根据  $O^+$  离子密度和通量密度沿不同磁力线的分布, 研究了不同地磁活动条件下同步高度区  $O^+$ 离子密度和通量密度沿经度的分布, 并提出了  $O^+$ 离子密度和通量密度在同步高度区沿经度变化的半经验模型. 主要结果为:

(1) 在向阳侧, 由于磁力线较稠密  $O^+$ 离子密度和通量密度较高, 在背阳侧, 由于磁力线较稀薄,  $O^+$  离子密度和通量密度较低.

(2) 地磁活动指数  $K_p$  较小时, 同步高度区  $O^+$ 离子密度和通量密度水平及其沿经度的变化幅度较小, 地磁活动指数  $K_p$  较大时,  $O^+$ 离子密度和通量密度水平及其沿经度的变化较大.

(3) 在同步高度区,  $O^+$  离子密度和通量密度沿经度具有一定的分布结构; 当地磁活动指数  $K_p = 0$  或  $K_p \geq 6$  时,  $O^+$ 离子密度在经度  $120^\circ$  附近和  $240^\circ$  附近最大, 在磁尾最小; 当地磁活动指数  $K_p = 3 \sim 5$  时,  $O^+$ 离子密度在经度  $0^\circ$  处最大, 在磁尾最小. 对  $O^+$ 离子通量密度来说, 无论  $K_p$  如何, 都在经度  $120^\circ$  附近和  $240^\circ$  附近最大, 在磁尾最小.

对本文提出的  $O^+$ 离子密度和通量密度在同步高度区沿经度分布的半经验模型来说, 地磁活动指数  $K_p$  较小时,  $O^+$ 离子密度和通量密度的计算值与公式值之间的离差和离散系数也较小, 半经验模型的准确度也较高. 地磁活动指数  $K_p$  较大时,  $O^+$ 离子密度和通量密度的计算值与公式值之间的离差和离散系数也较大, 半经验模型的准确度也较低, 这主要是由地磁活动指数较大时磁场位形的复杂变化所形成的.

### 参 考 文 献

- 1 Shelley E G, Johnson R G, Sharp R D. Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm. *J Geophys Res*, 1972, 77(31): 6104 ~ 6110
- 2 Moore T E. Origin of Magnetospheric Plasma. *Rev Geophys, Suppl*, 1991, (29): 1039 ~ 1048

- 3 焦维新, 濮祖荫. 飞船内部带电的物理机制. 中国科学, A 辑, 2000, 30(增刊): 136 ~ 139
- 4 Sharp R D, Lennartsson W, Peterson W K, et al. The origin of the plasma in the distant plasma sheet. *J Geophys Res*, 1982, 87(A12): 10420~10424
- 5 Lennartsson W. Dynamical features of the plasma sheet ion composition, density, and energy. In: Lui T Y, ed. *Magnetotail Physics*. Baltimore MD: Johns Hopkins University Press, 1987. 35~55
- 6 Horwitz J L, Lockwood M, Waite J H, et al. Transport of accelerated low-energy ions in the polar magnetosphere. In: Lui T Y, ed. *Magnetotail Physics*. Baltimore MD: Johns Hopkins University Press, 1987. 56 ~ 60
- 7 Delcourt D C, Chappell C R, Moore T E, et al. A three-dimensional numerical model of ionospheric plasma in the magnetosphere. *J Geophys Res*, 1989, 94(A9): 11893~11920
- 8 Delcourt D C, Sauvaud J A, Pedersen A. Dynamics of single particle orbits during substorm expansion phase. *J Geophys Res*, 1990, 95(A12): 20853 ~ 20865
- 9 Cladis J B, Francic W E. Distribution in magnetotail of  $O^+$  ions from Cusp/Cleft ionosphere: Possible substorm trigger. *J Geophys Res*, 1992, 97(A1): 123~131
- 10 史建魁, 刘振兴, 濮祖荫. 磁层中上行离子  $O^+$  通量密度分布的理论研究. *空间科学学报*, 1996, 16: 187 ~ 192
- 11 SHI Jian-kui, LIU Zhen-xing. Theoretical distribution of up-flowing ions in the magnetosphere. *Adv Space Res*, 1999, 24(1): 125 ~ 128
- 12 SHI Jian-kui, LIU Zhen-xing, T L Zhang, et al. Acceleration of ionospheric out-flowing ions in the substorm in geo-magnetotail. *Chin Phys Lett*, 1999, 16(12): 908 ~ 910
- 13 濮祖荫, 刘振兴, 王元殿. 引导中心的动力学方程及其在空间物理学中的应用. *地球物理学报*, 1981, 24: 372~384
- 14 Eviatar A, Lencheek A M, Singer S F. Distribution of density in an ion-exosphere of a nonrotating planet. *Phys Fluids*, 1964, 7: 1775 ~ 1779
- 15 史建魁, 刘振兴, T L Czhung, 等. 火星磁层中尾向磁场对  $O^+$  离子分布的影响. *中国科学, E 辑*, 2001, 31(6): 502~507
- 16 Mead G D, Fairfield D H. A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data. *J Geophys Res*, 1975, 80(4): 523 ~ 542
- 17 徐文耀, 魏自刚. 核幔边界反极性磁斑和地磁场倒转. *中国科学, D 辑*, 2001, 31(8): 617~625
- 18 Yau A W, Lockwood M. Vertical ion flow in the polar ionosphere. In: Moore T E, Waite Jr J H, ed. *Modeling Magnetospheric Plasma*, Geophys Mono, Series 44. Washington DC: AGU, 1998. 229~237