

环电流区中性原子观测特性模拟研究

沈 超 刘振兴

中国科学院空间科学与应用研究中心, 空间天气研究开放实验室,
中国 CLUSTER 数据研究中心, 北京 100080

摘 要 为了给双星计划中性原子 (ENA) 探测仪的研制提供可靠的理论依据, 并为未来中性原子探测数据的分析及研究做好准备, 针对双星轨道初步模拟计算了双星 ENA 探测仪对磁暴时中性原子的观测特性. 建立了磁暴主相期间环电流离子分布的一个近似理论模式, 并模拟计算了极轨卫星在极区上空、赤道面以及其他位置上对不同强度磁暴主相期间环电流区 ENA 空间角分布及能谱的观测结果. 研究表明, 存在环电流区方向和南北极区环电流粒子沉降带两个中性原子强度极大区域; 磁暴越强烈, 注入区高度越低, 环电流区观测到的 ENA 通量越高; 处于有利位置的 ENA 探测器可分辨注入区内边界或注入前沿; ENA 探测器能够分辨环电流带离子分布的不均匀性; 由于离子交换截面的差异, H, O, He 3 种 ENA 的能谱分布不同; 在 10 ~ 80keV 能谱范围内通量较强, 易于观测; 环电流区 H, O 两种 ENA 通量较强, 有利于观测; 而环电流区 He ENA 通量很弱, 不易于观测. 模拟计算研究表明, 双星极轨卫星能够对环电流区 ENA 进行有效探测; 低纬轨道上的 ENA 探测器也能够对环电流区 ENA 进行一些观测; ENA 探测器的研制应重视低、中能量范围 ENA 的探测.

关键词 中性原子成像 卫星探测 磁暴 粒子注入 环电流离子分布 电荷交换反应

文章编号 0001 - 5733(2003)01 - 01 - 10 中图分类号 P535 收稿日期 2001 - 07 - 20, 2002 - 07 - 09 收修定稿.

ENERGETIC NEUTRAL ATOM IMAGING OF THE EARTH'S RING CURRENT REGION

SHEN CHAO LIU ZHENXING

Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

Abstract A simulation investigation has been carried out on the observed properties of energetic neutral atoms (ENA) during geomagnetic storm main phase in order to provide reliable theoretical foundations for the development of ENA detector on board the polar satellite of Double Star Program (DSP) of China and also make preparation for the future ENA observation data analyses. In this research, an approximate analytical model for the ring current particle distribution including the ion loss due to charge exchange has been developed. The simulation shows that there are two maximum ENA flux regions, i. e., the ring current inner boundary region and particle precipitation region at the northern and southern poles. The stronger the storm is the lower the particle injection is and the larger flux of ENA is emitted from the ring current region. The ENA detector at advantageous positions can measure the inner boundary of the injection region or the injection front. The ENA detector is able to measure the inhomogeneity of the ring current ions. The features of the energy fluxes of H, O and He are different with each other due to the discrepancy of their charge exchange cross sections. The ENA at 10 ~ 80keV are easier to be observed owe to the large fluxes. ENA H and O are easier to be measured because of their stronger fluxes. On the contrast, ENA He is more difficult to be detected due to its rather weak flux. This simulation research has indicated that the polar satellite of DSP is capable of

基金项目 国家重点基础研究规划(973)(G2000078406)和国家自然科学基金资助项目(49834040).

作者简介 沈超,男,1987年毕业于浙江大学物理系,1997年于中国科学院空间科学与应用研究中心获博士学位,研究员,研究生导师,从事空间物理研究工作. E-mail: sc@center.cssar.ac.cn

detecting the ring current ENA. The ENA detector at low latitudes, e. g., on board the equatorial satellite, is also useful for observing the ring current ENA. More importance should be stressed on the detectability for low- and midenergy ENA during the development of the ENA detection on board the polar satellite of DSP.

Key words Energetic neutral atom imaging, Satellite exploration, Magnetic storms, Particle injection, Ring current ion distribution, Charge exchange.

1 引言

中性原子(ENA)成像是正在发展中的空间观测技术. 过去对空间等离子体观测主要采用局地探测方式. 中性原子成像观测技术利用等离子体中电荷交换反应所产生的能量中性原子,实现对空间等离子体过程的整体成像观测,是等离子体探测技术由点探测向可视化探测的飞跃. 中性原子成像探测仪使我们能够“看见”亚暴和磁暴的全球时空演化过程. 目前,国际上对中性原子成像的探测、数据分析及理论研究尚处于起步阶段. 已有 ISEE 1, IMP 7/8, Geotail, Astrid 和 IMAGE 等几颗卫星^[1~7]获得了 ENA 初步观测结果. Hvostadt 与 Scholer^[1]首次指出在磁层之外的卫星上带电粒子固态探测器能够观测到中性原子,由此解释 IMP 7 的带电粒子测量实验所探测到的静时 300~500 keV 粒子角分布中持续的反地球方向通量是中性原子辐射. Roelof 等^[2]在 IMP 7/8 能量粒子实验(EPE)和 ISEE 1 中能粒子探测仪(MEPI)的探测数据中发现了多个中性原子事件. 例如,1977年12月17日 ISEE 1(在磁层外距地球 $20 R_E$, R_E 为地球半径)的 MEPI 观测到 100 keV 能档处约 $30(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{keV})^{-1}$ 的中性氧原子通量,由此估计环电流区内边界处 O^+ 微分通量约为 $3.4 \times 10^4 (\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{keV})^{-1}$; MEPI 的全空间观测数据还显示,磁壳指数大于 $5 R_E$ 区域的中性原子辐射显著下降^[2]. Geotail 卫星经常处于磁层外或中远磁尾,其粒子探测数据也被用于间接分析中性原子事件. Wilken 等^[3]首次运用 Geotail 卫星能量粒子谱仪(HEP-LD)的 ENA 观测模式探测到 1992 年 10 月 18 日弱磁活动期间的中性原子事件. Lui 等^[4]用 Geotail 卫星能量粒子和离子成分探测仪(EPIC)分析了 1994 年 10 月 29~30 日磁暴(最强的 D_{st} 指数为 -127 nT)期间的中性原子事件,当时 Geotail 飞越向阳面磁层顶外(地心距离约 $10 \sim 20 R_E$);他们首次区分出环电流区中性原子的 H, O, He 3 种成分的通量,发现 200 keV 能量以上范围中性原子氧的通量最高.

20 世纪 90 年代以来,国际上开始开发专门观测

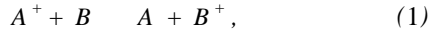
中性原子的探测仪. 探测土星的 Cassini 卫星安装有首台专用 ENA 仪器(INCA);2001 年 1 月 Cassini 掠过木星附近时观测到木星内磁层和 b 环的中性原子成像. 1995 年发射的瑞典微卫星 Astrid(位于 1000 km 高度圆轨道)携带的专用 ENA 成像仪(PIPP)已对地球极区粒子沉降带进行了大量的中性原子成像观测^[6,7]. 2000 年发射的 IMAGE 卫星携带 3 台 ENA 成像仪,分别探测地球磁层低能(10~300 keV)、中能(1~30 keV)和高能(10~200 keV)的中性原子. IMAGE 对 2000 年 6 月 10 日一次亚暴事件的中性原子成像观测显示亚暴粒子注入可发生于很宽的地方时范围(见 <http://image.gsfc.nasa.gov/report/>).

另外,许多研究者还对中性原子成像进行了理论和数值模拟研究工作^[8~15]. 中性原子成像在环电流中性原子成像模拟的一个重要基础是确定环电流能量离子模式. 目前研究者采用的环电流离子模式,有的直接取自于 AMPTE/CCE-CHEM 离子数据库的卫星观测数据或进行数据拟合^[9~12],有的则采用数值模拟的环电流离子分布^[13~15]. Roelof^[8]首先假定环电流区离子通量随磁壳指数均匀分布,投掷角分布各向同性,并具有地方时不均匀性(午夜侧通量最大),所计算的中性原子通量分布与卫星中性原子成像观测基本相符. Orsini 等^[9]直接利用 AMPTE/CCE-CHEM 离子数据库,计算了弱、中、强 3 种磁活动条件下中性原子氢和氧的能谱分布. Milillo 等^[10]以 AMPTE/CCE-CHEM 离子数据库为基础建立了环电流离子的经验模式. 文献[11]建立了更细致的环电流离子经验模式,将磁壳指数分布、投掷角分布及地方时分布互相分离,以模拟低高度极区粒子沉降带的中性原子成像. Milillo 等^[12]还从中性原子通量的晨昏不对称性估算了对流电场的大小,指出持续的中性原子成像观测可监测磁层对流电场.

中国双星计划将在国内首次开展地球近地空间中中性原子成像的探测工作^[16],其极轨卫星将安装合作研制的 ENA 探测仪 NUADU,为了给双星计划 ENA 探测仪的研制提供可靠科学依据,并为将来 ENA 探测数据的分析及理论研究做好准备,本文针对双星轨道进行了双星暴时 ENA 观测的初步模拟研究.

2 中性原子成像理论基础

环电流区 ENA 主要产生于环电流区能量离子 (H^+ , O^+ , He^+ 等) 与低能中性原子 (H , O , He 等) 之间电荷交换反应, 如下述方程所示:



A^+ 代表环电流区能量离子 H^+ , O^+ , He^+ 等, B 代表低能中性原子 H , O , He 等。

环电流区离子的能量范围为 1 ~ 300 keV, 形成的能量中性原子 (H , O , He 等) 不再受磁层中磁场和电场的约束和作用; 其速度远大于地球引力场中的逃逸速度。因此, ENA 将以其初始生成时的速度沿准直线轨道运行。在远处对 ENA 的观测可以反映 ENA 源区的等离子体特性 (离子成分、能谱、投掷角分布等) 及其动态时空演化, 实现对环电流粒子的成像。

第 i 种离子的电荷交换频率 ν_i 及其寿命 τ_i 为

$$\nu_i = n V_i \sigma_i, \quad (2)$$

$$\tau_i = 1/\nu_i, \quad (3)$$

其中, n 为第 i 种低能中性原子数密度, σ_i 为第 i 种离子与第 i 种低能中性原子之间的电荷交换截面, V_i 为第 i 种离子的速度。

单位时间、单位相空间体积内产生的第 i 种 ENA 数目为

$$f_i(r, p)/\tau_i = \nu_i f_i(r, p), \quad (4)$$

其中, $f_i(r, p)$ 为环电流区第 i 种离子的分布函数。容易得到所探测到的第 i 种 ENA 的微分通量 J_i 为

$$J_i = \int n_i j_i(r, K, \theta) ds, \quad (5)$$

积分沿视线方向 (LOS), $j_i = p^2 f_i$ 为第 i 种环电流区离子的微分通量, K 为离子能量, θ 为动量空间的立体角。所以, 如果知道外大气层低能中性原子密度、电荷交换反应截面和环电流区离子的微分通量, 就能够计算出 ENA 探测器在任一位置处所观测到的源于环电流区的 ENA 通量的角分布。

在 1400 km 以上的外大气层中, 低能中性原子成分大部分是氢原子。在计算环电流区 ENA 过程中, 仅需考虑氢原子参与的电荷交换反应, 因而只需知道外大气层氢原子密度及其与环电流区能量离子的电荷交换截面。外大气层氢原子密度随地心距离的变化一般采用 Chamberlain 模式^[17,18] (见图 1)。氢原子密度随地心距离的增加迅速下降。

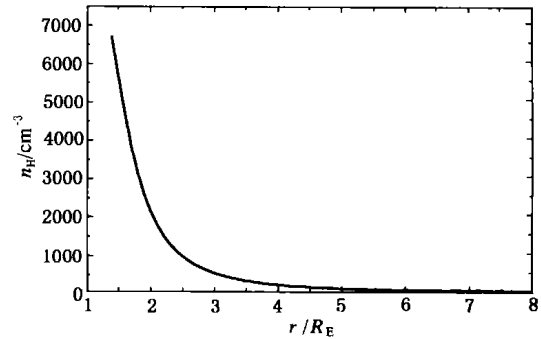


图 1 Chamberlain 模式给出的地球外大气层氢原子密度 n_H 随地心距离的变化情况

Fig. 1 The variation of the density of exospheric H with the geocentric distance as given by Chamberlain model

环电流区能量离子主要有 H^+ , O^+ , He^+ , 其他成分 (如 He^{++} , N^+ 等) 含量很低。 H^+ , O^+ , He^+ 与 H 的电荷交换截面采用实验观测值^[19,20], 其随离子能量的变化如图 2 所示。

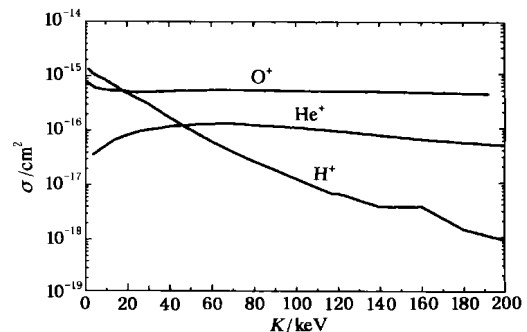


图 2 H^+ , O^+ , He^+ 与原子 H 之间的电荷交换反应截面实验测量值^[19]

Fig. 2 The charge exchange cross section between ions (H^+ , O^+ and He^+) and H based on observations^[19]

3 环电流区离子模式

与以往研究者的方法^[9~15]不同, 本文将从理论分析得出磁暴主相期间环电流离子分布的解析表达式, 其给出的环电流离子分布随地心距离和投掷角的变化特性与观测结果一致。由于在地心距离 3 ~ 6 R_E 之内, 偶极子磁场与实际地球磁场的偏差仅为 1%, 地磁场采用偶极子磁场。

在本项研究中, 采用了 SM 坐标系 (太阳磁坐标系), 因为环电流粒子受到地球偶极子磁场的强烈约束, 环电流带的几何形状由磁力线确定。在 SM 坐标系中, 其 z 轴与地磁偶极子重合, 其 y 轴与 GSM 坐

标系 y 轴重合(即晨昏方向). 图 3 为环电流带及空间坐标系示意图. ENA 探测仪的坐标系由 SM 坐标系在地心处的原点平移到 ENA 探测处而得到, ENA 观测通量应以相应的球坐标系角分布来描述.

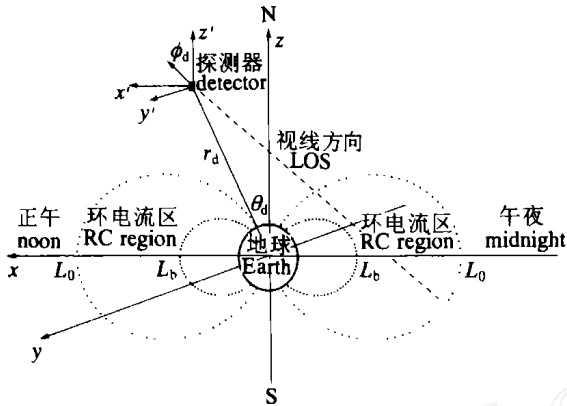


图 3 环电流带及空间坐标系示意图

L_b 和 L_0 分别为环电流带内边界和外边界的磁壳指数, ENA 探测仪在 SM 坐标系中的球坐标为 (r_d, α, ϕ_d) .

Fig. 3 The ring current region and the coordinate systems

环电流区能量离子 (H^+ , O^+ , He^+) 来源于磁暴和亚暴期间近地等离子体片的注入. 等离子体片及近地注入区边界处离子一般具有 $Kappa$ 分布^[21], 第 i 种离子微分通量为

$$j_i(K_0) = e j_{i\max 0} \cdot \frac{K_0}{K_{i\max 0}} \left(1 + \frac{K_0}{K_{i\max 0}} \right)^{-1}, \quad (6)$$

其中, $K_{i\max 0}$ 和 $j_{i\max 0}$ 分别为第 i 种离子的特征能量(或温度)及最大微分通量, 为离子高能尾的幂指数. 观测显示, $K_{i\max 0} \approx 7.0$ keV, $K_{e\max 0} \approx 2.0$ keV,

5.5. 等离子体片及近地注入区外边界处离子的分布函数具有各向同性投掷角分布.

近地等离子体片离子在磁层暴时电场和地磁场的作用下, 进行电漂移、磁梯度漂移、曲率漂移运动以及沿磁力线的周期弹跳运动, 形成环电流区离子. 由于磁矩守恒及第二绝热不变量守恒, 等离子体片离子注入环电流区经历了磁力线垂直和平行 2 个方向的加速过程. 观测和模拟研究都显示, 绝热运动是环电流区粒子经历的主要过程. Southwood 和 Kivelson^[22, 23]考察了非相对论性粒子在地磁场中的绝热运动特性. 为了便于理解和得到较全面的认识, 本文推导环电流区粒子(离子和电子)在相对论条件下的绝热运动特征, 其结果在非相对论条件下与 Southwood 和 Kivelson^[22, 23]一致. 推导结果可以运用于描述磁暴主相期间相对论性电子的绝热特性.

粒子动能 K 随壳指数 L 的变化率^[23, 24]为

$$\frac{\partial K}{\partial L} = - \frac{1}{q} \omega_d B_{eq} R_E^2 L, \quad (7)$$

其中, B_{eq} 为赤道面上地磁场强度

$$B_{eq} = \frac{k_0}{L^3 R_E^3}, \quad k_0 = \frac{\mu_0 M}{4}, \quad (8)$$

ω_d 为粒子在地磁场磁漂移的平均角速度(以磁力线纵向弹跳运动的周期平均), 满足公式^[25-28]

$$\omega_d = \frac{3 m_0 c^2 R_E}{2 q k_0} L g(\alpha_{eq})^{-2}, \quad (9)$$

其中, $\alpha_{eq} = V/c$, $\alpha_{eq} = (1 - \alpha_{eq}^2)^{-1/2}$, c 为真空中光速, m_0 为粒子静止质量. 投掷角影响因子 $g(\alpha_{eq})$ 的近似表达式为

$$g(\alpha_{eq}) \approx 0.70 + 0.30 \sin \alpha_{eq}, \quad (10)$$

结合公式(7)~(10), 得

$$\frac{\partial K}{\partial L} = - 3 g(\alpha_{eq}) \frac{1}{L} \frac{K(2 m_0 c^2 + K)}{2(m_0 c^2 + K)}. \quad (11)$$

近地等离子体片粒子在磁层暴时电场和地磁场的作用下进行电漂移、磁梯度漂移、曲率漂移运动以及沿磁力线的周期弹跳运动的过程中, 保持第一不变量或磁矩守恒, 即

$$\mu = \frac{p^2}{2 m_0 B} = \text{const}, \quad (12)$$

其中, B 为磁场强度大小, p 为粒子垂直于磁场方向动量的大小.

在赤道面上, (12) 式成为

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \alpha_{eq}}{2 m_0 B_{eq}} = \frac{(K^2 + 2 m_0 c^2 K) \sin^2 \alpha_{eq}}{2 m_0 c^2 B_{eq}} = \text{const}, \quad (13)$$

结合公式(8)、(10)、(11)和(13), 解得粒子投掷角变化满足以下关系:

$$\frac{\sin \alpha_{eq}}{1 - \sin \alpha_{eq}} L^{0.45} = \text{const}. \quad (14)$$

在粒子运动的过程中, 粒子投掷角仅随磁壳指数变化, 而与粒子能量无关. 在非相对论和相对论情况下, 关系式(14)形式不变.

若粒子在近地注入区外边界(近似在赤道面上), 设磁壳指数为 L_0 处的能量为 K_0 , 投掷角为 α_{eq0} ; 其漂移至环电流区任意位置(设磁壳指数为 L) 处的能量将升高为 K , 投掷角为 α_{eq} . 由公式(14)得

$$\sin \alpha_{eq} = \sin \alpha_{eq0} / [\sin \alpha_{eq0} + (1 - \sin \alpha_{eq0}) (L_0/L)^{0.45}], \quad (15)$$

由公式(13)得相对论情况下 L_0 处粒子能量 K_0 与 L 处能量 K 的关系式

$$K_0 = - m_0 c^2 + \sqrt{m_0^2 c^4 + (K^2 + 2 m_0 c^2 K) (L/L_0)^3 [\sin \alpha_{eq0} + (1 - \sin \alpha_{eq0}) (L_0/L)^{0.45}]^2}, \quad (16)$$

公式(15)、(16)描述注入区高能带电粒子(质

子、电子等)能量和投掷角随磁壳指数的变化. 特别是在非相对论情况下, $K \ll m_0 c^2$, 关系式(16)成为

$$K_0 = K(L/L_0)^3 [\sin \theta_{eq} + (1 - \sin \theta_{eq})(L_0/L)^{0.45}]^2, \quad (16)$$

这与 Southwood 和 Kivelson^[22,23]的结果一致.

粒子在同一磁力线上(壳指数 L)任一纬度(极角或余纬为 $90^\circ - \theta$)位置的投掷角 θ 与赤道面上投掷角 θ_{eq} 的关系为

$$\sin \theta = \cos^3(\theta_{eq}) \cdot (1 + 3\sin^2(\theta_{eq}))^{1/4} \cdot \sin \theta_{eq}. \quad (17)$$

关系式(15)~(17)可描述环电流区粒子(包括相对论性电子)绝热运动过程投掷角和能量的变化.

假定在暴时注入阶段,具有稳态的粒子注入. 依据刘维尔(Liouville)定理,环电流区域粒子的通量分布为

$$p^2 j_i(L, \theta, K, \cos \theta_{eq}) = p_0^2 j_i(L_0, \theta_0, K_0), \quad (18)$$

由公式(13)、(15)得

$$\frac{p^2}{p_0^2} = \left(\frac{L_0}{L}\right)^3 [\sin \theta_{eq} + (1 - \sin \theta_{eq})(L_0/L)^{0.45}]^2, \quad (19)$$

结合公式(6)、(15)~(19),可得环电流区域粒子的微分通量分布

$$j_i(L, \theta, K, \cos \theta_{eq}) = \begin{cases} \frac{p^2}{p_0^2} \cdot e j_{i,max0} \cdot \frac{K_0(K, L, \theta)}{K_{max0}} \left(1 + \frac{K_0(K, L, \theta)}{K_{max0}}\right)^{-1} \cdot h(\theta_{eq}), & r > 1 \text{ 和 } L_b < L < L_0 \\ 0, & \text{其他区域} \end{cases} \quad (20)$$

其中, p^2/p_0^2 由公式(17)和(19)确定, $K_0(K, L, \theta)$ 由公式(16)、(16)和(17)确定. 公式(20)中函数 $h(\theta_{eq})$ 反映环电流离子的方位角(地方时)不对称性,由观测经验取为^[8]

$$h(\theta_{eq}) = \exp[-(\theta_{eq} - \theta_s)^2], \quad (21)$$

θ_s 为环电流离子密度最大位置的方位角,若在午夜区, $\theta_s = 180^\circ$; 因子 θ_s 决定环电流离子的方位角不对称性的程度.

公式(20)中 L_b 和 L_0 分别为近地注入区内边界(即注入前沿)和外边界的磁壳指数,如图3所示. 注入前沿位置 L_b 决定于地磁活动 K_P 指数,磁活动越剧烈,注入边界位置越低. 由经验公式^[29]给出

$$L_b = \frac{122 - 10 K_P}{24.0 - 7.3} \quad (22)$$

对于 $K_P = 3, 5, 7$ 的弱、中、强3种磁暴情况下,环电流内边界的位置分别为 $L_b = 5.5, 4.3, 3$. 在本文的计算中,环电流外边界固定于 $L_0 = L_b(K_P = 0) = 7.3$ 处. 注入前沿以内的环电流离子呈指数衰减,本文不予考虑. 对于环电流外边界以外的区域(如等离子体片或磁层顶边界区),因地冕氢原子密度已经很低,能量离子产生的 ENA 预期很少,也不考虑. 依据观测^[30],取 H^+, O^+, He^+ 的最大微分通量 $j_{i,max0}$ 分别为 $1.0 \times 10^6, 2.0 \times 10^5$ 和 2.0×10^4 ($s \cdot cm^{-2} \cdot sr \cdot keV$)⁻¹.

如上所述,得到了磁暴主相期间环电流离子分布的一个近似理论模式. 图4为此理论模式给出的环电流离子(H^+, O^+, He^+)的能谱分布. 图4显示,随磁壳指数 L 的减小或地心距离的减小,离子能谱变热,这反映环电流离子的绝热加热效应.

图5显示环电流离子通量的空间变化特性. 对于大于 10 keV 各能量段,地心距离越近,离子通量越高;且投掷角越近于地磁赤道面,通量的升高越显著. 这是由刘维尔定理所决定的. 离子通量的这种空间分布特征与观测^[11]一致.

图6表明,离子能量越高,投掷角分布各向异性越显著. 在离子注入源区,离子投掷角分布为各向同性. 在环电流离子进行漂移运动过程中,由于相对于磁力线方向横向加热比纵向加热更强烈,造成离子倾向于横向分布. 图6显示的环电流离子投掷角分布特性与磁暴主相期间观测结果^[31]一致.

本文的近似理论模式能够基本上描述磁暴主相

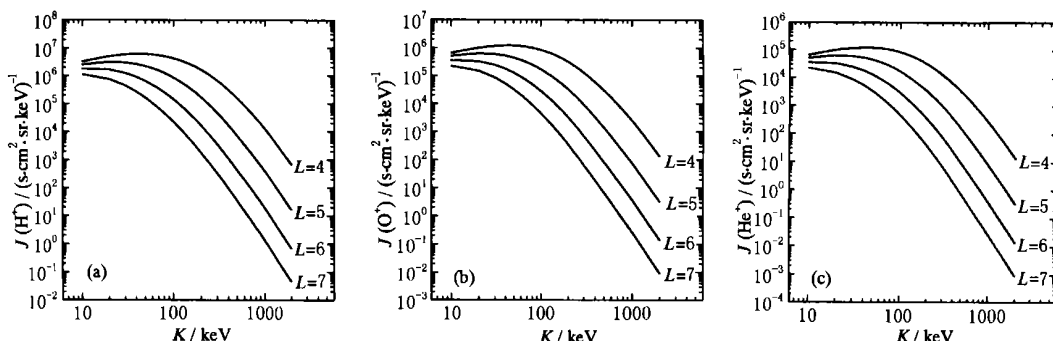


图4 环电流离子 H^+ (a), O^+ (b) 和 He^+ (c) 在不同壳指数的能谱分布(投掷角皆为 90°)

Fig. 4 The energy spectrums of RC ions H^+ (a), O^+ (b) and He^+ (c) with 90° pitch angle

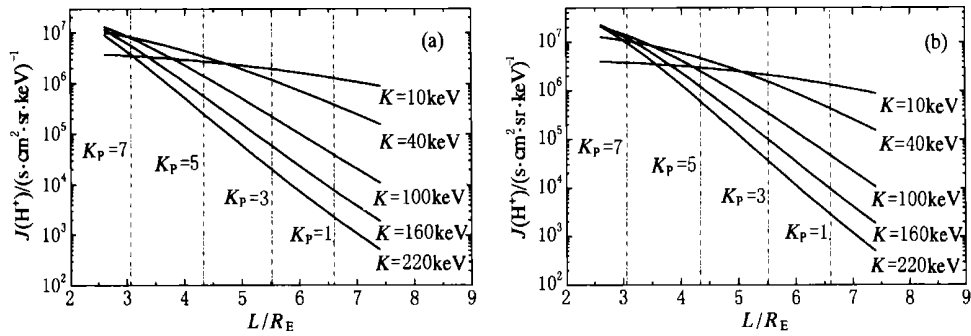


图5 环电流离子 H⁺ 微分通量在不同能量段随壳指数的变化
(a)、(b)的投掷角分别为 30°和 90°垂直的点划线标志在不同地磁活动 K_p 指数情况下注入前沿的位置。

Fig. 5 The variation of the differential flux of the ring current H⁺ at different L shells

期间环电流离子分布特征. ENA 成像模拟计算运用了此环电流离子模式.

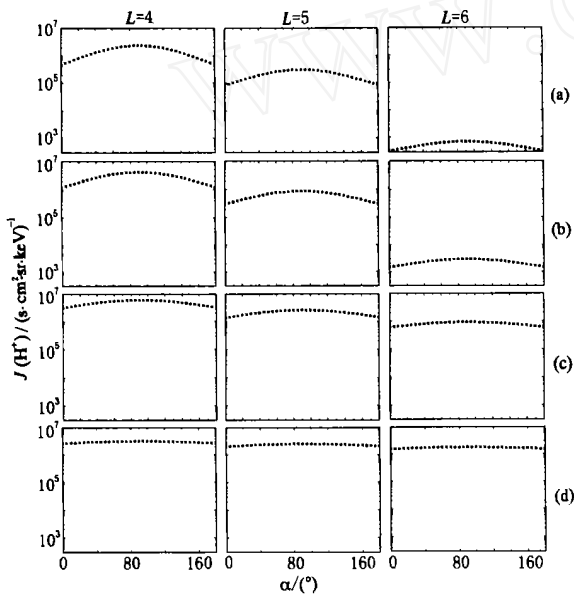


图6 环电流质子在各不同壳指数和不同能量段的投掷角分布情况

Fig. 6 The pitch angle distributions of the ring current H⁺ at different L and different energies

4 ENA 成像模拟计算和结果

ENA 探测器观测到的中性原子通量满足公式 (5), 是沿视线方向的积分 (见图 3). 在 1400km 以上的外大气层中, 仅须考虑低能氢原子参与的电荷交换反应, 外大气层氢原子密度采用 Chamberlain 模式^[17,18], 中性原子微分通量公式 (5) 成为

$$J_i = n_H \int_{s_0}^s H_i j_i(r, K, \alpha) ds, \quad (23)$$

这里 n_H 为外大气层中低能中性氢原子的密度, H_i

为第 i 种离子与低能氢原子之间的电荷交换截面.

如果极轨卫星在北极正上方 $4.5 R_E$ 处, 其球坐标为 ($r_d = 4.5 R_E, \theta_d = 0^\circ, \phi_d = 0^\circ$). 本文模拟计算中采用环电流离子密度在午夜区最大, $s = 180^\circ$; 环电流方位角不对称性因子 $\beta = 0.75$. 计算得到 50 keV 能量的 ENA (H, O, He) 空间角分布如图 7 所示. 图 7 展现了环电流带 ENA 的许多特征:

(1) 存在 2 个 ENA 强度极大的区域: 一个是环电流区方向 (在环电流带内边界和外边界与赤道面交线附近); 另一个为南北极区的环电流粒子沉降带. ENA 通量在午夜区最强, 反映环电流离子密度的方位角不对称性 (在午夜区最大).

(2) ENA (H, O, He) 强度依赖于磁活动强度, 磁活动越强, K_p 指数越大, 环电流 ENA 通量越高; 磁活动很弱时, 如 $K_p = 3$, ENA 强度低于 $10 (s \cdot cm^2 \cdot sr \cdot keV)^{-1}$, 探测较困难, 除非在南北极区粒子沉降带.

(3) ENA (H, O, He) 空间角分布依赖于磁活动强度, K_p 指数越大, 环电流 ENA 通量最强处越趋于近地 (其 α 值越小). 其原因是, 磁活动越强, 环电流离子注入越深, 离子通量越高, 而距地球愈近处低能氢原子密度也较高, 导致较强磁活动具有较高的 ENA 通量. 近似可认为环电流 ENA 通量极大区的入射方向与环电流带内边界的磁壳层相切, 能够得到环电流带内边界的壳指数 L_b 与极区正上方观测到 ENA 通量极大区入射方向角 α_m 之间关系为

$$L_b = \frac{3 r_d \sin \alpha_m}{2 \cos \alpha_m + 1} \quad (24)$$

通过观测 ENA 通量极大区入射方向角 α_m 可以估算环电流带内边界即注入前沿的壳指数 L_b . 以图 7(A) 情形为例, $K_p = 3, 5, 7$ 的 3 种磁活动情况下, ENA 通量极大区入射方向角 α_m 依次为 $57^\circ, 50^\circ,$

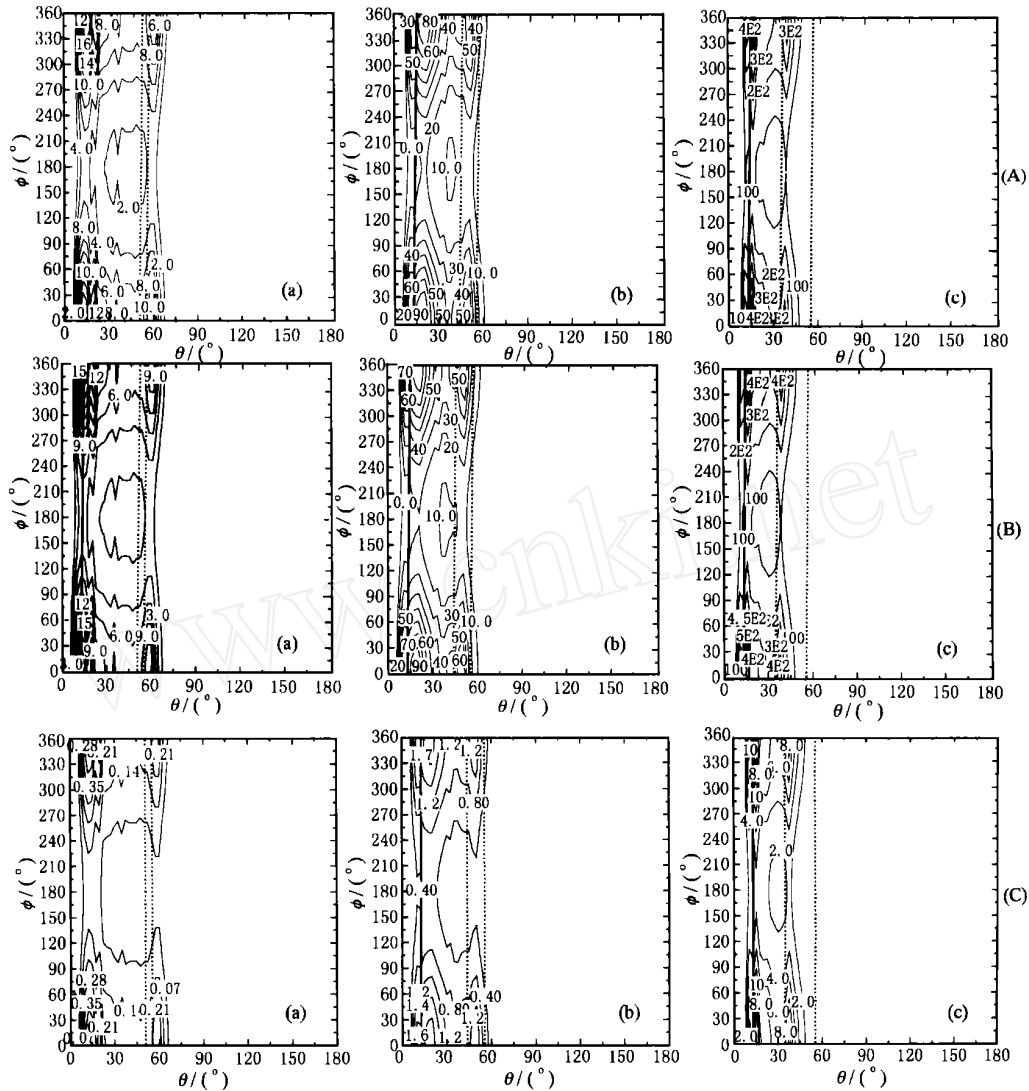


图 7 50 keV 能量的中性原子 H(A) ,O(B) ,He(C) 和微分通量的空间角分布

ϕ 为中性原子入射方向或观测视线的反方向,粗实线为地球轮廓线,点线为环电流带内边界、外边界与赤道面交线。(a) $K_p=3$; (b) $K_p=5$; (c) $K_p=7$ 。

Fig. 7 The angle space distributions of the differential flux of the 50 keV ENA H(A) , O(B) , He(C) and $K_p=3$ (a) , 5(b) and 7(c)

37.5°,由关系式(24)得到 $L_b = 5.4, 4.5, 3.2$ 。由公式(22)的计算得到 $L_b = 5.6, 4.3, 3.2$ 。关系式(24)的误差在 4% 以内。

(4) ENA 通量强弱与离子种类有关。氢(H)、氧(O)的通量较高, $K_p=7$ 时,环电流 ENA 氢、氧通量可达几百 $(s \cdot cm^2 \cdot sr \cdot keV)^{-1}$;而中性原子氦(He)的通量很低, $K_p=7$ 时,通量低于 $10(s \cdot cm^2 \cdot sr \cdot keV)^{-1}$,因此不易于探测到中性原子氦。

图 8 显示了在不同磁活动情况下 ENA (H,O, He) 的能谱特征。极轨卫星位于北极正上方 $4.5 R_E$ 处,其球坐标为 $(4.5 R_E, 0^\circ, 0^\circ)$,环电流离子密度方

位角不对称性同图 7 情形。H,O,He 3 种 ENA 的能谱分布有所不同。中性原子 He 在 20 ~ 50 keV 能量段存在通量极大;中性原子 H 通量随能量增高而持续单调下降;而中性原子 O 能谱变化特性居于两者之间。这在一定程度上反映了各不同离子的交换截面特性(图 2)。

另外,在 10 ~ 80 keV 能谱范围内,ENA 微分通量较强,易于观测;在大于 80 keV 能谱范围内,ENA 通量急剧下降,难以观测。

图 9 为双星 ENA 探测仪在 $(2R_E, 0^\circ, 0^\circ)$ 位置观测的 ENA 氢、氧的空间角分布。

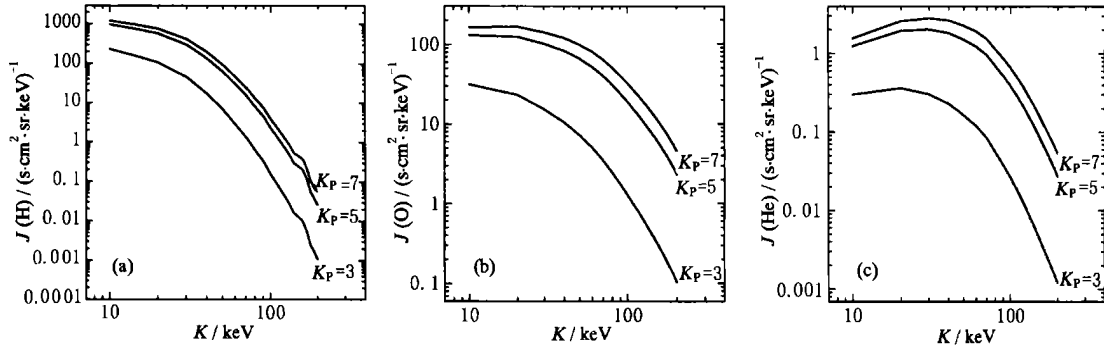


图 8 不同磁活动情况下 ENA H(a), O(b), He(c) 的能谱
ENA 入射方向为午夜区环电流带中心.

Fig. 8 The energy spectrum of ENA H(a), O(b), He(c) during various geomagnetic activities

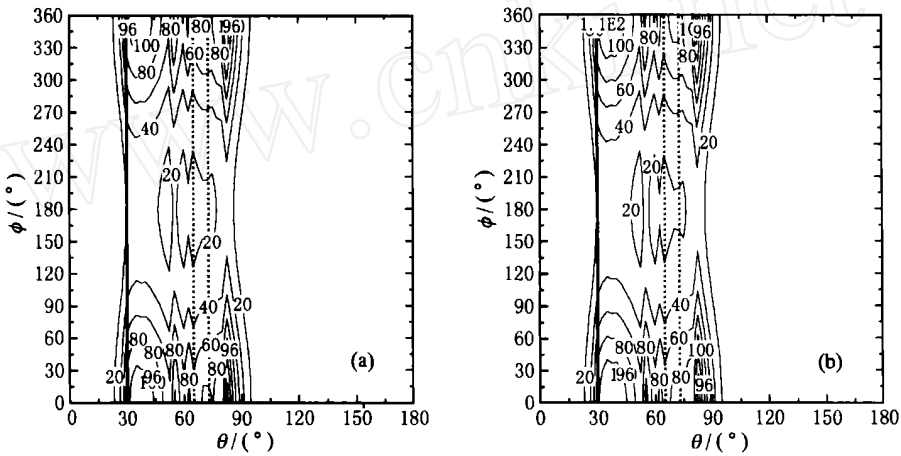


图 9 极轨卫星位于 ($r_d = 2R_E$, $\alpha_d = 0^\circ$, $\phi_d = 0^\circ$) 处所观测 50 keV 能量的中性原子 H(a),
O(b) 微分通量的空间角分布 ($K_p = 5$, $\phi_s = 0.75$, 其余图注同图 7)

Fig. 9 The angle space distribution of the ENA H(a) and O(b) at the energy 50 keV when the
polar satellite is at $r_d = 2R_E$, $\alpha_d = 0^\circ$, $\phi_d = 0^\circ$ ($K_p = 5$, $\phi_s = 0.75$)

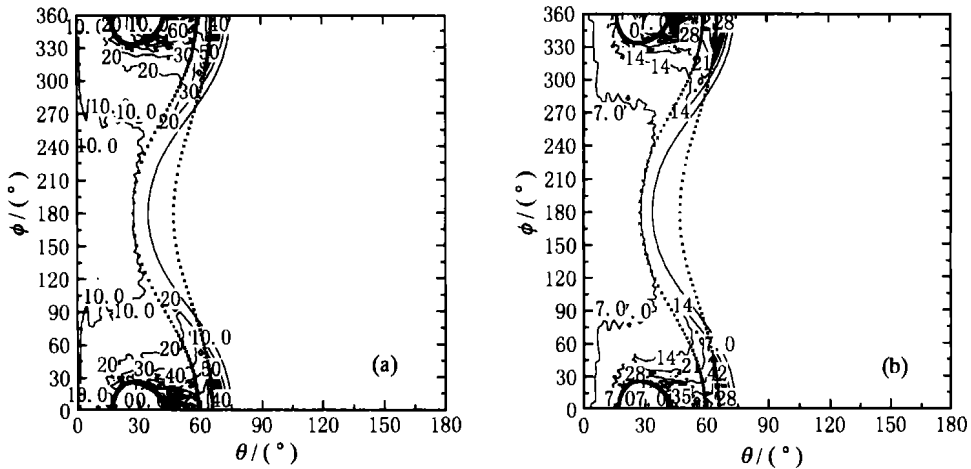


图 10 极轨卫星位于 ($r_d = 4.5R_E$, $\alpha_d = 30^\circ$, $\phi_d = 0^\circ$) 处所观测 50 keV 能量的中性原子 H(a)
和 70 keV 能量的中性原子 O(b) 微分通量的空间角分布
($K_p = 5$, $\phi_s = 0.75$, $\phi_s = 180^\circ$, 其余图注同图 7)

Fig. 10 The angle space distributions of the differential flux of the 50 keV ENA H(a) and O(b)
when the polar satellite is at $r_d = 4.5R_E$, $\alpha_d = 30^\circ$, $\phi_d = 0^\circ$

如果极轨卫星在子午面上,北极上方偏向阳面 30° ,地心距离 $4.5 R_E$ 处,其球坐标为 $(r_d = 4.5 R_E, \theta_d = 30^\circ, \phi_d = 0^\circ)$,计算得到 ENA(H,O)空间角分布如图 10 所示.图 10 展示的中性原子特性与图 7 情形类似.

在某些时期,极轨卫星的远地点可以进动至赤道面附近.图 11 是 ENA 探测仪在赤道面上昏侧、地心距离 $4.5 R_E$ 处(球坐标为 $4.5 R_E, 90^\circ, 90^\circ$)模拟观测到的中性原子(H,O)空间角分布. ENA 探测仪在

赤道面上昏侧仍然能够观测到环电流区方向和南北极区环电流粒子沉降带 2 个 ENA 强度极大区域.极区环电流粒子沉降带 ENA 强度非常高.如果认为环电流 ENA 通量极大区的入射方向与环电流带内边界的磁壳层相切,则可以容易得出环电流带内边界的壳指数 L_b 与赤道面晨侧或昏侧处观测到 ENA 通量极大区入射方向角 ϕ_m 之间的关系为

$$L_b = r_d \cos \phi_m. \tag{25}$$

图 11 中, $\phi_m = 45^\circ$,由公式(25)得 $L_b = 3.2$.这

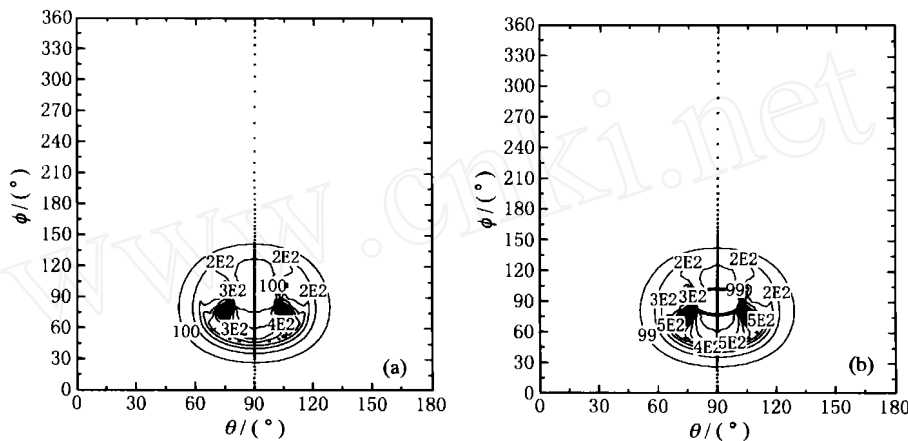


图 11 极轨卫星位于 $(r_d = 4.5 R_E, \theta_d = 90^\circ, \phi_d = 90^\circ)$ 处所观测 50 keV 能量的中性原子 H(a) 和 O(b) 微分通量的空间角分布 ($K_p = 7, \theta = 0.75$,其余图注同图 7)

Fig. 11 The angle space distributions of the differential flux of the 50 keV ENA H(a) and O(b) when the polar satellite is at $r_d = 4.5 R_E, \theta_d = 90^\circ, \phi_d = 90^\circ$ ($K_p = 7, \theta = 0.75$)

与由公式(22)的计算得到 $K_p = 7$ 时 $L_b = 3.2$ 的结果一致.所以,由在赤道面上的 ENA 观测也可以估算环电流带内边界即注入前沿的壳指数 L_b .

在赤道面上观测的 ENA 能谱与极区上空的观测结果(图 8)类似.

5 结论和讨论

在此项研究过程中,建立了磁暴主相期间环电流离子分布的一个近似理论模式,并模拟计算了极轨卫星在极区上空、赤道面以及其他位置上对不同强度磁暴主相期间环电流区中性原子空间角分布及能谱的观测结果.

5.1 此环电流离子理论模式可近似描述环电流离子的能谱、空间变化及投掷角分布特性,与观测一致.

5.2 环电流区方向是 ENA 强度极大的区域,而且愈近于地球,强度越大;环电流在两极极区的沉降带

为 ENA 强度最强的区域.

5.3 磁暴越强烈,注入区高度越低,环电流区观测到的 ENA 通量越高;但弱亚暴引起的注入过程难以观测;处于有利位置的 ENA 探测器可分辨注入区内边界或注入前沿.公式(24)和(25)可估算环电流带内边界即注入前沿的壳指数.

5.4 ENA 探测器能够分辨环电流带离子分布的不均匀性.环电流带离子通量高的区域,观测到的 ENA 通量较强.因此,可由 ENA 通量反映环电流能量粒子的全球分布及其演化情况.

5.5 H,O,He 3 种 ENA 的能谱分布不同,这取决于离子的能谱以及交换截面.

5.6 在 $10 \sim 80$ keV 能谱范围内 ENA 通量较强,易于观测;在大于 80 keV 能谱范围内通量急剧下降,难以观测.环电流区 H 和 O ENA 通量较强,有利于观测;而环电流区 He ENA 通量很弱,不易观测.

本项模拟计算研究结果为双星极轨卫星 ENA

探测器研制提供了理论依据. 双星极轨卫星具有对环电流区 ENA 探测的较好的轨道. 低纬轨道上的 ENA 探测器也能够对环电流区 ENA 进行一些观测 (事实上, 环电流带内边界离子投掷角倾向于 90° , 低纬轨道上更有利于探测高能范围 ENA). ENA 探测应主要针对氢、氧两种成分. ENA 探测器的研制应重视低、中能量范围 $10 \sim 80\text{keV}$ ENA 的探测.

参考文献

- [1] Hovestadt D, Scholer M. Radiation belt-produced energetic hydrogen in interplanetary space. *J. Geophys. Res.*, 1976, **81**:5039 ~ 5042
- [2] Roelof E C, Mitchell D G, Williams D J. Energetic neutral atoms (E ~ 50keV) from the ring current: IMP 7/8 and ISEE 1. *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**:10991 ~ 11008
- [3] Wilken B, Daglis I A, Milillo A, et al. Energetic neutral atoms in the outer magnetosphere: An upper limit obtained with the HEP-LD spectrometer on board GEOTAIL. *Geophys. Res. Lett.*, 1997, **24**: 111 ~ 114
- [4] Lui A T Y, Williams D J, Roelof E C, et al. First composition measurements of energetic neutral atoms. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**:2641 ~ 2644
- [5] Daglis B I A, Milillo A, Orsini S, et al. Energetic neutral atoms in the outer magnetosphere: An upper limit obtained with the HEP-LD spectrometer on board GEOTAIL. *Geophys. Res. Lett.*, 1997, **24**: 111 ~ 114
- [6] Barabash S, Carlson Brandt P, Norberg O, et al. Energetic neutral atoms image by the Astrid microsatellite. *Adv. Space Res.*, 1997, **20**(4/5):1055 ~ 1060
- [7] Carlson Brandt P, Barabash S, Norberg O, et al. ENA image from the Swedish microsatellite Astrid during the magnetic storm of 8 Feb 1995. *Adv. Space Res.*, 1997, **20**(4/5):1061 ~ 1066
- [8] Roelof E C. Energetic neutral atom image of a stormtime ring current. *Geophys. Res. Lett.*, 1987, **14**:652
- [9] Orsini S, Daglis I A, Candidi M, et al. Model calculation of energetic neutral atoms precipitation at low altitudes. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:13489 - 13498
- [10] Milillo A, Orsini S, Daglis I A, et al. An empirical model of energetic ion fluxes in the equatorial inner magnetosphere. *Phys. Chem. Earth*, 1998, **24**:209 ~ 214
- [11] Carlson Brandt P, Barabash P S, Roelof E C, et al. Energetic neutral atoms imaging at low altitudes from the Swedish microsatellite Astrid: Extraction of the equatorial ion distribution. *J. Geophys. Res.*, submitted, 2000
- [12] Milillo A, Orsini S, Daglis I A, et al. Ring current ion flows and convection electric field as expected from observations by SAC-B/ISENA. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**:3285 ~ 3288
- [13] Fok M-C, Moore T E, Kozyra J U, et al. Three-dimensional ring current decay model. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**:9619 ~ 9632
- [14] Fok M-C, Moore T E, Greenspan M E. Ring current development during storm main phase. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:15322 ~ 15331
- [15] Jordanova V K, Kozyra J U, Nagy A F, et al. Kinetic model of the ring current-atmosphere interaction. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**: 14279 ~ 14291
- [16] LIU Zhen-Xing. Geospace double star exploration project. *Chinese Journal of Geophysics*, 2001, **44**(4):573 ~ 580
- [17] Chamberlain J W. Planetary coronae and atmospheric evaporation. *Planet. Space Sci.*, 1963, **11**:901 ~ 960
- [18] Rairden R L, Frank L A, Craven J D. Geocoronal imaging with dynamics explorer. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**:13613 ~ 13630
- [19] Smith P H, N K Bewtra. Charge exchange lifetimes for ring current ions. *Space Sci. Rev.*, 1987, **22**:301 ~ 318
- [20] De Michelis, Orsini P S. Energetic neutral atoms propagating toward the Earth: Analysis of the reduction rate due to ionosphere and atmosphere interactions. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**:185 ~ 194
- [21] Christon S P, Williams D J, Mitchell D G. Spectral characteristics of plasma sheet ion and electron populations during disturbed geomagnetic conditions. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:1 ~ 22
- [22] Southwood D J, Kivelson M G. An approximate analytic description of plasma bulk parameters and pitch angle anisotropy under adiabatic flow in a dipole magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 1975, **80**:2067 ~ 2073
- [23] Kivelson M G, Southwood D J. Approximation for the study of driftboundaries in magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1975, **80**: 3528 ~ 3533
- [24] Northrop T G, Teller E. Stability of the adiabatic motion of charged particles in the Earth's field. *Phys. Rev.*, 1960, **117**:210 ~ 225
- [25] Hamlin D A, Karplus R, Vik R C, et al. Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles. *J. Geophys. Res.*, 1961, **66**(1):1 ~ 4
- [26] Lew J S. Drift rate at a dipole field. *J. Geophys. Res.*, 1961, **66**: 2681
- [27] Northrop T G. The Adiabatic Motion of Charged Particle. New York: Interscience Publishers, 1963
- [28] Roederer J G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. Berlin: Springer-Verlag, 1970
- [29] Mauk B M, McIlwain C E. Correlation of K_p with the substorm injection boundary. *J. Geophys. Res.*, 1974, **79**:3193
- [30] Daglis I A, Thorne R M, Baumjohann W, et al. The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay. *Rev. Geophys.*, 1999, **34**: 407 ~ 438