

# 磁暴主相期间环电流分布特性模拟研究\*

王馨悦<sup>1)†</sup> 刘振兴<sup>1)</sup> 沈 超<sup>1)</sup>

1) 中国科学院空间科学与应用研究中心空间天气学国家重点实验室, 北京 100080)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 9 月 11 日收到, 2007 年 4 月 29 日收到修改稿)

磁暴主相期间对流电场驱动等离子体片中的能量粒子经历  $E \times B$  漂移, 被地磁场俘获形成环电流, 在此理论基础上充分考虑电荷交换造成的环电流损失与离子沉降的影响, 改善并验证了磁暴主相期间环电流离子分布模式. 模拟了不同强度磁暴主相期间磁层环电流离子的分布特征, 研究了部分环电流离子对对流电场的响应. 结果表明: 不对称的环电流是磁暴主相期间环电流的重要组成部分, 其分布特性表现为晨昏不对称和日夜不对称以及离子投掷角分布的各向异性等. 对流电场与能量离子通量强度和分布范围之间正相关. 模拟结果与观测有很好的—致性, 证明了模型的可行性.

关键词: 部分(不对称)环电流, 磁暴主相, 离子通量分布, 对流电场

PACC: 9430L, 9430K, 9430H, 9420Q

## 1. 引 言

地球环电流是影响近地空间磁暴的关键因素. 环电流离子密度的增加引起磁暴主相期间地磁场水平分量的下降, 形成地磁暴. 强磁暴可以对无线电通信等造成严重的影响<sup>[1]</sup>, 因此模拟研究环电流在磁暴期间的特征具有重要的意义.

环电流中离子的能量密度远远大于电子的能量密度, 电子对环电流的贡献几乎可以忽略. 因此本文主要针对磁暴期间环电流中离子进行模拟和研究. 产生于封闭漂移轨道的方位角对称的环电流和首先产生于开放漂移轨道的部分环电流构成了完整的环电流分布. Le 等<sup>[2]</sup>关于全球环电流分布的一项最新研究表明, 不仅在所有的地磁扰动水平下, 甚至在平静时部分环电流也是环电流的重要组成部分. 地磁扰动期间, 部分环电流的不对称性有所提高. 在磁暴主项期间, 环电流是高度不对称的. 磁暴时部分环电流的电流强度甚至超过对称环电流的强度, 至少也可以与平静时对称环电流的强度相当<sup>[3,4]</sup>. 另外, 人们认为亚暴膨胀相前, 造成初始磁场水平分量降低的原因之一是部分环电流的向内运动和增强<sup>[5]</sup>. 目

前普遍认为, 环电流的增强主要是由于提高的磁层对流电场<sup>[6-10]</sup>. 磁暴主相期间增强的地向对流驱动夜侧等离子片的能量离子通过  $E \times B$  漂移注入内磁层, 并保持第一绝热不变量守恒, 运动到磁场更强的位置形成了高强度的部分环电流. 环电流离子的生存时间取决于电荷交换过程和亚暴的注入, 磁暴主相期间离子会在电离层与日侧磁层中有所损失<sup>[11,12]</sup>.

最近几年, 人们对暴时环电流离子的研究非常感兴趣, 并且发展了多种研究环电流离子分布的方法. 如利用 AMPTE/CCE-CHEM 等大的数据库资料, Orsini 等<sup>[13]</sup>发现, 环电流离子的分布是到地心的距离、地方时、投掷角和磁活动水平的函数. 根据该数据库的长期观测数据, Milillo 等<sup>[14]</sup>总结了一种多参数的解析函数来描述赤道环电流离子的分布. 但是, 经验模型的建立和应用总是需要处理大量的数据, 对环电流逐点的观测也不能完全反映离子的全球分布. 近年来, 发展了很多研究环电流离子全球分布的理论模型, 一般分为两种. 一种模式是把电磁场作为模型的输入参数, 根据离子的绝热不变量, 计算离子的能量和投掷角分布, 并考虑电荷交换和沉降所造成的损失<sup>[15-20]</sup>. 另一种模式是自洽地计算内磁层电

\* 国家自然科学基金(批准号: 40621003, 40674094, 40390150, 40523006) 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2006CB806305) 和中国科学院“百人计划”资助的课题.

† E-mail: xywang@spaceweather.ac.cn

场<sup>[4,6]</sup>,考虑或者不考虑自洽的磁场,但对于环电流离子分布细节的描述则有所欠缺。

与以上所述不同,本文中根据磁暴主相期间对流电场驱动等离子体片中的能量粒子经历  $E \times B$  漂移,被地磁场俘获形成环电流的理论,采用了从注入区离子的分布特性出发推导得到的磁暴主相期间环电流离子分布的解析解<sup>[21]</sup>,模拟环电流离子的分布并研究了环电流离子分布对对流电场变化的响应。改进、完善并验证了磁暴主相期间环电流离子分布的模式和代码,模拟了不同地磁活动水平下磁暴主相期间环电流离子的分布特征,并研究了环电流离子对不同强度晨昏对流电场的响应。结果表明,晨昏对流电场在离子注入并形成环电流的过程中起到了非常重要的作用。模拟中选择的注入区离子的分布函数影响了注入后形成的环电流离子的分布特征。模拟结果与环电流离子分布的一般认识一致,证明了模型的可行性,并且获得了有价值的结论。

## 2. 环电流区离子模拟方法

磁暴主相期间环电流主要携带了能量为  $1-10^3$  keV 的正离子<sup>[1]</sup>,大部分是能量离子  $H^+$  和  $O^{+22}$ , 以及一些次要成分如  $He^+$ ,  $He^{2+}$ ,  $C^+$  和电子。本文主要针对能量不低于 10 keV 的  $H^+$  和  $O^+$  进行了模拟研究。

等离子体片离子的驱动机制主要有两种。一种是在磁暴期间持续行星际磁场南向的情况下,提高的对流电场驱动等离子体片离子注入内磁层;另一种是磁亚暴期间磁场偶极化产生强的对流电场,加速磁暴时等离子体片离子,使它们在强烈的对流作用下地向漂移形成环电流<sup>[2]</sup>。因此对流电场强度相当于加速过程中离子获得能量多少的指示器。本文中,模式假设存在经验的均衡晨昏电场<sup>[21]</sup>,假设等离子体片源区的离子分布符合具高能尾幂律的  $\kappa$  分布<sup>[23]</sup>。环电流的损失过程包括环电流离子与地冕中性原子电荷交换、环电流离子与等离子体层的库仑碰撞、波粒相互作用加热等离子体层等。大量模拟

与观测认为<sup>[1,24]</sup>,对于  $10-10^3$  keV 中等能量的单电荷离子(如  $H^+$ ,  $O^+$ ),电荷交换是能量离子最主要的损失过程;对于能量高于  $10^2$  keV 的离子,随着电荷交换截面的下降,波粒相互作用造成的损失才变得明显起来;而对于能量低于 10 keV 的环电流离子,特别是低能重离子,库仑碰撞造成的损失才是不可忽略的<sup>[1,24]</sup>。因此,在本文所模拟的环电流离子能量范围和种类内,忽略波粒相互作用和库仑作用造成的损失,仅考虑最主要的损失过程,即带电粒子和地冕中性成分电荷交换造成环电流离子损失。模拟中,将对流电场作为重要的输入参数并充分考虑电荷交换和沉降过程,对不同能量和投掷角的离子分布进行详细计算。

根据  $\kappa$  分布<sup>[23]</sup>,第  $i$  种等离子体片源区的离子分布可以表示为

$$j_i(L_0, \phi_0, K_0) = e j_{i\max 0} \frac{K_0}{K_{i\max 0}} \left( 1 + \frac{K_0}{\kappa K_{i\max 0}} \right)^{-\kappa-1} h(\phi_0), \quad (1)$$

式中  $K_0$  是源区离子动能,  $\phi_0$  是源区离子的方位角,  $L_0$  是源区离子外边界的壳指数,取  $L_0 = 7.3$ 。函数  $h(\phi)$  是源区离子方位角分布的经验方程,可表示为<sup>[25]</sup>

$$h(\phi) = \exp[-\xi(1 - \cos(\phi_0 - \phi_s))], \quad (2)$$

式中  $\phi_s$  是离子密度最大处的方位角,取  $\phi_s = 180^\circ$ 。从(2)式可以看到,系数  $\xi$  反映离子方位角分布的不对称,在以下计算中,损失系数  $\xi$  表示电荷交换造成环电流离子损失的程度。

当等离子体片离子经历  $E \times B$  漂移运动到磁场更强处时保持着第一和第二绝热不变量守恒。此时,动能随壳指数  $L$  的变化表示为<sup>[25,26]</sup>

$$\frac{\partial K}{\partial L} = q \bar{\omega}_d B_{eq} R_E^2 L, \quad (3)$$

式中  $B_{eq}$  是赤道区磁场强度,  $\bar{\omega}_d$  是离子在地磁场漂移的平均角速度。

从(3)式可推导得到描述环电流离子绝热漂移期间投掷角和能量的转换关系<sup>[21]</sup>

$$\sin \alpha_{eq} = \frac{\sin \alpha_{eq}}{\sin \alpha_{eq} + (1 - \sin \alpha_{eq}) (L_0/L)^{0.45}}, \quad (4)$$

$$K_0 = m_0 c^2 + \sqrt{m_0^2 c^4 + (K^2 + 2m_0 c^2 K) (L/L_0) [\sin \alpha_{eq} + (1 - \sin \alpha_{eq}) (L_0/L)^{0.45}]^2}, \quad (5)$$

$$\sin \alpha = \cos^3 \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/4} \sin \alpha_{eq}. \quad (6)$$

结合第一和第二绝热不变量,根据方程(1), (4)–(6)和 Liouville 定理,环电流离子在赤道的微分通量可以表示为<sup>[21]</sup>

$$j_i(L, \phi, \lambda, K, \alpha) = \xi(L; L_0, \phi_0, K_0, \alpha_{\text{eq}}) \frac{p^2}{p_0^2} \times e^{j_{i\text{max0}}} \frac{K_0}{K_{i\text{max0}}} \left(1 + \frac{K_0}{\kappa K_{i\text{max0}}}\right)^{-\kappa-1} h(\phi) \quad (7)$$

( $r > r_0, L < L_0$ ).

在本文的研究中,离子沉降的内边界取为  $r_0 = 1.2R_E$ .  $r_0$  以上仅考虑电荷交换的影响,  $r_0$  以下认为离子全部沉降在稠密的大气中.(7)式中  $p^2/p_0^2$  可表示为<sup>[21]</sup>

$$\frac{p^2}{p_0^2} = \left(\frac{L_0}{L}\right)^3 [\sin\alpha_{\text{eq}} + (1 - \sin\alpha_{\text{eq}}) \left(\frac{L_0}{L}\right)^{0.45}]^2. \quad (8)$$

损失系数  $\xi$  表示地冕中的氢和离子电荷交换的损失程度, 写为<sup>[21]</sup>

$$\xi(L; L_0, \phi_0, K_0, \alpha_{\text{eq}}) = \exp\left[\int_{L_0}^L F(L) dL\right], \quad (9)$$

式中

$$F(L) = \frac{\kappa_0 n_H v_i \delta_{H_i}}{EL^3 R_E^2 \cos\phi \sin^{\gamma} \alpha_{\text{eq}}}, \quad (10)$$

其中  $n_H$  是中性氢的密度.

方位角  $\phi$  随指数  $L$  的变化可表示为

$$\sin\phi = -\frac{1}{qELR_E} [K_0 - K - 9\alpha(L_0^{-1} - L^{-1})] + \frac{L_0}{L} \sin\phi_0, \quad (11)$$

式中  $E$  是均衡的晨昏对流电场.

## 2.1. 简化的环电流离子模拟

在此前的工作中<sup>[21, 27]</sup>, 环电流离子分布简单表示如下:

$$j_i(L, \phi, \lambda, K, \alpha) = \frac{p^2}{p_0^2} e^{j_{i\text{max0}}} \frac{K_0}{K_{i\text{max0}}} \left(1 + \frac{K_0}{\kappa K_{i\text{max0}}}\right)^{-\kappa-1} h(\phi) \quad (12)$$

( $r > 1, L < L_0$ ).

(12)式不考虑重要的电荷交换过程,并假设注入区的方位角与注入后的方位角一样.文献<sup>[21, 27]</sup>的主

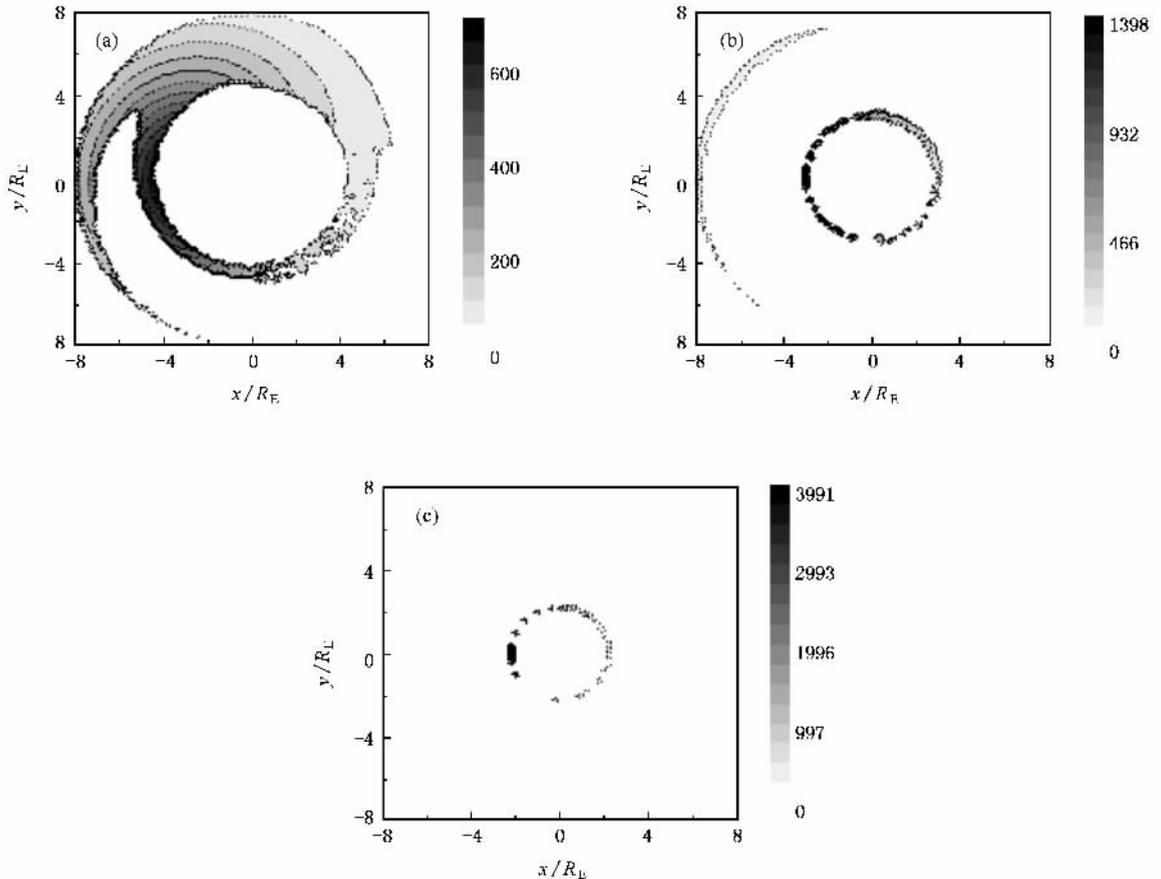


图1 投掷角为  $60^\circ$ , 电场强度为  $3 \times 10^{-4}$  V/m 时  $O^+$  在赤道平面的微分通量分布. 图中右侧的灰度条表示第  $i$  种离子通量强度  $j_i$ , 单位为  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{keV}^{-1}$ . (a) 离子能量为 10 keV, (b) 离子能量为 20 keV, (c) 离子能量为 30 keV

要结论为环电流离子经历了绝热加热过程的影响、同样的算法使得不同种类离子具有相同的分布特征以及离子通量随着到地心距离的减小而增加等.随对流电场的增强,环电流成为完整的电流环,环电流离子在赤道面上的分布关于日侧和夜侧是对称的,通量的峰值在晨侧.

## 2.2. 改进与完善的环电流离子模式

本文使用完整的模式方程(7)并结合电荷交换损失,根据(9)式用沿离子漂移路径的数值积分方法求解损失系数 $\xi$ .结合注入源区与形成环电流离子后的方位角 $\phi_0 = \phi_0(K, L, \alpha, \phi)$ 以及离子在损失锥内的沉降,模拟获得了环电流离子分布的完整结果.

模拟中我们根据 Chamberlain 模型<sup>[28]</sup>模拟地冕中中性成分氢的密度 $n_H$ .

对于给定磁场场线的离子,离子在损失锥内的沉降可以表示为

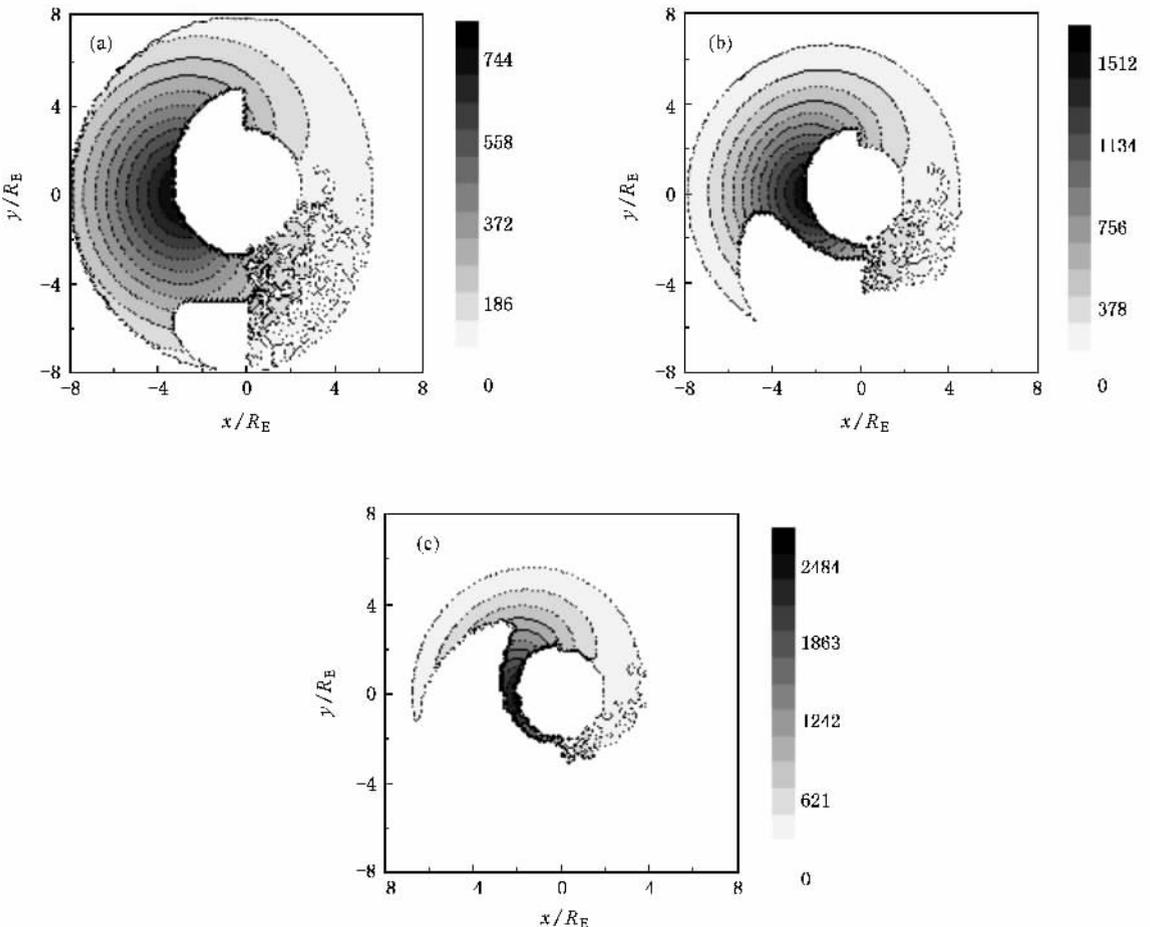


图2 投掷角为 $60^\circ$ ,电场强度为 $3 \times 10^{-3}$  V/m时 $O^+$ 在赤道平面的微分通量分布.图中右侧的灰度条表示第 $i$ 种离子通量强度 $j_i$ ,单位为 $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} keV^{-1}$ .(a)离子能量为10 keV,(b)离子能量为20 keV,(c)离子能量为30 keV

$$\sin^2 \alpha_{eq} \leq \sin^2 \alpha_0 = \frac{r'^3}{L^3 \left(4 - \frac{3r'}{L}\right)^{1/2}}, \quad (13)$$

式中 $r'$ 是大气层的高度, $\alpha_{eq}$ 是粒子在赤道的投掷角.在模拟中,假设损失锥内的离子全部沉降在大气中.

观测显示<sup>[11]</sup>,离子 $H^+$ 和 $O^+$ 的最大通量 $j_{imax0}$ 可以分别取为 $1.0 \times 10^6$ 和 $2.0 \times 10^5 cm^{-2}$ .模拟中,根据 Liouville 定理,我们把环电流离子的三维分布简化为赤道分布,采用偶极磁场模型,在太阳-磁层(SM)坐标系中计算环电流离子在赤道平面的微分通量.

## 3. 模拟结果

### 3.1. 赤道环电流离子的微分通量分布

由于 $H^+$ , $O^+$ 同样的解析算法使得它们的分布

具有同样的形式,模拟的分布特征除了量级外,都非常相似<sup>[21,27]</sup>,因此在图 1—图 3 环电流离子微分通量的计算中仅考虑环电流离子  $O^+$  的赤道分布.

首先,从图 1—图 3 可以看出,环电流在对流电场强度增加时各处的密度都有显著的增加.将图 1、图 2、图 3 对比后可以发现,随晨昏对流电场的提高,环电流离子通量分布的中心位置向内移动,环电流分布范围也有显著加宽.由此可知,环电流的分布与对流电场之间是正相关的.从图 1—图 3 还可以看出,磁暴主相期间的环电流具有高度不对称性,即使晨昏对流电场强度不同,部分环电流也一直存在,这与近年来的观测和模拟结果<sup>[2,29,30]</sup>一致.

对比图 2 中环电流分布的结果可知,大部分离子的分布倾斜到了夜晚侧,离子通量的峰值靠近午夜环电流区内边界,这与最近的观测和模拟的结果一致<sup>[2,4,6,31,32]</sup>.如图 1—图 3 所示,存在于日侧的环电流离子非常少,这与磁暴主相期间离子在日侧的磁层中损失的结论<sup>[11,12]</sup>一致.从图 1—图 3 还可以

清楚地看到,环电流的电流环总是从晨侧外边界开始出现重要的缺失部分,使得环电流的分布呈现部分环电流的特征.缺失的范围随着对流电场的增加而减少,对比文献 21,27 对(12)式的模拟显示随对流电场的增加而出现完整电流环的结果,本文工作一方面说明对流电场的提高加深了离子的注入使得离子的分布范围增加,另一方面还说明离子沿西向漂移路径经历电荷交换的损失过程加深了晨侧部分环电流的缺失.这两者的共同作用,形成了上述分布特征.

从图 1—图 3 可以发现,对于不同能量的离子,晨昏电场相当时,能量相对较高的环电流离子比能量相对较低的环电流离子的中心部分更加靠近离子沉降的内边界  $r_0$ .这是因为从粒子动能的变化(3)式看,由位于环电流离子边界的注入区进入到指数  $L$  更小、更靠近内边界的粒子可以获得更多能量,因而加速到较高动能的粒子也更多.

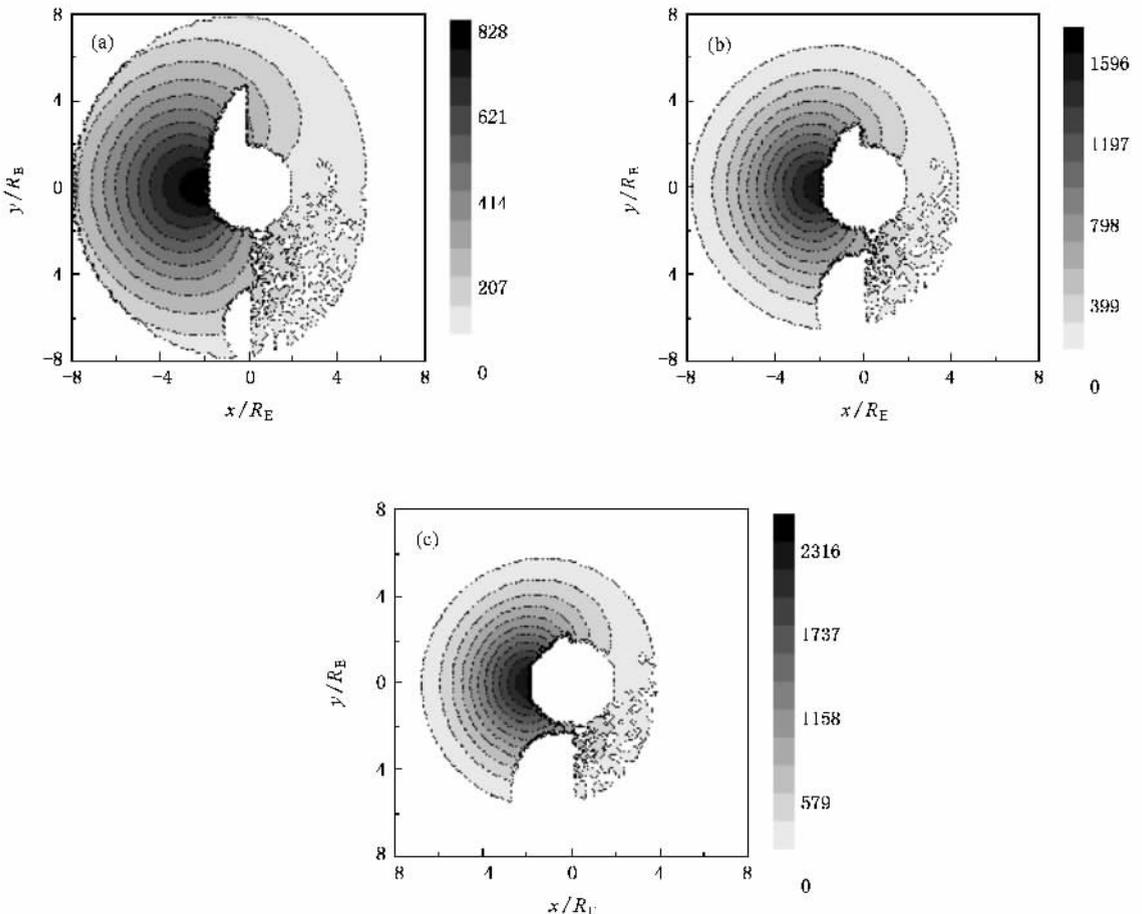


图 3 投掷角为  $60^\circ$ 、电场强度为  $3 \times 10^{-2}$  V/m 时  $O^+$  在赤道平面的微分通量分布.图中右侧的灰度条表示第  $i$  种离子通量强度  $j_i$ , 单位为  $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} keV^{-1}$ .(a)离子能量为 10 keV,(b)离子能量为 20 keV,(c)离子能量为 30 keV

### 3.2. 离子的投掷角分布

根据环电流离子的解析解(7)式,赤道离子的不同投掷角微分通量与 90°投掷角的微分通量之间的比值可以写为

$$\frac{j_0}{j'_0} = \left(1 + \frac{K_0}{\kappa K_{\max 0}}\right)^{-\kappa-1} / \left(1 + \frac{K'_0}{\kappa K_{\max 0}}\right)^{-\kappa-1}, \quad (14)$$

$$K'_0 = \kappa(L/L_0)^\beta,$$

式中  $j'_0$  是具有 90°赤道投掷角离子的微分通量.

图 4、图 5 所示为离子的投掷角分布结构与离子能量和壳指数  $L$  的关系,这与 Bashkirov 等<sup>[33]</sup>建立的磁暴主相期间离子投掷角分布的环电流模型

一致.

从图 4、图 5 可以看到,能量离子在对流电场提高到 0.03 V/m,磁地方时为 0 时左右,  $L \approx 4$  的环电流离子中心区域附近随投掷角的曲线变化非常明显,而在环电流外边界附近,投掷角的曲线变化非常平滑.同时,能量为 10 keV 左右的离子随投掷角的变化趋势比起其他高能离子的变化趋势要平缓.根据(14)式,当  $L \approx L_0$  时,  $K_{0,90^\circ} \approx K$ ,因此投掷角的各向异性不明显;在  $K \approx K_{\max 0} = 10$  keV 时离子温度接近于等离子体片的温度,离子形成环电流时还保持着各向同性的等离子体片的性质.因此,比起其他能量更高的离子投掷角的各向异性不明显.

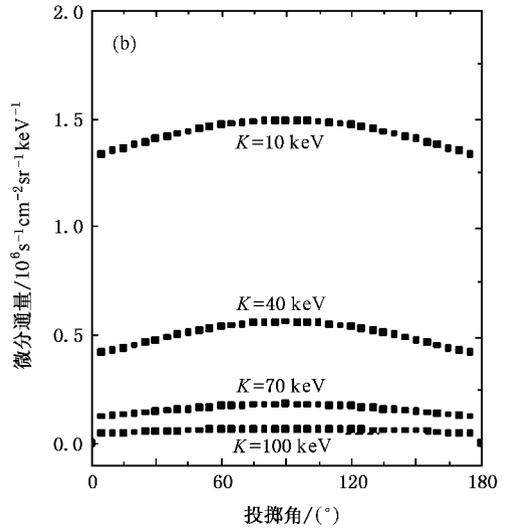
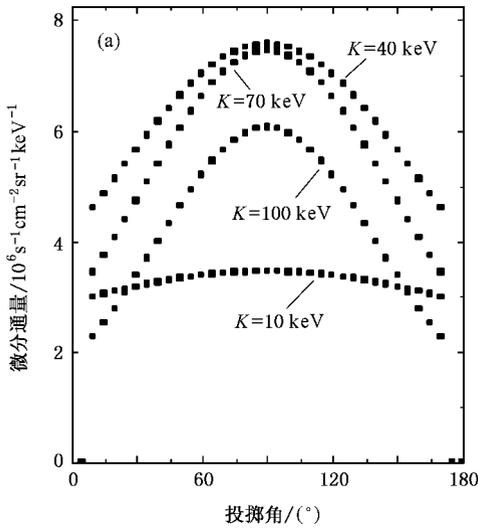


图 4  $E = 3 \times 10^{-2}$  V/m,磁地方时为 0 时,  $K = 10-100$  keV 的  $H^+$  微分通量随粒子投掷角的变化 (a)  $L = 3$ , (b)  $L = 7$

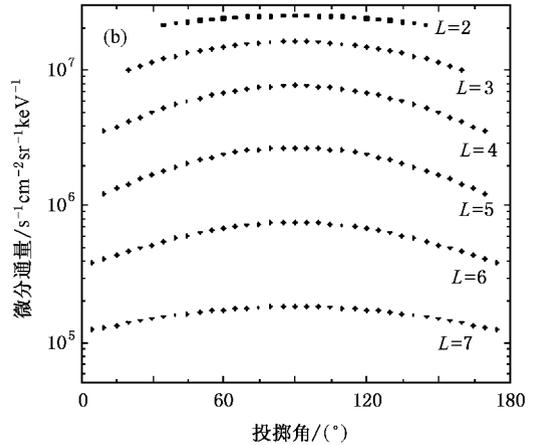
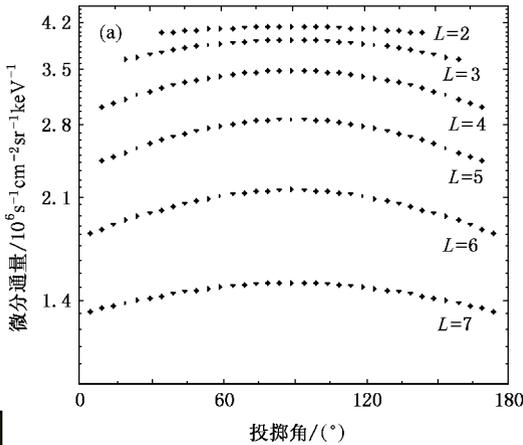


图 5  $E = 3 \times 10^{-2}$  V/m,磁地方时为 0 时,  $K = 10, 70$  keV 的  $H^+$  在壳指数  $L \approx 2-7$  时微分通量随粒子投掷角的变化 (a)  $K = 10$  keV, (b)  $K = 70$  keV

### 3.3. 对流电场对离子微分通量分布的影响

磁暴主相期间晨昏对流电场的量级一般在 1—

$10^2$  mV/m 左右<sup>[31]</sup>.在以下的模拟中,我们采用的对流电场最大达到了 100 mV/m.上述赤道环电流离子中通量分布的峰值靠近午夜,下面我们对磁地方时

约为 0 时的离子通量随对流电场的变化进行研究. 如图 6 所示, 注入离子几乎正比于对流电场强度. 根据同样的算法,  $\text{H}^+$  和  $\text{O}^+$  的通量随对流电场的增加具有相同轮廓的增长曲线.

对  $\text{H}^+$  进行模拟研究的结果显示, 磁地方时约为 0 时附近, 能量为 10 keV 的离子在对流电场强度达到  $10^{-4} \text{ V/m}$  左右时在壳指数  $L \approx 5$  附近开始形成稳定的分布. 随着对流电场的提高, 离子分布的增长

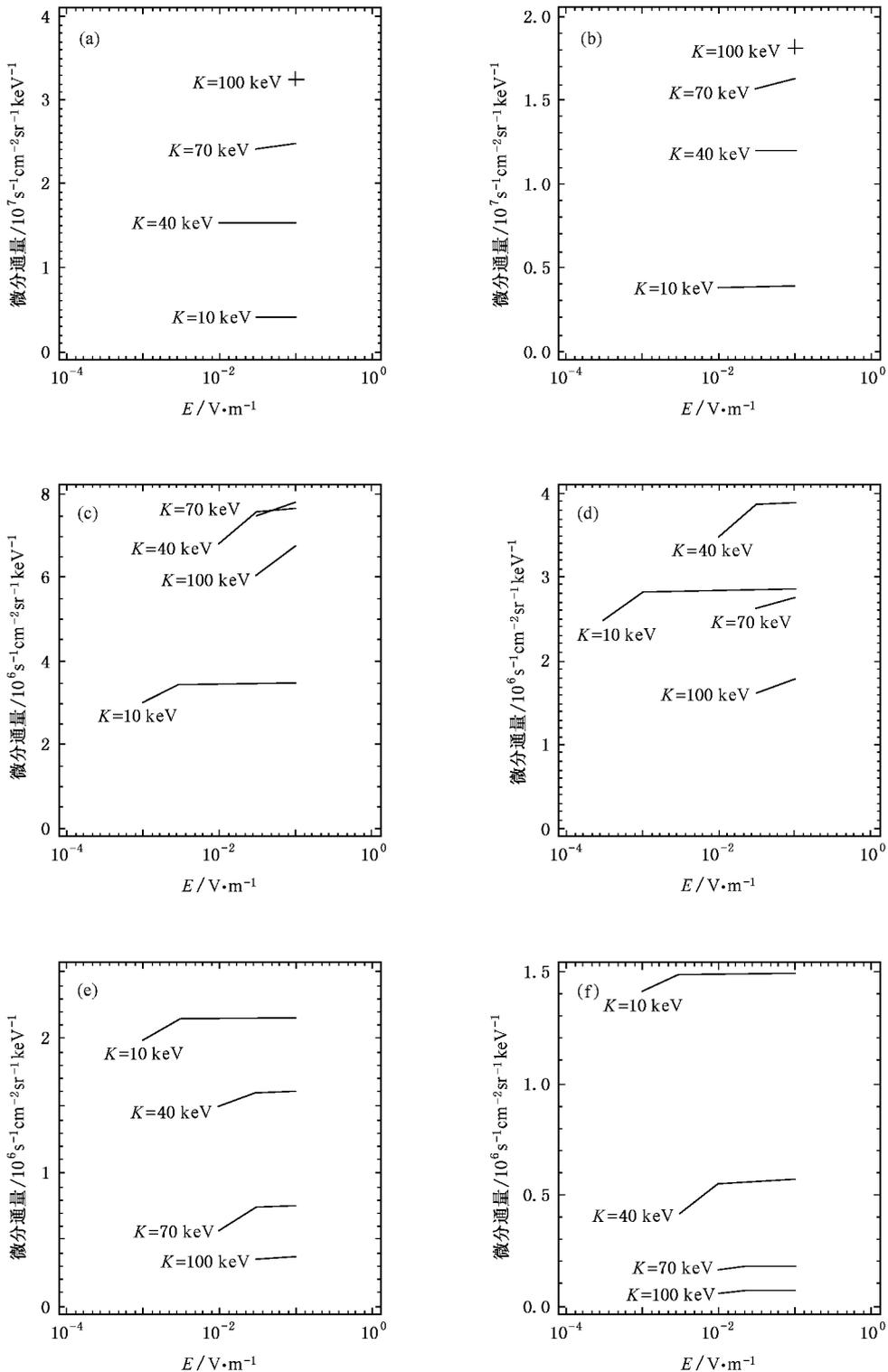


图 6 磁地方时为 0 时,  $K=10\text{--}100 \text{ keV}$  的  $\text{H}^+$  在壳指数  $L \approx 2\text{--}7$  时微分通量随电场强度的变化 (a)  $L=2$ , (b)  $L=3$ , (c)  $L=4$ , (d)  $L=5$ , (e)  $L=6$ , (f)  $L=7$

曲线是比较平稳的. 能量为 40 keV 的离子在对流电场达到  $10^{-3}$  V/m 时在  $L \approx 7$  附近开始形成稳定的分布, 离子分布的增长曲线也是比较平稳的. 对于能量为 70 和 100 keV 的离子, 在对流电场达到  $10^{-2}$  V/m 时形成稳定的分布. 因此, 随着对流电场的提高, 更多的能量高于 10 keV 的离子注入环电流区, 成为强磁暴重要的组成部分. 在考察范围内, 当某种能量离子形成稳定的分布以后, 这种能量离子随对流电场的增加曲线是比较平稳的.

## 4. 结 论

在本文的研究中, 我们改善并验证了磁暴主相期间环电流离子模式, 并得到了不同能量环电流离子在赤道平面的通量分布.

1) 环电流的分布范围和密度随对流电场强度而增加, 同时环电流离子通量分布的中心位置向内移动.

2) 磁暴主相期间的环电流总是不对称的. 特别是电荷交换造成环电流重要的损失使得日侧与夜侧出现显著的不对称, 环电流中大部分的离子倾斜到了夜侧, 离子通量的峰值靠近午夜环电流区内边界.

环电流晨侧外边界出现缺口.

3) 能量较高的环电流离子比能量较低的环电流离子的中心部分更加靠近离子沉降的内边界.

4) 环电流离子在形成稳定分布后, 离子的微分通量随对流电场的增长曲线是比较平稳的.

5) 离子投掷角分布的各向异性与离子的能量和壳指数  $L$  相关.

6) 主要的模拟结果与观测结果一致.

从模拟结果可以看出, 对流电场对环电流能量离子分布的范围、离子的注入深度、微分通量强度等主要特征几乎起到决定性的作用. 电荷交换造成离子的损失是环电流离子白天与夜晚不对称、电流环的部分缺失等不对称特征的主要原因. 而离子分布的投掷角各向异性则是由离子能量和对流电场强度共同作用的结果. 模式的算法原理明确, 计算过程简洁. 与常用的对环电流逐点探测不同, 模拟可以直接获得环电流离子的全球分布, 并且直接反映了环电流磁暴期间对磁层晨昏对流电场的响应和磁暴时环电流的特征, 可作为磁暴、亚暴、磁层离子全球分布等的研究方法. 模拟中采用均衡的对流电场, 通过改进对流电场的模型就可以改进环电流模型.

- [ 1 ] Daglis I A , Thorne R M , Baumjohann W , Orsini S 1999 *Rev. Geophys.* **34** 407
- [ 2 ] Le G , Russell C T , Takahashi K 2004 *Ann. Geophys.* **22** 1267
- [ 3 ] Liemohn M W , Kozyra J U , Clauer C R , Ridley A J 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 29531
- [ 4 ] Ridley A J , Liemohn M W 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1151
- [ 5 ] Kumiko K H , Takashi K 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1337
- [ 6 ] De Zeeuw D L , Sazykin S , Wolf R A , Gombosi T I , Ridley A J , Toth G 2004 *J. Geophys. Res.* A **109** 12219
- [ 7 ] Kamide Y 1992 *J. Geomagn. Geoelectr.* **44** 109
- [ 8 ] Gonzalez W D , Joselyn J A , Kamide Y , Kroehl H W , Rostoker G T , Surutani B T , Vasyliunas V M 1994 *J. Geophys. Res.* **99** 5771
- [ 9 ] McPherron R L 1997 *Geophys. Monogr. Ser.* **98** 131
- [ 10 ] Kamide Y , Baumjohann W , Daglis I A , Gonzalez W D , Grande M , Joselyn J A , McPherron R L , Phillips J L , Reeves E G D , Rostoker G , Sharma A S , Singer H J , Tsurutani B T , Vasyliunas V M 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 17705
- [ 11 ] Ebihara Y , Ejiri M 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 15843
- [ 12 ] Liemohn M W , Kozyra J U , Thomsen M F , Roeder J L , Lu G , Borovsky J E , Cayton T E 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 10883
- [ 13 ] Orsini S , Daglis I A , Candid M , Hsieh K C , Livi S , Wilken B 1994 *J. Geophys. Res.* **99** 13489
- [ 14 ] Milillo A , Orsini S , Daglis I A , Livi S 1999 *Phys. Chem. Earth* **24** 209
- [ 15 ] Roelof E C , Sibbeck D G 1993 *J. Geophys. Res.* **98** 21421
- [ 16 ] Chen M W , Lyons L R , Schulz M 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 27755
- [ 17 ] Liemohn M W , Kozyra J U , Clauer C R , Khazanov G V , Thomsen M F 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1045
- [ 18 ] Fok M , Moore T E , Delcourt D C 1999 *J. Geophys. Res.* **104** 14557
- [ 19 ] Fok M R , Wolf A , Spiro R W , Moore T E 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 8417
- [ 20 ] Jordanova V K , Kistler L M , Farrugia C J , Torbert R B 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 29705
- [ 21 ] Shen C , Liu Z X 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3984
- [ 22 ] Daglis I A 1997 *Geophys. Monogr. Ser.* **98** 107
- [ 23 ] Criston S P , Williams D J , Mitchell D G 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 185
- [ 24 ] Fok M C , Ebihara Y , Moore T E 2005 *Adv. Polar Upper Atmos. Res.* **19** 106
- [ 25 ] Kivelson M G , Southwood D J 1975 *J. Geophys. Res.* **80** 3528
- [ 26 ] Northrop T G , Teller E 1960 *Phys. Rev.* **117** 210

- [ 27 ] Wang X Y , Shen C , Liu Z X 2006 *J. Chin. Space Sci.* **26** 14 ( in Chinese ) 王馨悦、沈超、刘振兴 2006 空间科学学报 **26** 14 ]
- [ 28 ] Chamberlain J W 1963 *Planet Space Sci.* **11** 901
- [ 29 ] Greenspan M E , Hamilton D C 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 5419
- [ 30 ] Turner N E , Baker D N , Pulkkinen T I , Roeder J L , Fennel J F , Jordanova V K 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 19149
- [ 31 ] Angelopoulos V , Temerin M , Roth I , Mozer F S 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1194
- [ 32 ] Gonzalez A L C , Costa A M 2004 *Geof. Int.* **43** 205
- [ 33 ] Bashkurov V F , Kovtyukh A S 1996 *Geomag. Aeron.* **29** 642

## Simulation study of ring current properties during main phase of storm<sup>\*</sup>

Wang Xin-Yue<sup>1,2)†</sup> Liu Zhen-Xing<sup>1)</sup> Shen Chao<sup>1)</sup>

1) *State Key Laboratory of Space Weather , Center of Space Science and Applied Research , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )*

2) *Graduate School of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China )*

( Received 11 September 2006 ; revised manuscript received 29 April 2007 )

### Abstract

Based on the theory of the ring current formed primarily through injection driven by strong convective electric fields ,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift and subsequent trapping of particles from the plasma sheet into the inner magnetosphere , and considering the ring current ion loss by charge exchange and ion precipitation , a model of ring current ion distribution during main phase of storm is improved and tested in this paper. We simulated the properties of ring current ions in magnetosphere during different levels of storm main phase , and investigated the response of the partial ring current to convective electric field. The simulation was satisfactory. The results showed that partial ring currents dominate the ring current during main phase with a set of asymmetries between dawn to dusk and dayside to nightside , ions precipitation and the anisotropic distribution of pitch angles. The convective electric fields are positively correlated to the ion flux intensity and the ion distribution ranges. The simulations accord well with the observations and are reasonable.

**Keywords :** partial ( asymmetric ) ring current , main phase of storm , ion flux distribution , convective electric field

**PACC :** 9430L , 9430K , 9430H , 9420Q

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 40621003 , 40674094 , 40390150 , 40523006 ) , the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2006CB806305 ) and the " Hundred Talents Program " of Chinese Academy of Sciences.

<sup>†</sup> E-mail : xywang@spaceweather.ac.cn