

胡友秋, 孙天然. 电离层电导对地球磁层顶和舷激波尺度的影响. 地球物理学报, 2008, 51(2): 293 ~ 299

Hu Y Q, Sun T R. Influence of the ionospheric conductance on the size of the Earth's magnetopause and bow shock. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, 51(2): 293 ~ 299

# 电离层电导对地球磁层顶和舷激波尺度的影响

胡友秋, 孙天然

中国科学技术大学地球与空间科学学院, 合肥 230026

**摘 要** 本文在如下假定下分析电离层电导对地球磁层顶和舷激波尺度的影响: (1) 对电离层采用球壳近似, Pedersen 电导  $\Sigma_p$  均匀, Hall 电导为零; (2) 地磁偶极矩处于正南方向, 行星际磁场 (IMF) 只有南向分量 ( $B_z < 0$ ). 磁层顶和舷激波的尺度分别由它们与 GSE 坐标系三个轴的交点, 即日下点、晨昏侧翼点和南北顶点的地心距离表征. 对给定的太阳风条件、 $B_z$  和  $\Sigma_p$ , 通过三维全球 MHD 模拟获得系统的准定态. 结果表明, 在大约 1 ~ 5 S 范围内,  $\Sigma_p$  值显著影响磁层顶和舷激波的尺度, 而在该范围之外则几乎没有影响. 随着  $\Sigma_p$  的增加, 磁层顶和舷激波整体向外扩张, 前者的扩张程度低于后者, 以至磁鞘区的范围扩大. 磁层顶的侧翼点的位置随  $\Sigma_p$  的变化与  $B_z$  的幅度有关: 在弱南向 IMF 情况下磁层顶的侧翼点随  $\Sigma_p$  的增加向内移动, 而在强南向 IMF 情况下则向外移动. 上述结果表明, 在构建磁层顶和舷激波的经验模型时, 有必要计入电离层电导的影响.

**关键词** 地球磁层, 电离层, 磁层顶, 舷激波

文章编号 0001-5733(2008)02-0293-07

中图分类号 P353

收稿日期 2007-07-03 2007-12-04 收修定稿

## Influence of the ionospheric conductance on the size of the Earth's magnetopause and bow shock

HU You-Qiu, SUN Tian-Ran

School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

**Abstract** This paper studies the influence of the ionospheric conductance on the size of the Earth's magnetopause and bow shock under the following assumptions: (1) the ionosphere, treated as a spherical shell, has a uniform Pedersen conductance  $\Sigma_p$  and a zero Hall conductance, and (2) the Earth's dipole moment is due southward and the interplanetary magnetic field (IMF) has only south component ( $B_z < 0$ ). The size of the magnetopause and bow shock is characterized by the geocentric distances of their intersection points with the three axes of the GSE frame, i. e., the subsolar point, the dawn-dusk flank point, and the north-south top point. Given the solar wind conditions, and the values of  $B_z$  and  $\Sigma_p$ , a quasi-steady state of the system is obtained by 3-D global MHD simulations. It is shown that the influence of  $\Sigma_p$  on the size of the magnetopause and bow shock is significant in the range of about 1 ~ 5 S but negligible otherwise. As  $\Sigma_p$  increases, the magnetopause and bow shock expand outward as a whole, and the former expands less than the latter so that the magnetosheath widens. The variation of the flank point position of the magnetopause with  $\Sigma_p$  depends on the magnitude of  $B_z$ : the flank point shifts inward with increasing  $\Sigma_p$  for weak southward IMF cases and outward otherwise. The above-mentioned results indicate that the effect of the ionospheric conductance should be incorporated in constructing empirical models of the magnetopause and bow shock.

**Keywords** Earth's magnetosphere, Ionosphere, Magnetopause, Bow shock

# 1 引言

磁层和电离层之间的耦合在太阳风-磁层-电离层系统中起着重要作用. 在该系统的三维全球 MHD 模拟中, 这一耦合通过由磁层向电离层输入场向电流, 控制电离层的电势分布, 以及由电离层向磁层反馈电场, 驱动磁层对流来实现, 其中电离层电导起着关键作用. Hill 等<sup>[1,2]</sup>最先注意到电离层越极电位和 1 区电流之间的线性关系, 以及在强太阳风对流电场下越极电位的饱和现象, 提出一种简单的经验模型加以解释, 称为 Hill 模型. Siscoe 等<sup>[3,4]</sup>进一步写出 Hill 模型的参量与电离层电导、太阳风对流电场和动压、行星际磁场 (IMF) 取向之间的经验关系, 并将新模型预言的结果同三维全球 MHD 模拟结果做比较. 上述 Hill 模型反映了电离层电导对磁层对流和越极电位的反作用, 但忽略了它对磁层顶重联电压 (即总重联率) 的影响. 在 Hill 模型中, 磁层顶重联电压完全由太阳风和 IMF 参数决定. Merkin 等<sup>[5,6]</sup>在南向 IMF 情况下, 对不同电离层 Pedersen 电导情况做了三维全球 MHD 模拟, 采用沿磁力线积分平行电场的方法计算了磁层顶的重联电压, 发现它和电离层越极电位类似, 同样随电离层 Pedersen 电导的增加而减小, 且在高电导情况下出现饱和. 此外, Merkin 等<sup>[6,7]</sup>还发现, 电离层电导对磁层顶的几何形状具有重要影响: 随着 Pedersen 电导的升高, 磁层顶日下点的位置基本不变, 但晨昏侧两翼展宽. Hu 等<sup>[8]</sup>对南向 IMF 情况做了系统的数值模拟, 提出三种计算磁层顶重联电位分布的方法, 各方法所得结果的差别在 20% 以内. 他们算出的重联电压也随电离层 Pedersen 电导的增加而降低, 与 Merkin 等<sup>[5,6]</sup>的结论一致. 一个新结论是: 和电离层越极电位一样, 磁层顶重联电压与 1 区场向电流之间也近似存在线性关系. 二者的区别在于: 重联电压-1 区电流关系的斜率的绝对值略小, 且当 Pedersen 电导趋于无限时, 越极电位消失, 但重联电位仍保持有限.

在分析电离层电导对磁层顶尺度的影响时, Merkin 等<sup>[6,7]</sup>限于强南向 IMF ( $B_z = -40$  nT) 情况, 且只涉及磁层顶日下点地心距离和晨昏侧翼宽度两个几何参数. 本文将针对不同强度的南向 IMF 情况进行分析, 同时考虑电离层电导对磁层顶和舷激波尺度的影响, 并分别引入 3 个参数来表征磁层顶和舷激波的尺度, 即这两个间断面与 GSE 坐标的三个坐标轴的交点的地心距离, 从而获得对二者几何形状变化的三维

图像. 下一节我们将简述物理模型和计算方法, 第 3 节介绍计算结果, 第 4 节概述主要结论.

# 2 物理模型和计算方法

## 2.1 理想 MHD 方程

对磁层、磁鞘和太阳风等离子体统一使用理想 MHD 描述, 基本方程如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p^* \mathbf{I} - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}' \mathbf{B}' \right) = (\nabla \times \mathbf{B}') \times \mathbf{B}_d / \mu, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B}' - \mathbf{B}' \mathbf{v}) = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_d) - \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{B}', \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ (E + p^*) \mathbf{v} - \frac{1}{\mu} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}') \mathbf{B}' \right] = \mathbf{v} \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}') \times \mathbf{B}_d] / \mu + \mathbf{B}' \cdot [\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_d)] / \mu, \quad (4)$$

式中

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \mathbf{B}_d, \quad p^* = p + \frac{B'^2}{2\mu}, \quad (5)$$

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2\mu} B'^2, \quad (6)$$

$\rho$  为密度,  $p$  为压强,  $\mathbf{v}$  为流速,  $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{B}_d$  和  $\mathbf{B}'$  分别为磁场、地球偶极场和两场之差,  $\mu$  为真空磁导率,  $\gamma = 5/3$  为绝热指数. 在 (3) 式右边添加的含  $\nabla \cdot \mathbf{B}'$  的项, 旨在减小磁场散度误差及其负面效应<sup>[9]</sup>; 而用  $\mathbf{B}'$  取代  $\mathbf{B}$ , 则是为了改善磁场计算精度.

## 2.2 电离层电势方程

电离层近似处理为半径为  $R_{\text{ion}} (= 1.017 R_E, R_E$  为地球半径) 的球壳, 其上的电势分布  $\Phi(\theta, \varphi)$  ( $\theta$  为余纬,  $\varphi$  为经度) 满足如下方程<sup>[10]</sup>:

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\Sigma} \cdot \nabla \Phi) = -j_{\parallel} |\sin I|, \quad (7)$$

式中  $j_{\parallel}$  为场向电流密度 (流入电离层为正),

$$I = \arcsin \left[ \frac{2 \cos \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}} \right] \quad (8)$$

为磁倾角,

$$\boldsymbol{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\varphi} \\ -\Sigma_{\theta\varphi} & \Sigma_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\Sigma_{\theta\theta} = \frac{\Sigma_P}{\sin^2 I}, \quad \Sigma_{\theta\varphi} = \frac{\Sigma_H}{\sin^2 I},$$

$$\Sigma_{\varphi\varphi} = \Sigma_P, \quad (10)$$

$\Sigma_P$  为 Pedersen 电导,  $\Sigma_H$  为 Hall 电导. 以下假定  $\Sigma_P$

均匀,  $\Sigma_H = 0$ , 以至 (7) 式简化为

$$f(\theta) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + g(\theta) \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + h(\theta) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = -q(\theta) j_{\parallel}(\theta, \varphi), \quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \sin^2 \theta \cos \theta (1 + 3 \cos^2 \theta), \\ g(\theta) &= \sin \theta (1 + \sin^2 \theta + 3 \cos^4 \theta), \\ h(\theta) &= 4 \cos^3 \theta, \\ q(\theta) &= \frac{8 R_{\text{ion}}^2 \sin^2 \theta \cos^3 \theta}{\Sigma_p (1 + 3 \cos^2 \theta)^2} |\cos \theta|. \end{aligned}$$

### 2.3 解域和初边条件

我们限于正南向 IMF 情况, 并假定地球偶极矩指向正南方向, 以至整个太阳风 - 磁层 - 电离层系统相对昼夜子午面和赤道面对称. 对于 MHD 方程, 取 GSE 直角坐标系  $(x, y, z)$ , 解域为  $-300 R_E \leq x \leq 30 R_E$ ,  $0 \leq y, z \leq 150 R_E$ . 该解域离散为  $144 \times 80 \times 80$  非均匀网格, 最小格距为  $0.4 R_E$ . 取  $r = R_i = 3 R_E$  作为磁层内边界, 以避免等离子体层和强磁场引入的计算复杂性. 从该内边界发出的偶极场力线与电离层球壳的交点余纬低于  $35.6^\circ$ . 相应电离层解域取为  $0^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ ,  $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ , 采用  $37 \times 64$  均匀网格, 格距分别为  $\Delta\theta = 1^\circ$  和  $\Delta\varphi = 180^\circ/64$ .

地球磁偶极矩取为  $8.06 \times 10^{22} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ . 磁层内边界处的等离子体密度和压强分别为  $n_i = 370 \text{ cm}^{-3}$  和  $p_i = 0.0465 \text{ nPa}$ . 太阳风压强  $p_{\text{sw}} = 0.0126 \text{ nPa}$ , 数密度  $n_{\text{sw}} = 5 \text{ cm}^{-3}$ . 太阳风速度  $v_{\text{sw}}$ 、IMF 南向分量  $B_z$  和 Pedersen 电导  $\Sigma_p$  为可调参数. 初态可以任意选取, 一种常用的取法参见文献 [8]. 一旦获得一个准定态, 我们就可以取它作为新的初态, 去计算各种行星际条件和电离层电导下的新的准定态.

太阳风 - 磁层区的理想 MHD 方程 (1)~(4) 采用 PPMLR-MHD 格式求解, 有关格式和解域边界 (包括磁层内边界) 的边界条件参见文献 [8]. 对于电离层电势方程 (11), 可沿  $\varphi$  坐标方向实施 Fourier 变换, 所得到沿  $\theta$  方向的三对角方程用追赶法求解. 边界条件为  $\Phi(0^\circ, \varphi) = \Phi(36^\circ, \varphi) = 0$ , 且电势相对昼夜子午面 ( $\varphi = 0^\circ, 180^\circ$ ) 反对称, 亦即  $\Phi(\theta, \varphi) = -\Phi(\theta, 360^\circ - \varphi)$ .

磁层与电离层的动力学耦合, 通过磁层向电离层输入场向电流、电离层反馈电场至磁层内边界来实现. 场向电流密度由内边界附近的  $B'$  算得, 通过沿磁力线管电流守恒关系映射至电离层, 求得 (11) 式右边源项中的  $j_{\parallel}$ , 电离层的电势沿磁力线等值映

射至磁层内边界, 所产生的电场按  $\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$  驱动该处的磁层对流. 有关计算细节参见文献 [8].

### 2.4 磁层顶和舷激波的几何参数

向阳侧磁层顶和舷激波的几何形状示于图 1, 图中  $x_{\text{mp}}, y_{\text{mp}}$  和  $z_{\text{mp}}$  分别为磁层顶与 GSE 系三个坐标轴的交点坐标, 舷激波的相应参数为  $x_{\text{bs}}, y_{\text{bs}}$  和  $z_{\text{bs}}$ . 以下将这三个交点分别称为磁层顶和舷激波的日下点、侧翼点和顶点, 相应的参数 ( $x_{\text{mp}}, y_{\text{mp}}, z_{\text{mp}}$ ) 和 ( $x_{\text{bs}}, y_{\text{bs}}, z_{\text{bs}}$ ) 称为磁层顶和舷激波的几何参数.

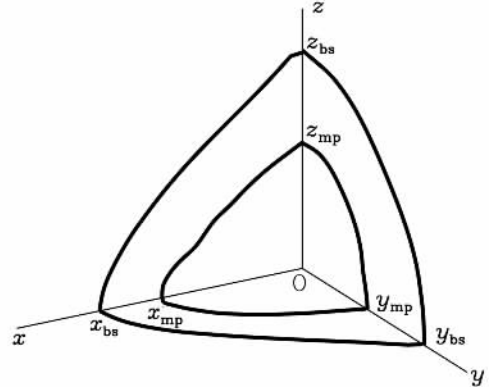


图 1 磁层顶和舷激波与 GSE 坐标轴的交点: 日下点 ( $x_{\text{mp}}, x_{\text{bs}}$ ), 侧翼点 ( $y_{\text{mp}}, y_{\text{bs}}$ ) 和顶点 ( $z_{\text{mp}}, z_{\text{bs}}$ )  
Fig. 1 Intersections of the magnetopause and bow shock with the axes of the GSE frame: the subsolar points ( $x_{\text{mp}}, x_{\text{bs}}$ ), the frank points ( $y_{\text{mp}}, y_{\text{bs}}$ ), and the top points ( $z_{\text{mp}}, z_{\text{bs}}$ )

确定磁层顶的位置有四种方法: 压强梯度极大、密度梯度极大、电流密度极大和流线方法, 不同方法获得的磁层顶位置基本一致 [11]. 本文用密度梯度极大确定磁层顶. 至于舷激波的位置, 也可以用类似方法确定. 为简便起见, 我们自未扰太阳风区向磁鞘方向扫描, 以密度相对增量等于 0.1 的位置标记舷激波. 以上确定过程分别沿三个坐标方向进行, 据此求得磁层顶和舷激波的几何参数 ( $x_{\text{mp}}, y_{\text{mp}}, z_{\text{mp}}$ ) 和 ( $x_{\text{bs}}, y_{\text{bs}}, z_{\text{bs}}$ ).

## 3 电离层电导对磁层顶和舷激波尺度的影响

本节给出的算例由一组可调参数 ( $v_{\text{sw}}, B_z, \Sigma_p$ ) 表征, 其中头两个参数反映太阳风和行星际磁场特性, 后一个参数为电离层 Pedersen 电导. 我们的重点在于分析不同行星际条件下电离层电导对磁层顶和舷激波几何参数的影响. 对每个算例, 通过数值模拟获得准定态, 计算磁层顶和舷激波的几何参数. 在系

统进入准定态之后,向阳侧磁层系统仍存在微小振荡<sup>[12]</sup>相应几何参数也略有起伏.为此,我们在系统进入准定态之后继续模拟约 2.3 小时(物理时间),将获得的几何参数过该段时间平均.此外,考虑到最小网格格距为  $0.4R_E$ ,我们取该格距的 1.5 倍即  $0.6R_E$  作为几何参数变化的显著性标志.

首先,取如下行星际参数:  $v_{sw} = 400, 800 \text{ km/s}$  和  $B_z = -5 \text{ nT}$  两种情况下的太阳风动压 ( $\rho_{sw} v_{sw}^2$ ) 分别为  $1.336 \text{ nPa}$  和  $5.344 \text{ nPa}$ .对电离层电导  $\Sigma_p = 1, 5, 10 \text{ S}$  和  $20 \text{ S}$ ,求得的磁层顶和舷激波的几何参数

示于表 1.由表 1 可见 (1)在  $1 \sim 5 \text{ S}$  之间,磁层顶和舷激波的几何参数对  $\Sigma_p$  的变化十分敏感,当  $\Sigma_p$  超出敏感区继续增加时发生饱和,各几何参数几乎不变.(2)在敏感区,  $x_{mp}$  和  $y_{mp}$  随  $\Sigma_p$  的增加而减小,即磁层顶日下点和侧翼点朝地球方向移动;  $z_{mp}$  则随  $\Sigma_p$  的增加而增加,即磁层顶顶点朝远离地球方向移动.(3)在敏感区,  $x_{bs}$  随  $\Sigma_p$  的增加而减小,但不显著(减小幅度约为  $0.3R_E$ );  $y_{bs}$  和  $z_{bs}$  则随  $\Sigma_p$  的增加显著增加.这表明舷激波日下点基本不受  $\Sigma_p$  的影响,但整体张开的程度随着  $\Sigma_p$  的增加而变大.

表 1 磁层顶和舷激波的几何参数随 Pedersen 电导的变化(行星际参数:  $v_{sw} = 400, 800 \text{ km/s}$ ,  $n_{sw} = 5 \text{ cm}^{-3}$  和  $B_z = -5 \text{ nT}$ )

Table 1 The geometrical parameters of the magnetopause and bow shock versus the Pedersen conductance for interplanetary conditions:  $v_{sw} = 400, 800 \text{ km/s}$ ,  $n_{sw} = 5 \text{ cm}^{-3}$  and  $B_z = -5 \text{ nT}$

$v_{sw}(\text{ km/s})$	400				800				
	$\Sigma_p(\text{ S})$	1	5	10	20	1	5	10	20
$x_{mp}(R_E)$		9.8	8.9	8.8	8.6	8.0	7.2	7.0	6.8
$y_{mp}(R_E)$		13.8	13.0	13.1	12.6	11.5	10.5	10.5	10.1
$z_{mp}(R_E)$		16.7	17.4	17.8	18.0	13.5	14.1	14.5	14.0
$x_{bs}(R_E)$		14.1	13.8	14.1	14.1	11.0	10.7	10.9	10.9
$y_{bs}(R_E)$		25.8	27.7	28.8	28.6	19.9	20.5	21.3	21.2
$z_{bs}(R_E)$		29.5	31.0	31.6	31.2	22.8	23.4	23.7	23.3

Merkin 等<sup>[6,7]</sup>也通过三维 MHD 模拟讨论了磁层顶和舷激波的尺度与电离层电导的关系.他们的分析限于磁层顶和舷激波与赤道面的交线,所得有关日下点和侧翼点的计算结果与我们得到的相应结果存在如下区别.关于磁层顶,他们的结果是侧翼点向外而非向内移动;关于舷激波,他们的结论是日下点向外移动,而我们则给出日下点向内移动(尽管不显著)的结果.产生上述区别的主要原因在于他们给出的是强南向磁场 ( $B_z = -40 \text{ nT}$ ) 的结果,而我们的算例则是针对南向磁场较弱 ( $B_z = -5 \text{ nT}$ ) 的情况.为证实这一结论,我们维持  $v_{sw} = 400 \text{ km/s}$  和  $n_{sw} = 5 \text{ cm}^{-3}$  不变,调节  $B_z$ ,分别针对  $\Sigma_p = 1 \text{ S}$  和  $5 \text{ S}$  计算了磁层顶和舷激波的几何参数,结果示于表 2.为比较起见,我们重列了  $B_z = -5 \text{ nT}$  的结果.对于  $B_z = -10, -15 \text{ nT}$  和  $-20 \text{ nT}$  的算例,  $\Sigma_p$  的增加导致磁层顶侧翼点向外移动,对于  $B_z = -15, -20 \text{ nT}$  的算例,  $\Sigma_p$  的增加导致舷激波日下点向外移动.上述结果与 Merkin 等<sup>[6,7]</sup>的结论一致.这说明,Merkin 等给出的磁层顶侧翼点和舷激波日下点的位置随电离层电导变化的移动规律只适合强南向 IMF 情况;对于弱南向 IMF 情况,相关结论正好相反.

为直观看出由电离层电导变化引起的磁层顶几何参数变化与  $B_z$  的关系,我们在表 2 结果的基础

当 Pedersen 电导率由 1 S 增至 5 S 时,磁层顶日下点、侧翼点和顶点移动距离 ( $\Delta x_{mp}, \Delta y_{mp}, \Delta z_{mp}$ ) 与  $B_z$  (IMF) 的关系,远离地球的移动为正

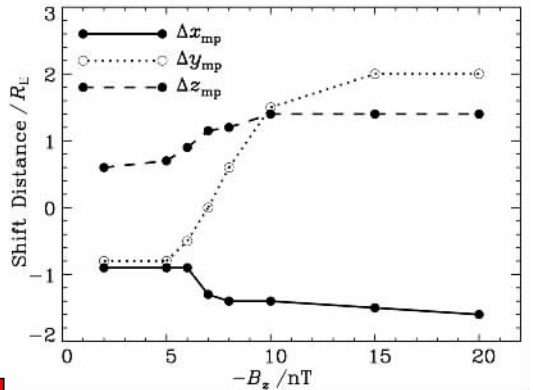


Fig. 2 The shift distance of the subsolar, flank and top points of the magnetopause ( $\Delta x_{mp}, \Delta y_{mp}, \Delta z_{mp}$ ) during a change of the Pedersen conductance from 1 S to 5 S as a function of  $B_z$  (IMF).

Positive distance means a shift away from the Earth

上,补充了  $B_z = -2, -6, -7, -8 \text{ nT}$  的算例,求得  $\Sigma_p$  由 1 S 增至 5 S 时磁层顶日下点、侧翼点和顶点移动距离 ( $\Delta x_{mp}, \Delta y_{mp}, \Delta z_{mp}$ ) 与  $B_z$  (IMF) 的关系,有关结果示于图 2,图中实心和空心原点为相应算例的计算结果.由图 2 可见,随着  $\Sigma_p$  的增加,磁层顶的日下点向内移动,顶点向外移动,但侧翼点的移动

方向与  $B_z$  的幅度有关. 对于  $B_z > -7$  nT, 磁层顶侧翼点向内移动, 对于  $B_z < -7$  nT, 侧翼点向外移动. 当南向  $B_z$  的幅度超过 10 nT, 日下点、侧翼点和顶点的移动距离趋于饱和. 侧翼点移动方向的转捩点和

各几何参数变化的饱和点, 与太阳风动压有关. 例如, 若将太阳风速度由 400 km/s 增至 800 km/s, 此时太阳风动压扩大到 4 倍, 上述转捩点由  $B_z = -7$  nT 变为  $-13$  nT, 饱和点由  $B_z = -10$  nT 移至  $-15$  nT.

表 2 磁层顶和舷激波的几何参数随 Pedersen 电导的变化(行星际参数:  $v_{sw} = 400$  km/s,  $n_{sw} = 5$  cm<sup>-3</sup>, 调节  $B_z$ )

Table 2 The geometrical parameters of the magnetopause and bow shock versus the Pedersen conductance for interplanetary conditions:  $v_{sw} = 400$  km/s,  $n_{sw} = 5$  cm<sup>-3</sup> and adjustable  $B_z$

$B_z$ (nT)	-5		-10		-15		-20	
$\Sigma_p$ (S)	1	5	1	5	1	5	1	5
$x_{mp}(R_E)$	9.8	8.9	9.5	8.1	9.4	7.9	9.0	7.4
$y_{mp}(R_E)$	13.8	13.0	12.9	14.4	12.2	14.2	11.9	13.9
$z_{mp}(R_E)$	16.7	17.4	16.0	17.4	16.0	17.4	16.0	17.5
$x_{bs}(R_E)$	14.1	13.8	16.3	15.5	17.8	18.1	20.3	20.8
$y_{bs}(R_E)$	25.8	27.7	29.9	33.6	35.5	41.3	43.8	49.4
$z_{bs}(R_E)$	29.5	31.0	31.4	35.2	35.8	40.4	42.2	46.4

除日下点和侧翼点之外, 我们还提供了磁层顶和舷激波的顶点位置的计算结果. 由表 2 可见, 无论是磁层顶还是舷激波, 顶点总是随  $\Sigma_p$  的增加向外移动,  $B_z$  的幅度差别不会改变这一趋势. 此外, 从表 2 还可以看出, 随着南向 IMF 的幅度增加,  $x_{mp}$  减小, 而  $x_{bs}$  和  $y_{bs}$  增加, 这些结果在变化趋势上与 Chao 等<sup>[13]</sup>给出的赤道面磁层顶和舷激波的经验公式一致.

应几何参数相减, 分别求出两个间断与 GSE 三个坐标轴的交点之间的间隔 ( $x_{bs} - x_{mp}$ )、( $y_{bs} - y_{mp}$ ) 和 ( $z_{bs} - z_{mp}$ ), 然后计算  $\Sigma_p$  由 1 S 增至 5 S 时该间隔的增量  $\Delta(x_{bs} - x_{mp})$ 、 $\Delta(y_{bs} - y_{mp})$  和  $\Delta(z_{bs} - z_{mp})$ , 它们与  $B_z$ (IMF) 的关系示于图 3, 图中实心 and 空心原点为相应算例的计算结果. 对于所有的  $B_z$  值, 这些间隔的增量全为正值. 这表明, 磁鞘区的范围将随着  $\Sigma_p$  的增加而扩大. 产生上述结果的原因在于: 随着  $\Sigma_p$  的增加, 舷激波的整体扩张程度高于磁层顶, 从而导致磁鞘区的范围扩大. 总体来看, 在强南向 IMF 情况下,  $\Sigma_p$  对磁鞘区的范围影响较强.

对于磁层顶日下点随  $\Sigma_p$  的增加向内移动的结果, 可以做如下简单解释: 同样行星际条件下, I 区电流随  $\Sigma_p$  的增加而增加(参见文献 3]), 而增强了的 I 区电流反过来减弱了向阳侧的地磁场(参见文献 3 A]), 从而导致磁层顶日下点作地向移动. 由于 I 区电流随  $\Sigma_p$  的增加出现饱和<sup>[7]</sup>, 因而磁层顶日下点地心距离  $x_{mp}$  的变化也会在高电离层电导下出现饱和.

关于强南向 IMF 情况下磁层顶侧翼随  $\Sigma_p$  的增加向外扩张, Merkin<sup>[7]</sup>曾用 I 区电流在晨昏侧翼区产生的  $B_x$  来解释:  $\Sigma_p$  越高, 则 I 区电流越强, 由它产生的  $|B_x|$  也越强, 导致磁层顶的侧翼向外扩张. 对于弱南向 IMF 情况(例如  $B_z = -5$  nT), 磁层顶侧翼随  $\Sigma_p$  的增加向内收缩, 而不是向外扩张, 上述解释不成立. 其实, 在目前情况下, I 区电流及其所产生的  $B_x$  相对晨昏线(即  $y$  轴)反对称, 在该条线上有

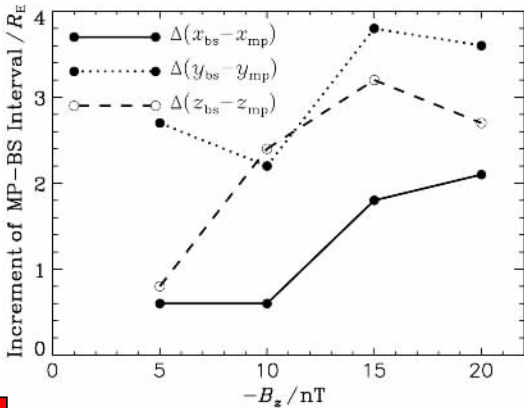


图 3 当 Pedersen 电导率由 1 S 增至 5 S 时, 磁鞘区沿 GSE 三个坐标轴的宽度的增量与  $B_z$ (IMF) 的关系

Fig. 3 The increments of the width of the magnetosheath along the three axes of the GSE frame during a change of the Pedersen conductance from 1 S to 5 S as a function of  $B_z$ (IMF)

下面考察  $\Sigma_p$  对磁鞘区的尺度的影响. 针对强南向 IMF ( $B_z = -40$  nT) 情况, Merkin 等<sup>[6, 7]</sup>获得磁鞘区随  $\Sigma_p$  的增加而加宽的结论. 我们的计算结果表明, 该结论对弱南向 IMF 情况也成立. 为说明这一点, 我们从表 2 的数据出发, 将舷激波和磁层顶的对

$B_x = 0$ . 因此,  $|B_x|$  的增强只发生在晨昏线之外; 它可以解释晨昏子午面内磁层顶的整体向外扩张和  $z_{mp}$  的相应增加, 不能解释磁层顶侧翼位置即  $y_{mp}$  值的变化. 为说明这一点, 我们选取  $B_z = -5$  nT,  $\Sigma_p = 1$  S 和 5 S 的算例, 将晨昏子午面内电流密度  $J$  和  $B_x$  的等值线示于图 4, 其中 (a) 和 (b) 对应  $\Sigma_p = 1$  S (c) 和 (d) 对应  $\Sigma_p = 5$  S. 图中实线为  $B_x$  的正等值线, 点线为  $B_x$  的负等值线, 粗实线表示磁层内边界 ( $r = R_i = 3R_E$ ), 用粗虚线绘出的内、外闭合曲线分别为磁层顶和磁鞘与晨昏子午面 (即  $y-z$  平面) 的交线. 在每个分图的顶部给出对应物理量的取值范围. 在图 4a 和 4c 中存在两个强电流区, 一个位于磁层顶, 对应磁层顶电流; 另一个通过磁层内边界与电离层相连, 对应 1 区电流. 北半球 ( $z > 0$ ) 的 1 区电流与磁层顶电流一道构成一个电流回路, 其电流为逆时

针方向, 在回路环绕的区域内产生正  $B_x$  分量; 南半球相应的回路电流为顺时针方向, 对应  $B_x$  为负 (参见图 4b 和 4d). 对于  $\Sigma_p = 1$  S 的算例, 磁层顶与晨昏子午面的交线接近椭圆形状 (参见图 4a 或 4b), 而对于  $\Sigma_p = 5$  S 的算例, 磁层顶晨昏侧翼凹向地球 (参见图 4c 或 4d) 相应侧翼点的地心距离减小. 晨昏子午面内的电流密度峰值随  $\Sigma_p$  的增加而增加, 由  $\Sigma_p = 1$  S 的  $2.78$  nA/m<sup>2</sup> 增至  $\Sigma_p = 5$  S 时的  $4.13$  nA/m<sup>2</sup>. 相应  $|B_x|$  的峰值由  $24.3$  nT 增至  $29.1$  nT. 可是, 在侧翼点上恒有  $B_x = 0$  (参见图 4b 或 4d), 与  $\Sigma_p$  取值无关. 因此,  $|B_x|$  的增强只能解释磁层顶的整体外扩和  $z_{mp}$  的增加, 对侧翼点随  $\Sigma_p$  变化的移动规律必须另做解释. 我们对此的初步解释如下. 这里有两个因素控制磁层顶侧翼点的位置. 如前所述, 磁层顶日下点总是随  $\Sigma_p$  的增加向内移动, 它来自增强的 1 区电

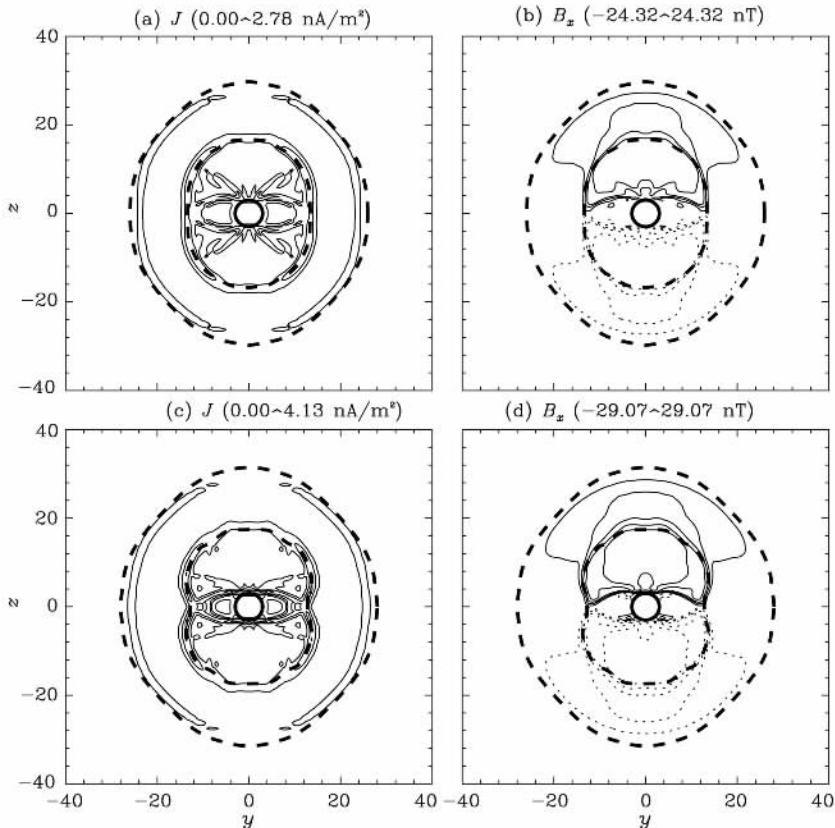


图 4  $B_z(\text{IMF}) = -5$  nT 时晨昏子午面内的电流密度  $J$  和  $B_x$  的分布 (a) 和 (b) 对应  $\Sigma_p = 1$  S (c) 和 (d) 对应  $\Sigma_p = 5$  S. 每个分图顶部给出量值范围, 等值线的间隔分别为  $0.5$  nA/m<sup>2</sup> 和  $5$  nT, 实线表正等值线, 点线表负等值线, 粗实线为磁层内边界, 粗虚线为磁层顶和磁鞘与晨昏子午面的交线.

Fig. 4 The distributions of the current density  $J$  and  $B_x$  in the dawn-dusk meridional plane for  $B_z(\text{IMF}) = -5$  nT with  $\Sigma_p = 1$  S in panels (a) and (b) and 5 S in panels (c) and (d)

The ranges of  $J$  and  $B_x$  are shown on the top of each panel and the contour interval is  $0.5$  nA/m<sup>2</sup> and  $5$  nT respectively. The solid contour is positive and the dotted, negative. The thick solid curve is the inner boundary of the magnetosphere and the thick dashed, the intersections of the magnetopause and bow shock with the dawn-dusk meridional plane.

流对向阳侧的地磁场的减弱效应. 这一效应不仅仅限于日下点附近, 它会波及到整个向阳侧磁层顶. 该因素将导致磁层顶侧翼的内缩, 即  $y_{mp}$  的减小. 另一个因素是南向 IMF 增强导致磁激波的迅速外扩(见表 2), 与磁激波密切相关的磁层顶也会出现外扩趋势, 从而带动磁层顶侧翼的外扩. 当南向 IMF 较弱时, 第一个因素起主导作用, 磁层顶侧翼点随  $\Sigma_p$  的增加朝地球方向移动; 而当南向 IMF 较强时, 第二个因素起主导作用, 磁层顶侧翼点随  $\Sigma_p$  的增加远离地球. 总之, 磁层是一个复杂的动力学系统, 它受到来自太阳风和电离层的双重作用. 磁层顶和磁激波作为这一作用的产物, 很难用简单的 1 区电流及其磁场的增强对其几何形状的变化规律做出解释.

## 4 结 论

本文就电离层电导对磁层顶和磁激波的尺度的影响做了初步分析. 为简单起见, 我们对电离层采用球壳近似, 假定 Pedersen 电导  $\Sigma_p$  均匀, Hall 电导为零, 地磁偶极矩处于正南方向, 行星际磁场(IMF)也只有南向分量( $B_z < 0$ ). 磁层顶和磁激波的尺度分别由它们与 GSE 坐标系三个轴的交点, 即日下点、晨昏侧翼点和南北顶点的地心距离表征. 对给定的太阳风条件、 $B_z$  和  $\Sigma_p$ , 通过三维全球 MHD 模拟获得系统的准定态. 结果表明, 在  $1 \sim 5$  S 范围内,  $\Sigma_p$  值对磁激波和磁层顶的尺度的影响显著, 而在该范围之外则几乎没有影响. 随着  $\Sigma_p$  的增加, 磁层顶和磁激波整体向外扩张, 前者的扩张程度低于后者, 以至磁鞘区的范围扩大. 磁层顶的晨昏侧翼点的位置随  $\Sigma_p$  的变化与  $B_z$  的幅度有关: 在弱南向 IMF 情况下磁层顶的晨昏侧翼点随  $\Sigma_p$  的增加向内移动, 而在强南向 IMF 情况下则向外移动.

电离层电导的变化直接影响 1 区电流, 因此人们常用 1 区电流所产生的附加磁场来解释磁层顶尺度的变化. 由于电离层电导产生的磁层顶侧翼点位置的变化与  $B_z$  有关, 这种解释遇到困难. 对于太阳风-磁层-电离层这样一个复杂的动力学系统, 磁层顶和磁激波是系统内部各种耦合作用的产物, 很难用一种机制例如 1 区电流对其几何形状的变化规律做出统一解释.

在依据空间观测数据构建磁层顶和磁激波的经验模型的过程中, 一般只考虑太阳风动压和行星际磁场南向分量的影响, 未曾计入电离层电导的效

应<sup>[13]</sup>. 按本文的研究, 电离层电导对磁层顶和磁激波的位置和形状具有显著影响, 在这类模型中计入这一影响, 将作为进一步优化这类模型的一个重要方面.

## 参考文献 (References)

- [ 1 ] Hill T W, Dessler A J, Wolf R A. Mercury and Mars: The role of ionospheric conductivity in the acceleration of magnetospheric particles. *Geophys. Res. Lett.*, 1976, **3**: 429 ~ 432
- [ 2 ] Hill T W. Magnetic coupling between solar wind and magnetosphere: regulated by ionospheric conductance? *Eos Trans. AGU*, 1984, **65**: 1047 ~ 1048
- [ 3 ] Siscoe G L, Erickson G M, Sonnerrup B U Ö, et al. Hill model of transpolar potential saturation: comparisons with MHD simulations. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**( A6 ), 1075, doi: 10.1029/2001JA000109
- [ 4 ] Siscoe G L, Crooker N U, Siebert K D. Transpolar potential saturation: roles of region 1 current system and solar wind ram pressure. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**( A10 ), 1321, doi: 10.1029/2001JA009176
- [ 5 ] Merkin V G, Papadopoulos K, Milikh G, et al. Effects of the solar wind electric field and ionospheric conductance on the cross polar cap potential: results of global MHD modeling. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**( 23 ), 2180, doi: 10.1029/2003GL017903
- [ 6 ] Merkin V G, Sharma A S, Papadopoulos K, et al. Global MHD simulations of the strongly driven magnetosphere: modeling of the transpolar potential saturation. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**, A09203, doi: 10.1029/2004JA010993
- [ 7 ] Merkin V G, Sharma A S, Papadopoulos K, et al. Relationship between the ionospheric conductance, field aligned current, and magnetopause geometry: Global MHD simulations. *Planet. Space Sci.*, 2005, **53**: 873 ~ 879
- [ 8 ] Hu Y Q, Guo X C, Wang C. On the ionospheric and reconnection potentials of the Earth: results from global MHD simulations. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112**, A07215, doi: 10.1029/2006JA012145
- [ 9 ] Janhunen P. A positive conservative method for magneto-hydrodynamics based on HLL and Roe methods. *J. Comput. Phys.*, 2000, **160**: 649 ~ 661
- [ 10 ] Raeder J. Global geospace modeling: tutorial and review. In: Büchner J, Dum C T, Scholer M eds. *Space Plasma Simulation*. Berlin: Springer Verlag, 2003
- [ 11 ] Palmroth M, Pulkkinen T I, Janhunen P, et al. Stormtime energy transfer in global MHD simulation. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**( A1 ): 1048, doi: 10.1029/2002JA009446
- [ 12 ] Hu Y Q, Guo X C, Li G Q, et al. Oscillation of quasi-steady Earth's magnetosphere. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **10**: 2723 ~ 2726
- [ 13 ] Chao J K, et al. Models for the size and shape of the Earth's magnetopause and bow shock. In: Lyu L H ed. *Space Weather Study Using Multipoint Techniques*. New York: Pergamon, 2002