

准稳态磁层晨-昏不对称性的模拟研究

郭九苓 刘振兴

(北京大学现代教育技术中心, 北京 100871; 中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100080. E-mail: cswy@sohu.com)

摘要 基于一个新的全球三维磁层模型, 系统地研究了地球磁层在准稳态情况下的近磁尾晨、昏侧磁鞘区位形及粒子密度、粒子尾向通量密度等的不对称性问题. 结果表明, 磁鞘厚度的晨-昏不对称性是行星际磁场螺旋线位形所造成的固有现象, 是晨-昏侧不同的激波条件产生的结果, 而晨-昏侧粒子密度与粒子通量密度的不对称性主要是晨-昏侧磁鞘厚度的不同所致, 受磁层顶磁重联的影响不显著. 还研究了日下点磁层顶等离子体“减压层”(PDL)对磁层晨-昏不对称性的影响, 认为其可使昏侧粒子总通量略高于晨侧.

关键词 磁层 晨-昏不对称性 磁鞘 MHD 模拟 磁重联 行星际磁场

地球磁层近磁尾区域($0 \sim 20 R_E$, R_E 为地球半径)弓激波和磁层顶的不对称性很早就被观测到^[1], 对大量观测结果的统计分析表明: 昏侧弓激波及磁层顶位置距地球较远, 磁鞘较厚, 而晨侧则相反. 这一结果很自然地可归因于始终沿Parker螺旋线^[2]方向的行星际磁场(IMF, Interplanetary Magnetic Field)造成的晨-昏侧不同激波条件(昏侧准垂直激波, 晨侧准平行激波).

晨-昏侧不同的磁鞘结构和磁场位形必然导致粒子密度、粒子通量及粒子加热加速等的不同. Paularena等人^[3]研究了晨-昏粒子密度分布, 认为: 在太阳活动期, 晨侧粒子密度明显高于昏侧, 并且这种不对称性与上游太阳参数(粒子密度、速度、马赫数、IMF方向等)没有明显的关联, 因此可排除准平行/垂直激波和前兆激波的因素, 并猜想晨-昏不对称性的来源可能是磁层; 太阳平静时期, 晨-昏侧粒子分布的不对称性比太阳活动期要弱得多, 此时的不对称性对IMF方向有一定依赖性; 他们所进行的MHD模拟虽显示晨-昏不对称性的存在, 但并不能充分解释探测结果, 特别是对于晨-昏侧磁鞘位形不对称性、晨-昏不对称性依赖的因素及其变化规律未能正确模拟, 用于晨-昏不对称现象的解释及揭示其物理实质还远远不够. Němeček等人^[4,5]对晨-昏侧磁鞘粒子通量的数据分析表明, 不对称性确实存在, 但有晨侧粒子通量高于昏侧^[5]及昏侧粒子通量高于晨侧^[4]两种不同的研究结果, 并且认为这种晨-昏侧粒子通量不对称性与准平行/垂直激波无关.

造成磁鞘晨-昏不对称的物理机制比较复杂, 除

了不同的激波(及前兆激波)条件外, 磁层顶的磁重联、粒子晨昏向漂移、粒子向磁层扩散的不对称性、Zwan-Wolf效应^[6]、地球自转与公转等都是可能的因素. 单纯通过对空间探测数据的分析去研究这一问题有相当大的局限性: 不仅工作量巨大, 而且卫星数据本身受到时间和空间的很大限制. 磁鞘的变化及位形直接受到太阳风的驱动, 而太阳风及IMF处于不断变化中, 局部的探测数据很多时候难以揭示某种磁层现象的物理实质、变化过程及其相关性. MHD(Magnetohydrodynamics)全球磁层模拟是研究此类问题的另一种很好方法, 可在磁层整体框架下研究物理现象长时间、大尺度的变化过程及其物理规律.

最近, 我们研究了一种可“控制”磁层顶磁重联的全球MHD模拟模型^[7]. 这一模型通过分开处理IMF与地磁场而“控制”磁层顶磁重联是否发生. 对于本文所要研究的磁层晨-昏侧不对称性问题, 这一模型相当于可将影响晨-昏不对称的两个主要的可能因素(准平行/垂直激波和磁重联)分别处理, 因此可进行更为有效的研究. 下面我们将基于这一模型在准稳定的磁层状态下(IMF没有南向分量, 磁层处于相对“安静”状态), 比较系统地研究近磁尾磁鞘区晨-昏不对称性问题: (1) 晨-昏侧磁鞘区位形不对称性及其对太阳风参数依赖; (2) 粒子密度与通量密度的晨-昏不对称性及其物理实质与变化规律, 日下点磁层顶等离子体“分流”的不对称性及其对磁层晨-昏不对称性的影响; (3) 晨-昏侧磁鞘区磁场、等离子体 β 值和温度的不对称性及定性的解释.

1 模型简介

1.1 方程与数据结构

关于模拟工作所采用的全球MHD模型较为详细的描述可参见文献^[2]。下面将对这一模型进行简要的介绍。模型基础为理想的MHD方程:

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

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I}) - \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varepsilon + p) \mathbf{u}] - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (4)$$

其中 ρ, u, B, E, p, j 分别为粒子密度、速度、磁感应强度、电场强度、热压力和电流, I 为单位矩阵,

$\varepsilon = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1}$ 为单位体积等离子体能量, γ 为绝热

系数, $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$, $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$, $p = 2k_B n T$, μ_0, k_B 分别为真空磁导率和玻耳兹曼常数, n 为正或负离子数密度, T 为等离子体温度(设电子与离子始终有相同的温度)。这样, 以 n, u, B, T 为基本参数, (1)~(4)两个标量方程和两个矢量方程是完备可解的。

模型采用可变格点大小的数据结构, 迎风格式差分, 坐标系采用 GSE(地心太阳黄道系, Geocentric Solar Ecliptic coordinate)。

因为研究磁鞘区问题, 为简单起见, 本模型没有包括电离层模型, 即初始地磁场采用真空偶极场。地磁场和 IMF 分开处理。其合理性是因为不考虑磁层顶磁重联时, 两种不同起源的磁场在空间上是完全分开的(以磁层顶为分界线)。

1.2 边界条件与计算区域

内边界在距地球中心 3.3 个地球半径处, 外边界和格点最小尺度只受计算机内存和计算时间的限制。在本文工作中我们采用了日向 40 R_E , 尾向 68 R_E , 其他边界距日地连线 56 R_E 的计算区域。磁层顶附近最小格点尺寸为 0.25 R_E , 其他区域格点尺寸 0.5~2 R_E 。日向为太阳风条件, 尾向和其他边界采用自由边界条件。地球附近的内边界采用固定边界(边界上的速度恒等于零, 粒子数密度、磁场、温度均恒定不变)。

1.3 初始条件

初始时刻地磁场为偶极场, 其中粒子初始密度 n

$= 1/\text{cm}^3$, 温度 $T = 10^4 \text{ K}$ 。

太阳风速 450 km/s, 等离子体密度 $7/\text{cm}^3$, 温度 $1.2 \times 10^5 \text{ K}$ 。IMF 大小为 5 nT / 10 nT, 指向尾向和昏向, 在 GSE 坐标系中的分量由 Parker 理论确定^[2], 这种 IMF 条件下磁重联应该发生在磁层顶晨-昏侧^[8,9]。本文的工作中我们令磁偶极轴与 GSE 坐标系 Z 轴重合, 并研究了磁层达到准稳态时的结果(模拟运算太阳风输入 2~3 个小时之后, 磁层的大尺度磁场位形与流场分布、各个区域的等离子体参数不再有显著变化)。

2 结果与分析

2.1 晨-昏侧弓激波位置

图 1 为昏侧(细线, 沿 Y 轴方向)和晨侧(粗线, -Y 方向), 在 IMF 磁场大小为 10 nT 时粒子密度变化曲线, 其中图(a)为 $x = 0$ 的情形, 图(b)为 $x = -10 R_E$ 的情形, 图(c) $x = -10 R_E$, 但以磁层顶-弓激波相对位置为横坐标, 图(d)为 $x = -10 R_E$, 但“关闭”了磁层顶磁重联的情形。可看到图(a)中弓激波粒子密度跃变比较平缓, 这主要是因为 $x = 0$ 时 Y 轴方向与弓激波法线方向有较大偏差。图 1(a), (b), (d)中左侧竖直虚线标示出了根据电流密度峰值确定的磁层顶位置(晨-昏侧磁层顶位置基本对称), 右侧粗/细虚线分别标示出了根据粒子密度跃变确定的晨/昏侧弓激波位置。

从图 1 可以清楚看到昏侧(准垂直激波)弓激波位置较晨侧(准平行激波)远离日地连线约 2~4 R_E , 磁鞘区厚度也较大(注意由于 Y 轴并不是弓激波法线方向, 所以实际的磁鞘厚度要小一些), 晨侧粒子峰值密度高于昏侧。这个结果容易理解: 准平行激波对磁场压缩幅度较大, 相应的等离子体 β 值(热压力与磁压力之比)要低于晨侧, 因此弓激波会向外移动, 磁鞘区厚度也较大^[10], 较厚的磁鞘也必然使粒子分布比较平缓。

可以预期, 在 IMF 磁场强度减小时, 由于准平行/垂直激波造成的晨昏不对称性将减弱, 因此图 1 所示的现象也将减弱。

图 2 描述了 IMF 磁场强度为 5 nT 时的结果。其中图(a)为 $x = 0$ 的情形, 图(b)为 $x = -10 R_E$ 的情形。

图 2 中左侧竖直虚线标示出了根据电流密度峰值确定的磁层顶位置(晨-昏侧磁层顶位置基本对称),

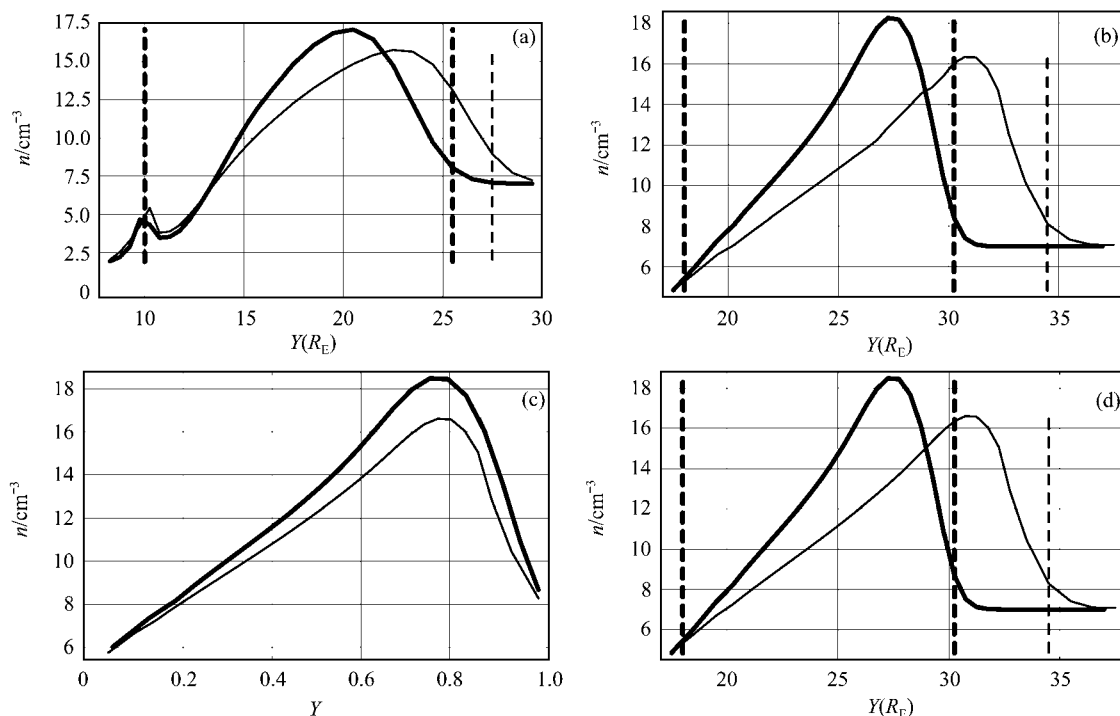


图 1 IMF $B_s = 10$ nT 时沿晨-昏方向粒子密度分布

(a) $x = 0$; (b) $x = -10 R_E$; (c) $x = -10 R_E$, 且以磁层顶-弓激波的相对距离作为横坐标; (d) $x = -10 R_E$, 无磁场重联. 细线表示昏侧, 粗线表示晨侧

右侧粗/细虚线分别标示出了根据粒子密度跃变确定的晨/昏侧弓激波位置. 从图 2 中可以看到昏侧(准垂直激波)弓激波位置较晨侧(准平行激波)远离日地连线约 $1 R_E$, 相对于图 1 的结果, 晨-昏侧粒子分布的不对称性有明显降低.

图 1 和图 2 的模拟结果可以很好地解释 Paularena 等人^[1]根据观测数据得出的两个主要结论: (1) 由粒子密度分布峰值是晨侧大于昏侧, 而且晨侧磁鞘厚度小于昏侧, 因此如果按照 Paularena 等人以磁层顶-弓激波的相对距离作为横坐标绘制密度曲线(图 1(c)), 则很容易得到晨侧粒子密度明显高于昏侧的结果. (2) IMF 较强(相当于太阳活动期)比 IMF 较弱(相当于太阳平静期)时有更显著的晨-昏不对称性.

如前所述, 我们所用的模拟模型可“控制”磁层顶磁重联是否发生, 在相同条件下“关闭”磁重联的研究结果表明, 无磁层顶磁重联时图 1, 2 的粒子分布图像并无明显变化(图 1(d)画出了无磁层顶磁重联时晨-昏侧粒子分布图, 与相同 IMF 条件和相同磁尾位置有磁重联的图 1(b)相比, 大尺度粒子分布基本一致). 这可在一定程度上说明 Paularena 等人认为晨-

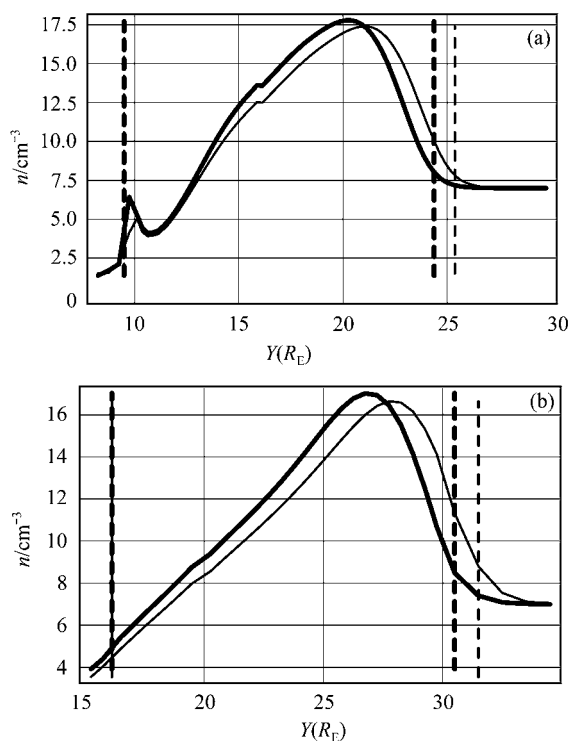


图 2 IMF $B_s = 5$ nT 时沿晨-昏方向粒子密度分布

(a) $x = 0$; (b) $x = -10 R_E$. 细线表示昏侧, 粗线表示晨侧

昏不对称性与 IMF 方向无明显关联的结论. 另外, 我们的模拟结果表明粒子密度分布的晨-昏不对称性主要是由晨-昏侧磁鞘区厚度不同引起的, 可以合理地认为上游太阳风 β 值(热压力与磁压力之比)对这一现象将有明显的影响.

2.2 晨-昏侧粒子通量的不对称性

对晨-昏侧粒子(尾向)通量密度分析表明, 其与粒子密度分布有类似的结果. 图3为昏侧(细线, 沿 Y 轴方向)和晨侧(粗线, $-Y$ 方向), 在 $x = -10 R_E$ 处粒子(尾向)通量密度变化曲线. 图(a)中 IMF 大小为 10 nT; 图(b)中 IMF 大小为 5 nT; 图(c)中 IMF 大小为 10 nT, 但“关闭”了磁层顶磁重联.

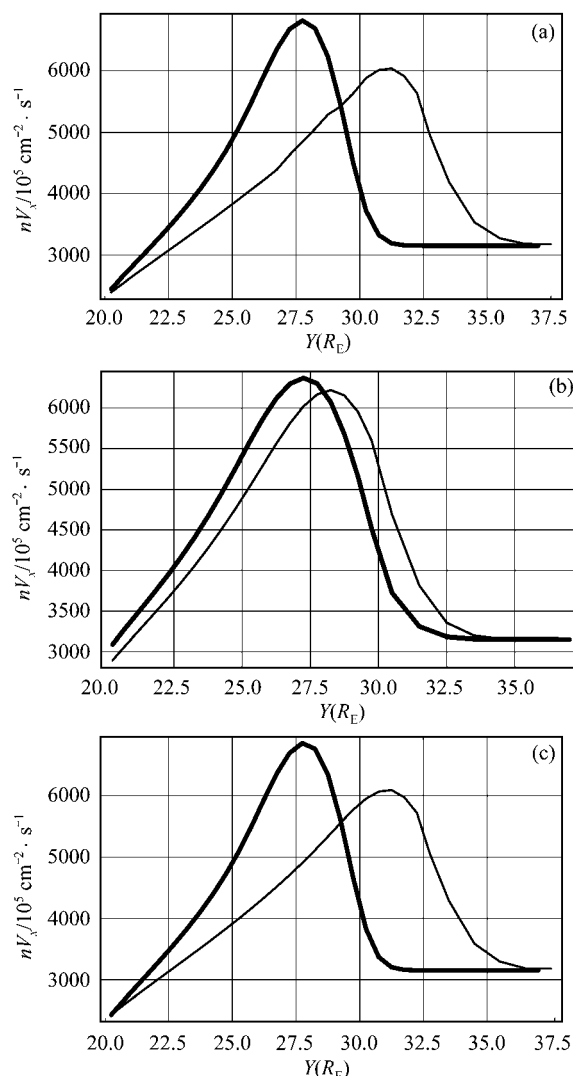


图3 $x = -10 R_E$ 处晨-昏向粒子(尾向)通量密度分布
(a) IMF $B_s = 10$ nT; (b) IMF $B_s = 5$ nT; (c) IMF $B_s = 10$ nT 无磁场重联.
细线表示昏侧, 粗线表示晨侧

图3的结果表明晨-昏侧粒子通量的不对称性与粒子密度分布的不对称性有相同的起因, 同样在 IMF 磁场强度较大时, 不对称性较强. 同样, 在相同条件下“关闭”磁层顶磁重联的研究结果表明, 晨-昏侧磁层顶的磁重联对这种不对称性影响不明显(比较图3(c)和图3(a)可知).

对图3曲线积分表明, 昏侧粒子总通量略高于晨侧, 这似乎表明在日下点太阳风向晨-昏侧磁层的“分流”是不对称的, 应该有由晨侧到昏侧的粒子流存在. 图4, 5说明了由于 IMF 螺旋线结构和磁层顶等离子体减压层(PDL, Plasma Depletion Layer)^[6]的存在, 驻立点(线)(Stagnation Point or Stagnation Line)^[11]向磁层晨侧移动, 从而使昏侧磁鞘粒子总通量略高于晨侧的过程. 图4是沿日地连线磁层顶附近磁场强度和粒子密度变化曲线, 可以看到磁层顶日向一侧有明显的磁力线堆积和粒子“减压”现象; 图5(a)是沿Parker螺旋线方向的 IMF 在日下点磁层顶附近阻挡等离子体向晨侧流动或施加昏向作用力的示意图; 图5(b)是日下点磁层顶附近赤道面内的流场分布图,

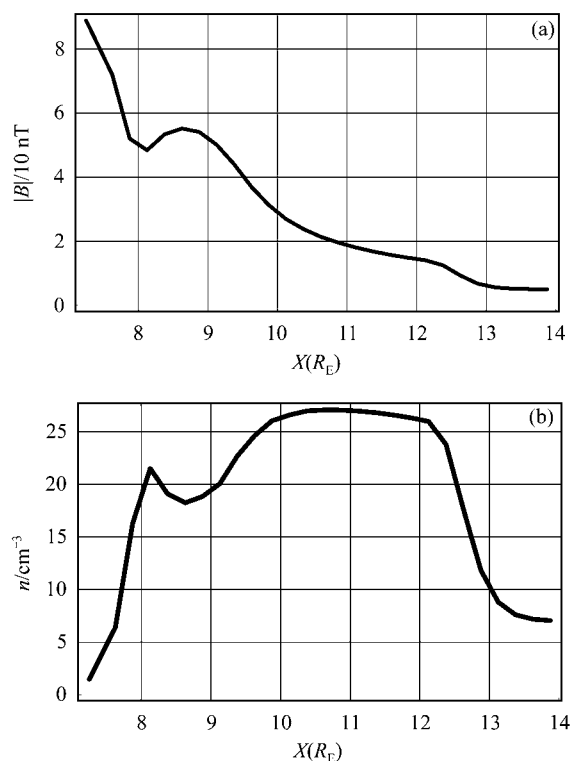


图4 沿日地连线磁场强度和粒子密度分布
表明向阳面磁层顶有磁力线堆积和粒子“减压”现象存在. (a) 磁场强度分布曲线, (b) 等离子体密度分布曲线

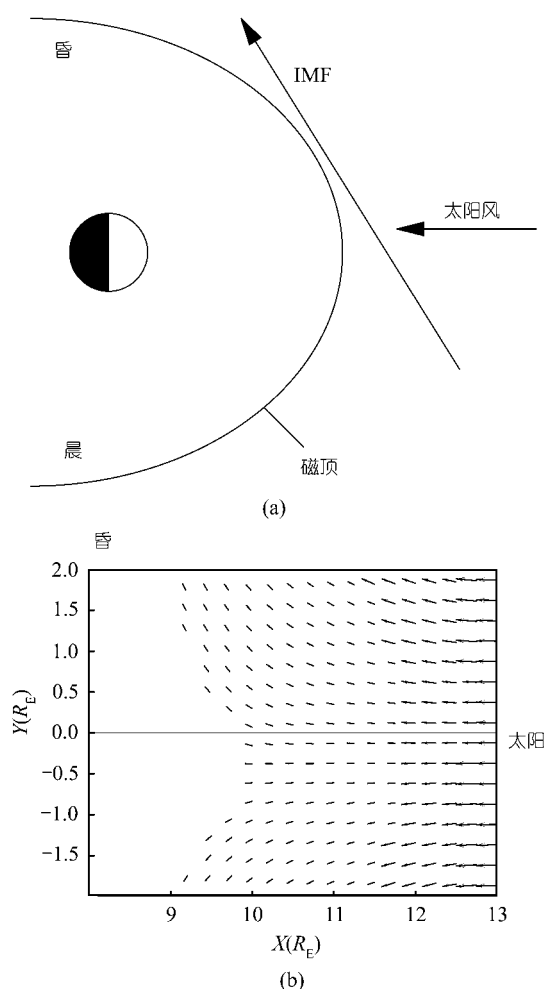


图 5 沿 Parker 螺旋线方向的 IMF 在日下点磁层顶使粒子向磁层昏侧流动(IMF $B_s = 5$ nT)

(a) Parker 螺旋线方向的 IMF 对等离子体施加昏向作用力; (b) 日下点磁层顶附近赤道面内的流场分布图

可以清楚地看到流场的晨-昏分界线在磁层晨侧.

2.3 晨-昏侧磁场、等离子体 β 值与粒子温度的不对称性

图 6(a)~(c)分别为晨-昏侧磁场强度、等离子体 β 值与粒子温度示意图, 同样以细线表示昏侧, 粗线表示晨侧. IMF 磁场强度为 5 nT.

由图(a)可看到昏侧磁鞘区磁场经过准重直激波后受到压缩, 磁场增强, 经过一个平台区后, 在磁层顶磁场再次增强, 这是准垂直激波的典型特征(磁场跃变比较平缓的原因是绘图方向并不是激波法线方向); 晨侧准平行激波没有压缩磁场, 而且在相当于磁鞘中心位置的区域磁场强度还有一个凹陷, 这是

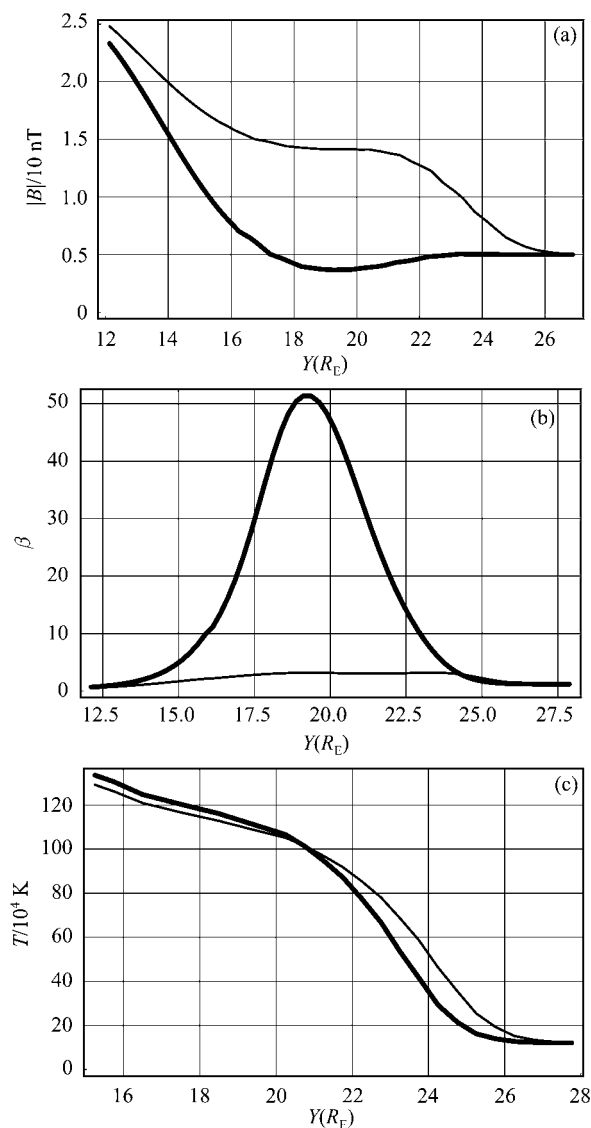


图 6 沿 Y 轴方向磁场、等离子体 β 值和粒子温度变化示意图

IMF $B_s = 5$ nT, $x = 0$, 细线表示昏侧, 粗线表示晨侧. (a) 晨-昏侧磁场强度变化曲线; (b) 晨-昏侧等离子体 β 值变化曲线; (c) 晨-昏侧粒子温度变化曲线

因为准平行激波磁场在向磁层顶转向时会减速并加热粒子, 由于压力平衡的需要, 磁场强度会有所降低.

由于晨侧磁鞘有较高的粒子密度和较低的磁场强度, 可以预期会有较高 β 值. 图(b)画出了晨-昏侧显著不同的等离子体 β 值分布特征. 昏侧 β 值曲线变化平缓, 略高于太阳风中的 β 值但相差不大, 这应该是准垂直激波对粒子与磁场“同步”压缩的结果; 而晨侧 β 值曲线有一个相当高的、与粒子分布类似的单

峰结构,这与准平行激波压缩粒子而对磁场没有显著影响的结果是一致的。

图(c)是晨-昏侧典型的粒子温度特征。可以看到由弓激波向内,晨侧磁鞘区粒子温度高于昏侧。这同样可用准平行激波磁场在向磁层顶转向时会减速并加热粒子来解释。

进一步的研究表明,由图6所示意的晨-昏侧磁场、等离子体 β 值和温度特征会一直向磁尾方向延伸。与晨-昏侧粒子分布类似,较强的IMF磁场会加大这种晨-昏不对称性。

3 总结与讨论

我们通过一个将IMF与地磁场分开处理的全球MHD模型研究了准稳态情况下地球磁层晨-昏侧粒子分布、粒子尾向通量、磁鞘区磁场、等离子体 β 值和温度分布的不对称性问题,结果发现:(1)沿Parker螺旋线方向的行星际磁场在地球晨/昏侧分别形成准平行/垂直激波是造成磁层晨-昏不对称性的固有原因,也就是说晨-昏不对称性是始终存在的。(2)昏侧弓激波距日地连线的距离大于晨侧,昏侧磁鞘厚度大于晨侧。(3)晨侧磁鞘粒子密度和(尾向)通量密度高于昏侧,主要原因是晨-昏侧磁鞘厚度不同所致,与晨-昏侧磁层顶磁重联无明显关系。(4)较强的IMF会加大晨-昏不对称性。(5)向阳面磁层顶的PDL会使等离子体驻立点(线)向磁层昏侧移动,从而使昏侧粒子总(尾向)通量略高于晨侧。(6)晨侧磁鞘区由准平行弓激波向内过渡到磁层顶,磁力线发生较大弯曲。这一过程减速并加热粒子,使晨侧磁鞘区磁场出现低于IMF磁场的凹陷,并出现晨侧磁鞘区粒子温度高于昏侧的特征。(7)由于准平行/垂直激波对粒子与磁场不同的压缩特征,晨-昏侧磁鞘区等离子体 β 值分布有显著的不同:昏侧 β 值变化平缓并且与太阳风等离子体 β 值相比变化不大;晨侧 β 值有一个很高的峰值结构。

模拟结果与观测数据定量的比较,磁鞘区粒子

向磁层的粒子输运过程及其晨-昏不对称性,磁鞘尾向结构的变化过程等问题将在我们以后的工作中进行。

致谢 感谢空间中心张效信先生对本文工作提出的宝贵意见。本工作受国家自然科学基金(批准号:40390150)资助。

参 考 文 献

- 1 Formisano V. Orientation and shape of the Earth's bow shock in three dimensions. *Planet Space Sci*, 1979, 27: 1151~1161
- 2 Parker E N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys J*, 1958, 128: 664~676
- 3 Paularena K I, Richardson J D, Kolpak M A, et al. A dawn-dusk density asymmetry in Earth's magnetosheath. *J Geophys Res*, 2001, 106(A11): 25377~25394[DOI]
- 4 Němeček Z, Hayosh M, Šafránková J, et al. The Dawn-Dusk Asymmetry of the Magnetosheath: Interball-1 Observations. *Adv Space Res*, 2003, 31(5): 1333~1340[DOI]
- 5 Němeček Z, Šafránková J, Zastenker G N, et al. Spatial distribution of the magnetosheath ion flux. *Adv Space Res*, 2002, 30(12): 2751~2756[DOI]
- 6 Zwan B J, Wolf R A. Depletion of the solar wind plasma near a planetary boundary. *J Geophys Res*, 1976, 81(10): 1636~1648
- 7 郭九苓,王继业,刘振兴. "不考虑"磁层顶磁重联的全球三维MHD模型. *地球物理学报*, 2005, 48(1): 7~12
- 8 Crooker N U. Dayside merging and cusp geometry. *J Geophys Res*, 1979, 84: 951~959
- 9 Stahara S S. Adventures in the magnetosheath: Two decades of modeling and planetary applications of the Spreiter magnetosheath model. *Planet Space Sci*, 2002, 50: 421~442[DOI]
- 10 Song P, Dezeuw D L, Gombosi T I, et al. A numerical study of solar wind-magnetosphere interaction for north ward interplanetary magnetic field. *J Geophys Res*, 1999, 104(A12): 28361~28378[DOI]
- 11 Song P, Russell C T. What do we really know about the magnetosheath? *Adv Space Res*, 1997, 20(4/5): 747~765[DOI]

(2004-08-06 收稿, 2004-11-18 收修改稿)