

刘子谦, 李晖, 王赤, 韩金鹏, 王江燕. 2023. 低高度极尖区位形的经验模式. 地球与行星物理论评 (中英文), 54(4): 466-475. doi: [10.19975/j.dqyxx.2022-044](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2022-044).

Liu Z Q, Li H, Wang C, Han J P, Wang J Y. 2023. Empirical model of the Earth's cusp at low-altitudes. Reviews of Geophysics and Planetary Physics, 54(4): 466-475 (in Chinese). doi:[10.19975/j.dqyxx.2022-044](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2022-044).

低高度极尖区位形的经验模式

刘子谦¹, 李晖^{1,2*}, 王赤^{1,2}, 韩金鹏³, 王江燕¹

1 中国科学院国家空间科学中心 空间天气学国家重点实验室, 北京 100190

2 中国科学院大学, 北京 100049

3 中国运载火箭技术研究院, 北京 100076

摘要: 地球极尖区是太阳风等离子体进入内磁层和电离层的一个重要“窗口”, 但其总体结构长期以来尚未确定. 2008 年 3 月 8 日两个连续亚暴期间, 太阳风的整体变化范围较大, 基于全球三维数值模拟我们建立了一个由行星际磁场 (interplanetary magnetic field, IMF) B_Y 、 B_Z 控制的低高度 (1.1 个地球半径高度) 极尖区的预报模式. 该模式由椭圆函数构造而成, 拟合函数由极尖区位置和宽度控制并取决于 IMF B_Y 和 B_Z . 极尖区地磁纬度 (geomagnetic latitude, MLAT) 随着向北 IMF B_Z 的增加而增加, 随着向南 IMF B_Z 的增加而明显降低. 当 $B_Y=0$ 时, 磁地方时 (magnetic local time, MLT) 接近 12, 当 IMF 为东向 (西向) 时, 极尖区中心将位于北半球下午 (上午) 侧. MLAT 宽度随 IMF B_Z 从北转南而减小, MLT 宽度随 IMF B_Z 从北转南而增大. 通过与 DMSP 卫星观测结果的比较分析, 验证了该模型的有效性. 基于低高度极尖区预报模式, 将进一步建立极尖区三维预报模式, 这将有助于空间天气预报.

关键词: 极尖区; 经验模式; 太阳风; 磁流体力学模拟

doi: [10.19975/j.dqyxx.2022-044](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2022-044)

中图分类号: P352

文献标识码: A

Empirical model of the Earth's cusp at low-altitudes

Liu Ziqian¹, Li Hui^{1,2*}, Wang Chi^{1,2}, Han Jinpeng³, Wang Jiangyan¹

1 State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

3 China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076, China

Abstract: The Earth's cusp is a critical "window" for the solar wind plasma to enter the low-altitude magnetosphere and ionosphere. However, the overall configuration of cusp has not been established. Based on the simulation of two successive substorms on 8 March 2008, we propose a 2D model of low-altitude (1.1 R_E) cusp modulated by the interplanetary magnetic field (IMF) B_Y and B_Z . This model is constructed from curve fitting of low-altitude cusp with an elliptic function controlled by the cusp center and width, which is dependent on IMF B_Y and B_Z . The plasma thermal pressure P_T derived from the simulation data is used to extract the cusp center on the sphere

收稿日期: 2022-05-12; 录用日期: 2022-05-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (42022032, 41874203, 42188101); 科工局民用航天预先研究项目 (D020301, D030202); 中科院先导专项项目 (XDA17010301); 中国科学院国际伙伴计划资助项目 (183311KYSB20200017); 中国科学院前沿科学重点研究计划 (QYZDJ-SSW-JSC028); 国家重点实验室专项研究基金资助项目

Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42022032, 41874203, 42188101), the project of Civil Aerospace Preliminary Research in Space Science (Grant Nos. D020301, D030202), the Strategic Priority Research Program of CAS (Grant No. XDA17010301), the International Partnership Program of CAS (Grant No. 183311KYSB20200017), the Key Research Program of Frontier Science of CAS (Grant No. QYZDJ-SSW-JSC028), and the Special Research Fund of State Key Laboratories.

第一作者: 刘子谦 (1984-), 男, 助理研究员, 主要从事磁层物理和空间天气的研究. E-mail: liuziqian@nssc.ac.cn

*通信作者: 李晖 (1985-), 男, 研究员, 主要从事行星际物理、磁层物理和空间天气等方面的研究. E-mail:

hli@nssc.ac.cn



surface with a radius of $6 R_E$. The cusp center is defined as where P_T reaches the maximum, and the cusp boundary is identified as where P_T decreases to 68% of that at the cusp center. After the high-altitude cusp has been determined, the low-altitude ($0.1 R_E$ altitude in the ionosphere) cusp can be obtained from mapping the high-altitude cusp along the magnetic field lines. The coordinate system of the low-altitude cusp used throughout this paper is the magnetic coordinate. The low-altitude cusp extracted from simulations is fitted with the elliptic function controlled by cusp location and width. The cusp geomagnetic latitude (MLAT) increases gradually with northward IMF B_Z but decreases significantly with southward IMF B_Z . The local magnetic time (MLT) is nearly 12 when $B_Y = 0$, corresponding to the observation results. When IMF B_Y is duskward (dawnward), the cusp center will locate at the post-noon (pre-noon) sector in the northern hemisphere. The MLAT width decreases as IMF B_Z swings from north to south, and the MLT width is the opposite. This model is validated by comparing with observations from DMSP satellites during this concerning time interval. Based on this 2D model of low-altitude cusp, the 3D cusp could be obtained further, which would help to space weather prediction.

Keywords: cusp; empirical model; solar wind; MHD simulation

0 引言

极尖区位于高纬度日侧磁层中, 是一个充满了太阳风等离子体的狭窄“漏斗”形区域, 从磁层顶上的一个“凹陷”一直延伸到地球磁极附近的电离层足点. 由于南向行星际磁场 (interplanetary magnetic field, IMF) B_Z 造成的日侧磁层顶重联 (Reiff et al., 1977) 和北向 IMF B_Z 造成的高纬重联 (Luhmann et al., 1984), 太阳风等离子体可以通过极尖区直接进入内磁层和电离层. 极尖区是太阳风进入磁层、电离层系统的通道, 准确刻画其位形特征对于空间天气预报和科学研究都很重要.

自 1970 年代以来, 基于不同的卫星观测数据和极尖区判断方法, 学者们研究了上游太阳风条件和地磁倾角对极尖区位置和宽度的影响. 从卫星观测来确定极尖区位形并不是一件容易的工作, 常见的判断特征包括离子色散特征 (Reiff et al., 1977; Rosenbauer et al., 1975; Trattner et al., 2005)、地磁场总磁场减小 (Palmroth et al., 2001a; Zhou and Russell, 1997; Zhou et al., 1999, 2000)、离子相对密度增强 (Newell and Meng, 1988; Palmroth et al., 2001a; Peterson and Trattner, 2012) 以及强烈的静电波和电磁波等, 而且这些特征通常不会同时满足.

研究发现, 极尖区位形主要受 IMF B_Z 的影响. 极尖区的磁场线平均曲率半径在北向 IMF B_Z 时为 $19.75 R_E$, 而在南向 IMF B_Z 时为 $5.13 R_E$ (Xiao et al., 2018), 极尖区极光强度也小于北向 IMF B_Z 时 (Qiu et al., 2022). 南向 IMF B_Z 增大, 极尖区以 $0.7^\circ \sim 1^\circ/nT$ 的速率向赤道移动, 两者存在明显的线性关系 (Burch, 1972, 1973; Carbary and Meng,

1986; Li et al., 2012; Newell et al., 1989). 由于 IMF B_Z 的不同, 极尖区地磁纬度 (geomagnetic latitude, MLAT) 在 $70^\circ \sim 86^\circ$ 之间变化 (Zhou and Russell, 1997; Zhou et al., 2000). 极尖区向赤道移动时, 极尖区低纬边界的移动速率小于高纬边界, 造成极尖区在 MLAT 方向上的宽度减小, 变化率为 $0.052^\circ/nT$ 左右 (Escoubet and Bosqued, 1989; Pitout et al., 2006). 相对于 MLAT 宽度, 极尖区的磁地方时 (local magnetic time, MLT) 宽度随 IMF B_Z 的变化更显著. 由于 IMF B_Z 的变化, MLT 宽度可以从 2 小时增大到 4 小时, 在极端地磁活动时甚至能达到 8 小时 (Crooker and Burke, 1991; Li et al., 2012; Merka et al., 2002; Newell et al., 1989).

太阳风动压 (dynamic pressure, P_D) 也会影响极尖区的位置和宽度. P_D 增加, 极尖区向赤道方向移动, 低纬边界移动速率大于高纬边界, 进一步造成 MLAT 宽度增大 (Li et al., 2012; Palmroth et al., 2001b; Pitout et al., 2006). 随着 P_D 的变化, 极尖区的 MLAT 宽度的变化范围为 $1^\circ \sim 4^\circ$ (Burch, 1972, 1973; Zhou et al., 2000).

IMF B_Y 主要影响极尖区 MLT, 东向 IMF B_Y 时极尖区向昏侧移动, 西向 IMF B_Y 时向晨侧移动, MLT 的变化范围为 $11 \sim 13$ 时 (Li et al., 2012; Merka et al., 2002). B_X 和地磁倾角也会影响极尖区的 MLAT. 随着 B_X 负向增大, 极尖区在北向 B_Z 时将向极区移动, 而南向 B_Z 时则向赤道略微移动, 而 B_X 正向变化则基本不影响极尖区 (徐佳莹等, 2018). 地磁倾角为 0° 时, 极尖区 MLAT 约为 80° (Zhou et al., 1999). 地磁倾角每向太阳倾斜 15° 左右, 极尖区向两极移动 1° , 并且随着高度增加,

随地磁倾角的变化更明显 (Guo et al., 2013; Merka et al., 2002; Newell et al., 1989; Palmroth et al., 2001b)。

此外, 一些太阳风磁层耦合函数也被用来预测极尖区的位置, 如 ε 函数、 VB_S 电场、Kan-Lee 电场 (Kan and Lee, 1979; Perreault and Akasofu, 1978) 等。对比发现, 最佳耦合函数是电场, 例如 VB_S (V 是太阳风速度, B_S 是南向 B_Z)、Kan-Lee 电场 $E_{KL}=VB_T \sin^2(\theta_C/2)$ (B_T 是 YZ 平面中的 IMF 分量, θ_C 是 IMF 时钟角), 以及它们的中间函数 $E_{WAV}=VB_T \sin^4(\theta_C/2)$, 比 IMF B_Z 更好地提供与 MLAT 的线性关系, 其中 E_{WAV} 是最好的 (Newell et al., 2006)。

除了观测数据识别外, 三维全球磁流体力学 (magneto hydro dynamics, MHD) 模拟也用于判断极尖区位形。Palmroth 等 (2001a) 根据全球磁层 MHD 模拟中的磁场衰减、等离子体能量密度和开/闭场线边界确定了高高度极尖区, 发现随着南向 IMF 的增加极尖区向赤道移动。通过使用类似的方法, Fenrich 等 (2001) 进一步发现, 极尖区在北向 IMF B_Z 时位于 MLAT 81° 附近, 南向 IMF B_Z 时位于 75° 附近, 在向东 IMF 下极尖区向黄昏方向移动了 2 MLT 左右, 与 Tsyganenko 和 Stern (1996)、Li 等 (2012) 给出的结果一致。Siscoe 等 (2005) 使用 MHD 模拟研究了不同 IMF 方向的极尖区几何结构, 发现随着 IMF 从北转南, 高高度极尖区的 MLAT 减小, 并且存在与 IMF B_Y 相关的晨昏不对称性。Zhang 等 (2013) 根据中等磁暴的磁流体力学模拟得出的磁场衰减、等离子体密度和平行离子通量确定了低高度极尖区, 研究了极尖区的 MLAT (MLT) 和 IMF B_Z (B_Y) 的相关性, 发现极尖区的 MLAT 和 MLT 宽度随 P_D 增加而增加。

过去的研究仅给出了极尖区位置和宽度随太阳风条件的变化, 而没有给出其整体位形关于太阳风条件函数的经验模型。卫星观测只能提供沿卫星轨道的极尖区穿越, 而 MHD 模拟可以给出磁层所有网格的物理量, 并使呈现极尖区整体位形成为可能。因为低高度极尖区位形主要受 IMF 的影响变化情况比较简单, 并且低高度卫星较多方便对比验证, 所以本文建立低高度极尖区的经验模式, 作为将来进一步工作的基础。利用 2008 年 3 月 8 日两个连续亚暴的全球 MHD 模拟, 研究低高度极尖区的位置和宽度随 IMF B_Y 和 B_Z 的变化。在此期间, 太阳风条件覆盖了线性相关分析所需的参数范围, 模拟结

果基本上再现了地磁场的大范围变化。然后利用椭圆函数构造了低高度极尖区位形的经验模式, 可以计算不同 IMF 时的低高度极尖区位形。

1 方法

本节首先介绍全球 MHD 模拟模型和 2008 年 3 月 8 日的两次连续亚暴, 然后从模拟数据中识别极尖区。

1.1 2008 年 3 月 8 日事件的全球 MHD 模拟

我们主要使用由 Hu 等 (2005, 2007) 开发的全球三维分段抛物线和拉格朗日重映射 PPMLR-MHD 模型来模拟太阳风-磁层-电离层 (solar wind-magnetosphere-ionosphere, SW-M-I) 耦合系统。该程序已成功用于模拟行星际激波与磁层、磁层顶开尔文-亥姆霍兹不稳定性和大尺度电流系统的相互作用。在这项工作使用的典型模拟中, 计算区域定义为 GSM 坐标中的 $-300 R_E < X < 30 R_E$ 和 $-150 R_E < Y, Z < 150 R_E$, 内边界设置为一个半径 $3 R_E$ 的球体, 以避免与地球表面附近的等离子体层和强磁场相关的复杂性。整个区域由 $240 \times 240 \times 240$ 的网格组成。在 $X, Y, Z < 10 R_E$ 的内部区域中, 均匀网格的网格间距由 $0.2 R_E$ 组成, 其他区域根据每个轴上公比为 1.05 的几何级数增加。在 SW-M 系统中, 程序以完全守恒的形式求解 MHD 方程, 而在电离层中求解静电方程。磁层和电离层之间的耦合由沿地球偶极磁场的两个映射组成, 包括从磁层内边界到电离层的场向电流 (FAC) 映射和反向电势映射。MHD 方程的保守形式保证了数值模拟中质量、动量和能量的守恒。有关全球 MHD 模型的其他详细信息, 请参见 Hu 等 (2007)。

2008 年 3 月 8 日 10:00 世界时 (universal time, UT) 至 22:00 UT 期间发生了两个孤立的亚暴。图 1 展示了来自 OMNI 数据集的观测结果, 包括 AU/AL 指数、SYM-H 指数、行星际磁场、太阳风动压。根据 AL 指数, 第一次亚暴在 11:30 UT 左右开始, 在 13:40 UT 左右达到峰值, 然后开始恢复, 直到 15:00 UT 才恢复到平静水平。第二次亚暴大约在 16:50 UT 开始, 持续了 3 个多小时才恢复平静。第二次亚暴的强度比第一次略弱, AL 的最小值约为 -550 nT, 而第一次亚暴的最小值为 -850 nT。在这两次亚暴期间, 最小 SYM-H 指数分别为 -15 nT 和 -35 nT, 这意味着在此期间没有中等及以上级别

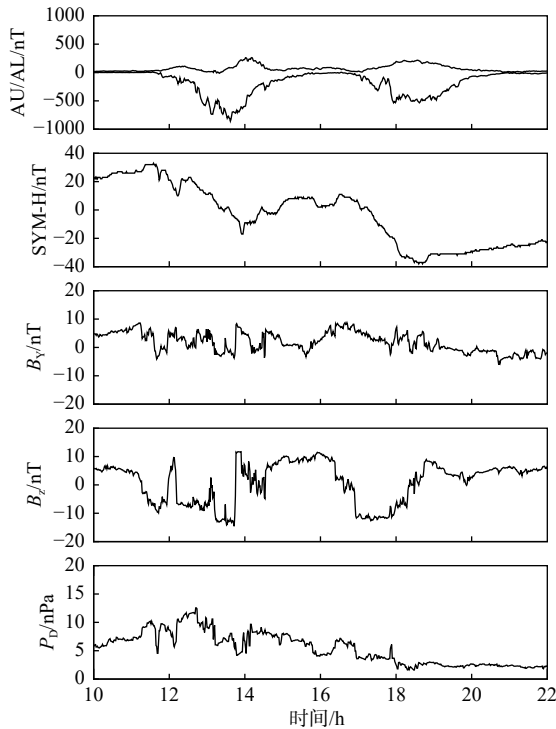


图 1 2008 年 3 月 8 日连续两次亚暴的概述. AU: 虚线; AL: 点线
Fig. 1 The overview of two successive substorm on 8 March 2008

的磁暴事件. 我们之所以关注这一事件的模拟是因为它涵盖了太阳风条件的大参数范围的变化过程. 在这次活动中, IMF B_Y 从 -10 nT 到 10 nT, IMF B_Z 从 -15 nT 到 10 nT, 太阳风动压从 1 nPa 到 15 nPa, 涵盖了线性相关分析所需的一系列典型参数空间, 为极尖区位形与上游太阳风条件之间的相关性分析和数据模型比较提供了良好的参数范围.

1.2 极尖区中心和边界的识别

根据模拟数据得到的等离子体热压 (thermal pressure, P_T) 用于判断半径为 $6 R_E$ 的球面上的极尖区中心. 极尖区中心定义为 P_T 达到最大值的点. 图 2 展示了模拟数据得出的 P_T 在北半球的空间分布. 图 2a 显示 12:00 UT, 西向 IMF B_Y 和南向 B_Z , 图 2b 显示 14:20 UT, 东向 IMF B_Y 和北向 B_Z . 很明显, 在北向 IMF B_Z 时, 极尖区中心的 MLAT 高于南向 IMF B_Z 时, 因为在北向 IMF B_Z 时, 磁重联发生在极尖区高纬侧, 极尖区向两极移动, 而在南向 IMF B_Z 时, 磁重联发生在低纬侧, 极尖区向赤道移动. 西向 IMF B_Y 时极尖区位于晨侧, 东向 IMF B_Y 时位于昏侧, 这是由 IMF B_Y 引起的日侧重联点移动造成的.

在确定极尖区中心后, 确定极尖区边界. 球面

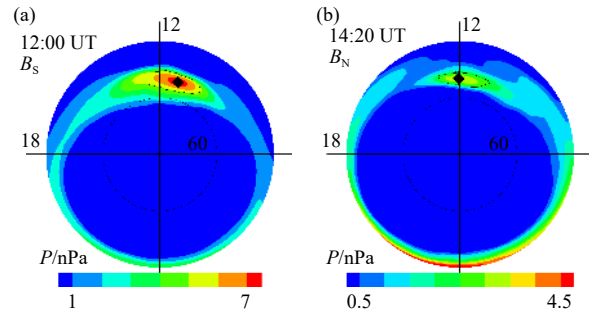


图 2 北半球热压的空间分布. (a) 西向 IMF B_Y 和南向 B_Z ; (b) 东向 IMF B_Y 和北向 B_Z . 菱形表示极尖区中心, 实线表示极尖区边界. B_S : 南向 B_Z , B_N : 北向 B_Z , P : 热压

Fig. 2 The spatial distribution of P on the northern hemispheric surface derived from the simulation data. The left panel shows that at 12:00 UT under downward IMF B_Y and southward B_Z and the right panel shows that at 14:20 UT under duskward IMF B_Y and northward B_Z . The cusp centers are denoted by diamonds, and the cusp boundaries are represents by solid lines

上的网格分为 36 个扇区, 每个扇区相对于极尖区中心的宽度为 10° . 对于每个扇区, 我们将 P_T 下降到极尖区中心的 68% 的位置作为极尖区边界, 这个数字来自低纬度最后一条开放磁通的 P_T 与极尖区中心的比值. 因此, 可以找到 36 个格点, 并围绕极尖区中心组成一条闭合曲线, 此处定义为极尖区边界 (实线). 北向 B_Z 时的极尖区 MLAT 宽度比南向 B_Z 时的宽, 与前人结果一致. 除等离子体热压外, 磁层衰减 $B_T - B_{dipole}$ 和场向离子通量 $NV \cdot B$ 也可用于识别极尖区. 但是磁场衰减不能很好地识别极尖区边界, 因为极尖区边界内外的磁场区别不太大. 北向 IMF B_Z 时, 场向离子通量判断得到的极尖区中心的 MLAT 略高于真实值, 因为磁重联发生在极尖区高纬侧, 离子流直接从重联区域流出.

选择半径为 $6 R_E$ 的球面进行极尖区识别有两个主要原因. 首先, $6 R_E$ 球面远离模拟内边界 $3 R_E$, 其中 MHD 解可能会受到内边界条件的影响. 其次, 在典型的太阳风条件下, $6 R_E$ 球面位于磁层内. 在极端的太阳风条件下, 磁层顶有时可能会压缩至 $6 R_E$ 球面内, 此时 $6 R_E$ 球面不再适合识别极尖区. 但在本次事件中, 太阳风的动压并不是很大, $6 R_E$ 球面保持在磁层顶内, 因此 $6 R_E$ 球面被用于整个研究. 除了 $6 R_E$ 球面之外, $4 \sim 8 R_E$ 球面也可以识别极尖区, 并且结果几乎相同. 所以球面的选择基本不影响极尖区的判断.

与高高度极尖区相比, 我们更感兴趣的是更稳定的低高度极尖区. 这是因为低高度极尖区的位置

主要取决于开放/闭合边界,也就是说,主要取决于重联导致的日侧磁通量的侵蚀.而高高度极尖区也受到太阳风动压的影响,因为高高度的磁层磁力线可以被太阳风明显压缩,或者,磁层顶随动压的增加而向地移动,导致极尖区更靠近磁层顶.但 MHD 模拟的内边界设置为 $3 R_E$, 仅在 SW-M 系统中求解 MHD 方程,而在电离层中求解静电方程,因此在低高度无法直接识别极尖区中心.幸运的是,磁层和电离层之间的耦合包括场向电流的映射和电势的映射,这两种映射都沿着地球的偶极磁力线.低高度 ($1.1 R_E$ 高度) 极尖区可由高高度极尖区通过沿磁力线绘制获得.本文中使用的低高度极尖区的坐标系是地磁坐标系.

为了确定低高度极尖区与太阳风条件的关系,我们首先选择椭圆函数来拟合判断得到的低高度极尖区:

$$\left(\frac{\theta - l_{MLAT}}{w_{MLAT}}\right)^2 + \left(\frac{\varphi - l_{MLON}}{w_{MLON}}\right)^2 = 1 \quad (1)$$

其中, θ 是极尖区边界的 MLAT, 为与 MLAT 对应, 设定相对地磁经度 $MLON = (MLT - 12) \times 15$, φ 是极尖区边界的 MLON. l_{MLAT} 、 l_{MLON} 是极尖区中心的 MLAT 和 MLON, w_{MLAT} 、 w_{MLON} 是极尖区的 MLAT 宽度和 MLON 宽度. 这四个量构成了极尖区的位形参数.

图 3 分别显示了北向和南向 IMF 下的两个极尖区边界的曲线拟合结果, 和判断结果非常匹配. 在北向 IMF 时, 极尖区几乎是圆形的, 而在南向 IMF 时, 极尖区是椭圆形的. 图 4 显示了事件期间极尖区拟合的相关系数 (correlation coefficient, cc) 分布. 大多数相关系数大于 0.8, 通过 90% 的置信水平, 平均值和中位值分别为 0.85 和 0.89, 表明拟合是合理的.

2 结果

本节首先研究了极尖区中心的 MLAT 与 IMF B_z 的关系, 以及 MLON 与 IMF B_y 的关系. 如前所述, 地磁倾角也会影响低高度极尖区, 但与 IMF 相比, 影响相对较小 (Newell et al., 1989; Zhou et al., 1999). 尤其是事件周期接近 3 月春分, 地磁倾角约等于零, 所以本次模拟数据没有考虑地磁倾角的影响. 然后, 我们研究了 MLAT 宽度和 MLON 宽度对 IMF B_z 的依赖. 利用椭圆函数和极尖区位形参数, 可以建立低高度极尖区的经验模式, 与

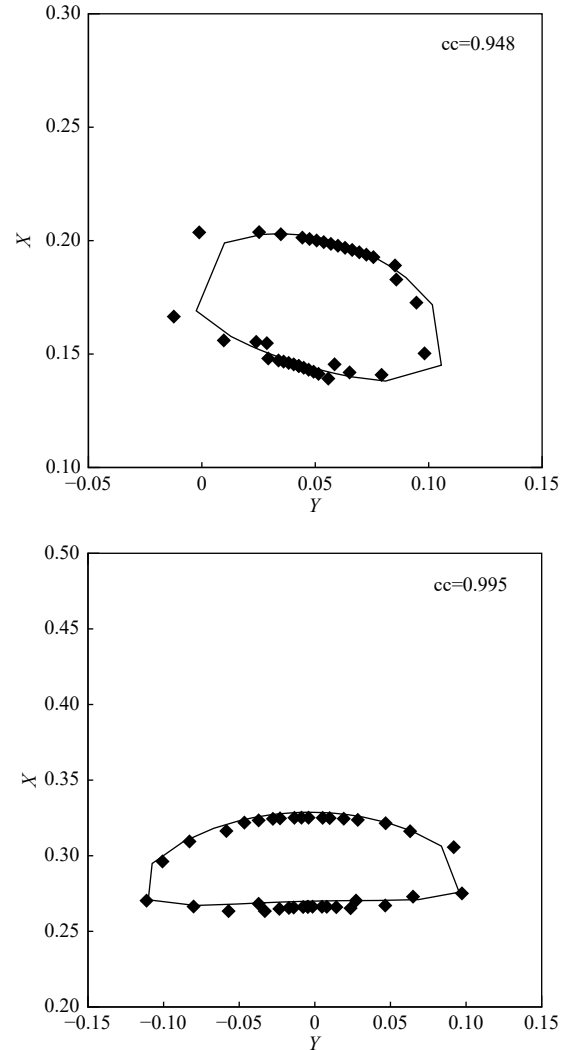


图 3 北向 (上) 和南向 (下) IMF 时, 判断得到的极尖区边界 (菱形) 和拟合结果 (直线)

Fig. 3 Two identified cusp boundaries (diamonds) and the corresponding curve fitting results (line) under northward and southward IMF

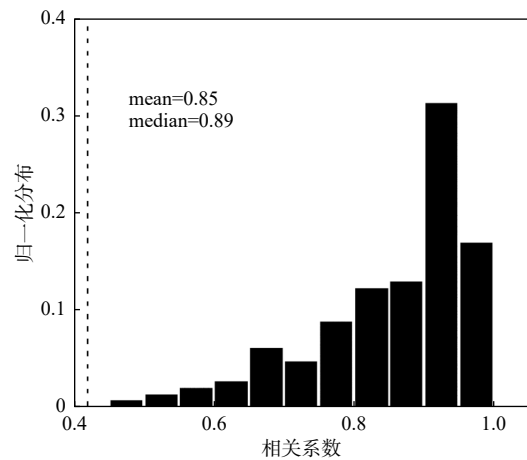


图 4 事件期间极尖区拟合的相关系数分布, 阈值由垂直虚线表示. mean: 平均值, median: 中值

Fig. 4 The correlation coefficient distribution of the cusp fitting during the event. The threshold value is denoted by the vertical dashed line

DMSP 卫星的观测结果非常吻合.

2.1 极尖区位置和 IMF B_Y 、 B_Z 的关系

由于太阳风从上游边界 ($X_{GSM}=30 R_E$) 传播到内磁层和电离层, 低高度极尖区对上游太阳风条件的响应是延时的. 基于相关分析, 选择 14 min 作为上游太阳风到低高度极尖区之间的恒定平均滞后时间. l_{MLAT} 主要受 IMF B_Z 的影响, 尤其是南向 B_Z , l_{MLAT} 和 IMF B_Z 之间的线性关系如下所示:

$$l_{MLAT} = \begin{cases} 0.15B_Z + 78.04, B_Z \geq 0 \\ 0.75B_Z + 78.04, B_Z < 0 \end{cases} \quad (2)$$

相关系数为 0.81, 表明线性拟合是非常合理的.

l_{MLON} 由 IMF B_Y 控制, l_{MLON} 和 IMF B_Y 之间的线性关系由下式给出:

$$l_{MLON} = 1.94B_Y + 0.29 \quad (3)$$

相关系数为 0.69, 低于 l_{MLON} 和 IMF B_Z 的相关系数, 但仍然可靠. 根据 l_{MLON} 可以进一步计算极尖区中心的 MLT:

$$MLT = 12 + l_{MLON}/15 \quad (4)$$

图 5 显示了我们的结果 (红线) 分别与 Newell 等 (1989)、Zhang 等 (2013) (黑线) 的结果的比较. 上图给出了极尖区中心 MLAT 和 IMF B_Z 之间的线性关系. MLAT 随北向 IMF B_Z 的增加而逐渐增加, 随南向 IMF B_Z 的增加而显著降低. 这是因为北向 IMF B_Z 时磁重联发生在极尖区的高纬侧, 极

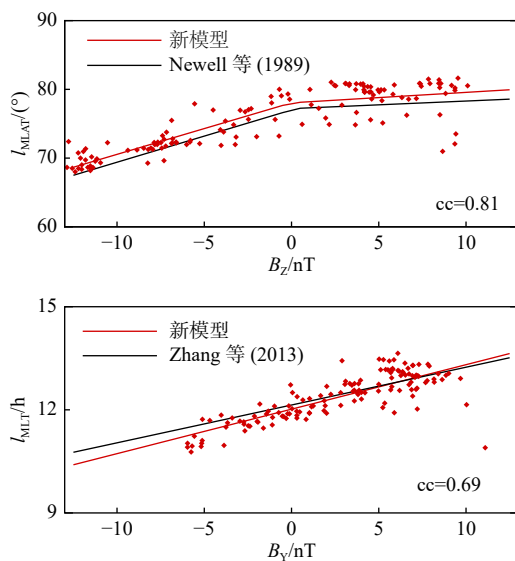


图 5 极尖区 MLAT 和 MLT 随 IMF 的变化 (红线), 并与 Newell 等 (1989) (黑线) 和 Zhang 等 (2013) (黑线) 对比

Fig. 5 The comparison of our results (red line and red diamonds) with that given by Newell et al. (1989) (black line) and by Zhang et al. (2013) (black line)

尖区将向两极移动, 而南向 IMF B_Z 时发生在低纬侧, 极尖区将向赤道移动. 我们的结果总体上比 Newell 等 (1989) 的结果稍大一些. 这是因为我们给出的是极尖区中心的 MLAT, 而 Newell 等 (1989) 给出的是低纬边界的 MLAT. 下图显示极尖区中心的 MLT 和 IMF B_Y 之间的线性关系. 当 $B_Y=0$ 时, MLT 接近 12, 与观测结果相对应. 当 IMF B_Y 为东向 (西向) 时, 极尖区中心位于北半球黄昏 (黎明) 侧. 这是因为在东向 (西向) IMF B_Y 时, 重联点将向黄昏 (黎明) 移动, 平行离子流主要发生在黄昏 (黎明) 侧. 因为 PPMLR 模拟的低高度极尖区首先来自 $6 R_E$ 表面磁层等离子体的流体性质, 然后沿着磁场线追踪到低高度. 而观测到的极尖区直接来自 DMSP 卫星低高度电离层等离子体的粒子特性, 两者非常一致, 表明 PPMLR 模拟是非常准确的.

2.2 极尖区宽度和 IMF B_Z 的关系

由于太阳风对外磁层磁力线的压缩作用比较明显, 太阳风动压可以控制高高度极尖区宽度, 但对低高度极尖区宽度影响较小. 低高度极尖区宽度主要受 IMF B_Z 的影响, 因为低高度极尖区对应于开闭磁力线边界, 主要取决于 IMF B_Z 对日侧磁层的侵蚀. MLAT 宽度 w_{MLAT} 和 IMF B_Z 之间的线性拟合函数如下所示:

$$w_{MLAT} = 0.058B_Z + 2.25 \quad (5)$$

线性关系的相关系数为 0.58.

MLON 宽度 w_{MLON} 和 IMF B_Z 之间的线性拟合函数为:

$$w_{MLON} = -0.17B_Z + 21.05 \quad (6)$$

线性关系的相关系数为 0.55. MLT 宽度 (δMLT) 可以如下获得:

$$\delta MLT = w_{MLT}/15 \quad (7)$$

图 6 显示了 MLAT 宽度和 MLT 宽度与 IMF B_Z 的关系. 随着 IMF 由北转南, MLAT 宽度减小, 变化范围为 $1^\circ \sim 4^\circ$. 这是因为在南向 IMF 时, 极尖区的高纬和低纬边界都向赤道移动, 而高纬边界的移动速度比低纬边界快. MLT 宽度随着 IMF B_Z 由北转南而增加, 变化范围为 1~2 小时. 这些结果与前人研究结果基本一致.

2.3 低高度极尖区的经验模式

在确定了位形参数 l_{MLAT} 、 l_{MLON} 、 w_{MLAT} 、 w_{MLON} 后, 我们可以得到作为 IMF B_Y 和 B_Z 函数的

低高度极尖区经验模式. 图 7a 显示了在不同的 IMF B_z 时 ($B_y=0$; $B_z=10$ nT, 0, -10 nT) 我们的模式的极尖区边界. 当 IMF B_z 由北转南时, 极尖区 MLAT 减小, 向赤道移动; 同时 MLAT 宽度减小、MLON 宽度增大, 极尖区椭圆离心率增大. 图 7b 显示了在不同的 B_y 条件下根据我们的模型计算的极尖区边界 ($B_y=0, 10$ nT, $B_z=-5$ nT). 随着 IMF B_y 东向增加, 极尖区 MLT 增加, 向黄昏方向移动,

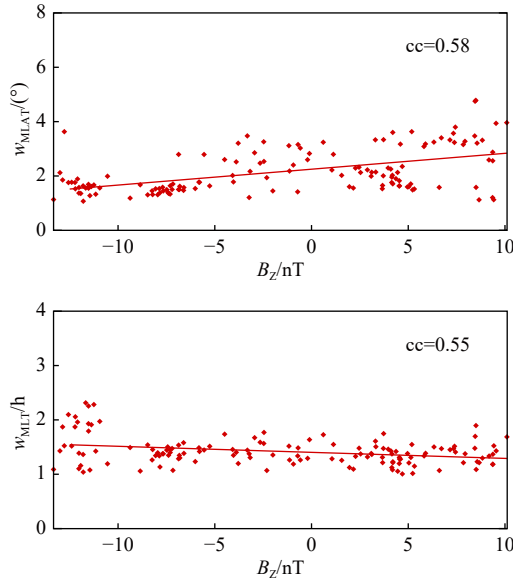


图 6 MLAT 宽度和 MLT 宽度随 IMF B_z 的变化

Fig. 6 The relation of MLAT width and MLT width with IMF B_z . The red lines are the fitting Results

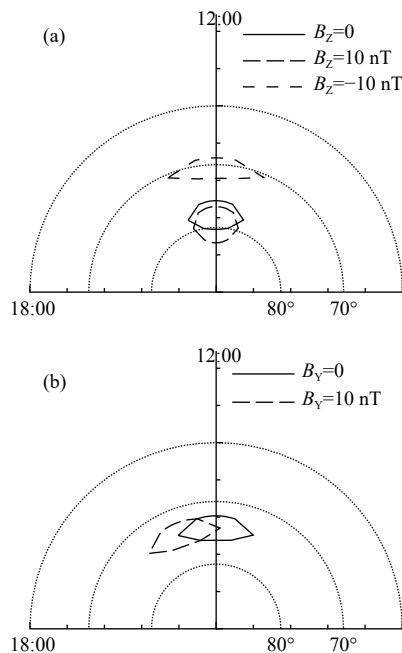


图 7 IMF B_z (a) 和 IMF B_y (b) 变化时, 模式计算得到的极尖区边界

Fig. 7 The cusp boundaries calculated from our 2-D cusp model under different IMF B_z (a) and IMF B_y (b)

而形状保持不变. 这些结果与之前的研究结果一致.

通过与 DMSP 卫星在此事件期间的观测结果进行比较, 进一步验证了我们的模式. DMSP 卫星位于太阳同步的近圆形极地轨道上, 高度约 845 km, 轨道倾角为 98.7° . 除地磁高纬地区外, 午后尤其是午夜后是覆盖最少的地区. 所有这些卫星上的 SSJ/4 仪器使用曲板静电分析仪测量电子和离子, 每秒钟获得一个完整的光谱. 利用 Newell 和 Meng (1988) 首次使用的算法, 评估每个单独的离子和电子光谱, 来确定极尖区: (1) $i_{ave} < 3000$ eV; (2) $e_{ave} < 220$ eV; (3) 离子光谱通量峰值 $> 2.0 \times 10^7$ eV/cm² s sr; 并且 (4) 出现在 100~7000 eV 之间. 这里的 i_{ave} (e_{ave}) 是指离子 (电子) 平均能量. 当有 3 个参数满足要求时, 认为进入极尖区, 当有 3 个参数不满足要求时, 视为离开极尖区.

在本文中, 利用 2008 年 3 月 8 日 SSJ/4 静电分析仪 (F13 和 F15) 从 10:00 UT 到 22:00 UT 的数据识别极尖区. 为了更准确, 当所有 4 个条件都满足极尖区要求时, 就可以作为极尖区, 观测到 5 个数据点位于极尖区. 图 8a、8b 显示了下行电子能量通量的时间变化. 两个相邻的尖峰表示卫星穿过极光椭圆, 菱形表示卫星穿过极尖区. 很明显, 两个观测到的点都位于极光椭圆中, 这表明我们对极尖区的识别是合理的. 图 8c、8d 的右侧两图给出了模式结果和观察数据的比较. 结果表明, 观测到的极尖区恰好位于模式计算的极尖区的内部或附近, 表明模式与观测的一致性. 图 9 显示了事件期间模式计算的极尖区中心 MLAT (图 9a) 和 MLT (图 9b) 分别与观测到的极尖区的对比. 显然, 观测到的极尖区的 MLAT 和 MLT 基本上位于模式计算的极尖区内.

3 讨论和结论

本文利用 PPMLR MHD 全球模拟, 建立了受 IMF B_y 和 B_z 影响的低高度极尖区的经验模式, 该模式基于 2008 年 3 月 8 日的事件, IMF B_y 从 -10 nT 变为 10 nT, B_z 从 -15 nT 变为 10 nT. 热压 P_T 用于确定 $6 R_E$ 表面上的极尖区中心和边界. 极尖区中心是 P_T 达到其最大值的位置, 边界是 P_T 降至其最大值 68% 的位置. 为了获得低高度极尖区, 沿磁力线将高高度极尖区中心和边界映射到 $1.1 R_E$ 高度的电离层. 极尖区采用椭圆函数拟合, 大部分相关系数大于 0.8, 说明拟合是合理的. 极尖区中心的

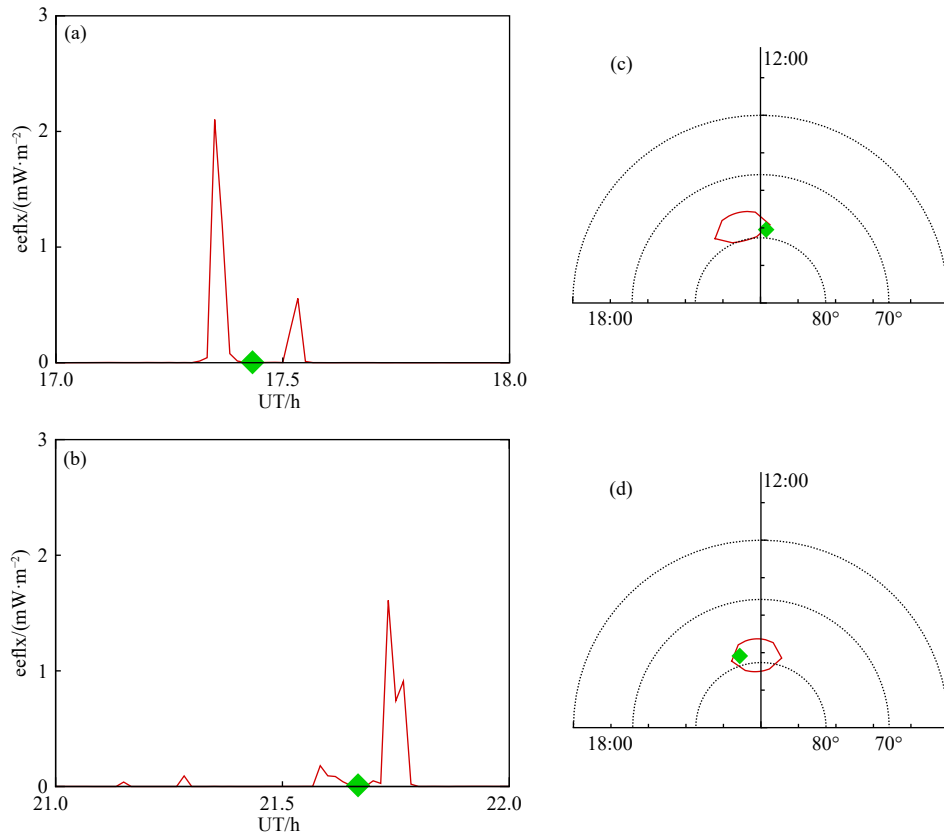


图 8 (a, b) 从 DMSP 观测到的沉降电子能量通量和观测到的极尖区 (菱形); (c, d) 极尖区模式结果和对应观测结果 (菱形) 的比较. eeflx: 下行电子能量通量

Fig. 8 (a, b) Time variation of the downward electron energy flux (line) and observed cusps (diamond) from the DMSP observations; (c, d) The comparison of the observed cusp (diamond) and predicted cusp (line) for the corresponding comment

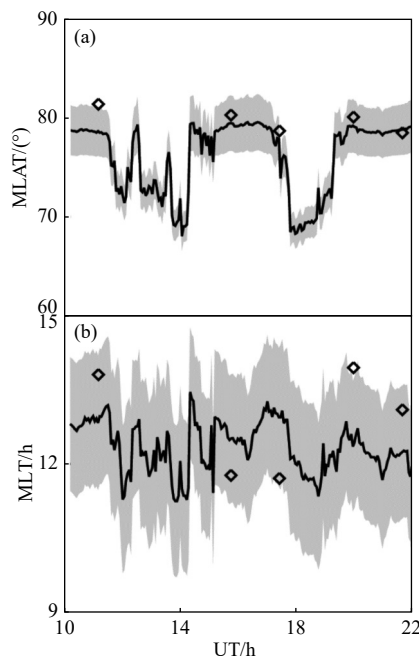


图 9 极尖区 MLAT (a) 和 MLT (b) 位置 (实线) 和宽度 (灰色区域) 随时间的演化, 并与 DMSP 观测数据 (菱形) 对比

Fig. 9 The time variation of the predicted cusp MLAT (a) and MLT (b) location (solid line) and width (grey zone), compared with the observed cusps from the DMSP observations (diamonds)

MLAT 随北向 B_z 逐渐增加, 随南向 B_z 大幅减少, MLT 随东向 (西向) IMF B_y 的增加而增加 (减少), $B_y=0$ 时 MLT 接近正午, 与前人研究结果一致. 北向 (南向) B_z 增加, MLAT 宽度增加 (减少), MLT 宽度减少 (增加). 经过测试太阳风耦合函数, 例如 VB_S 、 E_{KL} 和 E_{WAV} , 得到了类似的结果, 与 Newell 等 (2006) 得到的 DMSP 观测结果几乎一致.

根据本模式, 当 IMF B_z 北向增加时, 极尖区向两极移动并变得更圆; 当 IMF B_z 南向增加时, 极尖区向赤道移动, 变得更扁. 当 IMF B_y 东向 (西向) 增大时, 极尖区向黄昏 (黎明) 方向移动, 形状保持不变. 通过与 DMSP 卫星观测到的极尖区进行比较, 发现在这次事件中, 观测到的极尖区正好位于模式结果的内部或附近, 验证了模式的有效性. 本模式可以展示低高度极尖区的位置和形状, 与以前的经验结果和观测确定的极尖区一致. 本模式只能展示 $6 R_E$ 高度的极尖区横截面, 并且没有考虑 IMF B_x 、太阳风动压、地磁倾角的影响. 接下来我们将利用更多太阳风条件时的数据, 分析 IMF B_x 、 B_y 、 B_z 、太阳风动压、地磁倾角的影响, 建

立极尖区整体位形的经验模式, 这将有助于空间天气预报.

数据与来源

本文所用模拟数据由空间天气学国家重点实验室高性能计算机群计算, AU/AI 指数、SYM-H 指数和太阳风参数来自美国航空航天局 (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>), DMSP 卫星观测数据来自美国海洋和大气管理局 (NOAA) (<http://ngdc.noaa.gov/eog/dmsp.html>) .

References

- Burch J L. 1972. Precipitation of low-energy electrons at high latitudes: Effects of interplanetary magnetic field and dipole tilt angle[J]. *Journal of Geophysical Research*, 77(34): 6696-6707.
- Burch J L. 1973. Rate of erosion of dayside magnetic flux based on a quantitative study of the dependence of polar cusp latitude on the interplanetary magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research*, 8(1): 955-961.
- Carbary J F, Meng C I. 1986. Correlation of cusp latitude with B_z and AE (12) using nearly one year's data[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 91: 10047-10054.
- Crooker N U, Burke W J. 1991. The cusp/cleft[J]. *Reviews of Geophysics*, 29(S2): 1017-1027.
- Escoubet C, Bosqued J M. 1989. The influence of IMF- B_z and/or AE on the polar cusp: An overview of observations from the AUREOL-3 satellite[J]. *Planetary and Space Science*, 37(5): 609-626.
- Fenrich F R, Luhmann J G, Fedder J A, et al. 2001. A global MHD and empirical magnetic field model investigation of the magnetospheric cusp[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A9): 18789.
- Guo J G, Shi J K, Cheng Z W, et al. 2013. Variation of dependence of the cusp location at different altitude on the dipole tilt[J]. *Chinese Science Bulletin*, 58(28-29): 3541-3545. DOI: 10.1007/s11434-013-5831-1.
- Hu Y Q, Guo X C, Li G Q, et al. 2005. Oscillation of quasi-steady Earth's magnetosphere[J]. *Chinese Physics Letters*, 22(10): 2723.
- Hu Y Q, Guo X C, Wang C. 2007. On the ionospheric and reconnection potentials of the Earth: Results from global MHD simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A7): A07215.
- Kan J R, Lee L C. 1979. Energy coupling function and solar wind-magnetosphere dynamo[J]. *Geophysical Research Letters*, 6: 577-580.
- Li H, Wang C, Zhang B. 2012. Variation characteristics of cusp configuration based on T96 model[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 32(4): 461-468.
- Luhmann J G, Walker R J, Russell C T, et al. 1984. Patterns of potential magnetic field merging sites on the dayside magnetopause[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 89(A3): 1739-1742.
- Merka J, Safrankova J, Nemecek Z. 2002. Cusp-like plasma in high altitudes: A statistical study of the width and location of the cusp from magion-4[J]. *Annales Geophysicae*, 20(3): 311-320.
- Newell P T, Meng C I. 1988. The cusp and the cleft/boundary layer: Low-altitude identification and statistical local time variation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 93(A12): 14549-14556.
- Newell P T, Meng C I, Sibeck D G, et al. 1989. Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 94(A7): 8921-8927.
- Newell P T, Sotirelis T, Liou K, et al. 2006. Cusp latitude and the optimal solar wind coupling function[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 111(A9): A09207.
- Palmroth M, Janhunen P, Pulkkinen T I, et al. 2001a. Cusp and magnetopause locations in global MHD simulation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A12): 29435.
- Palmroth M, Laakso H, Pulkkinen T I. 2001b. Location of highaltitude cusp during steady solar wind conditions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A10): 21109-21122.
- Perreault P, Akasofu S I. 1978. A study of geomagnetic storms[J]. *Geophysical Journal*, 54: 547-573.
- Peterson W K, Trattner K J. 2012. Sources of plasma in the high altitude cusp[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 87-88: 1-10.
- Pitout F, Escoubet C P, Klecker B, et al. 2006. Cluster survey of the mid-altitude cusp: 1. Size, location, and dynamics[J]. *Annales Geophysicae*, 24: 3011-3026.
- Qiu H X, Han D S, Zhang H D, et al. 2022. A comparative study on the factors controlling the cusp auroral intensity between the northern and southern hemispheres[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127(4): e30216.
- Reiff P H, Hill T W, Burch J L. 1977. Solar wind plasma injection at the dayside magnetospheric cusp[J]. *Journal of Geophysical Research*, 82(4): 479-491.
- Rosenbauer H, Grunwaldt H, Montgomery M D, et al. 1975. Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: The plasma mantle[J]. *Journal of Geophysical Research*, 80(19): 2723-2737.
- Siscoe G, Crooker N, Siebert K, et al. 2005. Cusp geometry in MHD simulations[J]. *Surveys in Geophysics*, 26(1-3): 387-407.
- Trattner K J, Fuselier S A, Yeoman T K, et al. 2005. Spatial and temporal cusp structures observed by multiple spacecraft and ground based observations[J]. *Surveys in Geophysics*, 26: 281-305.
- Tsyganenko N A, Stern D P. 1996. Modeling the global magnetic field of the large-scale birkeland current systems[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A12): 27187-27198.
- Xiao C, Liu W, Shen C, et al. 2018. Study on the curvature and gradient of the magnetic field in Earth's cusp region based on the magnetic curvature analysis method[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(5): 3794-3805.
- Xu J Y, Lü J Y, Wang M, et al. 2018. Cusp location dependence on IMF: Cluster statistical study[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 61(9): 3526-3535 (in Chinese). DOI: 10.6038/cjg2018M0118.
- Zhang B, Brambles O, Lotko W, et al. 2013. Predicting the location of polar cusp in the lyon-fedder-mobarry global magnetosphere simulation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(10): 6327-6337.

Zhou X W, Russell C T. 1997. The location of the high-latitude polar cusp and the shape of the surrounding magnetopause[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(A1): 105.

Zhou X W, Russell C T, Le G, et al. 1999. The polar cusp location and its dependence on dipole tilt[J]. *Geophysical Research Letters*, 26(3): 429-432.

Zhou X W, Russell C T, Le G, et al. 2000. Solar wind control of the po-

lar cusp at high altitude[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A1): 245.

附中文参考文献

徐佳莹, 吕建永, 王明, 等. 2018. 行星际磁场对极尖区位形变化的统计研究[J]. *地球物理学报*, 61(9): 3526-3535. DOI: [10.6038/cjg2018M0118](https://doi.org/10.6038/cjg2018M0118).

通信作者简介



李晖, 男, 中国科学院国家空间科学中心研究员, 主要从事行星际物理、磁层物理和空间天气等方面的研究, 主持国家级/院级科研项目 10 余项, 在 GRL、ApJL、JGR 等学科主要期刊上发表论文 50 余篇. 中国科学院院长优秀奖和优秀博士论文奖获得者, 2020 年获得国家基金委优秀青年基金项目资助. 现担任中国空间科学学会理事、地球物理学会行星物理委员会副主任委员. E-mail: hli@nssc.ac.cn.