论文

基于 ARTEMIS 卫星数据的月球轨道附近地球弓激波位型研究

刘吉^{①②}, 史全岐^{①*}, 田安民^{①†}, 吕建永^③, 吴浩^①, 王明^③, 傅绥燕^④,
杨宇晨^①, 宗秋刚^④, 张江^①, 冯永勇^②, 濮祖荫^④

① 山东大学(威海)空间科学与物理学院, 威海 264209;

② 中国科学院空间天气学国家重点实验室, 北京 100190;

③ 南京信息工程大学空间天气研究所, 南京 210044;

④ 北京大学地球与空间科学学院, 北京 100871

* 通讯作者, E-mail: sqq@sdu.edu.cn;

† 通讯作者, E-mail: tamin@sdu.edu.cn

收稿日期: 2015-12-04; 接受日期: 2016-04-14; 网络版发表日期: 2016-06-28

国家自然科学基金项目(批准号: 41322031, 41404131, 41574157, 41031065, 41304129)、国家重点实验室专项研究基金项目和山东省自然科学基金项目(编号: 2013BSE27132, BS2013HZ001)资助

摘要 地球弓激波是超音速太阳风和地球磁层相互作用的产物, 以往由于数据所限, 人们发展的模型仅考虑了近地情况, 而对于远地弓激波的位型, 以及其他因素例如行星际磁场 B_y 对弓激波位型的影响, 人们还不是很清楚. 通过统计分析 ARTEMIS 卫星 2011 年 1 月至 2015 年 1 月期间的弓激波穿越事件, 首先拟合修正了 Chao 弓激波模型(最常用的弓激波模型之一)中尾部张角 α 表达式的系数, 得到适用于中远地(月球轨道处, 地心距离 $-20R_E > X > -50R_E$)弓激波的模型系数, 然后研究了行星际磁场 B_y 分量对弓激波尾部张角 α 的影响. 结果表明: (1) 拟合的模型系数相对于原系数来说, 在中远地与观测结果更吻合; (2) 弓激波尾部张角 α 随行星际磁场 B_y 分量的增大而增大, 且正的 B_y 对张角的影响比 B_y 为负的情况影响更大. 研究结果为进一步建立包含行星际磁场 B_y 分量的弓激波模型提供了参考.

关键词 弓激波, 行星际磁场, 磁层, 太阳风

1 引言

太阳风以超音速冲击地球偶极磁场时与地球磁场相互作用, 会在磁层的上游形成弓激波. 对弓激波

位型的研究可以帮助我们更好的掌握太阳风与地球磁层的耦合过程(Shi等, 2009, 2013, 2014). 无碰撞激波的位型、特性和机制也是空间等离子体物理中的重要问题之一. 在Kellogg(1962)和Parker(1963)首先预

中文引用格式: 刘吉, 史全岐, 田安民, 吕建永, 吴浩, 王明, 傅绥燕, 杨宇晨, 宗秋刚, 张江, 冯永勇, 濮祖荫. 2016. 基于 ARTEMIS 卫星数据的月球轨道附近地球弓激波位型研究. 中国科学: 地球科学, 46: 1000–1006, doi: 10.1360/N072015-00380
英文引用格式: Liu J, Shi Q Q, Tian A M, Lü J Y, Wu H, Wang M, Fu S Y, Yang Y C, Zong Q G, Zhang J, Feng Y Y, Pu Z Y. 2016. Shape and position of Earth's bow shock near-lunar orbit based on ARTEMIS data. Science China Earth Sciences, 59: 1700–1706, doi: 10.1007/s11430-016-5319-3

言了弓激波和Ness(1966)利用Pioneer-6卫星确认了它的存在之后,人们已经对弓激波的形成机制、位型模型及其影响因素进行了五十多年的研究.

Fairfield(1971)首先通过六颗IMP卫星对弓激波的位型进行研究并建立了一个平均行星际环境下的弓激波经典模型,但该模型不能反映弓激波的位型随行星际环境的变化而变化的情况.后来,人们通过分析和观测获知,弓激波的位型与上游行星际环境以及地球磁层顶性质有密切联系.

关于地球磁层顶的性质对弓激波位型的影响,前人已经做了大量研究.如Farris和Russell(1994)给出的弓激波日下点距离表达式中就考虑了磁层顶曲率半径和磁层顶日下点距离;Chapman等(2004)在研究阿尔芬马赫数 M_a 和行星际磁场时钟角 θ_{IMF} 对弓激波位型的影响时也采用了Farris等(1991)的磁层顶模型;另外Wang M等(2015)通过磁流体(MHD)数值模拟还发现地球偶极倾角对弓激波的位型也有很大的影响.目前研究表明,影响弓激波位型的行星际因素包括太阳风动压(Binsack等, 1968; Bennett等, 1997)、阿尔芬马赫数(Formisano等, 1979; Peredo, 1995; Merka等, 2005b)、磁声马赫数(Farris和Russell, 1994; Chao等, 2002)、热压与磁压的比值 β (Farris和Russell, 1994; Chao等, 2002)和行星际磁场条件等.

人们通过观测和数值模拟的方法发现行星际磁场条件的方向和大小均会影响弓激波的位型(比如行星际磁场 B_z 分量越大,弓激波日下点距离越小),并建立了包含有行星际磁场 B_z 分量的弓激波模型,如Chao等(2002)的弓激波模型.该模型不仅考虑了行星际磁场南北向时的弓激波尾部张角和日下点距离,而且将行星际磁场 B_z 的大小考虑在内. Chapman等(2003, 2004)发现行星际磁场方位角 θ_{IMF} 会使得弓激波在 Y - Z (GSE)平面内的截线发生倾斜. Wang J Y等(2015)用MHD数值模拟方法发现在行星际磁场准北向时,弓激波日下点随行星际磁场时钟角的增大而远离地球,行星际磁场淮南向时结果反之.另外前人已经对行星际磁场 B_y 对磁层顶的影响做过模拟研究,如Lu等(2013)通过MHD数值模拟发现行星际磁场 B_y 会使得磁层顶横截面在磁场方向有拉伸效果,而且 B_y 的绝对值越大,拉伸程度也越大.但是行星际磁场 B_y 对弓激波位型的影响却很少被研究.考虑到弓激波的位型与磁层顶有很大的关联,本工作拟通过

ARTEMIS卫星数据去检验行星际磁场 B_y 对于弓激波位型的影响.

至今,人们利用Geotail和IMP8等卫星已经对近地弓激波有了比较清楚的认识和了解(Chapman和Cairns, 2004; Merka等, 2003, 2005a; Dmitriev等, 2003),但是弓激波在中远地对于太阳风环境的响应,人们还不是特别明确. Bennet等(1997)曾经利用Galileo和Pioneer两颗卫星数据给出了一个远地的大尺度弓激波模型,但当时Galileo的轨道已经远至 $-355\sim-122R_E$,而且该模型所用穿越事件数较少(只有三组). 2010年, ARTEMIS计划实施,两颗卫星随着月球而绕地公转,每月都会穿越磁层和弓激波,这为我们更好的了解中远地弓激波位型提供了很大方便.

我们所选用的弓激波模型为Chao等(2002)模型(以下简称Chao模型). Dmitriev等(2003)通过分析Wind和Geotail数据认为,相较于Peredo(1995)、Russell和Petrinec(1996)以及Verigin(2001a), Chao模型在近地具有更好的预测弓激波位型的能力.并且该模型考虑了行星际磁场南北向时太阳风动压 D_p 、快磁声波马赫数 M_{ms} 、等离子体 β (热压与磁压的比值)以及行星际磁场 B_z 分量的大小对弓激波的影响,这也是其他模型所不具备的特点.

本文通过分析位于中远地(月球轨道处)的ARTEMIS卫星2011年1月至2015年1月的观测数据,首先对原Chao模型在中远地进行重新拟合系数(主要针对弓激波尾部张角 α),然后探讨行星际磁场 B_y 对弓激波尾部张角 α 的影响.

2 事件的选取

2.1 弓激波穿越事件的判定

根据激波守恒关系,当卫星穿越弓激波时,太阳风的密度、速度、行星际磁场强度以及等离子体温度会发生跃变.根据这一性质我们总共找到了425个太阳风条件平稳的弓激波穿越事件.

图1展示了2011年6月11日ARTEMIS P1卫星探测的一次弓激波穿入事件.从上到下依次为磁场 B 、太阳风粒子数密度 n 、太阳风的速度 V 和等离子体温度 T ,其中红色竖线标记卫星经过激波面的时刻.可以看到,卫星穿越弓激波前,太阳风条件平稳(阴影区域各参数变化不大),卫星由太阳风穿越弓激波进入

图1 2011年6月11日 ARTEMIS P1 卫星观测到的一次弓激波穿越事件

由上至下依次为磁场 B 、太阳风粒子数密度 n 、太阳风的速度 V 以及等离子温度 T 曲线, 其中红色竖线标记卫星经过激波面的时刻, 阴影区域表示的是我们求太阳风参数均值的区域, 以此来看作是弓激波穿越事件发生时的太阳风参数

磁鞘后, 磁场强度、粒子数密度以及等离子体温度突然上升, 速度突然减小。

本文所使用的坐标系为GSM坐标系。在GSM坐标系下, 我们找到的事件主要发生 $-20R_E > X > 45R_E$, $40R_E > |Y| > 60R_E$, $30R_E > Z > -30R_E$ 范围内。图2a展示了425个弓激波穿越点在Y-Z(GSM)平面内的投影。在消除了引起磁尾偏转的地球公转效应后, 我们假设弓激波是旋转对称的, 即在Y-Z平面的截面是圆形, 然后对三维的穿越点坐标进行简化, 公式如下:

$$\rho = \sqrt{Y^2 + Z^2}, \quad X = X. \quad (1)$$

图2b展示的是穿越点根据(1)式转换到同一平面上后的分布。根据建模需要, 进一步将上述弓激波穿越点的坐标转换到极坐标系下:

$$r = \sqrt{X^2 + \rho^2}, \quad \theta = \arccos\left(\frac{X}{\rho}\right). \quad (2)$$

2.2 太阳风参数的确定

我们选取的都是太阳风条件变化平稳的穿越事件, 卫星在穿越弓激波时, 太阳风参数变化不大。我们取弓激波上游锋面前30~90s的平均值作为事件的

图2 穿越点位置

(a) 425个穿越点在 Y - Z_{GSM} 平面内的投影; (b) 根据(1)式将三维穿越点坐标转换到同一平面上的结果. 其中 $\times$ 表示弓激波穿越点位置, 实线表示在标准太阳风环境($B_z=0.35\text{nT}$, $D_P=2.48\text{nPa}$, $M_{\text{ms}}=6.96$, $\beta=2.08$)下, 根据 Chao 等(2002)模型预测的弓激波位型

太阳风参数, 如图1阴影区所示.

3 数据处理与拟合

3.1 拟合模型

我们这里采用的是Chao等(2002)的弓激波模型:

$$r = r_0 \left(\frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \cos \theta} \right)^\alpha, \quad (3)$$

式中, r 为弓激波上某一点到地心的距离, 该点和地心的连线与日地连线的夹角为 θ , ε 是一个漂移参量, 这里 $\varepsilon=a_{12}$, Chao等(2002)根据观测数据拟合得到其值的大小为1.026. 弓激波日下点距离 r_0 和弓激波尾部张角 α 由下式确定:

$$\begin{cases} r_0 = a_1 (1 + a_2 B_z) (1 + a_3 \beta) \left(1 + a_4 \frac{(a_8 - 1) M_{\text{ms}}^2 + 2}{(a_8 + 1) M_{\text{ms}}^2} \right) D_P^{-1/a_{11}}, \\ B_z \geq 0 \\ \alpha = a_5 (1 + a_{13} B_z) (1 + a_7 D_P) [1 + a_{10} \ln(1 + \beta)] (1 + a_{14} M_{\text{ms}}); \\ \text{或} \\ r_0 = a_1 (1 + a_3 B_z) (1 + a_3 \beta) \left(1 + a_4 \frac{(a_8 - 1) M_{\text{ms}}^2 + 2}{(a_8 + 1) M_{\text{ms}}^2} \right) D_P^{-1/a_{11}}, \\ B_z < 0 \\ \alpha = a_5 (1 + a_6 B_z) (1 + a_7 D_P) [1 + a_{10} \ln(1 + \beta)] (1 + a_{14} M_{\text{ms}}). \end{cases} \quad (4)$$

Chao等(2002)利用Wind和Geotail两颗卫星的观

测数据拟合得到 r_0 和 α 表达式中的系数为 $a_1=11.1266$, $a_2=0.0010$, $a_3=-0.0005$, $a_4=2.5966$, $a_5=0.8182$, $a_6=-0.0170$, $a_7=-0.0122$, $a_8=1.3007$, $a_9=-0.0049$, $a_{10}=-0.0328$, $a_{11}=6.047$, $a_{12}=1.026$, $a_{13}=0.0231$, $a_{14}=-0.002$.

正如我们前面所述, Chao等(2002)充分利用了近地(向日面和背日面)的数据对模型系数进行了拟合, 而因为模型中弓激波日下点距离 r_0 主要受近地数据的影响, 所以 r_0 的模型系数已经相对可靠, 但尾部张角 α 受背阳面数据的影响较大, 在本工作中我们采用的数据来自于ARTEMIS卫星, 其弓激波穿越点都在背阳面, 所以我们在以下研究中不再使用近地点和向阳面卫星的弓激波数据, 而直接采用Chao等(2002)给出的 r_0 结果, 然后对尾部张角 α 进行分析拟合.

3.2 α 系数的拟合

我们利用位于中远地的ARTEMIS卫星数据对Chao模型进行拟合, 从而得到适用于中远地的模型系数, 拟合的 a_5 、 a_6 、 a_7 、 a_{10} 、 a_{13} 和 a_{14} 的结果, 列入表1.

通过对拟合结果进行检验得知, 我们发现, 采用新拟合系数的模型得到的预测值与观测值标准差为0.0899, 而Chao模型中采用原系数得到的模型预测值与观测值标准差为0.1039. 很明显, 采用新拟合系数的模型比使用原系数的模型能更好的预测中远地弓激波位型.

图3展示的是在平均太阳风环境($B_z=-0.11\text{nT}$,

表 1 利用近地观测数据(Chao 等, 2002)与利用中远地观测 ARTEMIS 数据拟合 α 表达式系数的结果对比及模型检验

	a_5	a_6	a_7	a_{10}	a_{13}	a_{14}	标准差
原系数值	0.8182	-0.0170	-0.0122	-0.0328	0.0231	-0.002	0.1039
新系数值	0.8525	0.0014	0.0031	0.0011	0.0021	-0.0052	0.0899

$D_p=1.57\text{nPa}$, $M_{ms}=3.35$, $\beta=4.39$)下采用新系数与采用原系数预测的弓激波位型的对比图. 其中蓝色和橙色实线分别表示采用原系数和采用新系数预测的弓激波位型结果. 将预测结果与425个观测的弓激波穿越点比较, 可以明显看出新系数预测弓激波具有更好的平均效果. 中远地观测拟合的系数与近地观测拟合的系数结果比较(如表1), 我们发现, B_z 和 D_p 对尾部张角 α 的影响在中远地比在近地小, 而 M_{ms} 对尾部张角 α 影响在中远地比在近地大. 另外在正常太阳风环境下利用中远地观测数据拟合的系数预测的弓激波尾部张角比在近地拟合预测的张角大.

3.3 B_y 对 α 的影响

太阳风动压和快磁声波马赫数等太阳风环境的变化都会对弓激波位型产生影响. 为了只研究行星

际磁场 B_y 分量这一因素对弓激波位型的影响, 我们需要先对 B_y 数据进行分组.

我们找到的弓激波穿越事件 B_y 基本分布在 $-9\text{nT}<B_y<9\text{nT}$ 内, 可以每间隔 3nT 为一组, 这样能尽量保证落在每组的事件除 B_y 不同外其他参数均匀的分布在每个区间内. 分组结果如表2.

图4展示了 B_y 的不同所对应的 α 值的变化, 我们还通过拟合定量得到了 B_y 对 α 的影响, 二者关系可由式(5)给出:

$$\alpha = 0.001B_y^2 + 0.0062B_y + 0.8283. \tag{5}$$

从图4我们可以发现, 尾部张角 α 随 B_y 绝对值的增大而增大. 当 B_y 值正向或负向增大时, 尾部张角 α 会随之增大, 即弓激波背向太阳方向的开口增大. 但是, α 随 B_y 正向或负向增大时, 增大的幅度是不一样的, B_y 正向增大时, α 的变化更大.

4 总结与讨论

我们利用ARTEMIS卫星2011年1月至2015年1月的数据, 总共找到425个太阳风环境变化平缓的弓激波穿越事件, 通过这些弓激波穿越事件, 我们主要做了两方面工作: (1) 对Chao模型中 α 表达式的系数在中远地进行重新拟合, 找到更适合于中远地的弓激波模型系数; (2) 探讨了行星际磁场 B_y 分量的变化对弓激波位型的影响. 首先我们对Chao模型中 α 表达式的系数进行重新拟合, 之后得到了新的且更适合

图 3 在平均太阳风环境下采用新系数与采用原系数预测弓激波位型的结果对比图

蓝色线和橙色线分别表示采用原系数与采用新系数在平均太阳风环境下($B_z=-0.11\text{nT}$, $D_p=1.57\text{nPa}$, $M_{ms}=3.35$, $\beta=4.39$)预测的弓激波位型, “+”号表示弓激波穿越点

表 2 根据 B_y 对穿越事件分组结果

B_y 区间(nT)	穿越事件数
(-9, -6)	7
(-6, -3)	51
(-3, 0)	148
(0, 3)	136
(3, 6)	57
(6, 9)	17

图4 尾部张角 α 与 B_y 的关系图

横坐标和纵坐标分别是落在每个区间内所有事件 B_y 和 α 的平均值. 红色圆点和绿色三角分别代表 α 观测值和预测值的平均值, 红色线段表示 α 观测值的平均值标准差, 黑色曲线是对 α 观测值进行二次拟合的结果

于中远地的模型系数来描述弓激波尾部张角 α 与太阳风动压 D_p 、快磁声波马赫数 M_{ms} 、行星际磁场 B_z 分量和等离子体 β 的关系. 然后我们利用这些穿越事件, 通过统计发现行星际磁场 B_y 分量对于弓激波尾部张角有一定的影响, 该影响具体表现为弓激波尾部张角 α 随行星际磁场 B_y 分量绝对值的增大而增大, 并且 B_y 对于张角 α 的影响呈现不对称性, 简单来说就是正的 B_y 对张角的影响比负的 B_y 影响更大. 通过拟合我们定量的得到了 B_y 对 α 的影响关系(式(5)).

考虑到 B_y 可能是通过影响快磁声波马赫数 M_{ms} 和等离子体 β 来控制张角的, 故我们利用表达式(4)根据事件所对应的太阳风数据计算了所有事件的弓激波张角 α 的预测值, 并根据 B_y 对事件进行类似3.3节分组求均值的处理, 其结果见图4中绿色三角形. 由张角 α 的表达式(4)可知, Chao等(2002)认为 B_y 只是通过影响快磁声波马赫数 M_{ms} 和等离子体 β 的大小来控制张角 α , 但由图4很明显可以看出, B_y 通过该机制对张角 α 的影响与实际观测存在明显差距, 并且该观测值与预测值的差距基本上随 B_y 的增大而增大, 所以我们认为 B_y 并不仅仅是通过影响快磁声波马赫数 M_{ms} 和等离子体 β 来影响张角的. 根据Lu等(2013)对磁层顶位型的研究, 我们认为, B_y 的存在很可能使得磁层顶尾部横截面在磁场方向拉伸, 从而导致了弓激波同样的变化. B_y 值越大, 被拉伸的程度也越大. 当卫

星穿越弓激波时, 从统计上看, 正是由于这种拉伸的作用使得观测的穿越点靠外, 从而导致观测的尾部开口增大. 由于弓激波与磁层顶位型的相互关联, 我们的研究结果也从观测上间接证明了Lu等(2013)的模拟结果.

我们的研究作为进一步建立包含行星际磁场 B_y 分量的弓激波模型奠定了可能的基础. 由于我们的研究是基于弓激波是旋转对称的假设上进行的, 而事实上, 由于地球磁偶极场的存在以及行星际磁场的取向, 会使得弓激波在 Y - Z 平面的截面并非是旋转对称的(胡友秋等, 2010; 胡惠萍等, 2015), 并且有研究表明, 磁层顶存在一个南北不对称性(Liu等, 2012), 我们猜测弓激波也可能存在南北不对称性, 但是由于ARTEMIS轨道及现有模型的限制, 我们还未进行这方面研究. 另外, 由于Chao模型是一个二维模型, 不能直接的反映 B_y 对弓激波位型的影响原因, 将来我们可选择合适的三维弓激波模型来做进一步的研究. 此外, 还可以增加近地卫星数据, 从近地到远地来综合研究行星际磁场 B_y 分量对于弓激波位型的影响.

致谢 感谢NASA THEMIS协议NAS5-02099. 工作中所用的Themis数据全部来自于<http://themis.ssl.berkeley.edu/data/themis/>.

参考文献

- 胡惠萍, 吕建永, 周全, 王明, 杨亚芬, 刘子谦, 裴世鑫. 2015. 地球弓激波的三维模拟. 空间科学学报, 35: 1–8, doi: 10.11728/cjss2015.01.001
- 胡友秋, 彭忠, 王赤. 2010. 地球弓激波的旋转非对称性. 地球物理学报, 53: 773–781
- Bennett L, Kivelson M G, Khurana K K. 1997. A model of the Earth's distant bow shock. J Geophys Res, 102: 26927–26942
- Binsack J H, Vasyliunas V M. 1968. Simultaneous IMP 2 and OGO 1 observations of bow shock compression. J Geophys Res, 73: 429
- Chao J K, Wu D J, Lin C H, Yang Y H. 2002. Models for the size and shape of the Earth's magnetopause and bow shock. Cospar Colloq Ser, 12: 127–135
- Chapman J F, Cairns I H. 2003. Three-dimensional modeling of Earth's bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number. J Geophys Res, 108: A5, doi: 10.1029/2002JA009569
- Chapman J F, Cairns I H, Lyon J G, Boshuizen C R. 2004. MHD simulations of Earth's bow shock: Interplanetary magnetic field

- orientation effects on shape and position. *J Geophys Res*, 109: A4, doi: 10.1029/2003JA010235
- Dmitriev A V, Chao J K, Wu D J. 2003. Comparative study of bow shock models using Wind and Geotail observations. *J Geophys Res*, 108: A12, doi: 10.1029/2003JA010027
- Fairfield D H. 1971. Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock. *J Geophys Res*, 76: 6700
- Farris M H, Petrinec S M, Russell C T. 1991. The thickness of the magnetosheath—Constraints on the polytropic index. *Geophys Res Lett*, 8: 1821–1824
- Farris M H, Russell C T. 1994. Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models. *J Geophys Res*, 99: 17681–17689
- Formisano V. 1979. Orientation and shape of the earth's bow shock in three dimensions. *Planet Space Sci*, 27: 1151–1161
- Kellogg P J. 1962. Flow of plasma around the Earth. *J Geophys Res*, 67: 3805–3811
- Liu Z Q, Lu J Y, Kabin K, Yang Y F, Zhao M X, Cao X. 2012. Dipole tilt control of the magnetopause for southward IMF from global magnetohydrodynamic simulations. *J Geophys Res*, 117: A7, doi: 10.1029/2011JA017441
- Lu J Y, Liu Z Q, Kabin K, Jing H, Zhao M X, Wang Y. 2013. The IMF dependence of the magnetopause from global MHD simulations. *J Geophys Res*, 118: 3113–3125
- Merka J, Szabo A, Narock T W, King J H, Paularena K I, Richardson J D. 2003. A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions. *J Geophys Res*, 108: A2, doi: 10.1029/2002JA009384
- Merka J, Szabo A, Narock T W, Richardson J D, King J H. 2005a. Three decades of bow shock observations by IMP 8 and model predictions. *Planet Space Sci*, 53: 79–84
- Merka J, Szabo A, Slavin J A, Peredo M. 2005b. Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with upstream Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation. *J Geophys Res*, 110: A4, doi: 10.1029/2004JA010944
- Ness N F. 1966. Earth's magnetic field: A new look. *Science*, 151: 1041–1052
- Parker E N. 1963. *Interplanetary Dynamical Process*. New York: Wiley
- Peredo M, Slavin J A, Mazur E, Curtis S A. 1995. Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with Alfvénic, sonic and magnetosonic Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation. *J Geophys Res*, 100: 7907–7916
- Shi Q Q, Zong Q G, Zhang H, Pu Z Y, Fu S Y, Xie L, Chen Y, Li L, Xia L D, Liu Z X, Fazakerley A H, Reme H, Lucek E. 2009. Cluster observations of the entry layer equatorward of the cusp under northward interplanetary magnetic field. *J Geophys Res*, 114: A12219, doi: 10.1029/2009JA014475
- Shi Q Q, Zong Q G, Fu S Y, Dunlop M W, Pu Z Y, Parks G K, Wei Y, Li W H, Zhang H, Nowada M, Wang Y B, Sun W J, Xiao T, Reme H, Carr C, Fazakerley A H, Lucek E. 2013. Solar wind entry into the high-latitude terrestrial magnetosphere during geomagnetically quiet times. *Nat Commun*, doi: 10.1038/ncomms 2476
- Shi Q Q, Hartinger M D, Angelopoulos V, Tian A M, Fu S Y, Zong Q G, Weygand J M, Raeder J, Pu Z Y, Zhou X Z, Dunlop M W, Liu W L, Zhang H, Yao Z H, Shen X C. 2014. Solar wind pressure pulse-driven magnetospheric vortices and their global consequences. *J Geophys Res*, 119: 4274–4280, doi: 10.1002/2013JA019551
- Verigin M I, Kotova G A, Slavin J, Szabo A, Kessel M, Safrankova J, Nemecek Z, Gombosi T I, Kabin K, Shugaev F, Kalinchenko A. 2001. Analysis of the 3-D shape of the terrestrial bow shock by interball/magion 4 observations. *Adv Space Res*, 28: 857–862
- Wang J Y, Huang Z H, Wang C, Liu Z Q. 2015. Effects of the interplanetary magnetic field clock angle on the shape of bow shock. *Sci China Earth Sci*, 58: 1228–1234, doi: 10.1007/s11430-015-5052-3
- Wang M, Lu J Y, Yuan H Z, Kabin K, Liu Z Q, Zhao M X, Li G. 2015. The dipole tilt angle dependence of the bow shock for southward IMF: MHD results. *Planet Space Sci*, 106: 99–107