第7卷 第3期 空间科学学报 Vol.7, No.3
1987年7月 GHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 1987

太阳风状态参数的变化对地球磁鞘中磁场起伏特性的影响

魏奉思 冯浩
（中国科学院空间物理研究所） （北京大学地球物理系）

摘 要

本文利用 MHD 激波跳跃条件的精确解，具体讨论了行星际背景太阳风状态参数 Alfvén 马赫数 M_1、等离子体 β_1 参数和磁场角 θ_1 的变化对地球磁鞘区中磁场起伏特性及其分布的影响. 主要结果是：马赫数 M_1 的变化主要控制磁场起伏特性：放大倍数、相对起伏和各向异性程度的水准高低. 磁场角 θ_1 的变化控制磁场起伏的空间分布特性. 等离子体 β_1 参数的变化，不引起磁场起伏特性的明显变化(对于实际经常发生的情况 $M_1 \geq 8$ 而言). M_1、θ_1 是强控制参数，而 β_1 是弱控制参数；磁鞘区磁场起伏对太阳风状态参数的变化响应呈现明显的晨-昏不对称性(行星际磁场位于黄道面时)，响应主要发生在晨侧. 晨侧的磁场起伏(或湍动)相当活跃，而昏侧相当稳定；磁鞘中不同地点磁场起伏特性对太阳风状态参数 M_1、β_1 的变化响应有大致相同的形式，而对其磁场角度 θ_1 的变化却有迥然不同的形式.

一、引 言

由于地球弓激波的存在，行星际太阳风跨越它之后其状态将经历重要的变化. 无论是太阳风的大尺度平均状态还是小时间尺度的起伏状态都是如此. 因此，研究地球磁鞘层各种时间尺度的太阳风状态，对于了解太阳风-磁层的耦合机制以及磁顶和边界层的各种行为都将具有很基本的意义. 目前，关于太阳风背景状态的变化如何影响磁鞘层中小时间尺度起伏场的变化，这方面的知识还十分缺乏[1]. 主要困难在于太阳风状态随时间的变化很复杂，飞船观测的时空范围很有限，要把不同时间空间的飞船观测数据进行统计研究很困难，甚至不可能.

大尺度背景太阳风的状态通常可以用三个无量纲量：Alfvén 马赫数 M_1、等离子体 β_1 参数和磁场角 θ_1 来描述. 在文献[1]中我们讨论了磁场方向与日地联线间的夹角 θ_1 的变化对地球磁鞘层中的起伏场状态的控制作用. 为了完整地了解背景太阳风状态的变化如何影响磁鞘中起伏场状态的变化，本文采用 MHD 激波跳跃条件的无量纲形式的精确解，进一步讨论 Alfvén 马赫数 M_1 和等离子体 β_1 参数的变化所起的作用.

本文于 1986 年 12 月 13 日收到.

二、基 本 方 法

1. 弓激波上游的太阳风状态

通常可以把太阳风状态看成是由大尺度平均场(或称背景场)和迭加其上的小时间尺度的起伏场所构成:

$$\boldsymbol{U}=\boldsymbol{U}_0+\boldsymbol{u},\ \boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}_0+\boldsymbol{b}. \tag{1}$$

这里 $(\boldsymbol{U},\boldsymbol{B})$、$(\boldsymbol{U}_0,\boldsymbol{B}_0)$ 和 $(\boldsymbol{u},\boldsymbol{b})$ 分别代表瞬时状态、平均状态和起伏状态的太阳风速度和磁场. 空间观测业已表明,行星际空间的起伏场主要是由 Alfvén 起伏所构成,它不同于经典的 Alfvén 平面横波,可用椭球张量来描述[2-4]. 如文献[1]那样选取相同背景参数和起伏场,计算在 $\phi=135°$ 时,M_1 在 4—10,β_1 在 0.5—2.5 之间变化的情形. 这里 ϕ 定义为行星际磁场方向同日地联线间夹角[1].

地球弓激波形状仍采用 Fairfield 之结果[5].

2. MHD 激波的跃变条件

为了研究描述太阳风状态的三个无量纲量 M_1、β_1 和 θ_1 的变化对磁鞘层中磁场起伏特性的影响,我们采用 MHD 激波的无量纲化的跃变条件:

$$\begin{cases}[h(M_{n1}M_{n-1})]=0, & (2)\\ [2M_{n1}M_n+\beta(1+h^2)^2+h^2]=0, & (3)\\ \left[M_n(1+h^2)\left(M_{n1}M_n+\dfrac{\gamma}{\gamma-1}\beta\right)\right]=0. & (4)\end{cases}$$

其中, $h=\mathrm{tg}\theta=\dfrac{B_\tau}{B_n}$, $M_n=\dfrac{U_n}{B_n/\sqrt{4\pi\rho_1}}$, $\beta=\dfrac{p}{B^2/8\pi}$,

这里 θ 定义为磁场方向与激波法线间的夹角. 如果我们想要知道黄道面弓激波下游量纲量的解答,容易通过无量纲量的定义得到:

$$\begin{cases}\dfrac{B_{y2}}{B_{y1}}=\dfrac{h_2}{h_1},\ \dfrac{U_{n1}}{U_{n2}}=\dfrac{\rho_2}{\rho_1}=\dfrac{M_{n1}}{M_{n2}},\ \dfrac{U_{y2}}{U_{y1}}=1+\dfrac{h_2-h_1}{M_{n1}^2}\dfrac{U_{n1}}{U_{y1}}\\ \dfrac{p_2}{p_1}=\dfrac{\beta_2}{\beta_1}\left(\dfrac{1+h_2^2}{1+h_1^2}\right),\ \dfrac{T_2}{T_1}=\dfrac{\beta_2}{\beta_1}\dfrac{(1+h_2^2)}{(1+h_1^2)}\dfrac{M_{n2}}{M_{n1}}.\end{cases} \tag{5}$$

详细介绍请看文献[6]

弓激波下游的起伏场可通过分别计算瞬时场 $\boldsymbol{B}_1$ 和背景场 $\boldsymbol{B}_{01}$ 同跨越弓激波后所对应的 $\boldsymbol{B}_2$ 和 $\boldsymbol{B}_{02}$ 之差在自然坐标系中的方均根值来得到. 本文基本方法与文献[1]基本相同,这里勾画几笔以方便读者.

三、主 要 结 果

下面介绍黄道面内磁鞘区磁场起伏状态受行星际大尺度背景太阳风状态变化影响的一些计算结果(主要针对 $\phi=135°$ 的情形).

1. 磁鞘区不同位置处激波强度随 M_1、β_1 的变化.

弓激波强度用其下游与上游的太阳风等离子体密度之比来定义，$\eta=\frac{N_2}{N_1}$，它表示激波对等离子体跨越它时的压缩能力.图 1 给出激波强度 η 在不同 M_1、β_1 时的空间分布. 由图可知:

(1) 弓激波的强度在黄道面内的分布通常是晨-昏不对称的，弓激波晨侧的强度大于昏侧;

(2) 弓激波各点强度随 M_1 的增大或 β_1 的减小而增加，M_1 的变化强烈地控制着激波强度大小的变化，晨-昏两侧的变化较日下点附近显著;

(3) 弓激波强度分布的晨-昏不对称性随 M_1 或 β_1 的增大而减弱.

激波强度分布的上述不对称性主要来源于行星际磁场方向与弓激波的相对位置（地球绕太阳运行的象差效应约 5°，本文略去不计），当 $\phi=135°$ 时，晨侧接近准平行激波，而昏侧接近准垂直激波. M_1 或 β_1 的增加意味着太阳风等离子体动压和热压增加，激波强度也随之增加，因磁场作用相对减弱，故其激波强度的晨-昏不对称性也相对减弱. 弓激波强度的上述分布特性对磁鞘中磁场起伏的分布特性将起基本的控制作用.

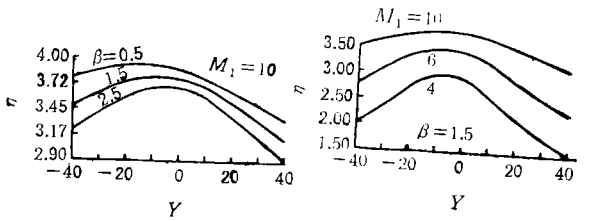

图 1　黄道面内弓激波强度随 M_1 和 β_1 的变化

Fig. 1 The strength of Earth's Bow Shock, η, as functions of Alfvenic Mach number, M_1, and plasma β_1 parameter upstream in the ecliptic plane

2. 磁场相对起伏随 M_1、β_1 的变化

定义相对起伏为起伏磁场与背景磁场大小之比 $\mathrm{BRSB}=b/B_{02}$. 上游相对起伏 b_0/B_{01} 取值为 0.2 时的计算结果如图 2 所示，由图可以看到:

(1) 晨侧对 M_1 和 β_1 的变化的响应比较灵敏，而昏侧几乎不予响应;

(2) 低 M_1 时晨侧相时起伏受 β_1 变化影响大，低 β_1 时可达很高的相对起伏，高 M_1 时 β_1 的变化对两侧影响均不明显;

(3) 高 β_1 时 M_1 的变化对相对起伏有强的控制作用，随 M_1 增大相对起伏增加很快.

相对起伏的上述分布特征主要取决于背景场与起伏场在跨越晨-昏两侧时有相反变化趋势. 此处计算结果与观测符合[4].

3. 磁场起伏放大倍数 RSB 随 M_1、β_1 的变化

定义磁场起伏跨越弓激波后的放大倍数为 $\mathrm{RSB}=b/b_0$（b、b_0 分别为弓激波后、前的磁场起伏值）. 计算结果如图 3 所示，由图可知: (1) 低 M_1 时 β_1 的变化对晨侧磁场起伏放大有强的控制作用，高 M_1 时 β_1 的变化不引起 RRB 的明显变化;

(2) 高 β_1 时 M_1 的变化对整个弓激波都有强控制作用，M_1 增大 RSB 也随之增大. 低 β_1 时 M_1 的增大只对昏侧有较明显影响;

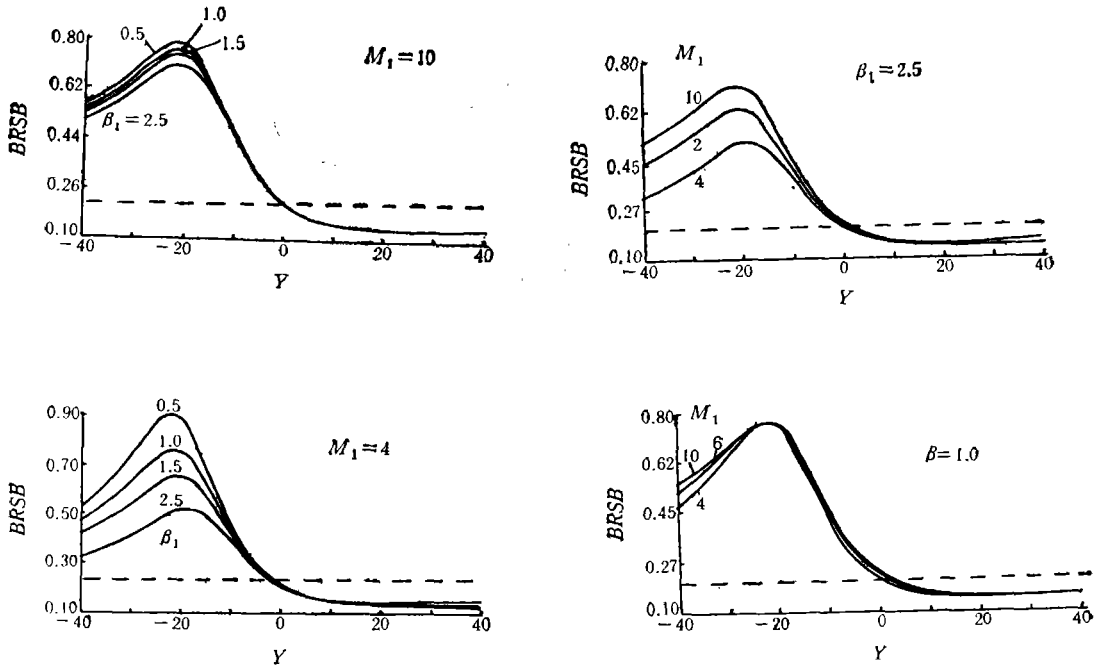

图 2　黄道面内弓激波后磁场相对起伏 BRSB 随 M_1、β_1 的变化

Fig.2 The relative fluctuation of the magnetic field behind the bow shock, BRSB, as functions of M_1 and β_1 in the ecliptic plane

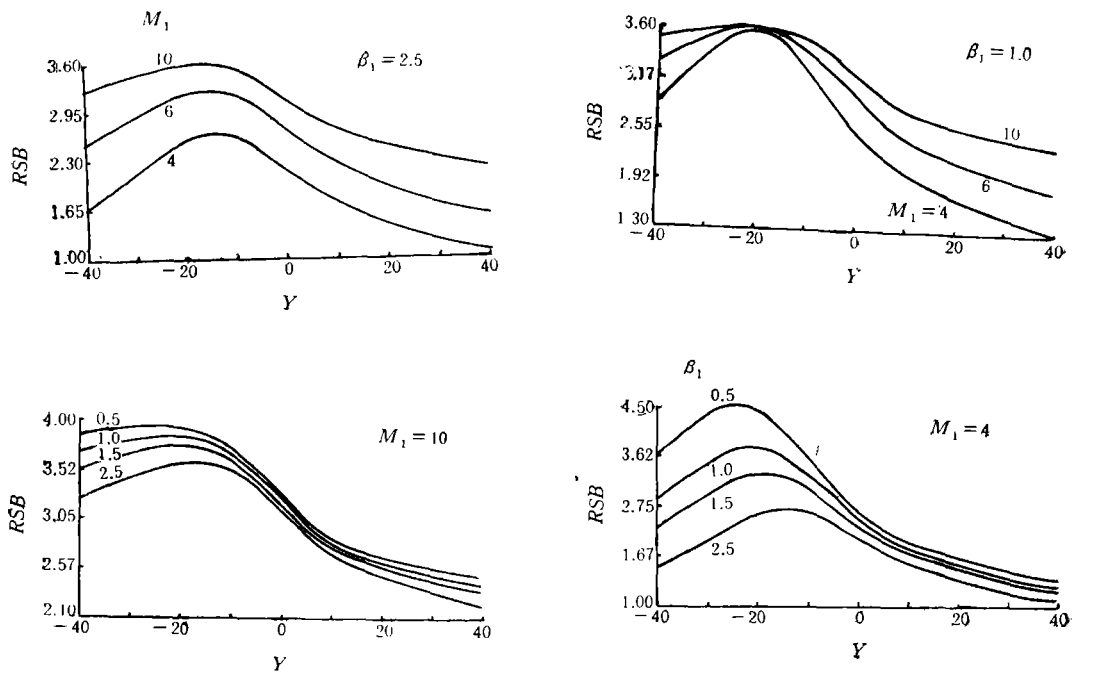

图 3　弓激波后磁场起伏放大倍数随 M_1 和 β_1 的变化

Fig. 3 The amplification factor of the magnetic field behind the bow shock, RSB, as functions of M_1 and β_1 in the ecliptic plane

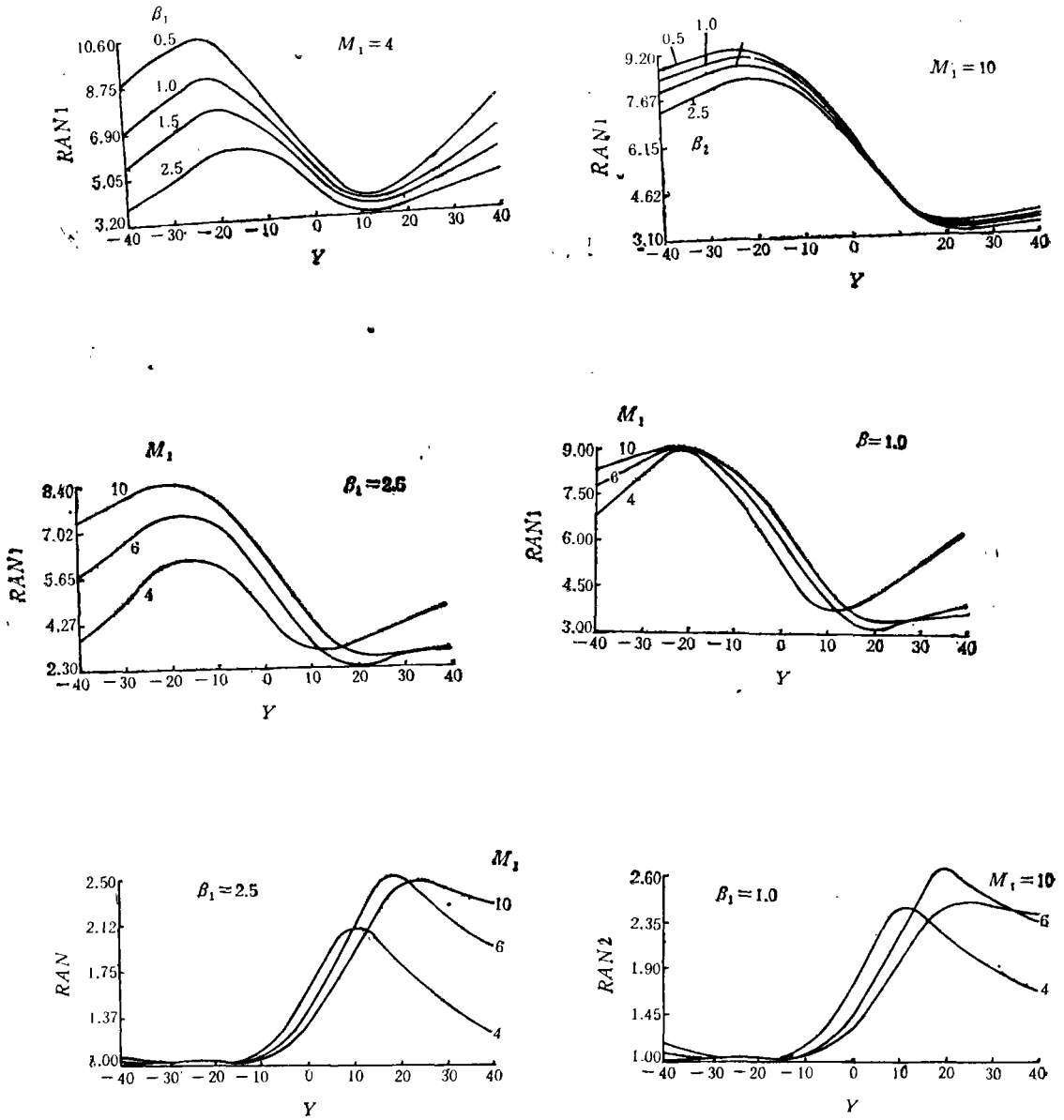

图 4　弓激波后磁场起伏各向异性参数 RAN 1、RAN 2 随 M_1 和 β_1 的变化

Fig. 4 The anisotropic parameters, RAN1, RAN2, of the magnetic field fluctuation behind the bow shock as functions of M_1 and β_1 in the ecliptic plane

(3) 磁场起伏放大倍数的晨-昏不对称性随 M_1 的增大或 β_1 的增大将减弱，反之将增强.

磁场起伏放大倍数的上述特点基本上来源于激波强度分布的晨-昏不对称性以及在自然坐标系 (e_1, e_2, e_3) 中上游起伏场相对于弓激波面的位置. M_1 的增加或 β_1 的减小都代表着太阳风等离子体动压增高，致使激波强度增加，由此而引起磁场起伏放大倍数增大. ISEE 卫星观测到这种情形[10].

4. 磁场起伏的各向异性随 M_1、β_1 的变化

在弓激波下游的自然坐标系中，e_1、e_2 和 e_3 的定义同文献[1]。这里定义二个各向异性参数 RAN1 $= b_1/b_3$，RAN 2 $= b_1/b_2$，前者描述最大起伏与最小起伏之比，后者描述在与磁场垂直平面内起伏的偏振状况。由图 4 可看到：(1)低 M_1 时 β_1 值愈小其最大各向异性比的晨-昏不对称性将愈显著。随着 M_1 的增高 β_1 参数对各向异性分布的影响大为减弱；

(2) 低 β_1 时 M_1 的变化对最大各向异性分布的控制作用不大，高 β_1 时 M_1 的变化对它却有显著的控制作用；

(3) 晨侧磁场起伏接近圆偏振，昏侧则接近椭圆偏振。M_1 的变化远较 β_1 的变化对偏振度有更强的控制作用，特别是昏侧。上述特征的基本来源同磁场起伏放大。

5. 磁鞘中不同位置处磁场起伏对太阳风状态参数 M_1、β_1 变化的响应

前面着重讨论了激波上游太阳风状态参数的变化对磁场起伏特性在磁鞘中的空间分布特性的影响。文献[1] 曾指出，磁鞘中不同位置处的磁场起伏特性对磁场角度的变化有着非常不同的响应，然而对 M_1、β_1 的变化它们却有大致相同的响应(这里略去说明图)。导致这种对 θ_1、M_1 和 β_1 有迥然不同的响应特性，基本原因在于 θ_1 的变化从根本上改变了不同位置处激波是准平行还是准垂直这一基本问题，而 M_1、β_1 的变化只影响弓激波强度水准是高还是低。

四、主要结论和讨论

综上所述，基本结论如下：

1. 行星际大尺度背景太阳风状态的变化将会影响地球磁鞘区小尺度磁场起伏的特性及其空间分布。马赫数 M_1 的变化主要控制磁鞘中磁场起伏特性：放大倍数、相对起伏和各向异性水平高低(高 β_1 时较低 β_1 时更显著)。β_1 值的变化对实际太阳风 ($M_1 \approx 8$)而言，不会引起磁鞘区磁场起伏状态的明显变化。磁场角度 θ_1 的变化对磁鞘区磁场起伏特性的空间分布形式有着强烈的控制作用。因此我们认为马赫数和磁场方向是强控制参数，而 β_1 参数则是弱控制参数。

2. 地球磁鞘中磁场起伏特性对背景太阳风状态参数变化的响应呈现出明显的晨-昏不对称性，响应主要发生在晨侧。这意味着磁鞘区晨侧起伏(或湍动)活动水平高而昏侧是相对稳定区。

3. 磁鞘中不同地点磁场起伏特性对太阳风状态参数 M_1、β_1 的变化响应有大致相同的形式，而对磁场方向 (θ_1) 的响应却有十分不同的形式。

这里值得提出来讨论的问题是：

1. 磁层的观测和研究不断发现在磁顶、边界层以至磁层内若干物理现象有所谓晨-昏不对称性和南-北不对称性存在[7-9]。我们的研究表明，磁鞘中太阳风的起伏场以及它对背景太阳风状态变化的响应也具有晨-昏或南-北不对称性。如果它们之间存在着某种真实的物理联系，那末，磁鞘中的这种起伏(或湍动)将是使太阳风和磁层发生耦合的可能机制之一。最近人们所注目的"磁通量管事件"，磁鞘中磁场起伏(或湍动)水平高有可能是

它的一个触发因素，因为磁场的高度扭曲易于发生磁重联过程。

2. 我们的研究表明，在描述太阳风状态的三个无量纲参量中的马赫数 M_1 和磁场角度 θ_1 是磁鞘区起伏场的强控制参数而 β_1 参数是弱控制参数。这意味着 M_1 和 θ_1 也应是控制磁层动力学若干过程的强控制参数。这个初步的推测倒是和 Akasofu 在研究太阳风和磁层相互耦合问题时所提出的耦合参数 ε 所表达的基本思想一致[11]。

自然，目前还难于对上述两个问题的讨论作出结论，但却值得人们寻此线索去思索一番。

参　考　文　献

[1] 魏奉思，空间科学学报，第5卷，第19页，1985.
[2] McKen, L. F. and J. M. Turner, *J. Geophys. Res.*, Vol. **81**, p. 73, 1976.
[3] Belcher, J. W. and L. Davis, *J. Geophys. Res.*, Vol. **76**, p. 3354, 1971.
[4] Whang, Y. C., *Solar Phys.*, Vol. **53**, p. 507, 1971.
[5] Fairfield, D. H., *J. Geophys. Res.*, Vol. **76**, p. 6700, 1971.
[6] 魏奉思，空间科学学报，第4卷，第22页，1984.
[7] Hones, E. W., Jr., *Space Sci. Rev.*, Vol. **34**, p. 201, 1983.
[8] Hones, E. W., Jr., et al., *J. Geophys. Rev.*, Vol. **86**, p. 814, 1981.
[9] 资民笃，空间科学学报，第6卷，第9页，1986.
[10] Russell, C. T. and E. W. Greenstadt, *Space Sci. Rev.*, Vol. **23**, p. 3, 1979.
[11] Akasofu, S. —I., *Space Sci. Rev.*, Vol. **28**, p. 121, 1981.

INFLUENCES OF THE VARIATIONS OF SOLAR WIND STATE ON THE MAGNETIC FIELD FLUCTUATION CHARACTERISTICS IN EARTH'S MAGNETOSHEATH

Wei Feng-si

(Institute of Space Physics, Academia Sinica)

Feng Hao

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

Influences of the variations of the background solar wind parameters, Alfvenic Mach number M_1, plasma β_1 value and magnetic field angle θ_1, on the state and spatial distribution of the magnetic field fluctuations in the Earth's magnetosheath are discussed using the exact solution of MHD shock wave jump conditions. The results show that: (1) M_1 mainly controls the level of the amplitude, the relative fluctuation and the anisotropic degree of magnetic field fluctuations. θ_1 controls the spatial distribution of magnetic field fluctuation characteristics. β_1 value does not produce obvious variations of the state of magnetic field fluctuations; (2) While the state of background solar wind changes, the variations of the state of magnetic field fluctuations behind the bow shock will be asymmetric, this responses to the change of background solar wind parameters, M_1, β_1, almost only occur in the dawn side of the magnetosheath. The dawn side is very active in the fluctuations or turbulences of magnetic field, but the dusk side is stable; and (3) This responses to M_1, β_1 at different places are similar, but to θ_1 parameter, the responses show very different form.