

磁层顶间断的识别

周国成

(中国科学院空间物理研究所)

摘 要

在本文里我们研究了用磁场、整体流速和热力学参量的间断特征来识别磁层顶间断类型的可能性。这种方法本身与磁层顶的法线方向无关。分析表明,这种方法可以用来识别磁层顶上可能出现的若干种间断。

一、引 言

地球磁层顶是磁层内比较热而稀薄的磁化等离子体和磁鞘内比较冷而稠密的磁化等离子体之间的交界。通常在磁层顶附近,磁场和等离子体参量都有任意的跳变(或称间断),有时某些参量也表现出缓变(或称连续)。在磁鞘里各种参量都有明显起伏,而在磁层里则起伏比较小。因此,磁层顶常常可以通过磁场和等离子体参量的间断和起伏特征来识别。

在磁层顶上发生的物理过程直接控制着太阳风的等离子体、动量和能量向磁层内输送的过程,也涉及到磁层磁场位形是开的还是闭的这个重要问题。十多年来,许多人把磁层顶当作一个理想的磁流体力学间断面来研究。Levy 等人首先指出^[1],开磁层模式的磁层顶是一个旋转间断面(又称 Alfvén 间断面),闭磁层模式的磁层顶则为切向间断面。从而开始了磁层顶是旋转间断面还是切向间断面的探索。Mead 和 Beard 提出的模式法^[2]和 Sonnerup 和 Cahill 提出的最小离散法^[3]被许多人用来确定磁层顶的法线方向。Ledley 在没有精确的等离子体测量资料情况下提出了识别旋转间断的磁场判据^[4],其中一个判据是磁场的法向分量存在(即为旋转间断)还是不存在(即为切向间断)。由于磁层顶的可变性和复杂性,这个问题的探索遇到了一定的困难。正如 Fairfield 所指出^[5],磁层顶上频繁的表面波不断向磁尾方向传播,磁层顶经常以未知的和可变的相对于观测飞船运动着,在观测飞船穿越磁层顶的时间间隔内,磁层顶的法线方向可能改变几度到几十度。在这种情况下,模式法和最小离散法都无法准确地确定出磁层顶的法线方向,也难以判定磁场的法向分量是存在还是不存在;同时磁场的法向分量还可能只存在于磁层顶的某些局部区域。因而迄今为止,从飞船的大量观测资料中还没有令人信服地识别出磁层顶处旋转间断的存在^[4,6-8]。一些研究者提出,在存在磁场法向分量的磁层顶区,可能出

现等离子体压力各向异性引起的旋转形式^[6],或者通量传输事件^[9]。这些意见固然是值得重视的,但他们所依据的磁场法向分量资料却有赖于还无法确准的磁层顶法线方向。

能否找到一种与法线方向无关的识别办法呢? Nishida 曾给出过激波和间断的分类^[10](参见他的表 1)。但由于在法向磁场和法向流速都不存在的情况下,还可能存在着许多种间断,而其中有的与旋转间断之间唯一的差别只是磁场和流速的法向分量的存在与否,因而用这种分类来识别旋转间断时还需要确定出法线方向。本文在理想磁流体力学近似下,探讨了与法线方向无关的识别法。

二、间断的识别

按照理想的磁流体力学理论^[11],每种间断状态与间断面两边的磁场和等离子体参量都有联系。不仅磁场和流速在间断面的法向和切向分量表现出不同的间断特征,而且磁场和流速的总量(大小和方向)同样也表现出不同的间断特征。因而就存在着用磁场矢量、流速矢量和有关的热力学参量间断特征的差异识别间断类型的可能性。我们把这种识别法称为总量法。

我们先采用随间断面一起运动的法线参考系 (\mathbf{n}, \mathbf{t}) 来分析,然后归纳出与法线方向无关的总量识别法。这里 \mathbf{n} 代表间断面法线方向的单位矢量, \mathbf{t} 代表它的切线方向的单位矢量。在理想的压力各向同性的磁流体介质中,间断方程组为

$$[NU_n] = 0, \quad (1)$$

$$[B_n] = 0, \quad (2)$$

$$B_n[\mathbf{U}_t] - NU_n \left[\frac{\mathbf{B}_t}{N} \right] = 0, \quad (3)$$

$$mNU_n[\mathbf{U}_t] - \frac{B_n}{4\pi} [\mathbf{B}_t] = 0, \quad (4)$$

$$\left[p + mNU_n^2 + \frac{B_t^2}{8\pi} \right] = 0, \quad (5)$$

$$mNU_n \left[\frac{U^2}{2} + \frac{5kT}{m} + \frac{B_t^2}{4\pi mN} \right] - \frac{B_n}{4\pi} [(\mathbf{U}_t \cdot \mathbf{B}_t)] = 0, \quad (6)$$

以及状态方程

$$p = 2NkT. \quad (7)$$

这里 \mathbf{B} 、 \mathbf{U} 、 p 、 N 、 T 、 m 和 k 分别为磁感应强度、整体流速、等离子体压力、质子数密度、等离子体温度、质子质量和玻尔兹曼常数;脚标“ n ”代表间断面法向分量,“ t ”代表切向分量;括号[]代表通过间断面时括号内量的间断或变化。

IMP-6、ISEE-1, 2 卫星穿越磁层顶的磁场和等离子体测量表明^[5,9,12],等离子体压力 p 和磁压力 $B^2/8\pi$ 之总和在穿越磁层顶时几乎保持不变,而其余参量则有任意的变化。就是说,在磁层顶处近乎满足条件

$$\left[p + \frac{B^2}{8\pi} \right] = 0, \quad (8)$$

$$[\text{其余参量}] = \text{任意值.} \quad (9)$$

由方程(2)、(5)和条件(8),意味着

$$\left[p + \frac{B_i^2}{8\pi} \right] = 0, \quad (10)$$

$$[NU_n^2] = 0. \quad (11)$$

再考虑到磁层顶上磁场法向分量 $B_n = 0$ 和 $B_n \neq 0$ 两种可能情况,于是条件(8)–(11)就包含着以下三种情况,在这些情况下方程(1)–(7)有间断解.

第一种情况: $U_n = 0, B_n \neq 0, [p + B_i^2/8\pi] = 0, [N] \neq 0$. 这时由方程(1)–(7)只能得到一组间断解,即

$$\begin{cases} U_n = [U_i/U_i] = [U_i^2] = [B_i/B_i] = [B_i^2] = [p] = 0, \\ B_n \neq 0, [N] \neq 0, [T] \neq 0. \end{cases} \quad (12)$$

这便是接触间断. 接触间断所对应的总量间断关系为

$$\begin{cases} [U/U] = [U^2] = [B/B] = [B^2] = [p] = 0, \\ [N] \neq 0, [T] \neq 0. \end{cases} \quad (13)$$

第二种情况: $U_n \neq 0, B_n \neq 0, [p + B_i^2/8\pi] = [N] = 0$. 这时由方程(1)–(7)也只能得到一组间断解,即

$$\begin{cases} U_n \neq 0, B_n \neq 0, [p] = [N] = [T] = [B_i^2] = 0, \\ U_n = \pm \frac{B_n}{\sqrt{4\pi m N}}, [U_i] = \pm \frac{[B_i]}{\sqrt{4\pi m N}}. \end{cases} \quad (14)$$

这便是旋转间断(或称 Alfvén 间断). 旋转间断的总量间断关系为

$$\begin{cases} [U/U] \neq 0, [U^2] \neq 0, [B/B] \neq 0, [B^2] = 0, \\ [p] = [N] = [T] = 0, [U] = \pm \frac{[B]}{\sqrt{4\pi m N}}. \end{cases} \quad (15)$$

第三种情况: $U_n = B_n = [p + B_i^2/8\pi] = 0$. 这时由方程(1)–(7)并考虑到其余参量穿越磁层顶时的任意变化,便可以得到若干组间断解,其中包括切向间断以及切向间断和接触间断之间、切向间断和旋转间断之间、切向间断和慢激波之间的过渡间断^[4]. 这些间断解各自都有相应的总量间断关系(详见表1).

由于过磁层顶时整体流速的大小和方向同时保持连续的可能性比较小,而磁场的大小和方向同时保持连续的可能性也很小,因此从上述三种情况下排除掉 $[U] = 0, [B] = 0$, 剩下的间断解如表1所列. 可以看到,剩下的间断解中还包括旋转间断、旋转间断和切向间断之间的过渡间断(两种)、切向间断(十二种)、切向间断和慢激波之间的过渡间断(九种).

根据表1,不仅可以用分量 $U_n, B_n, [U_i/U_i], [U_i^2], [B_i/B_i], [B_i^2]$ 和 $[p], [N], [T]$ 的不同关系来识别各种间断,而且还可以用总量 $[U/U], [U^2], [B/B], [B^2]$ 和 $[p], [N], [T]$ 的不同关系来识别各种间断,而后者一种识别法与间断面的法线方向无关.

由表1可知,若采用总量法识别各种间断时,旋转间断和切向间断中的第一种间断之间有相同的总量间断关系,还需要补充新的总量关系才能进一步区分开. 在表1所列的

表 1

间断类型		U_n	B_n	$\left[\frac{U_i}{U_t}\right]$	$[U_i^2]$	$\left[\frac{B_i}{B_t}\right]$	$[B_i^2]$	$[p]$	$[N]$	$[T]$	$\left[\frac{U}{U}\right]$	$[U^2]$	$\left[\frac{B}{B}\right]$	$[B^2]$
旋转间断	1	×	×	×	×	×	0	0	0	0	×	×	×	0
切旋过渡*	1	0	0	×	0	×	0	0	×	×	×	0	×	0
	2	0	0	×	0	×	0	0	0	0	×	0	×	0
切向间断	1	0	0	×	×	×	0	0	0	0	×	×	×	0
	2	0	0	×	0	×	×	×	×	0	×	0	×	×
	3	0	0	×	0	×	×	×	0	×	×	0	×	×
	4	0	0	×	0	×	×	×	×	×	×	0	×	×
	5	0	0	0	×	×	0	0	0	0	0	×	×	0
	6	0	0	0	×	×	0	0	×	×	×	0	×	×
	7	0	0	×	×	×	0	0	×	×	×	×	×	0
	8	0	0	0	×	×	×	×	×	0	×	0	×	×
	9	0	0	0	×	×	×	×	×	×	×	0	×	×
	10	0	0	×	×	×	×	×	×	0	×	×	×	×
	11	0	0	×	×	×	×	×	0	×	×	×	×	×
	12	0	0	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
切慢过渡**	1	0	0	×	×	0	×	×	×	×	×	×	0	×
	2	0	0	×	×	0	×	×	0	×	×	×	0	×
	3	0	0	0	×	0	×	×	×	×	0	×	0	×
	4	0	0	×	×	0	×	×	×	0	×	×	0	×
	5	0	0	0	×	0	×	×	0	×	0	×	0	×
	6	0	0	0	×	0	×	×	×	0	0	×	0	×
	7	0	0	×	0	0	×	×	×	×	×	0	0	×
	8	0	0	×	0	0	×	×	0	×	×	0	0	×
	9	0	0	×	0	0	×	×	×	0	×	0	0	×

* 切向间断和旋转间断之间的过渡间断。

** 切向间断和慢激波之间的过渡间断。×表示不等于零。

第一种切向间断中,由于 $U_n = B_n = (\mathbf{U} \pm \mathbf{B}/\sqrt{4\pi mN}) \cdot \mathbf{n} = 0$, $[U/U] \neq 0$, $[B/B] \neq 0$, 因而可以得到

$$\frac{\mathbf{U}_1 \times \mathbf{U}_2}{|\mathbf{U}_1 \times \mathbf{U}_2|} = \frac{(\mathbf{U}_1 \pm \mathbf{V}_{A_1}) \times (\mathbf{U}_2 \pm \mathbf{V}_{A_2})}{|(\mathbf{U}_1 \pm \mathbf{V}_{A_1}) \times (\mathbf{U}_2 \pm \mathbf{V}_{A_2})|} = \frac{\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2}{|\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2|}; \quad (16)$$

而在旋转间断中,由于 $U_n \neq 0$, $B_n \neq 0$, $(\mathbf{U} \pm \mathbf{B}/\sqrt{4\pi mN}) \cdot \mathbf{n} = 0$, $[U/U] \neq 0$, $[B/B] \neq 0$, 因而可以得到

$$\frac{\mathbf{U}_1 \times \mathbf{U}_2}{|\mathbf{U}_1 \times \mathbf{U}_2|} \approx \frac{(\mathbf{U}_1 \pm \mathbf{V}_{A_1}) \times (\mathbf{U}_2 \pm \mathbf{V}_{A_2})}{|(\mathbf{U}_1 \pm \mathbf{V}_{A_1}) \times (\mathbf{U}_2 \pm \mathbf{V}_{A_2})|} \approx \frac{\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2}{|\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2|}. \quad (17)$$

这里 $\mathbf{V}_{A_{1,2}} = \mathbf{B}_{1,2} / \sqrt{4\pi mN}$, 脚标“1”和“2”分别表示间断面的两边。当 $|(\mathbf{U}_1 \pm \mathbf{V}_{A_1}) \times (\mathbf{U}_2 \pm \mathbf{V}_{A_2})| \approx 0$ 时, 采用(16)和(17)式可以进一步区分出旋转间断和表 1 所列的第一种切向间断。

还需指出, 在实际情况下, 上述参量的间断值一般不可能有数学上的零的情况, 需要选取一个与测量精度相适应的“零的范围”, 凡是间断值处在此范围内的情形就当作间断值等于零。

三、结 语

上述分析表明, 磁层顶在各种不同的太阳风条件下很可能出现如表 1 所列出的若干种类型的间断, 其中包括旋转间断, 切向间断, 旋转间断和切向间断之间的过渡间断以及切向间断和慢激波之间的过渡间断。这些间断可以用总量法来识别, 而总量识别法本身与磁层顶的法线方向无关。

本工作曾得到黄云潮教授热情的鼓励和帮助, 特此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Levy, R. H., Petschek, H. E. and Siscoe, G. L., Aerodynamic Aspects of the Magnetospheric Flow. *AIAA J.*, **2**, 2065, 1964.
- [2] Mead, G. D. and Beard, D. B., Shape of the Geomagnetic Field Solar Wind Boundary. *J. Geophys. Res.*, **69**, 1169, 1964.
- [3] Sonnerup, B. U. Ö. and Cahill, L. J. Jr., Magnetopause Structure and attitude from Explorer 12 Observations. *J. Geophys. Res.*, **72**, 171, 1967.
- [4] Ledley, B. G., Magnetopause Attitudes during OGO-5 Crossings. *J. Geophys. Res.*, **76**, 6736, 1971.
- [5] Fairfield, D. H., Structure of the Magnetopause: Observations and Implications for Reconnection. *Space Sci. Rev.*, **23**, 427, 1979.
- [6] Sonnerup, B. U. Ö. and Ledley, B. G., Magnetopause Rotational Forms. *J. Geophys. Res.*, **79**, 4309, 1974.
- [7] Aubry, M. P., Kivelson, M. G. and Russell, C. T., Motion and Structure of the Magnetopause. *J. Geophys. Res.*, **76**, 1673, 1971.
- [8] Nishida, A., Eastman, T. E. and Hones E. W. Jr., Comparison of the Magnetopause Current Layer with Alfvén Wave, in Magnetospheric study 1979. *Japanese IMS Committee*, p. 344.
- [9] Russell, C. T. and Elphic, R. C., Initial ISEE Magnetometer Results: Magnetopause Observations. *Space Sci. Rev.*, **22**, 681, 1978.
- [10] Nishida, A., Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere New York-Heidelberg-Berlin, Springer-Verlag, p. 17, 1978.
- [11] Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., Electrodynamics of Continuous Media. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Mass., p. 213, 1960.
- [12] Paschmann, G., Schopke, N., Haerendel, G., Papamastorakis, J., Bame S. J., Asbridge, J. G., Gosling, J. T., Hones, E. W. and Tech, E. R., ISEE Plasma Observations near the Subsolar Magnetopause. *Space Sci. Rev.*, **22**, 717, 1978.

IDENTIFICATION OF THE DISCONTINUITIES AT THE MAGNETOPAUSE

Zhou Guo-cheng (Chow Gou-chon)
(Institute of Space Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper we have studied the possibility to identify different types of the magnetopause discontinuities by means of the characteristics of the discontinuities of the magnetic fields, the bulk flow velocities and the thermodynamic parameters. This method itself is independent of the normal directions on the magnetopause. The analysis shows that this method may be used to identify several types of the discontinuities which may occur at the magnetopause.