

地球极区的磁流体力学慢激波

胡文瑞

(中国科学院力学研究所,北京)

离子在极区电离层被加热和加速以后,逃离地球引力场而形成极风。低能离子通过极风而传送到磁层中,成为磁层粒子的一个重要来源,越来越受到人们的重视。极风的主要成分是 H^+ 、 He^+ 和少量低能的 O^+ ,其中氢离子流量为 $10^7-5 \times 10^8/\text{厘米}^2 \cdot \text{秒}$,氦离子的流量为 $10^5-10^7/\text{厘米}^2 \cdot \text{秒}$ 。探险号 31 在极区距地球 500—3000 公里处测得平行于地磁场的 H^+ 外流速度为 10 公里/秒(有关总评可见文献[1])。极风的理论模型主要有两类,一类建立在连续介质流体力学的基础上,与太阳风理论相似,另一类是无碰撞等离子体理论,可以包括多组元的温度各向异性,由矩方程描述。用两种不同方法得到的极风基本性质是一致的^[2]。为了方便,我们在本文中采用连续介质的概念。

极风的观测主要用低极轨卫星,这个位置相应于离子加速区域,距地球仅几千公里。一般认为,极风大体沿着极区磁力线的方向流动。由于太阳风动压的作用,极区磁力线径向沿伸几个或十几个地球半径以后,将向后偏折拖出很长的磁尾。相应地,极风的流动方向亦会发生偏折。磁尖顶(在正午-正子夜子午面上约与赤道平面呈 78° 角)与尾瓣的磁层顶构成一个凹面,极风可以看成是沿此凹面流动。根据气体动力学的概念,沿凹面的超声速流动将在流场中形成强间断的激波面。考虑到极区的磁场和流场值,这个激波面应该是磁流体力学慢激波。大尺度激波面的存在将会改变通常的磁层模型,使磁场位形和等离子体状态发生变化。这不仅对于研究磁层模型,而且对于分析磁层中由地球起源的离子状态也都是重要的。

根据磁流体力学激波的进化性条件,满足进化性条件的有快激波

$$u_{+1} < v_{1n}, \quad u_{A2} < v_{2n} < u_{+2}, \quad (1)$$

和慢激波

$$u_{-1} < v_{1n} < u_{A1}, \quad u_{-2} > v_{2n}, \quad (2)$$

其中 u_+ , u_A 和 u_- 分别为快磁声波,阿尔文波和慢磁声波速度,下标 1 和 2 分别对应于激波上游和下游的值,下标 n 表示法向值。当上游速度比较大,满足关系(1)时,可形成快激波。而当上游速度较小,满足关系(2)时,可形成慢激波。

现在来讨论超声速流绕凹壁边界的运动。在极风的情形下,可假设流动速度与磁场平行

$$\rho v = \alpha \frac{B}{\sqrt{4\pi}}, \quad (3)$$

其中 α 为比例系数。对于等熵流动,可以用速度图的方法将二维流场问题化为速度平面中的线性问题处理。这时,可以很方便地求出磁流体力学方程组的特征线和特征关系(比如文献[3])。当然,在极风的情形下,等熵条件并不能满足。对于二维流场,可以和太阳风二维流动

本文 1985 年 3 月 5 日收到。

情况类似地导出问题的特征方向和相应的特征关系^[4]。利用这些关系，我们可以由凹面向流场作特征线，这些特征线将汇聚，其包络面即对应于磁流体力学激波阵面。根据来流速度的大小，激波可能是快激波或慢激波，如图 1 所示。

考虑极区磁场和等离子体的分布，可以得到如图 2 的典型阿尔文速度 $u_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ 和声速 $a = \sqrt{rRT}$ 。可以看出，阿尔文速度远大于典型声速和极风的流速，这意味着磁马赫数 $M_A = v/u_A \ll 1$ 。极风的加速过程是，在距地球 1000 公里左右的距离处，流动由亚声速跨声速而过渡到超声速，然后加速缓慢。图 2 中还绘出了极风加速的流场分布以及相应的测量值。由此可见，在极区大部分区域中，极风速度满足条件

$$a < v \ll u_A \quad (4)$$

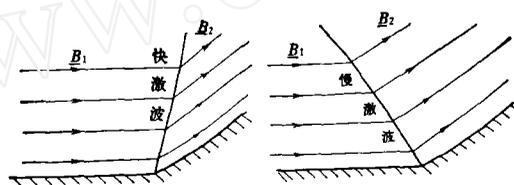


图 1 磁流体力学绕凹壁流动

(a) 快激波，满足条件(1)； (b) 慢激波，满足条件(2)

对于 $u_A \gg a$ 这种情况，沿磁场方向总有 $u_A \simeq u_+$ 和 $a \simeq u_-$ ，满足条件(2)。因此，极风绕流由极尖顶和磁层顶所组成的凹边界时，将会在流场中形成一对慢激波，分别从极尖顶的顶端磁力线分叉点附近向磁层内的尾瓣延伸。

我们具体地分析 Alekseev 和 Shabansky 的磁层模型，其磁力线和磁场大小如图 3a 所示^[5]。

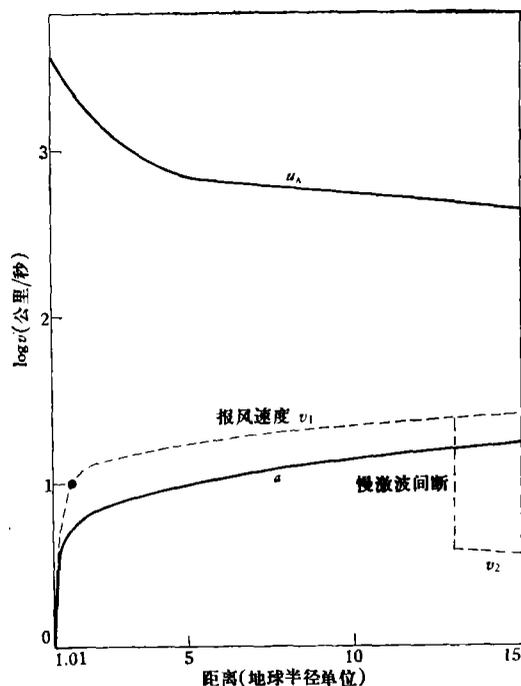


图 2 地球极区沿极轴方向的典型极风速度、声速和阿尔文速度分布
(图中“报”字应为“极”字)

这个模型假设太阳风与赤道平面平行, 亚太阳点位于 10 个地球半径处, 磁尾电流片从 10 个地球半径向后延伸, 电流中上下磁场跳跃 20γ 。当极风沿磁力线偏折时, 在流场中形成慢激波如图 2 所示。

通过激波后的风速 v_2 既可小于声速, 也可大于声速, 如图 3b 所示。慢激波后的磁场强度减弱, 使磁力线与激波阵面法向的夹角减小。在激波阵面后的粒子减速, 磁能和动能的减少使气体的温度增加。这样, 磁尾中的粒子将变得比较热。

当考虑有结构的太阳风模型时, 可能存在绕太阳的慢激波^[6,7]。具体地, 例如在赤道附近有闭磁场区域, 然后其顶点与电流片相接。这时, 太阳风绕闭场边界流动, 闭场与电流片交接形成凹边界, 流场中可产生慢激波如图 4a 所示^[6]。地球磁层也有类似的情况。极风绕闭场边界流动, 闭场与磁尾电流片接连成凹边界, 也会在流场中产生激波。在地球磁层的环境中, 流动状态满足条件(2), 这个激波将是慢激波, 如图 4b 所示。形成激波的机理与图 1 讨论的相同。

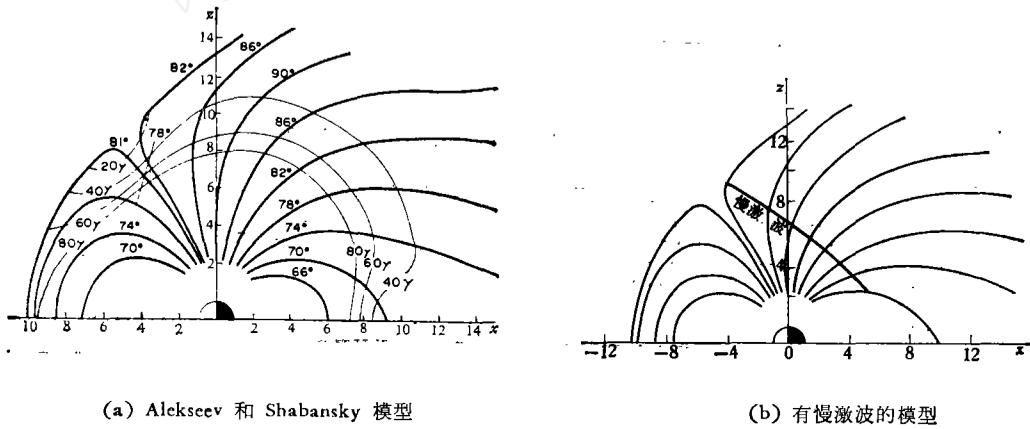


图 3 磁层的模型

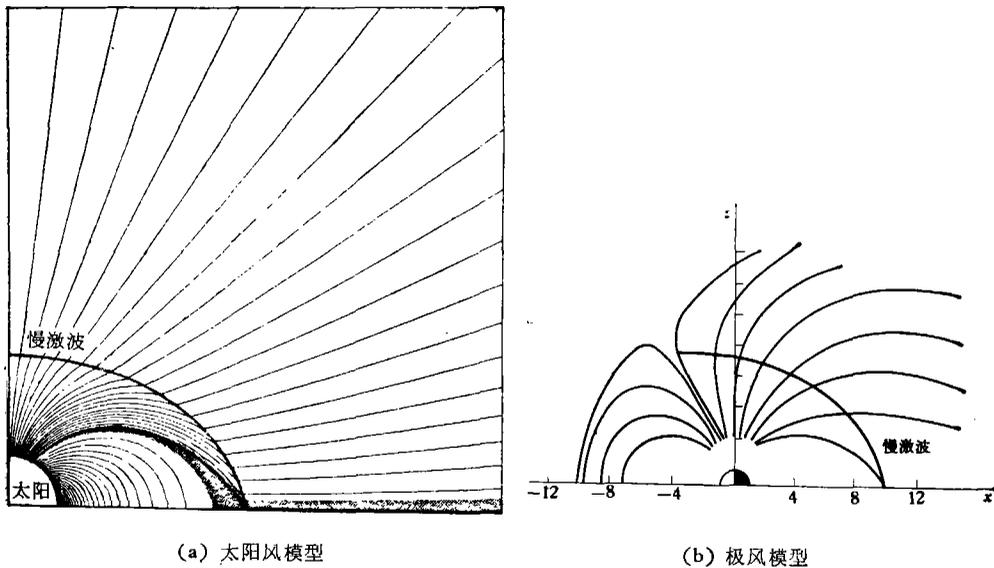


图 4 太阳风和极风绕流 Y 型中性点形成慢激波

在地球磁层的条件下,我们得到极风流场中可能存在两个大尺度的慢激波。一个产生于磁层顶中性点(T型)附近,一个产生于磁尾电流片中性点(Y型)附近。一般而言,这两个激波阵面的可能位置将一前一后。经过前一个激波阵面后,流场条件(2)要求流速的法向分量为亚声速。但总合速度既可超声速也可亚声速。如果这时,在后一激波阵面前的流场还满足条件(2),则两个激波可同时存在。否则,第二个激波阵面将不存在,而只有一个慢激波。当然,从T型中性点产生的慢激波和从Y型中性点产生的慢激波还可能在磁层中相交,并进而形成许多次级的间断面。

人们常常把极风作为磁层中局部区域的流动过程,进行分析。近年来,极风作为以电离层向磁层输送离子的一种方式,受到人们的注意。本文的讨论表明,极风的远场流动过程与磁层模型密切相关。而组建合理的磁层模型是磁层物理的基本课题。当磁层中包含若干慢激波阵面时,与激波阵面对应的电流体系使磁场的大尺度位形发生变化。而这些新的电流体系也给组建自洽的磁层模型增加了困难。

一个重要的问题是与观测的比较。理论计算极风过程表明,极风流速既可能是完全亚声速流动,也可能光滑地加速到超声速。对于前一种情况,不会出现激波间断。对于后一种情况,当满足条件(2)时才可能产生慢激波。另外,极风的流动是随时间变化的,它和电离层中离子的加热过程有关。这些条件表明,极风产生的慢激波并不是随时都存在,而且,即使存在大尺度的激波,它的强度和位置也会随时间而变化。从图2的典型速度分布还可估计出极风的流速不会比声速大得太多。因此,多数情况下,激波将不会非常强。在产生激波的中性点附近比较容易测量到激波阵面,而距中性点较远处的激波间断会较弱。这将给卫星观测带来一定的困难。即将开始的国际日地物理计划(ISTP)为测量这种大尺度激波提供了可能性。同时,在低极轨和高极轨测量等离子体和磁场的变化,将能够证认出这种慢激波的存在性,进而揭示它对磁层过程的影响。

太阳大气中若存在大尺度的慢激波,这将为太阳风提供新的磁能,使粒子加速。但是,要证认这种激波的存在性是相当困难的,即使间接地观测也不容易。人造地球卫星可以对地球空间环境作直接的探测。通过直接采测极风产生的大尺度慢激波的性质,并借鉴到太阳大气中的大尺度慢激波,以理解它存在的条件,以及可能表现出的性质。

应该指出,我们这里分析的是一种理想的情况,将凹壁看成在局部区域有较大的曲率变化。实际情况也可能是曲率逐渐变化。这时,流动转向也会挤压形成激波。它相应于气体动力学中的脱体激波,其位置和强度不仅依赖于流动速度,还依赖于磁力线的位形。而且,激波位置也不一定延伸到整个开磁场区域,而是可能位于部分区域,并逐渐衰减或形成交叉的激波。这些具体的位形需要由确定流动和磁场参数来确定。

参 考 文 献

- [1] Raitt, W. J., Schunk, R. W., in *Energetic Ion Composition in the Earth's Magnetosphere* (Ed. Johnson, R. G.), 1983, 99.
- [2] Holzer, T. E. et al., *J. Geophys. Res.*, **76**(1971), 2453.
- [3] Seebass, R., *Quart. Appl. Math.*, **19**(1969), 231.
- [4] 胡文瑞, *空间科学学报*, **1**(1981), 93.
- [5] Alekseev, I. I., Shabansky, V. P., *Planet. Space Sci.*, **20**(1972), 117.
- [6] Whang, Y. C., *Geophys. Res. Letters*, **9**(1982), 1081.
- [7] Whang, Y. C., in *Solar Wind Five* (Ed. Neugebauer, M.), 1983, 719.