第1卷 第2期 空间科学学报 Vol. 1, No. 2
1981 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCINECES Oct., 1981

太阳风局部加速的磁流体力学过渡特征

胡 文 瑞
(中国科学院力学研究所)

摘 要

本文讨论了轴对称磁力线管中太阳风从亚声速和亚阿尔文速度加速到超声速和超阿尔文速度的过程. 考虑到流动和场的二维效应以后, 除去临界声速线 $M^2=1$ 以外,还有临界阿尔文速线 $M_A^2=1$ 和 $M^2+M_A^2=1$. 这时,磁力线管中存在三次过渡,使磁流体力学方程组的类型从椭圆型变为双曲型,再变为椭圆型,最后变为双曲型. 由于日冕中的典型声速和阿尔文速度具有相同的量级,而且人们对磁力线管的急剧膨胀很有兴趣,这就需要讨论二维磁流体力学方程组的自洽解. 太阳风的局部流管中有可能出现多次过渡的流动特征.

一、前 言

太阳风的流动和加速过程往往处理为一维流动. 如果磁场分布也是一维的,或者假设磁场是无力场,则洛伦茨力对太阳风加速过程没有影响. 在一维流近似下,太阳风流动化为气体动力学问题,只有一种声速奇异面. 为了使太阳风得到更高的速度,近来曾提出局部磁力线管急剧膨胀[1,2],这时可出现几个声速奇异面[2]. 当局部的磁力线急剧膨胀时,就应该考虑流动的二维特征. 这时, 横向速度以及各种参数的横向梯度对流动的影响必须考虑.

近来,太阳风的三维流动特性不断引起人们的兴趣. 这时,需要求磁流体力学的自洽解[3,4]. 一般而言,日冕中的电流并不为零,因此, 洛伦茨力对太阳风的流动会有影响.

根据磁流体力学喷管流动的理论可知,当速度与磁场平行时,可以存在三个临界奇异面[5],即 $M^2=1$, $M_A^2=1$, $M^2+M_A^2=1$. 把这种概念引用到太阳风在局部磁力线管中的流动时,预计可能会存在同样的过程. 在一维的太阳风模型中,考虑到急剧膨胀[2],或者有能流或动量流时[6,7],也可能出现多个奇点. 但这些奇点都是声速奇点 $M^2=1$, 而光滑的跨声速流动只经过一个奇点. 二维效应使一条奇异声速线分裂为三条奇异线, 将不同流动类型的区域分开.

日冕中等离子体的温度变化不大, 所以声速也大体不变. 日冕中磁场和等离子体密度都随高度而减小,使阿尔文速度随高度而逐渐减小. 此外, 太阳表面除普遍场外, 还有局部的强磁场,使阿尔文速度的分布不均匀. 与太阳普遍场相对应的阿尔文速度,在低日冕处大于声速;而在高日冕处小于声速. 所以, 阿尔文速度在日冕中与声速的量级相近.

本文于 1981 年 4 月 15 日收到.

当洛伦茨力非零时，热力学压力与麦克斯韦应力张量对太阳风流动的作用都会表现出来．本文讨论一个轴对称的局部磁力线管，分析太阳风在其中流动时的二维特征．

二、基本方程组的特征

对于局部磁力线管的内部流动，在柱坐标 (r, θ, z) 中的轴对称条件要求 $\partial/\partial\theta = 0$．这时，定常磁流体力学方程组可以表示为

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \tag{2.1}$$

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial r} + w\frac{\partial u}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \rho\frac{G\mathscr{M}}{z^2} + \frac{B_z}{4\pi}\left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}\right), \tag{2.2}$$

$$\rho\left(u\frac{\partial w}{\partial r} + w\frac{\partial w}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{B_r}{4\pi}\left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}\right), \tag{2.3}$$

$$u\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) + w\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) = Q, \tag{2.4}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0, \tag{2.5}$$

$$\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) = 0, \tag{2.6}$$

其中速度 $(u, 0, w)$ 和磁场 (B_r, O, B_z) 都没以环向分量，G 是引力常数，$\mathscr{M}$ 为太阳质量，Q 为热源，ρ 和 p 分别是气体的密度和压力，γ 为比热比或者多方指数．在上述方程组中，将坐标原点取在太阳中心．讨论局部磁力线管时，坐标原点也可取在其他地方．这时 (2.2) 式的重力项应改写为 $-\rho\dfrac{G\mathscr{M}}{(z+z_0)^2}$，讨论结果不变．

在磁力线管中，太阳风的速度与磁场大体平行，假设它们之间有关系式

$$\boldsymbol{B} = \alpha\sqrt{4\pi\rho}\,\boldsymbol{v}, \tag{2.7}$$

将上式代入 (2.5)，并利用 (2.1)，可导出

$$\rho\boldsymbol{v}\cdot\nabla\alpha = 0. \tag{2.8}$$

上式表明，α 沿流线或磁力线保持不变．如果 α 在初始截面上均匀，则它恒为常数，即

$$\alpha = \text{常数}. \tag{2.9}$$

假设 (2.7) 使方程 (2.5) 和 (2.6) 自动地得到满足．利用 (2.7) 和 (2.4)，可将 (2.2) 和 (2.3) 式化为

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial r} + \rho w\frac{\partial}{\partial z}[(1-\alpha^2\rho)u] = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\alpha^2}{2}\frac{\partial\rho w^2}{\partial r} - \rho\frac{G\mathscr{M}}{z^2}, \tag{2.10}$$

$$\rho u\frac{\partial}{\partial r}[(1-\alpha^2\rho)w] + \rho w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\alpha^2}{2}\frac{\partial\rho u^2}{\partial z}, \tag{2.11}$$

问题就化为讨论 (2.1)，(2.4)，(2.10) 和 (2.11)．由于洛伦茨力是有旋的，这里不可能用速度图的方法来求解．

可以讨论方程组的特征．在曲线 $z = \zeta(r)$ 上给定 ρ，p，u，w 的分布．这时，沿该曲线有

$$\frac{\partial}{\partial r}=\frac{d}{dr}-\zeta'(r)\frac{\partial}{\partial z}.$$

将上式代入(2.1),(2.4),(2.10),(2.11),就导出

$$(w-\zeta' u)\frac{\partial \rho}{\partial z}-\rho\zeta'\frac{\partial u}{\partial z}+\rho\frac{\partial w}{\partial z}=A, \tag{2.12}$$

$$-(u+\zeta' w)w\alpha^2\rho\frac{\partial \rho}{\partial z}-[\rho w(1-\alpha^2\rho)-\zeta'\rho u]\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$-\zeta'\rho w\alpha^2\rho\frac{\partial w}{\partial z}-\zeta'\frac{\partial p}{\partial z}=B, \tag{2.13}$$

$$(u+\zeta' w)u\alpha^2\rho\frac{\partial \rho}{\partial z}+\rho^2 u\alpha^2\frac{\partial u}{\partial z}+[\rho w-\zeta'\rho u(1-\alpha^2\rho)]\frac{\partial w}{\partial z}+\frac{\partial p}{\partial z}=C, \tag{2.14}$$

$$(w-\zeta' u)\left(\frac{\partial p}{\partial z}-a^2\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)=\rho^\gamma\left[Q+u\frac{d}{dr}\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right)\right], \tag{2.15}$$

其中声速 $a^2=\gamma p/\rho$，而系数

$$\begin{cases} A=-\dfrac{\rho u}{r}-\rho\dfrac{du}{dr}-u\dfrac{d\rho}{dr}, \\ B=-\rho\dfrac{G\mathscr{M}}{z^2}-\rho u\dfrac{du}{dr}-\rho w\alpha^2\rho\dfrac{dw}{dr}-w^2\alpha^2\rho\dfrac{d\rho}{dr}-\dfrac{dp}{dr}, \\ C=\alpha^2\rho u w\dfrac{d\rho}{dr}-\rho u(1-\alpha^2\rho)\dfrac{dw}{dr}. \end{cases} \tag{2.16}$$

当方程组(2.12)—(2.15)的系数行列式为零时,在曲线 $z=\zeta(r)$ 上函数的微商值不能唯一地确定,由此可定出方程组的特征方向满足的条件:

$$\begin{vmatrix} w-\zeta' u & -\rho\zeta' & \rho & 0 \\ -(u+\zeta' w)w\alpha^2\rho & \rho w(1-\alpha^2\rho)-\zeta'\rho u & -\zeta'\rho^2 w\alpha^2 & -\zeta' \\ (u+\zeta' w)u\alpha^2\rho & \rho^2 u\alpha^2 & \rho w-\zeta'\rho u(1-\alpha^2\rho) & 1 \\ -a^2(w-\zeta' u) & 0 & 0 & w-\zeta' u \end{vmatrix}=0,$$

或者展开后写为 ζ' 的四次方程:

$$(w-\zeta' u)(a_1\zeta'^3+b_1\zeta'^2+c_1\zeta'+d_1)=0, \tag{2.17}$$

其中的系数

$$\begin{cases} a_1=u[w^2+(a^2-v^2)(1-\alpha^2\rho)], \\ b_1=w[2u^2-w^2+(v^2-a^2)(1-\alpha^2\rho)], \\ c_1=-u[2w^2-u^2+(v^2-a^2)(1-\alpha^2\rho)], \\ d_1=w[(v^2-a^2)(1-\alpha^2\rho)-u^2], \end{cases} \tag{2.18}$$

而 $v^2=u^2+w^2$ 为总速度的平方.

特征方程(2.17)可分解为两部分:

$$w-\zeta' u=0, \tag{2.19}$$

$$a_1\zeta'^3+b_1\zeta'^2+c_1\zeta'+d_1=0. \tag{2.20}$$

关系式(2.19)给出的特征方向就是流线的切向

$$\frac{d\zeta}{dr}=\frac{w}{u},$$

所以就是一簇流线. 根据三次代数方程的理论，方程(2.20)的三个根的性质，取决于其判别式的符号，而判别式为

$$D=\frac{b_1^2c_1^2}{a_1^4}-27\left(\frac{d_1}{a_1}\right)^2-4\frac{b_1^3d_1}{a_1^4}-4\frac{c_1^3}{a_1^3}+18\frac{b_1c_1d_1}{a_1^3}. \tag{2.21}$$

当 $D>0$ 时，有三个不同的实根，流动为双曲型；当 $D<0$ 对，有一个实根和一对共轭复根，流动为双曲-椭圆型；当 $D=0$ 时，有三个实根，其中有一对重根，对应于临界线. 为了方便，引入

$$M=\frac{v}{a},\quad M_r=\frac{u}{a},\quad M_z=\frac{w}{a},\quad M_A=\frac{v}{v_A}. \tag{2.22}$$

其中阿尔文速度

$$v_A=\frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

利用关系(2.7)和(2.22)中的定义，不难得到

$$\alpha^2\rho=\frac{1}{M_A^2}. \tag{2.23}$$

这样，经过适当的运算，可将判别式(2.21)化为

$$\begin{aligned}D=&-4\left[\frac{3M_A^2M_z^2-(M_A^2+M^2-1)}{M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)}\right]^3\\&+\left(\frac{w}{u}\right)^2\{[3M_A^2M_z^2-(M^2+M_A^2-1)]^2[3M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)]^2\\&-27[M_A^2M_z^2-(M_A^2+M^2-1)]^2[M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)]^2\\&+18[3M_A^2M_z^2-(M_A^2+M^2-1)][3M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)]\\&\times[M_A^2M_z^2-(M^2+M_A^2-1)][M_A^2M_r^2-(M^2+M_A^2-1)]\}/[M_A^2M_r^2\\&-(M_A^2+M^2-1)]^4-4\left(\frac{w}{u}\right)^4[3M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)]^3\\&\times[M_A^2M_z^2-(M_A^2+M^2-1)]/[M_A^2M_r^2-(M_A^2+M^2-1)]^4.\end{aligned} \tag{2.24}$$

在管道流中，横向速度比纵向速度小，所以在(2.24)中以 $\left(\frac{w}{u}\right)^4$ 项为主. 由此可近似得到

$$D\simeq 4\left[\frac{(M_A^2-1)(M^2-1)}{M_A^2+M^2-1}\right]\left(\frac{w}{u}\right)^4. \tag{2.25}$$

所以，双曲型方程组所对应的区域大致要求

$$M_A^2+M^2>1,\ \text{但}\ \min(M_A^2,M^2)<1,\ \max(M_A^2,M^2)>1. \tag{2.26}$$

而双曲-椭圆型方程所对应的区域大致要求

$$M_A^2+M^2<1,\ \min(M_A^2,M^2)>1,\ \text{但}\ \max(M_A^2,M^2)<1. \tag{2.27}$$

因此，太阳风在局部磁力线管中加速时，应该有三个奇异面，它们大致地分别位于

$$M_A^2+M^2=1,\quad M_A^2=1,\quad M^2=1. \tag{2.28}$$

这时，除了声速面 $M^2=1$ 以外，还有阿尔文速度面 $M_A^2=1$ 和奇异面 $M^2+M_A^2=1$，而且这三个奇异面一般并不重合.

由方程(2.1)，(2.10)和(2.11)可以看出，二维效应包括与横向速度 w 相关的惯性力

或质量流，与横向磁场 B_r 相关联的麦克斯韦应力分量，以及横向压力梯度和与纵向磁场相关联的麦克斯韦应力分量．即使横向场 $u = B_r = 0$ 时，横向梯度平衡关系也会影响太阳风的纵向流动的性质．

三、小横向场近似

在对称轴附近，横向速度 u 和横向磁场 B_r 皆为零．对称轴附近的区域中总有 $u^2/w^2 \ll 1$，或者 $M_z^2 \gg M_r^2$．可先讨论 $u \to 0$ 的极限情况．这时，特征方程 (2.16) 退化为 ζ' 的二次代数方程

$$[(v^2 - a^2)(1 - a^2\rho) - v^2]\zeta'^2 + (v^2 - a^2)(1 - a^2\rho) = 0, \tag{3.1}$$

其中利用了 $u = 0$ 时 $v = w$．(3.1) 决定两个特征方向，它们是

$$\begin{cases} \zeta_1' = \left[\dfrac{(M^2 - 1)(M_A^2 - 1)}{M^2 + M_A^2 - 1}\right]^{1/2}, \\ \zeta_2' = -\left[\dfrac{(M^2 - 1)(M_A^2 - 1)}{M^2 + M_A^2 - 1}\right]^{1/2}. \end{cases} \tag{3.2}$$

再加上流线的特征方向 (2.19)，共有三个特征根．ζ_1' 和 ζ_2' 的值依赖于根式内各因子的正负和大小．当根式内的值为负时，它们是一对共轭纯虚数；当根式内的值为正时，它们是一对异号的实数．这样，方程组的类型如图 1 所示．当 $M_A \gg 1$ 时，方程组退化为普通气体动力学的情况，流动的特征区域分为超声速流和亚声速流．(3.2) 式表明，在 $M_A^2 \lesssim 1$ 附近，方程组的类型有大的变化．太阳风在日冕低层时，$M^2 \ll 1$ 和 $M_A^2 \ll 1$，对应于图 1 的原点附近．在远离太阳表面时，$M^2 > 1$ 和 $M_A^2 > 1$，位于图 1 的右上角．太阳风加速过程如图 1 中的实线箭头方向所示，从亚声速和亚阿尔文速度的椭圆型流动区域到双曲型区域，然后跨过声速(但小于阿尔文速度)或者跨过阿尔文速度(但小于声速)又进入椭圆型流动区域，最后，达到超声速和超阿尔文速度的双曲型流动区域．这时，太阳风从低速到高速的加速流动需要经过三个临界奇异线，即 $M_A^2 + M^2 = 1$，$M^2 = 1$ 和 $M_A^2 = 1$．由于对称轴上总满足 $u = 0$，三个临界奇异线从对称轴上向磁力线管的边界延伸，而将局部磁力线管分为四个特征流动区域，它们分别是椭圆型、双曲型，椭圆型、双曲型．在磁力线管的对称轴附近的速度剖面如图 2 所示，其中有三个奇点 P_1, P_2, P_3．在一维流动模型中，可以有多个声速奇点[6,7]，但太阳风加速流动只经过一个奇点．在这里的情况，太阳风加速流动经过全部三个奇点．在磁流体力学中，讨论平面绕流的问题时，可以得到与图 1 类似的流场．特征方向 (3.2) 有下列关系

$$\begin{cases} \dfrac{d\zeta_{1,2}}{dr} \to \infty, & \text{当 } M^2 + M_A^2 \to 1 \text{ 时;} \\ \dfrac{d\zeta_{1,2}}{dr} \to 0, & \text{当 } M^2 \to 1 \text{ 或 } M_A^2 \to 1 \text{ 时.} \end{cases} \tag{3.3}$$

这表明，当 $M^2 \to 1$ 或 $M_A^2 \to 1$ 时，特征线簇与 z 轴相切；而当 $M^2 + M_A^2 \to 1$ 时，与 r 轴相切．

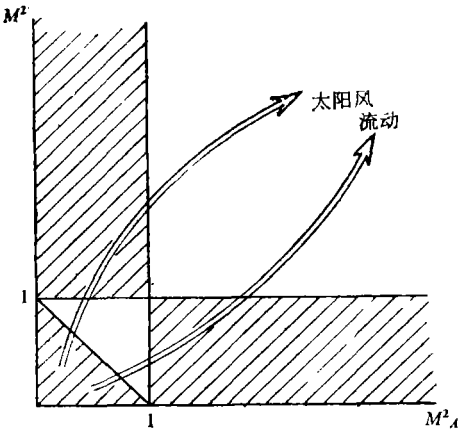


图 1 太阳风流动的特征类型

阴影区为椭圆型，其它区域为双曲型，实线箭头方向为太阳风加速过程。

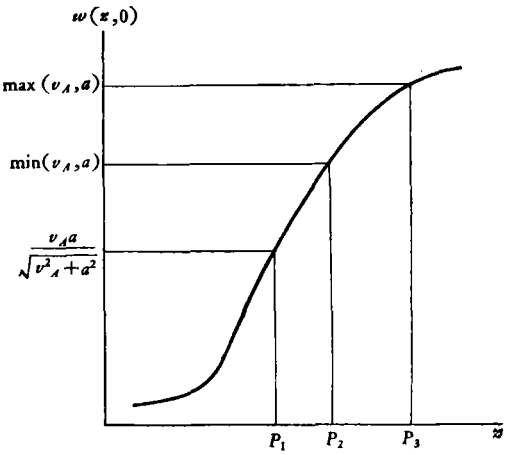


图 2 局部磁力线管纵向速度剖面

P_1 P_2 和 P_3 为三个奇点。

将特征方向 (3.2) 代入基本方程组 (2.12)—(2.15)，要求子行列式为零，就可以求出特征线上的特征关系．比如由

$$\Delta_1=\begin{vmatrix} A_1 & -\rho\zeta' & \rho \\ A_2 & \rho[w(1-\alpha^2\rho)-u\zeta'] & -\zeta'\rho w\alpha^2\rho \\ A_3 & \rho u\alpha^2\rho & \rho[w-\zeta' u(1-\alpha^2\rho)] \end{vmatrix}=0, \tag{3.4}$$

就得到特征关系的方程为

$$\begin{aligned} &\left\{\rho u(1-\alpha^2\rho)\left(\frac{u^2}{r}-\frac{G\mathscr{M}}{z^2}\right)+u[(u^2-a^2)(1-\alpha^2\rho)-w^2\alpha^2\rho]\frac{d\rho}{dr}\right\}\zeta'^2 \\ &+\left\{\rho w\left[-\frac{2u^2}{r}(1-\alpha^2\rho)+\frac{G\mathscr{M}}{z^2}\right]-\rho uw(1-2\alpha^2\rho)\frac{du}{dr}\right. \\ &\left.+\rho[u^2+(w^2-u^2)\alpha^2\rho]\frac{dw}{dr}+w[a^2-2u^2+v^2\alpha^2\rho]\frac{d\rho}{dr}\right\}\zeta' \\ &+\left\{\rho u\left[\frac{w^2}{r}(1-\alpha^2\rho)+\frac{G\mathscr{M}}{z^2}\alpha^2\rho\right]+\rho[w^2-(u^2-w^2)\alpha^2\rho]\frac{du}{dr}\right. \\ &\left.+u(w^2+a^2\alpha^2\rho)\frac{d\rho}{dr}-\rho uw(1-2\alpha^2\rho)\frac{dw}{dr}\right\}=0. \end{aligned} \tag{3.5}$$

为了一般性，方程 (3.4) 和 (3.5) 中保留了含 u 的项．将特征方向 (2.19) 代入上式，可导出流线上的特征关系为

$$\begin{aligned} &\left(M_z^2-\frac{1}{M_A^2}\right)\frac{d\rho}{\rho}+\left[\frac{M_r^2+M_z^2(M_A^2-1)}{M_A^2}\right]\frac{du}{u}-\frac{M_rM_z}{M_A^2}(M_A^2-2)\frac{dw}{u} \\ &+\left[\frac{M_z^2}{M_A^2}(M_A^2-1)+\frac{1}{M_A^2}\frac{G\mathscr{M}}{za^2}\cdot\frac{r}{z}\right]\frac{dr}{r}=0. \end{aligned} \tag{3.6}$$

如果在 (3.6) 中令 $M_r=0$，就得到对称轴附近沿流线的特征关系．将特征方向 (3.2) 代入 (3.5)，考虑到假设 $u^2/w^2\ll 1$，就可得到两簇特征关系．

$$\left(1+\frac{M^2}{M_A^2}\right)\frac{d\rho}{\rho}\mp M_z^2\left(1-\frac{1}{M_A^2}\right)\sqrt{\frac{M_A^2+M^2-1}{(M^2-1)(M_A^2-1)}}\frac{du}{w}$$
$$+\frac{M_z^2}{M_A^2}\frac{dw}{w}+\frac{G\mathscr{M}}{z^2a}dr=0, \tag{3.7}$$

其中 ζ_1' 对应于上边的符号，而 ζ_2' 对应于下边的符号．利用特征关系，在给定了非奇异线上的流场初值后，就可以求解双曲型区域中的流动．

再考虑横向速度的影响．这时必须讨论三次特征方程 (2.16)，以及其判别式 (2.24)．考虑到管道流动中一般有

$$(M_r/M_z)^2\ll 1,$$

将 (2.24) 对 $(M_r/M_z)^2$ 展开就可得到

$$D=4\left(\frac{M_z}{M_r}\right)^4\frac{(M^2-1)(M_A^2-1)}{(M^2+M_A^2-1)}+8\left(\frac{M}{M_r}\right)^2\frac{(M^2-1)(M_A^2-1)}{(M_A^2+M^2-1)^2}\times$$
$$(2M_A^2M^2+M_A^2+M^2-1)+O(1). \tag{3.8}$$

判别式 (3.8) 中的第一项就是 (2.25)，它相当于横场为零时的结果，其特征根即为 (3.2)．M_r^2 对 D 的贡献取决于 (3.8) 式右端第二项．不难验证，在 $M_A^2+M^2\simeq 1$ 附近该项为正的，在 $M^2\simeq 1$ 和 $M_A^2\simeq 1$ 附近的双曲型流动区域中该项也是正的．所以，横向场对流动的影响是使它更趋于双曲型．考虑到对称轴上有 $u=0$，临界奇异线从对称轴上的 $M^2+M_A^2=1$，$M_A^2=1$ 和 $M^2=1$ 三点向局部磁力线管两边延伸，这些临界线都向椭圆型流动区域倾斜，如图 3 所示．根据特征值 (3.2) 和 (2.19)，以及特征方向的性质 (3.3)，可在图 3 中画出双曲型流动区域中的特征线．图 3 中的特征方向及流动特征与 [5] 中得到的结果大致相同．

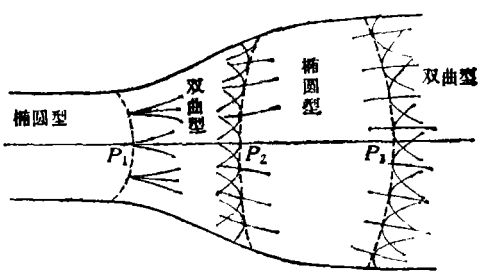


图 3　局部磁力线管中太阳风流动的临界奇异线的特征

四、讨　论

从太阳日冕直到十几个太阳半径处，等离子体的温度约为 1—2×10⁶ K，变化不大．这个区域中的相应声速约为 100 公里/秒．等离子体的密度在此区域中从 10^8/厘米³ 减到 10^4/厘米³．磁场也随着衰减，使阿尔文速度减少．若磁场为 1 高斯，等离子体密度为 10^7/厘米³，则阿尔文速度为 600 公里/秒．太阳的阿尔文半径一般在 20 个太阳半径左右，在阿尔文半径内有关系式 $v_A^2>a^2$．但太阳大气中的磁场分布不均匀，局部磁场可以比普遍磁场的强度强得多，使阿尔文速度达到 10^3 公里/秒的量级．冕洞区域中的磁场较弱，可能

使 $v_A \lesssim a$. 在距离太阳较远处,声速与阿尔文速度都只有几十公里/秒的值,那里的太阳风流动是超声速和超阿尔文速度. 因此,太阳风的临界过渡性质应具有前面所讨论的特征.

当 $v_A^2 \gg a^2$ 时,可以得到条件

$$\frac{v_A^2 a^2}{v_A^2 + a^2} \simeq a^2. \tag{4.1}$$

这时,奇异线 $M_A^2 + M^2 = 1$ 与 $M^2 = 1$ 几乎重合,P_1 与 P_2 之间的双曲型区域近于消失. 这种流动的特征相当于从亚阿尔文速度加速到超阿尔文速度的流动. 另一方面,当 $v_A^2 \ll a^2$ 时,就有

$$\frac{v_A^2 a^2}{v_A^2 + a^2} \simeq v_A^2. \tag{4.2}$$

这时,奇异线 $M_A^2 + M^2 = 1$ 与 $M_A^2 = 1$ 几乎重合. 这种流动的主要特征相当于从亚声速加速到超声速,类似于普通气体动力学的太阳风模型. 如果 $v_A^2 \simeq a^2$,则 $M_A^2 = 1$ 与 $M^2 = 1$ 几乎重合,P_2 与 P_3 之间的椭圆型区域很窄;而当 $v_A^2 = a^2$ 时,这个椭圆型区域完全消失.

在距日面 10 个太阳半径内,v_A 一般大于 a. 因此,太阳风跨过声速后流动为椭圆型,而临界线 $M_A^2 = 1$ 在声速线 $M^2 = 1$ 之外. 如果 v_A^2 比较大,临界阿尔文声速线 $M_A^2 = 1$ 可与声速线相距甚远. 当 v_A^2 与 a^2 相当时,在声速线以内还有一条临界线. 不论那一种情况,声速线或声速线的上游,总有从双曲型区域过渡到椭圆型区域的分界线. 在普通气体动力学中,声速线是从椭圆型流动区域过渡到双曲型流动区域的分界线. 本文讨论的流动特征应该反应在三维太阳风模型的磁流体力学自洽解中,值得进一步研究.

参 考 文 献

[1] Kopp, R. A. and Orrall, F. G., *Astron. Astrophys.*, **53**, 363, 1976.
[2] Kopp, R. A. and Holzer, T. E., *Solar Phys.*, **49**, 43, 1976.
[3] Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, **18**, 255, 1971.
[4] Yeh, T. and Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, **54**, 419, 1976.
[5] Chu, C. K., *Phys. Fluid*, **5**, 550, 1962.
[6] Holzer, T. E., *J. Geophy. Res.*, **82**, 23, 1977.
[7] 胡文瑞, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **13**, 1981.

THE TRANSITIONAL CHARACTERISTICS OF MAGNETOHYDRODYNAMIC ACCELERATION IN SOLAR WIND FLOW

Hu Wen-rui

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper, the accelerating feature of solar wind flow from subsonic and sub-Alfvén velocity into supersonic and super-Alfvén velocity is discussed in the axis-symmetric magnetic flux tube. In addition to the critical sonic line $M^2=1$, there are critical Alfvén line $M_A^2=1$ and line $M^2+M_A^2=1$ if the two-dimensional effects of the flow and magnetic field are included. In this case, there is thrice transitions for the solar wind flow in the magnetic flux tube, and the type of the magnetohydrodynamic equations will change from elliptic ones into hyperbolic ones, then the elliptic, and at last, into the hyperbolic ones. The consistent solutions of the magnetohydrodynamic equations for the solar wind flow need to study, because the typical sonic velocity has the magnitude of order just the same as the typical Alfvén velocity and the rapid expansion of the magnetic flux tube is interested. There may exist several transitions for solar wind flow in the local flow tube.