太阳风中的动力论 Alfven 激波*

卢先和[1] 宋礼庭[2] 魏奉思[1]

[1](中国科学院空间科学与应用研究中心** 北京 100080)

[2](北京大学地球物理系)

摘 要

本文指出因动力论 Alfven 波的存在非线性作用，从而能引起波连续陡化；这种情况下考虑频散效应，理论上应该形成中间激波．针对这一物理思想，在二元流体模型下，引进离子声反常阻尼，数值解出中间激波的结构．

关键词 太阳风 — 动力论 Alfven 激波 — 跃变

1 引 言

太阳风中是否存在中间激波是近年来空间及天体物理学家关注的一个热点．如果存在，对其研究将可能改变我们对太阳风的认识．

通过 Rankine－Hugoniot 激波关系及熵增加原理可以得到中间激波的解，由此得到的激波一直被认为是不稳定的、非演化的，因而不具备实际的物理意义，Wu[1,2] 指出，在耗散的 MHD 方程中，通过波的陡化，连续波在物理上可以演化成中间激波；在改变耗散参数的条件下中间激波能够通过其结构层的变化达到新的稳定．Wu 等通过数值计算发现，如果给定离子拽力为耗散源，二元流体模型(有限离子惯性色散)和混杂模型可以得到中间激波解，但离子拽力作为耗散源在物理上可能给出明确的思想．

动力论 Alfven 不同于 MHD Alfven 波，它是色散的．在太阳风中，由于离子回旋半径效应，动力论 Alfven 波的色散关系近似为

$$\omega = K_{\perp} v_A (1 + K_{\perp}^2 \rho_i^2).$$

$K_{\perp}$ 为垂直磁场方向的波数，ρ_i 为离子回旋半径．在色散作用下非线性 Alfven 波带有纵向电场 E_z、它自然产生非线性效应．另外动力 Alfven 波是离子声波与 Alfven 波的偶合模[3－10]，离子声湍流可能提供反常阻尼耗散，使孤波演化成激波．

本文认为由于动力论 Alfven 波的非线性作用和耗散效应，理论上应该形成中间激波．在二元流体模型下，引进离子声反常阻尼，数值上解出中间激波的结构．用解析方法处理 Alfven 波的非线性作用和耗散效应的近期结果请参考文献[12] 及那里的引文．有关 Alfven 波物理解的定性分析及解的性态研究在文献 [13] 中有很好的论述．

* 国家自然科学基金资助课题． ** 中国科学院日球物理数值研究开放实验室

1995－11－09 收到原稿，1996－08－12 收到修定稿

2　基本方程

2.1　基本假设

由太阳风中电子与质子的二元流体方程和 Maxwell 方程组出发，取一直角坐标系，z 轴沿背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 方向，扰动磁场沿 y 轴方向，扰动电场沿 x 轴方向，波矢 $\boldsymbol{k}$ 基本上垂直于 $x-y$ 平面且与 z 轴有一微小的夹角 θ.

假设电子强磁化，速度沿 z 轴方向，$\omega \ll \Omega_i$，即波频率远小于离子回旋频率；所有物理量的 $\partial / \partial y = 0$.

2.2　方程

根据以上假设，基本方程可表示为

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial n}{\partial t} = 0,\\
&\frac{\partial v_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial z} = -\frac{e}{m_e} E_z - \frac{c_e^2}{n} \frac{\partial n}{\partial z} - 10^{-2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_{pi}}{c_s} (v_e - v_{iz})^2 ,\\
&\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n v_{ix}) + \frac{\partial}{\partial z}(n v_{iz}),\\
&\frac{\partial v_{iz}}{\partial t} + v_{ix} \frac{\partial v_{iz}}{\partial x} + v_{iz} \frac{\partial v_{iz}}{\partial z}\\
&= \frac{e}{m_i} E_z + \frac{e}{m_i} v_{ix} B_y - \frac{c_i^2}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{m_e}{m_i} 10^{-2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_{pi}}{c_s} (v_e - v_{iz}),\\
&\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t} ,\\
&\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{4\pi n e}{c} (v_{iz} - v_e).
\end{aligned}
\tag{1}
$$

横向速度单独解出[7]

$$
v_{ix} = v_{ex} = -c \frac{E_x}{B_0} ,
$$

$$
v_y = -\frac{B_y}{\sqrt{4\pi m_i n}} .
$$

其中，角标 i, e 分别表示质子和电子，$c_i = \sqrt{KT_i / m_i}$，$c_e = \sqrt{KT_e / m_e}$ 分别为离子与电子的热速度；$c_s = \sqrt{KT_e / m_i}$ 为离子声速；$\Omega_i = eB_0 / m_i c$ 为离子回旋频率；$10^{-2}\omega_{pi}(v_b - v_i) T_e / (c_s T_i)$ 表示由离子声波非线性饱和得到的反常阻尼. 对低频波，可忽略电子惯性项 $\mathrm{d}v_e / \mathrm{d}v_i$. 考虑在太阳风中 $c_e \gg v_A$，v_A 为 Alfven 波速，无量纲化后得出标准方程.

$$
\frac{\partial N}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial Z}(NV) = 0,
$$

$$\frac{\partial N}{\partial r}+\frac{\partial (NU)}{\partial Z}+N\frac{\partial^2 E_x}{\partial r\partial X}+\frac{\partial E_X}{\partial r}\frac{\partial N}{\partial X}=0,$$

$$\frac{m_i}{m_e}E_Z+\frac{C_e^2}{N}\frac{\partial N}{\partial Z}+\eta(V-U)^2,$$

$$\frac{\partial U}{\partial r}+U\frac{\partial U}{\partial Z}+\frac{\partial E_X}{\partial r}\frac{\partial U}{\partial X}=E_Z+B\frac{\partial E_X}{\partial X}-\frac{C_i^2}{N}\frac{\partial N}{\partial Z}+\eta\frac{m_e}{m_i}(V-U)^2, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E_X}{\partial Z}-\frac{\partial E_Z}{\partial x}=-\frac{\partial B}{\partial r},$$

$$\frac{\partial B}{\partial X}=N(U-V).$$

其中，标准化量 $X=x\Omega_i/v_A$，$Z=z\Omega_i/v_A$，$r=t\Omega_i$，$N=n/n_0$，$B=B_y/B_0$，$Z=z\Omega_i/v_A$，$U=v_{iz}/v_A$，$E_X=E_x c/(B_0 v_A)$，$E_Z=E_z c(B_0 v_A)$，$C_e=c_e/v_A$，$C_i=c_i/v_A$，$\eta=10^{-2}T_e\omega_{pi}v_A/(T_i c_i\Omega_i)$ 假定为常数.

考虑方程行波解，令

$$\xi=(aX+\gamma Z-M_A r)/M_i. \tag{3}$$

其中$a=\sin\theta$，$\gamma=\cos\theta$，行波马赫数为 $M_A=v_P/v_A$. 将标准化方程组变换到行波相上，消去 V，U，E_X，可得

$$\frac{dN}{d\xi}=g,$$

$$\frac{dY}{d\xi}=\frac{\gamma M_i}{\alpha M_A\sigma}\left[\frac{\sigma^2}{N^2}-(C_i^2-C_s^2)\right]g-\frac{M_i}{\alpha\sigma}NBY,$$

$$\frac{dB}{d\xi}=\frac{M_A}{\gamma}NY, \tag{4}$$

$$\frac{dg}{d\xi}=\frac{g^2}{N}-\frac{M_i}{\alpha C_s^2}\left(\frac{M_A^2}{\gamma^2}-\frac{1}{N}\right)YN^2-2K\frac{\alpha^2M_A^2}{M_i\gamma^3C_s^2}\frac{Y}{N}\frac{dY}{d\xi}.$$

其中，$K=\eta m_e/m_i$，$Y=dE_X/d\xi$，$E_Z=(\gamma E_X+M_A B)/\alpha$；$\sigma=v_1-M_A/\gamma$，$v_1$ 为形成激波前电子与离子初始速度.

3 主要计算结果和与观测的比较

由上节可知，扰动场是 Alfven 型行波，方程(4)是洛沦兹型非线性方程. 边条件 $\xi\to-\infty$，$(N, dE_X/d\xi, B_y, dN/d\xi)=(1, 0, 0, 0)$. 由太阳风决定的参量为 γ，M_A，M_i，σ，K，C_i，C_s. 积分采用四阶格库塔法.

数值计算表明，在一定的太阳风参量条件下初始平衡态在小扰动时将演化成另一种平衡，这种由初始平衡态演化成另一种平衡态的行波就是激波.

为简化计算，取 $T_e=T_i$，即 $C_s=C_i$.

3.1 主要计算结果

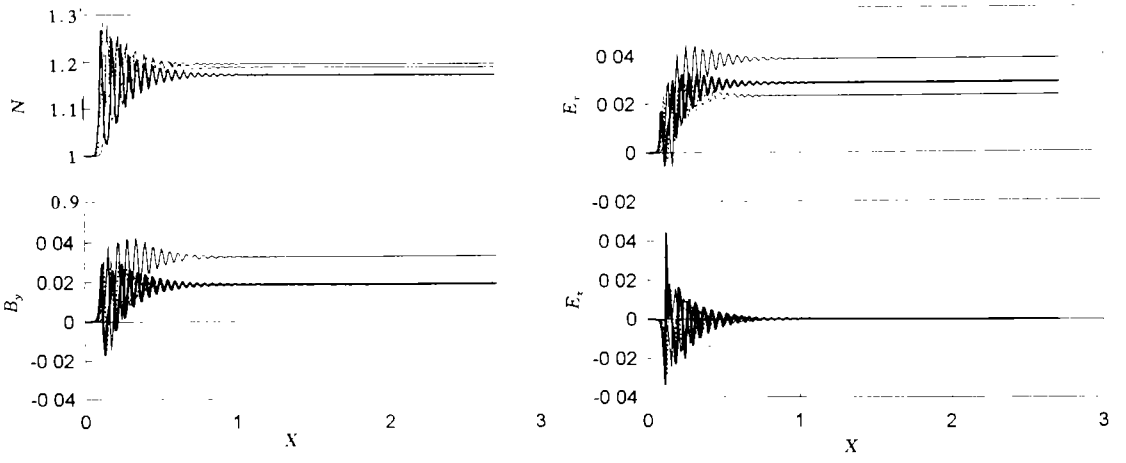

图 1　密度、磁场、E_x、E_z 剖面. 不变参量 $M_i=126$, $\gamma=0.85$, $K=0.08$, $\sigma=0.90$, $C_s=0.58$; 可变参量为 — $M_A=1.17$, ⋯ $M_A=1.10$, — $M_A=1.01$

Fig.1　Density, Magnetic fields, Electric fields E_x, Electric field E_z profile

图 1 给出不同 M_A 值时 N, B_y, E_x 与 E_z 剖面. 如图 1 所示，如果其它参量不变，当 $M_A>1.2$ 时，初始平衡态上的小扰动不会演化形成平衡态.

图 2 给出不同 M_i 值时，磁场 B_y 的剖面，在其它参量不变的情况下，M_i 取其合理值不能太大，当 M_i 取值大于某数时，小扰动将不能演化成平衡态，如此例中，$M_i>140$ 时，小扰动不能形成平衡态.

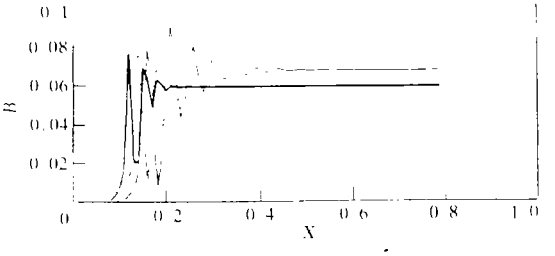

图 2　磁场剖面. 不变参量 $M_A=1.02$, $\gamma=0.9372$, $K=0.8$, $\sigma=0.98$, $C_s=0.58$; 可变参量为 — $M_i=136$, ⋯ $M_i=116$, — $M_i=90$

Fig.2　Magnetic fields profile

图 3 显示不同 σ 值时 B_y 的剖面. 数值计算表明，初始平衡态上小扰动要演化成另一平衡态，必须满足 $\sigma>0$; 在其它参量不变的情况下，σ 必须大于某一值才能形成另一平衡态，但当 σ 继续增大到另一值时，扰动将不能演化成平衡态.

图 4 显示不同 C_s 值时 E_x 的剖面. 数值计算表明，如果 C_s 太小，扰动不能形成另一平衡态，C_s 太大也不能形成平衡态.

3.2 与观测值比较

Voyager 1 卫星观测结果表明，太阳风中存在中间激波[11]。

Chao[11] 等认证了一例太阳风中间激波(Alfven 激波)，得出激波密度跃变幅度 $n_2/n_1=1\sim 2$, n_1, n_2 分别表示激波前后等离子体密度，沿激波传播方向磁场不存在跃变，

切向 t 磁场跃变反向(由负变正)，这与本文计算的结果完全相似. 同时，横向扰动满足 Alfven 波关系，即 $V_y=B_y/\sqrt{4\pi m_i n}$ ，这与本文的理论完全吻合.

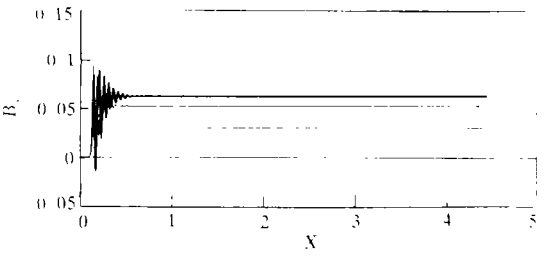

图 3 磁场剖面. 不变参量 $M_i=100$、$M_A=1.02$、$\gamma=0.85$、$K=0.08$、$C_s=0.59$; 可变参量为 —$\sigma=0.98$, ···$\sigma=0.90$, — $\sigma=1.00$

Fig.3 Magnetic fields profile

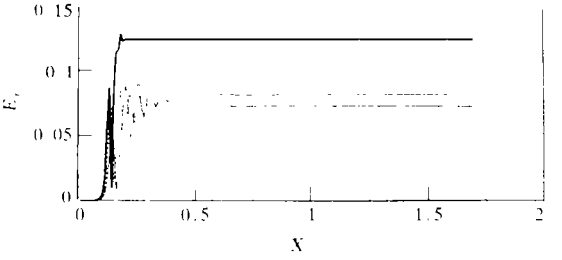

图 4 电场 E_z 剖面. 不变参量 $M_i=100$、$M_A=1.02$、$\gamma=0.85$、$K=0.8$、$C_s=0.58$; 可变参量为 — $C_z=0.57$, ···$C_z=0.58$, — $C_z=0.59$

Fig.4 Electric fields E_z profile

4 结论与讨论

4.1 形成动力论 Alfven 激波条件

(1)在取一定的太阳风参数条件下，能形成动力论 Alfven 激波，参量 M_A，C_i，C_s，σ 有一定的取值范围，且参数之间存在相互关系，这说明形成动力论 Alfven 激波条件非常苛刻.

(2) 与超声流激波、磁声激波产生条件类似，形成动力论 Alfven 激波必须满足关系式 $V_1-M_a/\gamma>0$，即 $\gamma V_1-M_A>0$，表示形成激波初始纵向速度必须大于动力论 Alfven 波速;

4.2 激波前后各物理量变化

(1) 密度跃变的幅度可能范围是 1 — 2;

(2) 磁场只有切向跃变，且跃变方向与切向坐标轴同向，如果初始切向磁场为负，跃变之后将为正;

(3)在切向 X 方向形成一个电场，且恒为正;

(4)在纵向，电场在激波形成区有不对称的上下扰动，在形成激波后扰动将消失;

(5)横向扰动满足 Alfven 波关系 $V_y=B_y/\sqrt{4\pi m_i n}$.

4.3 讨论

采用经典离子声反常阻尼，离子声反常阻尼对激波的形成影响非常小，当增加经典离子声反常阻尼系数至原来 3 — 4 个量级时，离子声反常阻尼开始起作用，阻尼大时类似孤波形状将消失，这说明只有修正的离子声反常阻尼才对激波形成有影响.

计算中发现 B_y，E_x 都是纽结型解，由一个初始渐近态到另一个渐近态，但是由于不知道初始值，可假设初始值为 0，即 $E_x=B_y=0$，算出激波另一渐近态. 假设初始 $B_y<0$，算出另一渐近态 $B_y>0$，即切向磁场扰动旋转 180°.

参 考 文 献

[1] Wu C C. On MHD intermediate shocks. *Geophys. Res. Lett.*, 1987, **14**: 668 — 675

[2] Wu C C. Formation, stucture, and stability of MHD intermediate shocks. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**: 8149 — 8157

[3] 胡友秋. 行星际中间激波. 地球物理学报, 1991, **34**: 397 — 407

[4] 胡友秋，郑惠南. 磁通量喷发的大气响应：II. 太阳附近的慢激波. 天体物理学报, 1991, **11**: 188 — 195

[5] 吕建勇，魏奉思，顾惠成. 黄道内行星际激波相互碰撞作用过程研究 —— 能量效应. 空间科学学报, 1992, **12**: 258 — 264

[6] 宋礼庭，王学武. Alfven 行波涌浪，地球物理学报, 1992, **35**: 6 — 15

[7] 宋礼庭，太阳风中的动力论 Alfven 波的衰减和湍流谱. 空间科学学报, 1996, **16**(4): 7 — 14

[8] 赵学溥，许方晓. 低速太阳风的分类. 地球物理学报, **33**: 621 — 630

[9] 涂传诒，日地空间物理学，北京：科学出版社，1989

[10] 魏奉思，Alfven 波在任意流场位形的传播. 空间科学学报，1989 **19**(4): 290 — 298

[11] Chao J K, et al. Observation of an intermediate shock in interplanetary space. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**: 17443 — 17452

[12] 冯学尚，吕建永. 色散与耗散对 Alfven 孤立波的影响. 空间科学学报，1996, **16**(4): 17 — 23

[13] Feng X, Wei F S. Global solutions to a nonlines Alfven wave equation. Annales Polonici Mathematici, 1995, **502**: 155 — 172

KINETIC ALFVEN SHOCK IN THE SOLAR WIND

LU Xianhe[1] SONG Liting[2] WEI Fengsi[1]

[1](*Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)

[2](*Department of Geophysics, Peking University*)

Abstract

In this paper, a theory of kinetic Alfvenic shock wave in the solar wind is presented. There exist nonlinear interaction and dispersion in the kinetic Alfven wave regime. Thus, theoretically the kinetic Alfven shock wave can occur. Based on this idea, a two fluid model combined with the abnormal damping of ion acoustic wave is considered, and then the immediate shock structure is obtained by numerical simulation.

Key words Solar wind, Kinetic Alfven shock wave, Jump