

行星际慢激波的传播和演化^{*}

胡友秋 孙树计

(中国科学技术大学地球与空间科学学院 合肥 230026)

摘 要

采用二维理想 MHD 模型, 分别在日球赤道面(二维二分量模型)和日球子午面(二维三分量模型)内研究太阳风中慢激波的传播和演化规律. 结果表明, 慢激波在向外传播的过程中逐渐演化为由原慢激波和新产生的快激波构成的激波系统. 该激波系统在子午面内相对慢激波源中心法线基本对称, 而在赤道面内则是不对称的: 快激波阵面和慢激波阵面之间存在一个切触点, 该处两个激波合并, 蜕化为气体激波. 上述切触点相对激波源中心法线东偏, 且东偏角度在激波系统向外传播过程中不断增加. 初步分析表明, 行星际磁场的螺旋结构是产生日球赤道面内慢激波传播和演化的东西不对称性的主要原因.

关键词 日球动力学; 磁流体激波; 慢激波; MHD 数值模拟

1 引言

从观测角度, 已经找到内日球中存在慢激波的证据^{[1]–[4]}, 部分作者就行星际慢激波作过一些理论研究^{[5]–[10]}. Richter^[11]曾指出, 在日心距离 0.3 AU 以内慢激波可能频繁出现, 但在 0.3 AU 以远的行星际空间却很少观测到. Hu 等^[12]通过二维数值模拟证明, 由日冕物质抛射形成的慢激波会逐渐演化为中间激波, 或经由中间激波演变为快激波. Hu^[13]采用日球赤道面内的一维 MHD 模型, 对行星际慢激波的演化做了数值模拟. 该文采用“激波装配”方法, 将激波视为零厚度的间断, 用 Rankine-Hugoniot 关系衔接间断两侧流场, 可实现对磁流体激波特别是弱激波的高精度计算和理想的空间分辨^[14]. 该文的研究结果表明, 慢激波通过向上游发出快压缩波而不断减弱, 并逐渐演变为准切向间断; 所发出的快压缩波经非线性变陡转化为快激波, 形成由原慢激波和新生快激波构成的激波系统. 该文指出, 慢激波的上述演化规律可能是在 1 AU 附近很少观测到慢激波的原因.

行星际激波偏离一维轴对称甚远, 文献 [13] 给出的一维模型至多只能反映慢激波沿着激波源区法线方向的传播和演化规律. 为将文献 [13] 关于慢激波演化的结论向多维推广, 本文将分别在日球赤道面和日球子午面内进行二维数值模拟, 分析慢激波的传播和演化的二维特征及其物理成因.

2 基本方程和初边条件

采用球坐标 (r, θ, φ) , 在随太阳自转的共转坐标系中, 理想 MHD 方程的守恒形式为

^{*} 国家自然科学基金 (49974035) 和中国科学技术大学创新工程研究基金资助项目
2002-07-25 收到原稿, 2003-03-15 收到修定稿

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(P^* \mathbf{I} + \rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mu} \right) = -\rho \left[\frac{GM}{r^3} \mathbf{r} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(E + P^*) \mathbf{u} - \frac{(\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{\mu} \right] = \rho u_r \left(\Omega^2 r \sin^2 \theta - \frac{GM}{r^2} \right) + \rho u_\theta \sin \theta \cos \theta, \quad (4)$$

式中,

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{B^2}{2\mu}, \quad P^* = P + \frac{B^2}{2\mu}, \quad \mathbf{u} = \mathbf{v} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}, \quad (5)$$

$\mathbf{v} (v_r, v_\theta, v_\varphi)$ 为实验室坐标系下的流速, $\gamma = 5/3$ 为绝热系数, $\Omega = 2.9 \times 10^{-6} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 为太阳自转角速度, E 为总能量密度, P 为热压力, G 为万有引力常数, M 为太阳质量, μ 为真空磁导率. 其他符号因袭惯例, 不一一赘述. 对日球赤道面内的二维二分量问题, 在方程 (1)–(4) 中取 $\theta = \pi/2$, $\partial/\partial\theta = 0$, $u_\theta = B_\theta = 0$. 对日球子午面内的二维三分量问题, 则取 $\partial/\partial\varphi = 0$.

数值模拟分别在日球子午面和日球赤道面内进行, 径向解域取为 $0.1 \text{ AU} \leq r \leq 1 \text{ AU}$. 子午面内采用 450×180 均匀网格 ($\Delta r = 0.002 \text{ AU}$, $\Delta\theta = 1^\circ$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), 赤道面内采用 900×360 均匀网格 ($\Delta r = 0.001 \text{ AU}$, $\Delta\varphi = 0.5^\circ$, $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$). 初态涉及跨越日球电流片的低速流及其外部的高速流, 由合适选择的下边界 ($r = 0.1 \text{ AU}$) 条件惟一确定. 下边界低速流的风速均取为 $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 高速流的风速在日球子午面的下边界取为 $750 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 在日球赤道面的下边界取为 $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. 对上述两种情况, 初态已由参考文献 [15] 和 [16] 分别求得, 本文将直接采用它们作为研究行星际慢激波传播和演化的初态.

慢激波在 $t = 0$ 时由下边界引入. 激波源区半宽度固定为 5° , 随后激波总压比随时间线性衰减, 至 $t = 10 \text{ h}$ 降至 1 (即激波扰动消失), 底部回到初始背景态. 激波总压比由激波源中心的峰值 R^* 向两侧按余弦函数降低, 至源区的边界处降为零. 初始时刻通过激波源中心的径向射线称为激波源中心法线. 在远离日球电流片和低速流的高速流区, 扰动最快传播方向基本沿着扰动源中心法线方向, 激波阵面相对中心法线近似对称 [15]. 在上述初边条件下, 方程 (1) 至 (4) 用 PPM 格式求解 [15]. 有关计算结果由共转坐标系转换到实验室坐标系之后给出.

3 慢激波的演化和快-慢激波系统的形成

本文对于给定的慢激波参数, 在日球子午面和日球赤道面内分别进行计算. 以下就日球子午面和日球赤道面内的慢激波的演化各给出一个算例. 对子午面的算例, 日球电流片位于赤道, $R^* = 2.0$, 相应密度比为 2.85, 切向磁场比为 0.17, 激波源中心的余纬为 60° . 对赤道面的算例, $R^* = 1.6$, 相应密度比为 1.85, 切向磁场比为 0.10, 初始时刻日球电流片的根部位于经度 $\varphi = 150^\circ$, 激波源中心的经度为 60° . 这两个算例中, 激波源均位于下边界高速流区内部, 离日球电流片较远, 旨在尽可能避免电流片及其相关的低速流结构对慢激波传播和演化的影响. 换言之, 我们关心的是慢激波在高速流中的传播和演化.

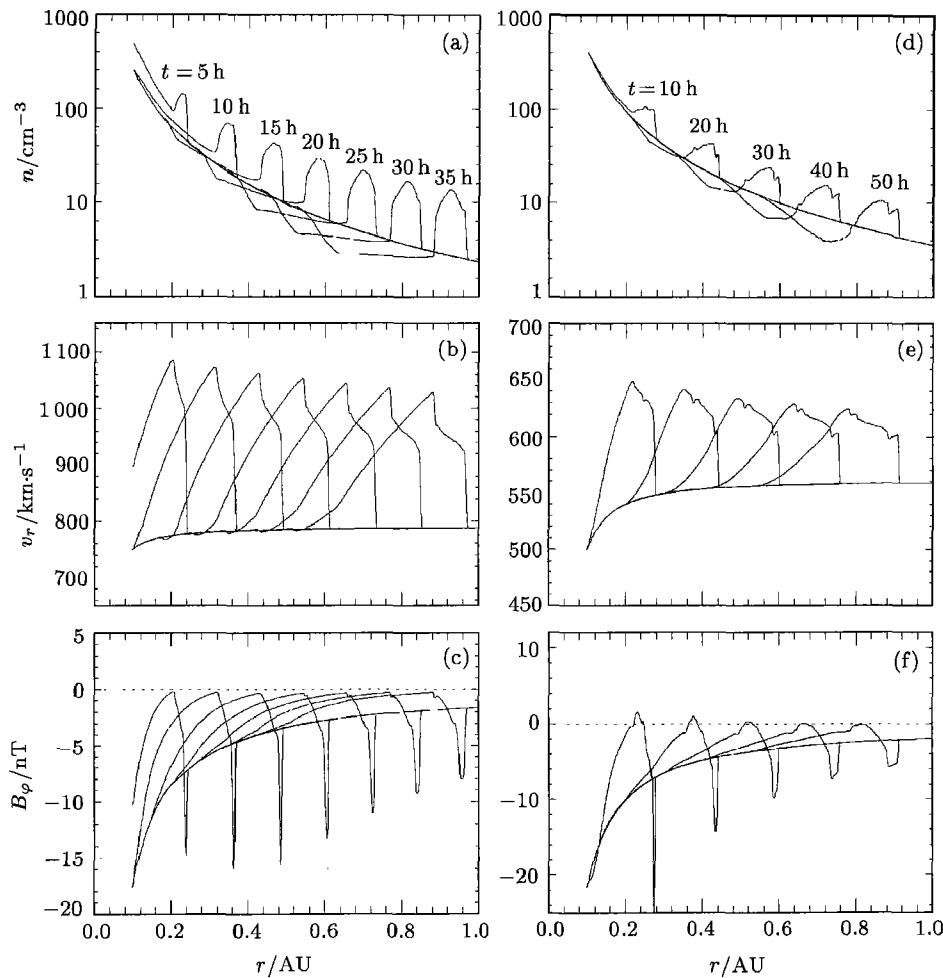


图1 日球子午面 (a—c) 和日球赤道面 (d—f) 内沿扰动源中心法线方向的密度 n 、径向速度 v_r 和方位磁场 B_ϕ 的径向剖面

Fig.1 Radial profiles of the density n , the radial velocity v_r and the azimuthal magnetic field strength B_ϕ along the central normal of the disturbance source in the heliospheric meridional plane (a—c) and the heliospheric equatorial plane (d—f)

为与 Hu 等^[13]的一维分析结果进行比较,我们在图1中示出了沿激波源中心法线方向的密度 n ($n = \rho/m$, m 为质子质量), 径向速度 v_r 和方位磁场 B_ϕ 在不同时刻的径向剖面, 其中 (a—c) 为日球子午面的结果, (d—f) 为日球赤道面的结果. 此时快激波阵面的法向大致与径向平行. 图1给出的结果与 Hu^[13]的结果十分类似, 即在二维情况下, 慢激波同样会演化成为由逐渐减弱的慢激波和新生快激波构成的激波系统. 密度在进入快激波下游之后增强, 进入慢激波下游之后再度增强, 形成双阶梯状剖面. 切向磁场在进入快激波下游之后增强, 但进入慢激波下游之后减弱, 形成矩形脉冲式剖面. 由于穿过激波法向磁场连续, 故总磁场强度与切向磁场强度具有类似的变化趋势. 同时具有双阶梯状密度剖面 and 脉冲式切向磁场 (或总磁场) 剖面是快-慢激波系统的典型特征. 图1给出的 B_ϕ , 对日球赤道面内沿径向传播的激波阵面来说, 恰好为切向磁场. 对日球子午面内沿径

向传播的激波阵面来说,切向磁场包含 B_θ 和 B_φ 两个分量,但考虑到行星际磁场在太阳风的作用下,其子午分量基本沿着径向方向, $B_\theta \approx 0$,以致 B_φ 近似表示切向分量. 可以看到,上述激波系统形成之后,可以传播至 1 AU 甚至更远.

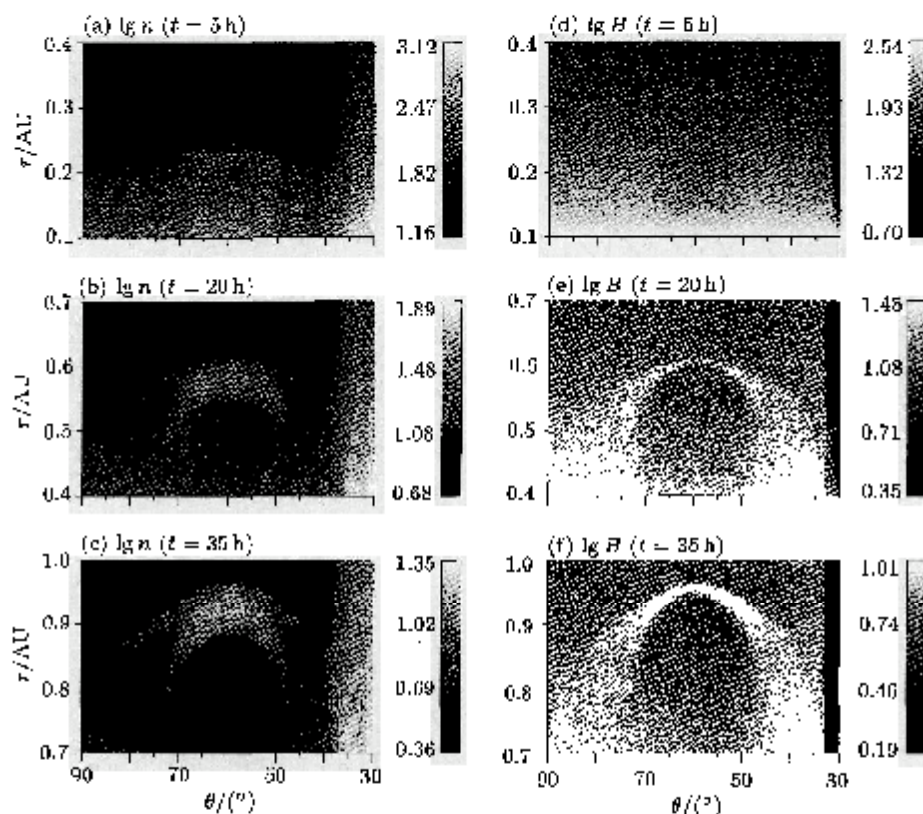


图2 日球子午面内激波系统附近的 $\lg n$ (n 为密度, 单位 cm^{-3}) 和 $\lg B$ (B 为磁场强度, 单位 nT) 的分布

Fig.2 Distribution of $\lg n$ (n is the density in unit of cm^{-3}) and $\lg B$ (B is the magnetic field strength in unit of nT) in the vicinity of the shock system in the heliospheric meridional plane

由于采取二维模型, 我们可以研究由慢激波演变形成的快-慢激波系统沿纬度和经度的分布特征. 图2为日球子午面内不同时刻激波系统附近的密度和磁场强度灰度图. 由图可见, 在日球子午面内, 快-慢激波系统相对激波源中心法线基本对称, 密度灰度图经历增亮, 再增亮的过程, 磁场强度灰度图经历先增亮, 后变暗的过程. 这正好反映快-慢激波系统双阶梯状密度分布和脉冲式磁场分布的典型特征. 可以看到快-慢激波系统在 0.3 AU 附近已经形成, 此时快激波与慢激波相隔很近. 当快激波传至 1 AU 附近时, 快-慢激波系统仍然维持. 不过, 由于慢激波传播速度低于快激波, 二者之间的间距拉大. 此外, 离扰动源中心法线越远, 快、慢激波的间距越大. 这说明慢激波由中心法线向两翼的衰减快于快激波, 二者的传播速度差别加剧, 由此导致二者的间距随离中心法线的角向距离增大而加宽.

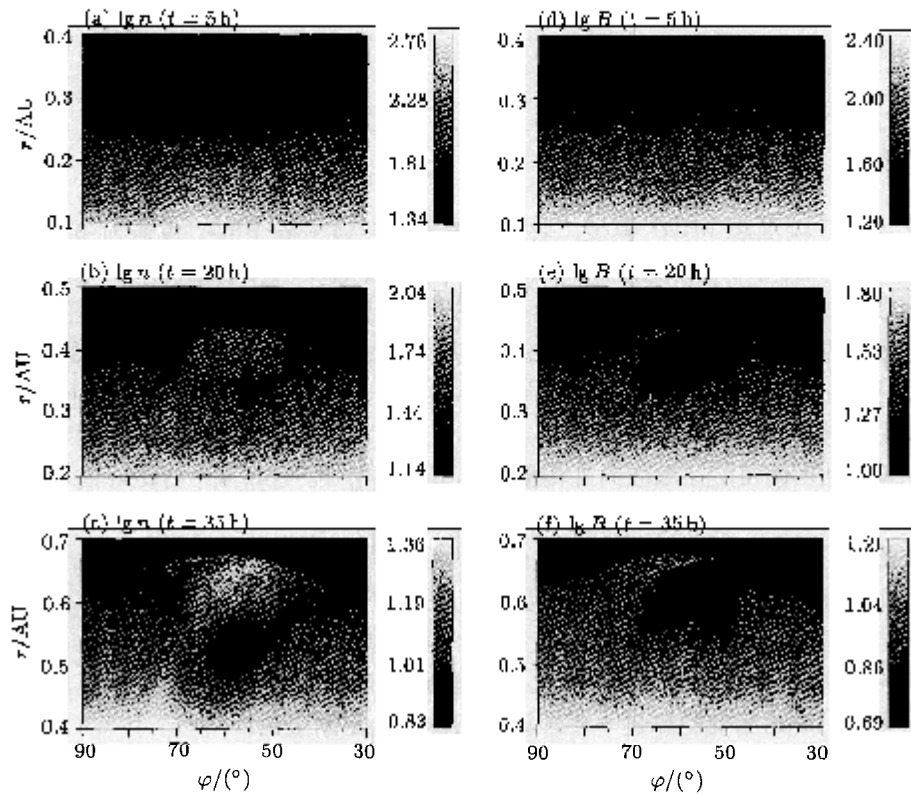


图3 日球赤道面内激波系统附近的 $\lg n$ (n 为密度, 单位 cm^{-3}) 和 $\lg B$ (B 为磁场强度, 单位 nT) 的分布

Fig.3 Distribution of $\lg n$ (n is the density in unit of cm^{-3}) and $\lg B$ (B is the magnetic field strength in unit of nT) in the vicinity of the shock system in the heliospheric equatorial plane

图3为日球赤道面内不同时刻激波系统附近的密度和磁场强度灰度图。由图可见, 日球赤道面内也出现明显的快-慢激波结构, 但其特征相对激波源中心法线是不对称的。快激波阵面相对激波源中心法线仍然基本对称, 这一结果与 Hu^[15] 关于高速流区快激波传播的计算结果一致。可是, 慢激波阵面相对激波源中心法线是非对称的。快、慢激波阵面之间存在一个切触点, 该点相对激波源中心法线东偏, 且东偏角度在激波系统向外传播过程中不断增加。

慢激波在日球子午面和日球赤道面内具有不同的演化特性, 这实际反映了两种情况下传播环境的差异。日球子午面内, 投影磁力线大致沿径向方向, B_ϕ 沿 θ 方向的变化平缓, 前向快激波法向和磁场的夹角相对扰动源中心法线基本对称, 从而导致慢激波的演化和形成的快-慢激波系统的近似对称分布。在日球赤道面内, 由于磁场的螺旋形结构, 快激波法线与磁场的夹角沿激波阵面自西向东逐渐减小^[18], 至激波源中心法线东侧某处降到零, 该处恰好对应图3中快、慢激波阵面的切触点, 这时两个激波合并, 蜕化成为气体激波, 总磁场强度在跨越激波时维持不变。行星际磁场的螺旋结构, 导致该切触点相对激波源中心法线东偏, 且东偏角度在激波向外传播过程中不断增加。据此我们得出结论, 行

星际磁场的螺旋形结构是导致快-慢激波系统在日球赤道面内出现东西不对称性的主要原因。

4 结论与讨论

本文运用二维理想 MHD 模型,研究了慢激波在行星际空间的传播和演化。结果表明,在日球子午面和日球赤道面内均发现慢激波会逐渐演化为由原慢激波和新生快激波构成的激波系统。这说明,文献 [13] 的一维分析得出慢激波最终演化为快-慢激波系统的结论对多维情况也是正确的。本文还揭示出慢激波演化的二维特征。所形成的快-慢激波系统在日球子午面内相对激波源中心法线基本对称,在日球赤道面内则是不对称的:快激波阵面和慢激波阵面之间存在一个切触点,该处总磁场强度连续;该切触点相对激波源中心法线东偏,且东偏角度在激波向外传播过程中不断增加。这说明,行星际磁场的螺旋形结构是导致日球赤道面慢激波演化东西不对称的主要原因。

本文给出的结果尚不足以对慢激波强度的空间分布给出精确的定量分析。PPM 格式属于“激波捕捉”格式,对激波特别是弱激波的计算精度不够。为精确计算包含慢激波的复杂激波系统,有必要将 Hu 等^[17]发展的“激波装配”格式由一维推广至多维。另外,本文限于讨论慢激波在高速流中的演化,未曾涉及日球电流片及其相关低速流对这一演化过程的影响,对这些问题作进一步理论分析是有一定意义的。

参 考 文 献

- [1] Chao J K, Olbert S. Observation of slow shocks in interplanetary space. *J. Geophys. Res.*, 1970, **75**(A11):6 394—6 397
- [2] Burlaga L F, Chao J K. Reverse and forward slow shocks in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1971, **76**(A11):7 516—7 521
- [3] Richter A K, Rosenbauer H, Neubauer F M, Ptitsyna N G. Solar wind observations associated with a slow forward shock wave at 0.3 AU. *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**(A8):7 581—7 586
- [4] Hundhausen A J, Holzer T E, Low B C. Do slow shocks precede some coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 1987, **92**(A10):11 173—11 178
- [5] Whang Y C. Slow shocks around the sun. *Geophys. Res. Lett.*, 1982, **9**:1 081—1 084
- [6] Whang Y C. Slow wind flows upstream of coronal slow shock. *Astrophys. J.*, 1986, **307**:838—846
- [7] Steinolfson R S, Hundhausen A J. Waves in low-beta plasmas. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**(A):1 222—1 234
- [8] Steinolfson R S, Hundhausen A J. Concave-outward slow shocks in coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**(A9):15 251—15 256
- [9] Hu Y Q, Zhu Z W, Hundhausen A J, Holzer T E, Low B C. Slow shocks in an open magnetic field near the sun. *Sci. China Ser. A*, 1990, **33**:332—344
- [10] Hu Y Q, Zhen H N. Atmospheric responses to magnetic flux eruptions: 2. Slow shocks near the sun. *Chin. Astron. Astrophys.*, 1991, **15**:292—297
- [11] Richter A E. Interplanetary slow shocks. Proc of the Sixth International Solar Wind Conference, Vol II. USA: HAO/NCAR, ed V J Pizzo et al., 1987. 411—440
- [12] Hu Youqiu, Wang Chi, Zheng Huinan. Atmospheric responses to magnetic flux eruptions: 3. Shock evolution near the sun. *Chin. Astron. Astrophys.*, 1992, **16**:215—225
- [13] Hu Y Q. Evolution of slow shocks in interplanetary space. *Chin. J. Geophys.*, 1994, **37**(2):175—182

- [14] Hu Youqiu, Xia Lidong. Numerical simulation of flare-induced shock waves. *Chin. J. Space. Sci.*, 1997, **17**(1):7—13. in Chinese (胡友秋, 夏利东. 耀斑激波传播的数值研究. 空间科学学报, 1997, **17**(1):7—13)
- [15] Hu Y Q. Asymmetric propagation of flare-generated shocks in the heliospheric equatorial plane. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A7):14 631—14 641
- [16] Hu Y Q, Jia X Z. Interplanetary shock interaction with the heliospheric current sheet and its associated structures. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12):29 299—29 304
- [17] Hu Y Q, Habbal S R. Double shock pairs in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A3):3 551—3 561
- [18] Jia X Z, Yang Y L, Liu S L, Hu Y Q. Interplanetary current sheet and east-west asymmetry of shock properties. *Chin. J. Geophys.*, 2001, **44**(5):571—579

PROPAGATION AND EVOLUTION OF INTERPLANETARY SLOW SHOCK

HU Youqiu SUN Shuji

(School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract

Using a two-dimensional, ideal MHD model, this paper investigates the evolution of a slow shock in the solar wind in the heliospheric equatorial plane (2-D, 2-component model) and the heliospheric meridional plane (2-D, 3-component model) respectively. It is shown that the slow shock evolves into a shock system that consists of the original slow shock and a newly formed fast shock. The shock system is nearly symmetrical with respect to the central normal of the slow shock source in the heliospheric meridional plane, whereas it is asymmetrical in the heliospheric equatorial plane. There exists a touch point between the fronts of fast and slow shocks, at which the two shocks merge and degenerate into a gas-dynamic shock. The touch point deviates eastward with respect to the central normal of the shock source, and the deviation angle increases during the outward propagation of the shock system. A preliminary analysis shows that the east-west asymmetry of the propagation and evolution of the slow shock in the heliospheric equatorial plane is mainly attributed to the spiral structure of the interplanetary magnetic field.

Key words Heliospheric dynamics, MHD shock, Slow shock, MHD simulation