

Hu Y Q, Zheng G H. Azimuthal magnetic field disturbances and spiral structure of the interplanetary magnetic field. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, 47(4):549~554

日面方位磁场扰动和行星际磁场螺旋结构

胡友秋 郑国辉

中国科学技术大学地球与空间科学学院,合肥 230026

摘要 本文采用球坐标下 2.5 维理想 MHD 模型,对日球子午面内方位磁场扰动的传播进行数值模拟,重点分析它对行星际磁场螺旋角的影响. 本文认为,观测到的行星际磁场螺旋角大于 Parker 模型的预言值,是太阳表面不断向行星际发出同向方位磁场扰动的结果;太阳较差自转在太阳内部产生的方位磁场为这类扰动提供了源头. 模拟结果表明,采用持续时间等于周期的十分之一、扰动幅度为 10^3 nT 量级的正向方位磁场扰动,就可使 1 AU 处行星际磁场的螺旋角增加 2° 左右,与有关观测结果相符. 模拟结果还表明,上述方位磁场扰动对日球子午面内的太阳风特性和磁场位形的影响基本上可以忽略.

关键词 日球动力学 行星际磁场 MHD 数值模拟

文章编号 0001-5733(2004)04-0549-06 中图分类号 P318 收稿日期 2003-07-04,2004-03-19收修定稿

AZIMUTHAL MAGNETIC FIELD DISTURBANCES AND SPIRAL STRUCTURE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD

HU You-Qiu ZHENG Guo-Hui

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

Abstract A 2.5 dimensional, ideal MHD model in spherical coordinates is used to numerically simulate the propagation of azimuthal magnetic field disturbances with emphasis upon its influence on the spiral angle of the interplanetary magnetic field (IMF). The observed fact that the IMF spiral angle is larger than that predicted by the Parker model is attributed to a ceaseless launching of azimuthal magnetic field disturbances of the same sign from the solar surface. The differential rotation of the Sun induces an azimuthal magnetic field inside the Sun, providing a source for these disturbances. The simulation results show that azimuthal magnetic field disturbances of the same sign which have a duration of one tenth of the period and an amplitude of order of 10^3 nT is capable of increasing the IMF spiral angle at 1AU by 2° so as to match with relevant observations. It is also shown that the azimuthal magnetic field disturbances mentioned above have little effect on the solar wind properties and the magnetic configuration in the heliospheric meridional plane.

Key words Heliospheric dynamics, Interplanetary magnetic field, MHD simulation.

1 引言

在预言超声速太阳风的同一篇论文中, Parker^[1]

假定在随太阳共转的参考系中流线与磁力线平行, 预言行星际磁场 (IMF) 具有阿基米德螺旋线形状. 按 Parker 提出的理论模型, 在日心距离 r 远大于太阳半径处, IMF 与径向方向的夹角 (以下简称为螺旋角)

基金项目 国家自然科学基金 (40274049, 10233050) 和 973 项目 (G2000078404) 资助.

作者简介 胡友秋, 男, 1942 年生, 教授, 博士生导师, 从事太阳大气动力学和行星际物理研究. E-mail: huyq@ustc.edu.cn

可由 $\phi = \arctan(r \sin \theta / v)$ 计算, 式中 θ 为太阳自转角速度, v 为太阳风流速, θ 为余纬. 所算得的螺旋角与根据地球轨道附近的卫星观测数据以及 Ulysses 飞船获得的中、低纬观测数据求得的螺旋角的最可几值基本相符^[2,3], 说明 Parker 的行星际螺旋场理论大致反映了行星际磁场的大尺度平均结构.

近年来, 随着观测数据的不断积累和资料分析方法的改进, 发现行星际磁场螺旋角的观测值与 Parker 模型预言值之间存在偏差. Smith 和 Bieber^[4] 对 1965~1987 年间的卫星和飞船数据进行了统计分析, 得出日球黄道面附近的平均螺旋角比 Parker 模型的预言值高出几度的结论. Forsyth 等^[5] 通过对 1994 年 4~11 月的 Ulysses 观测数据的分析, 指出在 60° 以上的高纬地区, 螺旋角的最可几值比 Parker 模型的预言值高出二十几度. 值得注意的是, 太阳存在较差自转, 转速由赤道向两极变慢, 极区角速度比赤道低 30% 左右^[6]. 上述作者在按 Parker 模型计算螺旋角时, 用了赤道处的自转角速度, 可太阳风的源区一般来自日面的较高纬度, 那里的自转角速度较低. 换句话说, 这些作者高估了 Parker 模型的预言值, 若按太阳风源区的实际自转角速度计算, 依据 Parker 模型预言的螺旋角将普遍低于观测的最可几值. 在地球磁层研究中, 行星际磁场的方位分量相当于东西分量, 它对磁层顶的磁重联和触发磁层亚暴等方面具有重要作用^[7,8]. 因此, 行星际磁场螺旋角的研究不仅可以揭示行星际磁场大尺度结构相对 Parker 模型的偏离及其物理原因, 而且与磁层动力学研究有着密切的关系.

人们着手对行星际磁场比 Parker 模型缠绕得更紧的观测结论进行理论解释. Forsyth 等^[5] 认为是日球高纬地区的阿尔文波作用的结果. Smith 和 Bieber^[4] 则提出另一种解释, 认为是太阳的较差自转产生的方位磁场导致行星际磁场紧缠. 可是, 前一种观点停留在定性分析阶段; 而后一种观点则基于定态分析, 相当于假定在共转坐标系中流场和磁场互不平行^[9], 这与 Parker 理论的前提和目前的传统认识相左^[10]. 我们认为, 在定态情况下, Parker 关于共转参考系中流场与磁场平行的假定仍然成立, 行星际磁场的紧缠现象是行星际方位磁场扰动作用的结果, 属于时变现象. 太阳的较差自转使得发自日面的方位磁场扰动呈现不对称性: 与行星际磁场方位磁场同向的扰动占优势, 由此导致行星际磁场紧缠. 基于这一思路, 本文将采用轴对称理想 MHD 模型, 对行星际方位磁场扰动的传播及其对行星际磁场螺

旋角的影响进行数值模拟. 在此基础上, 对行星际磁场较之 Parker 模型缠得更紧的物理原因作出初步解释.

2 物理模型

2.1 基本方程

考虑球坐标 (r, θ, ϕ) 下的轴对称问题, $\partial/\partial\phi = 0$. 引入磁通函数 $\psi(r, \theta)$, 将磁场表示为

$$\mathbf{B} = \frac{1}{r \sin \theta} \nabla \psi \times \hat{\mathbf{e}}_\theta + B_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta. \quad (1)$$

于是, 可将电子-质子等离子体的 2.5 维理想 MHD 方程写成如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla (v) = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (v) + \mathbf{v} \cdot \left[v \nabla - \frac{1}{\mu_0} \nabla B B \right] \\ & + \mathbf{v} \cdot \left[P_e + P_p + P_w + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right] + \frac{GM_s}{r^2} \hat{\mathbf{r}} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} - v \cdot \nabla = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} - r \sin \theta \cdot \left[\frac{1}{r \sin \theta} (B v - v B) \right] = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T_e}{\partial t} + v \cdot \nabla T_e + (v - 1) T_e \cdot \nabla v + \mathbf{e} \cdot (T_e - T_p) \\ & - \frac{1}{R} \cdot (K_e \cdot \nabla T_e) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T_p}{\partial t} + v \cdot \nabla T_p + (v - 1) T_p \cdot \nabla v + \mathbf{e} \cdot (T_p - T_e) \\ & - \frac{1}{R} Q = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_w}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \left[\left(\frac{3}{2} v + v_A \right) P_w \right] - \\ & \frac{1}{2} v \cdot \nabla P_w + \frac{1}{2} Q = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ρ ($= nm_p$) 为密度, v 为流速, 方向自太阳表面向外, T_e 和 T_p 为电子、质子温度, $P_e = RT_e$ 和 $P_p = RT_p$ 为电子、质子压强, P_w 为阿尔文波压, v_A 为阿尔文波速, G, M_s, R, μ_0 和 γ 为引力常数、太阳质量、气体常数、真空磁导率和绝热指数 ($\gamma = 5/3$), $\mathbf{e} = \omega n T_e^{-3/2}$ ($\omega = 9.094 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \cdot \text{K}^{3/2} \cdot \text{s}^{-1}$) 为电子-质子碰撞频率^[11], K_e 为电子各向异性热传导系数^[12], 其表达式为

$$K_e = \frac{1}{2} T_e^{5/2} \nabla B / B^2, \quad (9)$$

$$\omega = 0.78 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{K}^{-7/2} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, Q \text{ 为阿尔文波串}$$

级耗散提供的加热率,其表达式见文献[13].

2.2 计算区域和初边条件

数值模拟在日球子午面内进行,径向解域为 $1R_s \leq r \leq 215R_s$ (R_s 为太阳半径),余纬向解域为 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$,划分为 185×60 的非均匀网格. 径向网格格距由 $1R_s$ 处的 $0.02R_s$ 按等比级数(公比为 1.067)增至 $10R_s$ 处 $0.625R_s$,在 $10 \sim 30R_s$ 区间维持 $0.625R_s$ 不变,然后按等比级数(公比 1.020)增至 $140R_s$ 处的 $3R_s$,此后维持不变,直到 1AU. 余纬方向从 60° 到 90° 为格距均匀, $\Delta\theta = 1^\circ$;从 60° 到极区为公比 1.051 的等比网格,由 1° 增至极区 4° .

Hu 等^[13]采用时变模拟方法获得考虑太阳较差自转时的定态太阳风解,其太阳自转角速度取为

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{8} \cos^2 \theta - \frac{1}{6} \cos^4 \theta \right), \quad (10)$$

式中 ω_0 为赤道处的太阳自转角速度. 我们将以上述定态太阳风解作为初态.

文献[13]对边界条件作了详细的讨论. 对太阳表面来说,9 个因变量中, v_r 、 v_θ 和 B_r 由质量通量守恒和共转参考系中磁场与速度场平行的条件确定,其余 6 个因变量根据观测约束条件标定. 有关细节参见文献[13].

2.3 方位磁场扰动

我们在日面开放场区(即余纬 $\theta = 0^\circ \sim 60^\circ$ 范围)

加上一持续时间为 τ 的方位磁场正弦脉冲扰动,扰动幅度随余纬的分布为正弦分布,即 $B = B_0 \sin \theta \sin(\omega t)$. 按这一分布,极区扰动幅度为零,开放场边界 ($\theta = 60^\circ$) 的扰动幅度为 $B_m = 0.866 B_0$. 当 B_0 与行星际方位磁场符号一致时,称为同向扰动;否则称为反向扰动. 在扰动期间,扰动区的其他物理量维持初值不变;扰动过后,扰动区的边界条件恢复到未扰情况. 换言之,所加上的扰动为纯方位磁场增幅扰动.

基于上述初边条件,方程(2)~(8)用多步隐格式^[14]求解.

3 日面方位磁场扰动的传播

取同向方位磁场扰动, $\tau = 5h$, $B_0 = 1000nT$. 该扰动在行星际空间的传播过程示于图 1. 图 1a 表示 $\theta = 80^\circ$ 时方位磁场在不同时刻的径向剖面,图 1b 为对应的方位流速的径向剖面. 由图 1a 和 1b 可见,波形在传播过程中不断展宽. 与此相应,扰动传播到 1AU 附近的持续时间显著增加,由太阳表面的 5h 延长至 50h 左右(见图 1c 和 1d). 因此,只要维持太阳表面方位磁场扰动持续时间和出现周期之比为 1/10,地球就将大致浸没在方位磁场扰动的影之中.

Hu 等^[13]指出,对定态太阳风而言,方位磁场和方

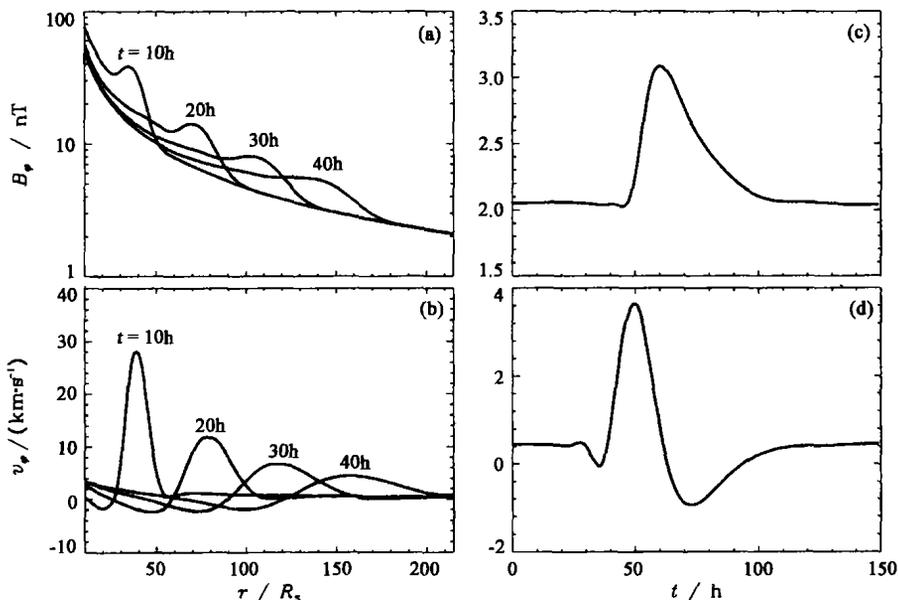


图 1 行星际方位磁场扰动的传播

(a, b) 分别为 $\theta = 80^\circ$ 处 B_θ 和 v_θ 的径向剖面, (c, d) 分别为 1AU 处 B_θ 和 v_θ 的时间剖面.

Fig. 1 Propagation of azimuthal magnetic field disturbances: Radial profiles of B_θ (a) and v_θ (b) at $\theta = 80^\circ$, and temporal profiles of B_θ (c) and v_θ (d) at 1 AU

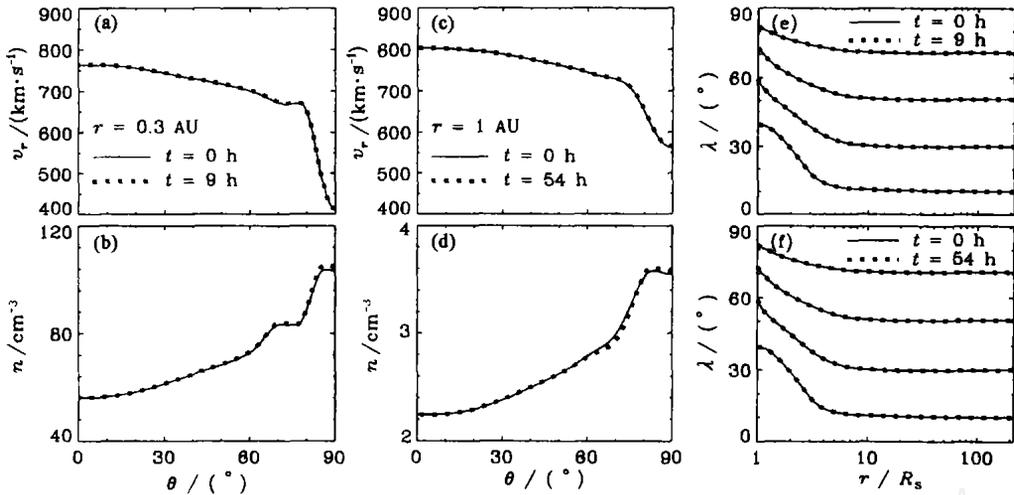


图 2 方位磁场对太阳风特性和磁场位形的影响

(a, b) 分别为 0.3 AU 处 v_r 和 n 的余纬剖面, (c, d) 分别为 1 AU 处的 v_r 和 n 的余纬剖面, (e, f) 为不同时刻日球子午面内的磁场位形.

Fig. 2 Co-latitude profiles of v_r and n at 0.3 AU (a, b) and 1 AU (c, d), and the magnetic configurations at different times in the heliospheric meridional plane (e, f)

位流速对日球子午面内太阳风的特性几乎没有影响. 原因在于, 与方位磁场相关的磁能通量微不足道, 仅占太阳风总能通量的 0.14%. 与文献[13]不同, 本文属于时变情况, 引入了方位磁场扰动. 然而, 我们得到与文献[13]相同的结论. 图 2 给出了 $r = 0.3$ AU (图 2a 和 2b) 和 1 AU (图 2c 和 2d) 处太阳风径向流速和数密度的余纬剖面, 以及日球子午面内的磁场位形, 其中 $t = 0h$ 对应初始定态解, $t = 9h$ 和 $54h$ 分别对应扰动峰值抵达 0.3 AU 和 1 AU 的时间. 由图 2 可见, 在这两个日心距离处太阳风的径向流速和数密度基本不受方位磁场扰动的影响, 因扰动引起的极大径向流速变化分别为 $2.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $2.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 极大密度相对变化分别为 1.7% 和 2.0%. 此外, 两个时刻的日球子午面的磁场位形和初始磁场位形几乎没有区别. 这说明, 量级为 10^3 nT 的方位磁场扰动, 对太阳风的宏观特性的影响基本可以忽略.

4 方位磁场扰动对磁场螺旋角的影响

本节讨论方位磁场扰动对 1 AU 处行星际磁场螺旋角的影响. 首先, 考虑定态太阳风情况下的磁场螺旋角. 对于刚性自转情况, 在共转系中太阳风速度与磁场平行, 即要求

$$v - \frac{v_r B}{B_r} = \omega r \sin \theta \quad (11)$$

对于较差自转情况, 上述平行条件应改写为^[13]

$$v - \frac{v_r B}{B_r} = (\omega_0) r \sin \theta \quad (12)$$

上式沿由磁通函数 ψ 标记的磁力线管成立, (ω_0) 为磁力线管根部的自转角速度, 与根部余纬有关 (见 (10) 式). 定义

$$\phi_B = \arctan(-B_\theta / B_r), \quad (13)$$

$$\phi_p = \arctan[(\omega_0 r \sin \theta - v) / v_r],$$

$$\phi_{p0} = \arctan[(\omega_0 r \sin \theta - v_0) / v_r], \quad (14)$$

式中 ϕ_B 为行星际磁场的螺旋角; ϕ_p 为以磁力线管根部自转角速度旋转的参考系中流线与径向方向的夹角, 适合于太阳较差自转情况; ϕ_{p0} 为以常角速度 ω_0 旋转的参考系中流线与径向方向的夹角, 适合于太阳刚性自转情况. 一般 $\omega_0 > \omega$, 故有 $\phi_{p0} > \phi_p$. ϕ_B 和 ϕ_{p0} 均可从飞船观测数据进行计算. 由于 v_θ 和 v 一般远远小于 v_r , 在计算中可近似用观测的太阳风总速度代替 v_r . 不过, 本文的计算不用上述近似. 要估算 ϕ_p , 必须事先确定观测点太阳风源区的日面纬度, 继而按 (10) 式推算自转角速度 ω_0 , 计算起来相当困难. 因此, 在将 Parker 模型与实测进行比较时, 多数作者^[2-5] 从观测数据出发计算 ϕ_B 和 ϕ_{p0} , 然后将二者进行比较, 以判断 Parker 模型与观测符合的程度. 严格来说, 应当将 ϕ_B 与 ϕ_p 进行比较才对. 换句话说, 这些作者给出的 ϕ_{p0} 高估了 Parker 模型的预言值. 其后果是: 即便由观测得出 ϕ_B 和 ϕ_{p0} 近似相等

的结论,行星际磁场仍然比 Parker 模型缠绕得要紧.

如前所述,我们在背景太阳风模型中考虑了太阳较差自转. 因此,对初始定态太阳风(12)式成立,即 $\phi_B = \phi_p$. 对于时变扰动情况,在扰动区 $\partial B / \partial t \neq 0$,平行条件(12)不再成立, $\phi_B \neq \phi_p$. 对同向方位磁场扰动情况,应有 $\phi_B > \phi_p$,从而达到行星际磁场较 Parker 模型缠得更紧的目的.

方位磁场扰动在行星际空间以阿尔文波沿磁力线传播. 既然方位磁场扰动不会显著改变日球子午面内的磁场位形,我们可以事先由初态磁场确定 1 AU 某个余纬处记录的方位磁场扰动的源区的日面余纬. 例如,1 AU 余纬 82° 、 70° 和 60° 对应的源区日面余纬分别为 52.3° 、 41.2° 和 30.6° . 若取 $B_0 = 1000\text{nT}$,则 1 AU 余纬 82° 对应的源区扰动幅度可由 $B_m = B_0 \sin 52.3^\circ$ 计算,结果为 791nT . 为保证 1AU 余纬 70° 和 60° 对应源区扰动幅度也为 $B_m = 791\text{nT}$,必须将 B_0 分别增至 1201nT 和 1554nT . 对 1000nT , 1201nT 和 1554nT 标定的方位磁场扰动的传播依次进行数值模拟,然后由第一组结果按(13)和(14)式计算 1AU 余纬 82° 处的 ϕ_B , ϕ_p 和 ϕ_{p0} ,由第 2、3 组结果分别计算 1AU 余纬 70° 和 60° 处的相应结果. 这样求得的 1AU 不同余纬处的 ϕ_B , ϕ_p 和 ϕ_{p0} 的扰动将来源于各自的日面源区的同一幅度 ($B_m = 791\text{nT}$) 的方位磁场扰动,有关结果示

于图 3(a~c). 另外,我们将上述幅度增加一倍 ($B_m = 1582\text{nT}$)也算得一组结果,示于图 3(d~f). 由图 3 可以得出如下结论:(1)按太阳刚性自转估算的螺旋角 (ϕ_{p0}) 大于按太阳较差自转的估算值 (ϕ_p);在余纬 60° 至 90° 范围,二者之差可达 $2^\circ \sim 5^\circ$,与我们前面预料的结果一致.(2)在扰动抵达 1 AU 之前或全部通过 1 AU 之后,磁场螺旋角近似回到 Parker 模型的预言值,即 $\phi_B = \phi_p$;偏差在 1° 以内,属于数值计算误差.(3)在扰动区,磁场螺旋角大于 Parker 模型的预言值,甚至比按刚性自转预言的结果还要高. 这表明,发自日面的同向方位磁场扰动的确能显著提高磁场的螺旋角,可用来解释行星际磁场紧缠的观测事实.

为与 Smith 和 Bieber^[4]的观测结论进行比较,我们将图 3 给出的螺旋角在扰动期间进行平均,从而求出 1 AU 不同余纬处的螺旋角的平均值 $\bar{\phi}_B$,列于表 1. 表中同时列出了按刚性自转和较差自转情况下 Parker 模型的预言值 (ϕ_{p0} , ϕ_p). 由该表可见,当太阳表面扰动幅度为 791nT 时,1AU 处的平均螺旋角与 ϕ_{p0} 一致,比 ϕ_p 高出 $2^\circ \sim 3^\circ$;当太阳表面扰动幅度增加到 1582nT 时,1 AU 处的平均螺旋角比 ϕ_{p0} 高出 2° 左右,比 ϕ_p 大 $4^\circ \sim 6^\circ$. 因此,为了说明低纬区行星际磁场紧缠的观测事实,只需要自太阳表面发出持续时间等于出现周期的十分之一、扰动幅度约 10^3nT 的同向方位磁场扰动.

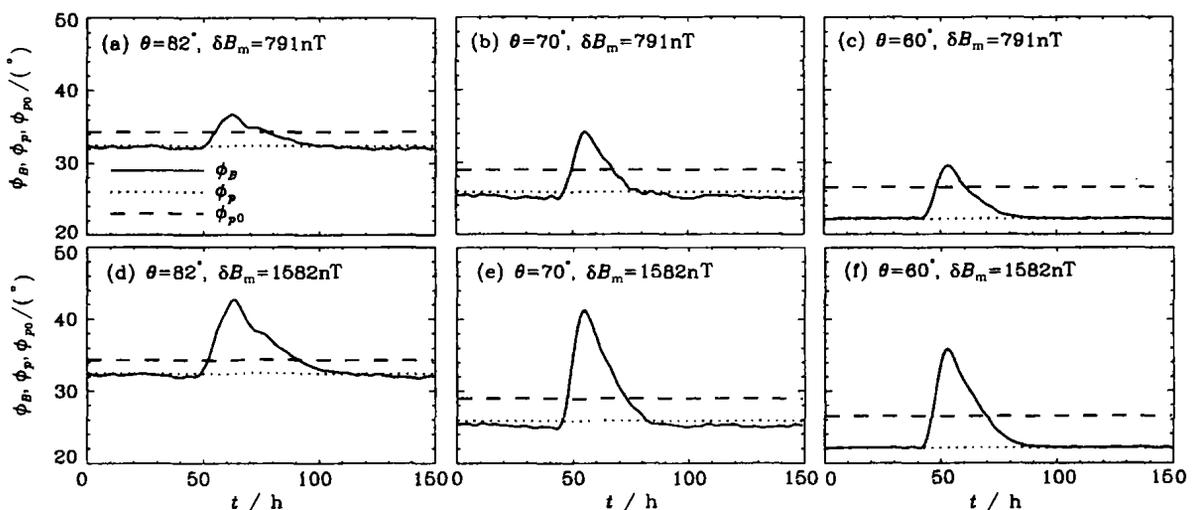


图 3 1AU 处不同余纬处 ϕ_B , ϕ_p 和 ϕ_{p0} 的时间剖面

(a~c) 源区方位磁场扰动幅度为 791nT , (d~f) 源区方位磁场扰动幅度为 1582nT .

Fig. 3 Temporal profiles of ϕ_B , ϕ_p and ϕ_{p0} at 1 AU for azimuthal magnetic field disturbances with an amplitude of 791nT (a~c) and 1582nT (d~f) in the source regions

表 1 同向方位磁场扰动下 1 AU 处行星际磁场的平均螺旋角

Table 1 Mean spiral angle of the IMF at 1 AU resulting from azimuthal magnetic field disturbances of the same sign

| (°) | ϕ_{p0} (°) | ϕ_p (°) | $\bar{\phi}_b$ (°, $B_m = 791\text{nT}$) | $\bar{\phi}_b$ (°, $B_m = 1582\text{nT}$) |
|-----|-----------------|--------------|---|--|
| 82 | 34.4 | 32.4 | 34.4 | 36.8 |
| 70 | 28.9 | 25.8 | 27.5 | 30.7 |
| 60 | 26.5 | 22.1 | 25.9 | 28.4 |

5 结 论

本文采用球坐标下 2.5 维理想 MHD 模型,就方位磁场扰动在行星际空间的传播及其对 1 AU 磁场螺旋角的影响进行了数值模拟. 结果表明,发自太阳表面的同向方位磁场扰动使得行星际磁场缠得比 Parker 模型预言结果要紧,从而可以解释 Smith 和 Bieber^[4]的观测结果. 当然,太阳表面同样可能发出反向方位磁场扰动,这时 1 AU 处的平均螺旋角将低于 Parker 模型的预言值. 然而,基于较差自转产生的星内方位磁场与行星际方位磁场同向的事实,我们认为太阳表面应以同向方位磁场扰动为主.

本文与 Smith 和 Bieber^[4]的分析都利用了较差自转在太阳内部产生同向方位磁场的假定,但在物理模型方面存在本质区别. Smith 和 Bieber 采用的是定态模型,在一特定日心距离处加上方位磁场(Parker 模型假定该处方位磁场为零),从而增加行星际磁场的缠绕程度. 实际上,他们的模型等效于假定在共转坐标系中流场和磁场互不平行^[9]. 本文的模型则认为行星际磁场的紧缠现象是同向方位磁场扰动作用的结果,属于时变现象. 因此,在本文的理论框架下,磁场与流场在共转坐标系中的平行条件只是在扰动区被暂时破坏,当太阳风回到定态时仍然满足.

对于高纬行星际磁场螺旋角显著高于 Parker 模型预言值的观测事实^[5],原则上也可以用本文提出的同向方位磁场扰动进行解释,只需适当增加源区的扰动幅度或持续时间. 不过, Forsyth 等^[5]给出的高纬磁场螺旋角呈双峰分布,尽管最可几值高出

Parker 模型预言值 24°,但平均值仅高出 7°. 看来,在对高纬行星际磁场的大尺度结构做进一步定量分析之前,尚需积累更多的观测结果.

最后,模拟结果还表明,对本文给定的扰动幅度($\sim 10^3$ nT),发自太阳表面的方位磁场扰动对日球子午面内的太阳风特性和行星际磁场位形基本上没有影响,从而在采用二维模型研究日球子午面内的定态结构和扰动传播时,一般可限于二分量模型.

参考文献

- [1] Parker E N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.*, 1958, **12**: 664 ~ 676
- [2] Hundhausen A J. Coronal Expansion and Solar Wind. New York: Springer-Verlag, 1972
- [3] Forsyth R J, Balogh A, Smith E J, et al. The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990 ~ 1994. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**: 395 ~ 403
- [4] Smith C W, Bieber J W. Solar cycle variation of the interplanetary magnetic field spiral. *Astrophys. J.*, 1991, **370**: 435 ~ 441
- [5] Forsyth R J, Balogh A, Smith E J, et al. The underlying magnetic field direction in Ulysses observations of the southern polar heliosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**: 3321 ~ 3324
- [6] Howard R, Harvey J. Spectroscopic determinations of solar rotation. *Solar Phys.*, 1970, **12**: 23 ~ 51
- [7] Crooker N U. Dayside merging and cusp geometry. *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**: 951 ~ 959
- [8] Lyons L R. A new theory for magnetospheric storms. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**: 19069 ~ 19081
- [9] Smith C W, Bieber J W. Comment on "The underlying magnetic field direction in Ulysses observations of the southern polar heliosphere" by Forsyth et al. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **23**: 3279 ~ 3280
- [10] Forsyth R J, Balogh A, Smith E J, et al. Reply. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **23**: 3281 ~ 3282
- [11] Braginskii S I. Transport phenomena in a plasma. In: Reviews of Plasma Physics, Vol. I. Consultant Bureau. New York, 1965
- [12] Spitzer Jr L. Physics of Fully Ionized Gases. New York: Wiley-Interscience, 1962
- [13] Hu Y Q, LI X, Habbal S R. A 2.5-D MHD Alfvén wave-driven solar wind model. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A10): 1378. doi: 10.1029/2002JA009889
- [14] Hu Y Q. Multistep implicit scheme for two-dimensional time-dependent two-fluid solar wind. *J. Comput. Phys.*, 1989, **84**: 441 ~ 466