杨子才,沈芳,杨易等. 2018. 行星际背景太阳风的三维 MHD 数值模拟. 地球物理学报,61(11):4337-4347,doi:10.6038/cjg2018L0515.

Yang Z C, Shen F, Yang Y, et al. 2018. Three-dimensional MHD simulation of interplanetary solar wind. *Chinese J*. *Geophys.* (in Chinese),61(11):4337-4347,doi:10.6038/cjg2018L0515.

行星际背景太阳风的三维 MHD 数值模拟

杨子才^{1,2,3},沈芳^{1,2,3,4*},杨易^{1,3},冯学尚^{1,3,4}

1 中国科学院国家空间科学中心空间天气学国家重点实验室,北京 100190

2 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室,山东大学(威海),山东威海 264209

3 中国科学院大学,北京 100049

4 哈尔滨工业大学(深圳)空间科学与应用技术研究院,深圳 518055

摘要 近地空间的太阳风参数预报具有重要的科学研究意义和实际应用价值,三维磁流体力学(MHD)数值模拟 是太阳风参数预报的重要手段.本文建立了一套基于经验模型的三维 MHD 数值模型.模型的内边界设置在 0.1 天文单位(AU)处,在六片网格系统下利用 TVD Lax-Friedrich 格式求解理想 MHD 方程组,采用扩散法消除磁场 的散度.模型以 GONG 的观测磁图作为输入数据,利用经验模型并结合卫星观测特征确定内边界条件.边界条件 中保留了 6 个可调参数,以便适当调整参数使其方便适合模拟不同太阳活动期的太阳风.利用该模型分别模拟了 2007 年和 2016 年的背景太阳风,得到了太阳风速度、密度、温度和磁场强度,这些参数与 ACE/WIND 卫星观测符 合较好.

关键词 MHD;太阳风;模拟;预报 doi:10.6038/cjg2018L0515

中图分类号 P353

收稿日期 2018-01-08,2018-09-30 收修定稿

Three-dimensional MHD simulation of interplanetary solar wind

YANG ZiCai^{1,2,3}, SHEN Fang^{1,2,3,4*}, YANG Yi^{1,3}, FENG XueShang^{1,3,4}

1 State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2 Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Astronomy and Solar-Terrestrial Environment, Shandong University (Weihai), Shandong Weihai 264209, China

3 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

4 HIT Institute of Space Science and Applied Technology, Shenzhen 518055, China

Abstract The prediction of solar wind parameters near the Earth has important scientific research significance and practical application value. Three-dimensional magnetohydrodynamics (MHD) numerical simulation is a primary tool in the prediction of solar wind parameters. This paper presents a three-dimensional MHD numerical model which can be used to simulate the background solar wind in the interplanetary space. The inner boundary of the model is set at 0.1 astronomical unit (AU) and a six-component grid system is employed in the computation domain. The ideal MHD equations are solved by using the total variation diminution (TVD) Lax-Friedrich scheme, and the divergence of the magnetic field is eliminated by a diffusion method. This model uses magnetogram

第一作者简介 杨子才,男,主要从事日地空间背景太阳风结构的三维 MHD 数值模拟. E-mail: zcyang@spaceweather. ac. cn

* 通讯作者 沈芳,女,主要从事日地空间背景太阳风结构以及行星际扰动传播过程的三维 MHD 数值模拟. E-mail: fshen@spaceweather. ac. cn

基金项目 国家自然科学基金(41474152,41531073,41774184)、空间天气学国家重点实验室专项研究基金、山东省光学天文与日地空间环境 重点实验室专项基金和国家"万人计划"青年拔尖人才项目共同资助.

synoptic map images from the Global Oscillation Network Group (GONG) observation as input data. The empirical Wang-Sheeley-Arge (WSA) relation is used to assign solar wind speed at the inner boundary, while density and temperature are specified according to the characteristics of satellite observations. There are six free parameters in the boundary conditions, which can be tuned to simulate the solar wind for different phases of the solar cycle. This model is used to simulate the background solar wind in 2007 and 2016, respectively, and the simulated solar wind parameters (including speed, density, temperature, and the magnetic field strength) are in good agreement with the ACE/WIND satellite observations.

Keywords MHD; Solar wind; Simulation; Prediction

0 引言

近地空间的太阳风参数预报具有重要的科学研究意义和实际应用价值(Feynman and Gabriel, 2000). 三维 MHD 数值模拟是太阳风参数预报的重要手段,它能够提供太阳风在日地空间的分布和演化,提前给出太阳风参数在近地空间的变化. 近二十年来,太阳风的 MHD 数值模拟取得了很大的进展,国内外已经发展了诸多数值模型(例如 Riley et al., 2001; Odstrcil, 2003; Detman et al., 2006; Feng et al., 2007, 2010; Tóth et al., 2012; Hayashi, 2012; Wiengarten et al., 2014; Shiota et al., 2014 等),这些模型已经从定性的研究逐步过渡到集成预报模式的应用以及事件的定量分析研究,关于这方面的详细进展可参考冯学尚等(2011)、Wu 和 Dryer (2015).

太阳风的 MHD 数值模型可以分为两类:一类 是基于物理过程的模型,以日冕底部为内边界,在方 程中添加太阳风的加速和加热等物理过程的数学描 述,以产生更切近实际的太阳风背景,例如 CSEM 模型(Tóth et al., 2012)、SIP-CESE-MHD 模型 (Feng et al., 2007)等;另一类是基于经验模型,这 类模型一般将内边界设置在阿尔芬临界点之外,忽 略日冕的具体物理过程,用经验模式来确定边界条 件,模拟太阳风在行星际空间的演化过程,例如 WSA/ENLIL 模型(Odstreil, 2003)等. 由于太阳表 面 β≪1(β 为等离子体热压与磁压之比),前者在日 冕部分消耗了相当多的计算资源;后者以经验关系 作为边界条件,省去了日冕的计算资源的开销,计算 效率得到大幅提高. Owens 等(2008)详细对比了两 类模型,结果显示基于经验模式的数值模型在再现 太阳风的大尺度结构特征方面的效果并不亚于基于 物理过程的数值模型.因此,无论是从时效性还是准 确性方面考虑,基于经验模式的数值模型在太阳风 预报方面都有重要的应用价值.

基于经验模式的数值模型能否取得与观测符合 更好的结果很大程度上取决于底部所采用的边界条 件. Owens 等(2008)指出通过调试边界条件,可以 很大程度上改善模拟结果.目前已发展的基于经验 模式的数值模型的边界条件的取法各有特点,关于 这些模型的具体做法可以参考张嫚和周玉芬 (2014). 现有的模型普遍存在的问题是给定的边界 条件往往不能兼顾所有的物理量,直接导致模拟结 果不能反映行星际空间的真实状态,所以有必要改 进边界条件的确定方法及其自由参数的取值.为了 能反映太阳风参数随太阳活动周的变化,本文基于 冯学尚开发的 TVD-COIN 模型,提出了一组完备自 治的边界条件,建立了行星际太阳风的三维 MHD 数值模型,模拟可以呈现不同太阳活动相期间的太 阳风结构.背景太阳风在一定程度上影响着地磁活 动(Richardson et al., 2002),并且提供更准确的背 景太阳风的状态对于提高驱动大型地磁暴的行星际 日冕物质抛射到达地球时间的预报非常重要(Wu et al., 2005),因此本文重点考虑用建立的模型模 拟背景太阳风.第1节介绍三维 MHD 数值模型,第 2节结合 WSA 模型以及太阳风卫星观测特征提出 一组新的边界条件,第3节利用上述模型分别模拟 2007年和2016年的背景太阳风,并将模拟的结果 和近地卫星 ACE/WIND 的观测数据对比.

1 数值模型

COIN-TVD 模型是一套组合数值格式的三维 太阳风模型(冯学尚等,2002;Feng et al.,2003, 2005;Shen et al.,2007,2009).原模型分为日冕和 行星际两个求解区域:在日冕区域先用 TVD Lax-Friedrich 差分格式计算出新时间步的值,再将磁场 部分用 MacCormack 型格式的计算结果替换掉;在 行星际空间用 MacCormack 格式求解与时间无关 的定态 MHD 方程组,这样就完成了一步求解. Shen 等(2007,2009)对模型进行了修改,在全部区域采 用 TVD Lax-Friedrich 格式求解三维时变 MHD 方 程组,从而可以高效稳定地实现事件模拟.利用该模 型模拟具体事件,结果再现了 CME 传播过程中在 经度方向上的偏转,1AU 处的总磁场、密度、温度 和速度剖面与观测剖面大体一致,但是部分物理量 的变化不够理想,因此模型仍然有需要改进的地方 (冯学尚等,2011).针对模拟行星际太阳风三维时 变结构的需要,本文进一步完善了模型,接下来将对 改进后的模型进行简单介绍.

模型求解的是三维理想 MHD 方程组,物理量 包括等离子体密度 ρ,压强 p,速度矢量 V 和磁场矢 量 B.由于太阳风和行星际磁场在行星际随着太阳 的自转而刚性共转,所以选取共转坐标系可以方便 底部边界条件的处理.在共转坐标系下,守恒形式的 理想 MHD 方程组为:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{V} \mathbf{V} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = -\frac{\rho G M_s}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{f}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{V}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}\boldsymbol{V}) = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (p\mathbf{V}) = -(\gamma - 1)p\nabla \cdot \mathbf{V}, \qquad (4)$$

其中 G 为万有引力常数, M_s 为太阳质量, μ_0 为真空 磁导率. 动量方程中 $f = -\omega \times [\omega \times r + 2\omega \times V]$ 是 因坐标系选取而引入的离心力, ω 为太阳自转的角 速度. 忽略太阳表面的较差自转(Schröter, 1985), 在模型中使用固定的自转周期 $T_{CR} = 25.38$ 天,相应 角速率 $\omega = 14.38^{\circ}/$ 天.考虑到数值格式的稳定性, 在方程组中使用了压力方程替代能量方程(Odstrcil, 2003). 压力方程中 γ 为多方指数,它的大小与太阳风的 速度结构无关,取值为 1.46(Totten et al., 1995).

在数值计算过程中,磁场的散度一般不能保证 精确为零.如果不及时加以控制,磁场散度就会迅速 增大,进而引起沿着磁力线方向上的非物理流动,甚 至导致程序崩溃.为了消除磁场的散度,模型中采用 扩散法(Rempel et al., 2009; Van Der Holst et al., 2007; Feng et al., 2010).这种方法相当于在 磁感应方程中添加扩散项,使数值计算产生的磁场 散度在计算区域内迅速扩散开来,从而避免了其在 某一区域累积.扩散法的迭代形式为

$$\boldsymbol{B}^{k+1} = \boldsymbol{B}^k + \mu (\Delta x)^2 \, \nabla \nabla \cdot \boldsymbol{B}^k, \qquad (5)$$

其中,系数 μ 反映扩散的快慢,当使用中心差分离散 时,根据稳定分析得到 $\mu \in (0,2)$; Δx 与网格大小有 关,在球坐标系下 $(\Delta x)^2 = \left[\frac{1}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{(r\Delta \theta)^2} + \frac{1}{(r\Delta \theta)^2}\right]^{-1}$.数值模拟表明,在每一时间步之后, 使用不超过 10 次的迭代可以满足磁场散度的相对

误差
$$\delta^{\nabla \cdot \boldsymbol{B}} = \frac{\iint B_n \,\mathrm{d}s}{\iint |B_n| \,\mathrm{d}s} < 10^{-2}.$$

模型中计算区域的底部边界 $R_{\rm b} = 21.5 R_{\rm s}$ (太 阳半径),即 0.1AU 处. 在这一位置处,无论是快速 流,还是慢速流,都基本完成加速过程,一般情况下 满足超声速以及阿尔芬速的条件,因此所有的特征 波都向外传播,计算区域内的扰动不会通过边界传 回日冕.此外,高速流与低速流之间的相互作用不是 很强,等离子体携带的磁场在日冕经过充分的膨胀 后也大体上沿着径向方向(Zhao and Hoeksema, 2010),所以这一位置比较方便边界条件的给定.在 径向方向上采用等比网格,求解范围包括 0.1AU 到1.1AU,网格大小从0.27R。逐渐增加到2.15R。, 网格总数为200个.根据边界条件的特征分析方法, 在内边界上所有特征波指向计算区域内,需要给定 全部物理量;在外边界上所有特征波指向计算区域 外,各物理量根据内点线性外推得到,在球面上采用 六片网格系统(Feng et al., 2010),它由六个完全 相同低纬区域构成,不同片之间相互交叠,覆盖整个 球壳区域,每片区域内部网格的物理量通过数值格 式求解,边界上的网格的物理量则通过与其重叠的 相邻片上的内部网格插值得到,网格的空间分辨率 为1°×1°.六片网格系统的优点是它避免了传统球 坐标系中极区的奇异性和收敛性问题(Wu et al., 2015),并且大幅增加时间步长,提高了计算效率.

2 边界条件

如前所述计算区域的内边界位于超声速区域, 因此在内边界上的物理量需要全部给定.由于目前 缺乏直接的观测,一般的做法是借助经验模型获得 太阳风的速度和磁场的径向分量的,然后结合其他 假设导出密度和温度以及速度和磁场的切向分量, 最终构成一组完备的边界条件.这一过程的出发点 是太阳光球层的观测磁图,目前有多种地基或者卫 星观测磁图可供选择,本文采用的是 GONG 的磁图 (http://gong.nso.edu/).结合太阳风的卫星观察 特征,本文提出了一套新的边界条件的确定方案.

在现有的模型中,内边界上磁场的径向分量 B_r 大多通过势场源表面+Schatten 电流片(PFSS+ SCS)模型反演观测的太阳磁图得到(Schatten et al., 1969; Altschuler and Newkirk, 1969; Schatten, 1971). PFSS+SCS 模型不仅能很好预报行星际磁场的极 性(Arge et al., 2003),而且利用它得到的行星际 磁场径向分量也和 Ulysses 观测到的与纬度无关的 特征相符(Smith and Balogh,1995). PFSS+SCS 模 型可以利用球谐函数展开法解析求解,本文设置模 型外边界在 0.1AU 处,即太阳风数值模型的内边 界所在的位置,勒让德多项式最大的级数 L_{max}为 11.考虑到现有的 MHD 模型普遍低估行星际磁场 的通量(Stevens et al., 2012; Gressl et al., 2014),本 文采用 1AU 的观测来限制磁场大小:

$$B_{\rm r} = \frac{B^{\rm PFSS+SCS}}{\rm mean(|B^{\rm PFSS+SCS}|)} \times \frac{1}{\sqrt{2}} {\rm mean}(B^{\rm IAU}) \left(\frac{1{\rm AU}}{R_{\rm b}}\right)^2,$$
(6)

其中 mean(B^{1AU}) 是 ACE/WIND 观测的磁场的强 度在过去的三个卡林顿周的平均值,在计算之前根 据 Richardson and Cane 的列表(http://www.srl. caltech.edu/ACE/ASC/DATA /level3/icmetable2.htm) 剔除 ICME (Interplanetary Coronal Mass Ejection,行 星际日冕物质抛射)的数据.由于在 1AU 处 mean $|B_{\phi}| \approx mean|B_{r}|, 所以再除以 \sqrt{2}. 令 B_{0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ mean (B^{1AU}),计算出 B_{0} 后再根据磁通量守恒并结合 PFSS+SCS模型即可得到内边界上 B_{r} 的分布.

太阳风的径向速度是模拟中最重要的参数,这 是因为在行星际背景太阳风主要的动力学过程是高 速流和低速流之间的相互作用,速度的分布将很大 程度决定其他所有太阳风参数的演化.在本文中,模 型的内边界上太阳风的径向速度由 WSA 经验模型 得到(Arge et al., 2003). Wang 和 Sheeley(1990)发现 L1 点的太阳风的速度和日冕磁通量管的膨胀因子 *f*_s反相关; Riley 等(2001)行星际等离子体数值模 拟中,将内边界上的太阳风的速度和相应的磁力线 在光球层的足点距离冕洞边界的最小角距离 θ_o 联 系起来. Arge 等(2003)结合上述两项工作的成果提 出了 WSA 太阳风速度的经验关系,在 21.5 *R*_s 太阳 风的径向速度可以写成以下一般形式:

$$V_{\rm r} = V_{\rm s} + \frac{V_{\rm f}}{(1+f_{\rm s})^{a_1}} \Big[1 - 0.8 \exp\left(-\left(\frac{\theta_{\rm b}}{a_2}\right)^{a_3}\right) \Big]^{a_4},$$
(7)

其中 V_s , V_f 分别限定太阳风最低速度和最高速度,其 大小可以根据观测调节; f_s 和 θ_b 可以根据 PFSS+ SCS 模型计算得到.除此之外还有 4 个自由参数, a_1 体现的是 f_s 的影响程度, $a_2 \cong a_4$ 则反映 θ_b 的影响 程度. WSA 经验关系中的自由参数不是一成不变 的,它们的最佳的取值随着时间变化(Riley et al., 2015).本文设定 a_3 和 a_4 均为 1,仅保留 a_1 和 a_2 两 个自由参数.考虑到模型在行星际空间对太阳风有 小幅度的加速,利用上述关系式得到速度分布后需 再减去 50 km • s⁻¹(McGregor et al., 2011).

在行星际空间高速流与低速流的相互作用的过 程中动压占据主导地位,给定合理的密度分布也是 十分重要的.观测表明太阳风的密度并非独立变化, 它与太阳风速度呈反相关,这意味着内边界上的密 度不能任意给定.关于密度和速度二者之间的定量 关系,不同观测数据得到的结果存在区别(例如 Burlaga and Ogilvie, 1970; Steinitz and Eyni, 1980; Phillip et al., 1995).最近,Chat等(2012)根据 Helios, Ulysses 和 Wind 的数据发现太阳风的能量通量(在 1AU 主要包括太阳风等离子体的动能和重力势能) 与速度、纬度无关,据此得到了密度的半经验关系 式.本文根据 Chat 等的分析结果,在模型中将太阳 风的能量通量设为常数,数密度的具体计算公式为:

$$N = N_0 \left(rac{1\mathrm{AU}}{R_\mathrm{b}}
ight)^2 V_0 \left(rac{1}{2}V_0^2 + rac{GM_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}
ight)
onumber \ imes \left[V_\mathrm{r} \left(rac{1}{2}V_\mathrm{r}^2 + rac{GM_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}
ight)
ight]^{-1},$$
(8)

其中 N_0 为 1AU 处速度 $V_0 = 750 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的太阳风 的数密度,其大小根据 ACE/WIND 观测的太阳风 在过去的三个卡林顿周的平均能量通量(剔除 ICME 的数据后)确定.在其他 MHD 模型中,通常 假设 $N \propto V_r^q$,其中 q 取值为 1 或 2. Detman 等 (2006)认为 q 应该介于 1 和 2 之间.实际上式(8)近 似等效于 q = 5/3,它不仅满足黄道面内的观测,也 与 Ulysses 的极区观测结果相符.

太阳风的质子温度与速度有着很强的正相关关系,因此可以采用类似计算密度的方法得到温度的分布.许多研究工作曾尝试拟合质子温度和太阳风速度在1AU处的定量关系(例如Burlaga and Ogilvie, 1973; Lopez and Freeman, 1986; Elliott et al., 2005;

Chat et al., 2012). 本文采用 $T_{p} = \frac{1}{2}V_{r}^{2}$, 其中速度的 单位为 km • s⁻¹, 温度的单位为 K. 根据太阳风的 Parker 一维球对称多方模型(Parker, 1958), 假设太 阳风速度在行星际沿着径向不变, 那么温度将按照 $r^{-2(\gamma-1)}$ 衰减. 考虑到 γ 取值 1.46, 得到内边界上温 度分布:

$$T_{\rm p} = \frac{1}{2} V_{\rm r}^2 \times \left(\frac{1 {\rm AU}}{R_{\rm b}}\right)^{2(\gamma-1)},$$
 (9)

进一步假设质子和电子的温度相同 $T = T_p = T_e$, 可以得到内边界上的压强 p = 2NKT.

假设在静止坐标系下内边界上太阳风速度沿着径 向方向,那么在经度和纬度方向上的速度分量可以设 为零.通过坐标系变换,得到共转坐标系下的表达式:

$$V_{\theta} = 0, \quad V_{\phi} = -\omega R_{\rm b} \sin\theta. \tag{10}$$

由于太阳风的高电导率,行星际磁场冻结在太 阳风等离子体中.在共转坐标系下,对于稳态结构, 行星际磁场和太阳风速度的方向相互平行,据此可 以计算内边界上磁场的其余分量:

$$B_{\theta} = 0, \quad B_{\phi} = -\frac{\omega R_{b} \sin\theta}{V_{r}} B_{r}. \tag{11}$$

至此,控制方程中所有物理量的边界条件都已 经给出计算公式.为了尽可能使各个物理量的变化 特征贴近观测,边界条件中保留了6个可调参数,其 中径向速度包含4个,径向磁场和密度分别含1个, 这些参数的取值范围可以参考表 1. 特别地,表 2 给 出了 2007 年至 2016 年部分参数的具体取值. 实际 上,这些可调参数相当长的时期内(数个卡林顿周 期)保持不变.在共转坐标系下,当底部边界条件固 定后,经过充分的时间松弛可以达到稳态分布.值得 注意的是本文并没有像其他模型那样假设内边界上 总压或者热压为常数来约束温度或者密度,而是利 用了二者与速度之间的相关关系.尽管如此,总压在 内边界上的梯度比较小,在靠近边界的地方不足以 驱动等离子出现大规模非径向流动,这与非径向速 度和磁场的设定是相容的,而且模拟结果也表明,这 种方法更能体现密度和温度的真实分布.

表 1 边界条件可调参数的取值范围

 Table 1
 Values ranges of adjustable parameters

 in boundary conditions

可调参数	$V_{ m s}$ (km \cdot s ⁻¹)	$V_{\rm f}$ (km • s ⁻¹)	a_1	a_2	$B_0(nT)$	$N_0 ({ m cm}^{-3})$
最小值	250	450	0.22	1.0	2.4	1.2
最大值	300	750	0.29	2.0	6.0	3.0

表 2 2007 年到 2016 年边界条件可调参数的取值 Table 2 Values of the adjustable parameters in boundary conditions from 2007 to 2016

卡林顿周数	起止日期	$\frac{V_{\rm s}}{(\rm km \cdot s^{-1})}$	$\frac{V_{\rm f}}{(\rm km \cdot s^{-1})}$	a_1	a_2
CR2051-CR2060	2006-12-12- 2007-09-10	250	675	0.22	1.0
CR2061-CR2065	2007-09-10- 2008-01-25	250	675	0.22	2.0
CR2066-CR2078	2008-01-25- 2009-01-13	250	600	0.22	2.0
CR2079-CR2092	2009-01-13 2010-01-03	250	450	0.22	2.0
CR2093-CR2105	2010-01-03— 2011-01-20	250	750	0.22	2.0
CR2106-CR2118	2011-01-20- 2012-01-09	250	750	0.22	2.0
CR2119-CR2132	2012-01-09- 2013-01-25	250	675	0.22	2.0
CR2133-CR2145	2013-01-25- 2014-01-15	250	675	0.22	1.5
CR2146-CR2158	2014-01-15- 2015-01-04	250	675	0.22	2.0
CR2159CR2173	2015-01-04- 2016-01-21	250	675	0.22	2.0
CR2173CR2176	2016-01-21- 2016-05-10	300	450	0.22	2.0
CR2177-CR2185	2016-05-10- 2017-01-20	250	675	0.22	1.0

3 模拟结果

利用上述模型,首先模拟了 2007 年(CR2051-CR2065)的背景太阳风.这一时期处于第 23 太阳活 动周的低年,近地观测到的日冕物质抛射事件较少 (Richardson and Cane, 2010; Chi et al., 2016),太 阳风的结构主要受高速流调制,因此适合模型的测 试.边界条件上的可调参数的具体取值在表 2 中列 出,除了 WSA 关系中的 a₂ 在 CR2051-CR2060 与 CR2061-CR2065 采用不同的取值,其余参数取值 均相同.作为示例,图 1 展示了 CR2053 的径向速度 V_r、数密度 N、温度 T 以及径向磁场 B_r 在内边界上 的分布.在这一时期,电流片主要分布在南北纬 30° 以内,黄道面内为典型的四扇区结构,高纬度区域主 要分布着源自极区冕洞的高速流,而在低纬度地区 高速流和低速流相间分布.

图 2 展示了 CR2053 太阳风传播到 1AU 之后 在卡林顿坐标系中的分布,可以看到太阳风的物理 量与内边界相比发生明显变化,最直观的是各物理 量在经度方向上有向左大约50°偏移,这是共转效应



横坐标为卡林顿经度,纵坐标为纬度.

Fig. 1 Maps of solar wind parameters at the inner boundary for CR2053





Fig. 2 Maps of simulated solar wind parameters at 1AU for CR2053 For each panel, the *x* axis is longitude, and the *y* axis is latitude.

造成的.此外还有一些其他变化:(1)太阳风速度平 均有 50 km • s⁻¹左右的增幅,这是因为在行星际随 着日心距离的增加,磁场和温度逐渐衰减,大部分的 磁能和内能转换成了太阳风的动能,而 WSA 经验 模式无法体现这一过程,正因如此模型在内边界上 的速度在 WSA 关系的基础上再减去 50 km • s⁻¹;(2) 在低纬度区域,由于高速流与低速流之间的相互作 用形成数个压缩区和稀疏区(Gosling et al., 1972; Gosling and Pizzo, 1999),在压缩区密度的局部值 超过 30 cm⁻³,磁场强度达到 15 nT 以上,远高于各 自的平均值;(3) 尽管温度和速度仍然保持正相关 关系,但是在低纬度区域高速流前缘压缩区的温度 大于高速流后缘稀疏区的温度,表明在压缩区存在 显著的压缩加热效应.

为了检验模型的可靠性,将模拟值和近地卫星 观测进行了对比.太阳风观测数据从 OMNI 网站

(http://omniweb.gsfc.nasa.gov/)下载而来,它包 含了 WIND 和 ACE 飞船在 L1 点的实地观测. 模拟 中经度和纬度方向上的网格的分辨率为1°×1°,对 应的时间分辨率~1.8小时.当卡林顿周开始时,L1 点位于经度 360°处,然后逐渐减小,最终在卡林顿 周结束时到达 0°位置.考虑黄道面和赤道面的夹 角,通过插值得到 L1 点每小时的模拟值,然后和每 小时平均的观测值对比.图3展示了模拟结果和观 测的时间序列的对比图,从上到下依次为径向速度 V_r 、数密度 N、温度 T 以及磁场强度 B,其中红色线 代表模拟值,蓝色线代表观测值.由于模型中的网格 分辨率有限,并且数值解只能识别若干个网格以上 的空间尺度的结构,所以模拟的曲线显得比较平滑. 这一时期捕捉到几乎所有的高速流,而且高速流的 峰值和持续时间与观测比较一致.对于空间天气预 报,高速流的到达时间也是非常重要的.根据交叉相 关分析,模拟的全年速度的时间延迟为0小时,也就 是说虽然部分高速流的到达时间与观测不同步,但 是模拟结果不存在系统的时间延迟.注意到当速度 和观测吻合较好时,尤其当高速流的到达时间与观 测同步时,密度和磁场的压缩结构与观测符合也比 较好,反则反之,这也说明了内边界上速度分布的重 要作用.

表 3 给出了这一时期模拟和观测的一些统计分析 结果, $\left(\overline{x}_{o} = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N} x_{to}\right)$ 、模拟平均值 $\left(\overline{x}_{m} = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N} x_{tm}\right)$ 、 均方根误差 $\left[\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N} (x_{to} - x_{tm})^{2}}\right]$ 、平均

相对误差
$$\left(\bar{\delta} = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N} \frac{|x_{to} - x_{tm}|}{x_t}\right)$$
 以及相关系数
 $\left(R = \frac{\sum_{t=1}^{N} (x_{to} - \overline{x}_{to})(x_{tm} - \overline{x}_{tm})}{\sum_{t=1}^{N} (x_{to} - \overline{x}_{to}) \sum_{t=1}^{N} (x_{tm} - \overline{x}_{tm})}\right)$. 可以看到,

所列的四个参数模拟和观测的平均值都非常接近. 速度的均方根误差为 107 km • s⁻¹,平均相对误差 为18%,相关系数也达到0.60.数密度的均方根误 差大致和观测值的平均值相当,相关系数也只有 0.32, 尽管如此,在高速流和低速流之间的变化幅度与观 测基本一致.在内边界上,如果采用 $N \propto V^{-2}$,调节 动量通量的取值使模拟结果与 L1 点观测符合较好 时,极区的密度要比 Ulysses 观测低 20%左右;如果 采用 $N \propto V^{-1}$, 调节质量通量的取值使模拟与 L1 点观测符合较好时,极区的密度要比 Ulysses 观测 高 75% 左右. 可以说,式(8) 更好体现了 0.1AU 处 密度和速度之间的关系.温度的均方根误差接近观 测值的平均值,平均相对误差也达到了 87%,为四 个参数的最大值.磁场强度的模拟值与观测的平均 值相差5%,这表明着内边界上磁场强度的设置是 比较合理. 同一时期用 Gong 的磁图作为 PFSS+ SCS 模型的输入反演得到的磁场仅为 80 nT 左右, 也就是低估了大约 75%的磁场通量. 以 CR2053 模 型所确定的边界条件为例,磁压为动压的 30% 到 40%,热压为动压的7.5%,可以说磁场在行星际动 力学过程中(至少在内边界附近)地位是不容忽视 的,磁压的作用一般是要强于热压的,如果磁场的强 度低估两倍以上,那么模型所描述的状态将是与真



Fig. 3 Modeled (red lines) and observed (blue lines) profiles of solar wind parameters at 1AU in 2007

表 3 2007 年观测值和模拟值的比较

Table 3	Comparison of	of o	bserved	and	simulate	d va	lues

for 2007						
参数	观测 平均值	模拟 平均值	均方根 误差	平均相对 误差	相关系数	
$V(\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1})$	441	441	107	18%	0.60	
$N(\mathrm{cm}^{-3})$	5.7	6.4	5.5	76%	0.32	
$T(10^4 \mathrm{K})$	9.1	8.5	6.9	87 %	0.50	
B(nT)	4.5	4.7	2.8	49%	034	

实情况有明显差别.

Gressl等(2014)分别利用 MAS/MAS、MAS/ ENLIL 以及 WSA/ENLIL 三种模型模拟了同一时 期的背景太阳风.其中 MAS/MAS 和 MAS/ENLIL 明显高估低速流的密度,而 WSA+ENLIL 则低估 了温度.三种模拟所得的磁场强度都至少与观测相 差两倍.与这些模型相比,本文的模型通过调节非常 少的参数,所得的密度、温度以及磁场强度与 ACE/ WIND 观测的平均值、变化幅度都比较一致,而且 各个参数的相关系数要高 0.1 左右,因而更能反映 背景太阳风在行星际空间的三维分布.

为了进一步检验模型,本文继续模拟了 2016 年 (CR2171-CR2185)的背景太阳风.这一时期位于第 24 太阳活动周的下降期,行星际磁场和密度都相比 2007 年有了显著的增加.作为示例,图 4 和图 5 分 别展示了CR2180太阳风的四个参数在0.1AU和 1AU的分布.从图中可以看到这时期电流片延伸到高纬度地区,黄道面的位置只有两个扇区结构;速度的分布比较复杂,无论是在高纬度还是在低纬度区域,都有高速流和低速流分布,而且这些高速流源自许多大小不同的冕洞.在1AU,共转相互作用导致的稀疏区和压缩区的分布也扩展到中纬度区域.

图 6 展示了 2016 年的 1AU 处模拟值和观测值 的对比.前半年有 7 个高速流未被模型捕捉到,相应 的密度和磁场的压缩结构也没有出现,这再次说明 了速度分布的重要意义;后半年四个参数的变化幅 度和峰值也与观测很好相符.这一年的分析结果如 表 4 所示,无论是相关系数还是均方根误差都与 2007 年大体一致.可以说,通过调节个别参数,该模 型可以重现不同太阳活动周时期的太阳风的空间 结构.

表 4 2016 年观测值和模拟值的比较 Table 4 Comparison of observed and simulated values

10F 2010						
参数	观测 平均值	模拟 平均值	均方根 误差	平均相对 误差	相关系数	
$V (\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1})$	446	467	107	18%	0.60	
$N(\mathrm{cm}^{-3})$	6.8	7.2	5.7	67%	0.34	
$T (10^4 \mathrm{K})$	10	9.4	8.2	80%	0.41	
<i>B</i> (nT)	6.1	6.2	3.2	40%	0.34	



图 4 CR2180 内边界上部分参数的分布

横坐标为卡林顿经度,纵坐标为纬度.

Fig. 4 Maps of solar wind parameters at the inner boundary for CR2180

For each panel, the x axis is longitude, and the y axis is latitude.





4 总结

本文建立了一套三维 MHD 数值模型,该模型的内边界设置在 0.1AU 处,在六片网格系统下利用 TVD Lax-Friedrich 格式求解理想 MHD 方程组,从而模拟背景太阳风在行星际空间的传播和演化.模型以 GONG 的观测磁图作为输入数据,根据 PFSS+SCS 模型得到内边界上的磁场分布,采用 WSA 经验模型得到内边界上的速度分布,结合卫

星观测来确定密度、温度的分布,从而构成了一组完备自治的边界条件.在边界条件中保留了 6 个可调参数,以便模拟不同太阳活动期的太阳风,并尽可能使各个参数的变化特征贴近观测.经过测试,模型可以高效稳定运行.本文利用该模型分别模拟了 2007年和 2016年的背景太阳风,模拟结果在 1AU 不仅捕捉到了大多数的高速流,而且密度、温度和磁场强度也没有明显高估或者低估.相比与 WSA + ENLIL 等模型,该模型能更好反映背景太阳风在行星际空间的三维分布.

值得注意的是,目前使用单幅磁图代表整个卡 林顿周期内的状态,而实际上磁图是在不断变化的, 在个别卡林顿周期的起始时刻,例如 CR2058(2007 年6月21日)的开始,各物理量的时间序列图上有 明显的间断.为了更加准确预报太阳风参数的变化, 未来将考虑采用每小时更新的 GONG 的磁图驱动 模型,建立时变的三维数值模型,模拟更加接近实际 的背景太阳风,并在此基础上研究扰动事件的传播 过程.

致谢 我们使用了从 GSFC/SPDF OMNI Web 界面 http://omniweb.gsfc.nasa.gov 获取的太阳风数据,从 NSO GONG 网站 http://gong.nso.edu/获取的太阳磁场概略图,以及 Richardson 和 Cane的近地 ICMEs 列表 http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm,对此表示感谢.

References

- Altschuler M D, Newkirk G Jr. 1969. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I: Methods of calculating coronal fields. Solar Physics, 9(1): 131-149, doi: 10.1007/BF00145734.
- Arge C N, Odstreil D, Pizzo V J, et al. 2003. Improved method for specifying solar wind speed near the Sun. // Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference. 679: 190-193, doi: 10.1063/1.1618574.
- Burlaga L F, Ogilvie K W. 1970. Magnetic and thermal pressures in the solar wind. Solar Physics, 15(1): 61-71, doi: 10.1007/ BF00149472.
- Burlaga L F, Ogilvie K W. 1973. Solar wind temperature and speed. Journal of Geophysical Research, 78(13): 2028-2034, doi: 10.1029/JA078i013p02028.
- Chat G L, Issautier K, Meyer-Vernet N. 2012. The solar wind energy flux. Solar Physics, 279(1): 197-205, doi: 10.1007/ s11207-012-9967-y.
- Chi Y T, Shen C L, Wang Y M, et al. 2016. Statistical study of the interplanetary coronal mass ejections from 1995 to 2015. Solar Physics, 291(8): 2419-2439, doi: 10.1007/s11207-016-0971-5.
- Detman T, Smith Z, Dryer M, et al. 2006. A hybrid heliospheric modeling system: Background solar wind. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2006, 111 (A7): A07102, doi: 10. 1029/2005JA011430.
- Elliott H A, McComas D J, Schwadron N A, et al. 2005. An improved expected temperature formula for identifying interplanetary coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*: Space *Physics*, 110(A4): A04103, doi: 10.1029/2004JA010794.
- Feng X S, Wu S T, Fan Q L, et al. 2002. A class of TVD type combined numerical scheme for MHD equations and its application to MHD numerical simulation. *Chinese Journal of Space Science*

(in Chinese), 22(4): 300-308.

- Feng X S, Wu S T, Wei F S, et al. 2003. A class of TVD type combined numerical scheme for MHD equations with a survey about numerical methods in solar wind simulations. *Space Science Reviews*, 107(1-2): 43-53, doi: 10.1023/A:1025547016708.
- Feng X S, Xiang C Q, Zhong D Q, et al. 2005. A comparative study on 3-D solar wind structure observed by Ulysses and MHD simulation. *Chinese Science Bulletin*, 50(7): 672-678, doi: 10.1360/982004-293.
- Feng X S, Zhou Y F, Wu S T. 2007. A novel numerical implementation for solar wind modeling by the modified conservation element/ solution element method. *The Astrophysical Journal*, 655 (2): 1110-1126, doi: 10.1086/510121.
- Feng X S, Yang L P, Xiang C Q, et al. 2010. Three-dimensional solar wind modeling from the Sun to Earth by a SIP-CESE MHD model with a six-component grid. *The Astrophysical Journal*, 723(1): 300, doi: 10.1088/0004-637X/723/1/300.
- Feynman J, Gabriel S B. 2000. On space weather consequences and predictions. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 105(A5): 10543-10564, doi: 10.1029/1999JA000141.
- Gosling J T, Hundhausen A J, Pizzo V, et al. 1972. Compressions and rarefactions in the solar wind: Vela 3. Journal of Geophysical Research, 77(28): 5442-5454, doi: 10.1029/JA077i028p05442.
- Gosling J T, Pizzo V J. 1999. Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure. Space Science Reviews, 89(1-2): 21-52, doi: 10.1023/A:1005291711900.
- Gressl C, Veronig A M, Temmer M, et al. 2014. Comparative study of MHD modeling of the background solar wind. Solar Physics, 289(5): 1783-1801, doi: 10.1007/s11207-013-0421-6.
- Hayashi K. 2012. An MHD simulation model of time-dependent corotating solar wind. Journal of Geophysical Research : Space Physics, 117(A8): A08105, doi: 10.1029/2011JA017490.
- Lopez R E, Freeman J W. 1986. Solar wind proton temperaturevelocity relationship. *Journal of Geophysical Research*: Space *Physics*, 91(A2): 1701-1705, doi: 10.1029/JA091iA02p01701.
- McGregor S L, Hughes W J, Arge C N, et al. 2011. The distribution of solar wind speeds during solar minimum: Calibration for numerical solar wind modeling constraints on the source of the slow solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 116(A3): A03101, doi: 10.1029/2010JA015881.
- Odstreil D. 2003. Modeling 3-D solar wind structure. Advances in Space Research, 32(4): 497-506, doi: 10.1016/S0273-1177 (03)00332-6.
- Owens M J, Spence H E, McGregor S, et al. 2008. Metrics for solar wind prediction models. Comparison of empirical, hybrid, and physics-based schemes with 8 years of L1 observations. *Space Weather*, 6(8): S08001, doi: 10.1029/2007SW000380.
- Parker E N. 1958. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. The Astrophysical Journal, 128: 664-676, doi: 10. 1086/146579.
- Phillips J L, Bame S J, Barnes A, et al. 1995. Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole. *Geophysical Research*

Letters, 22(23): 3301-3304, doi: 10.1029/95GL03094.

- Rempel M, Schüssler M, Knölker M. 2009. Radiative magnetohydrodynamic simulation of sunspot structure. *The Astrophysical Journal*, 691(1): 640-649, doi: 10.1088/0004-637X/691/1/640.
- Richardson I G, Cane H V, Cliver E W. 2002. Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972–2000). Journal of Geophysical Research: Space Physics, 107(A8): SSH 8-1-SSH 8-13, doi: 10.1029/2001JA000504.
- Richardson I G, Cane H V. 2010. Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996—2009): Catalog and summary of properties. *Solar Physics*, 264(1): 189-237, doi: 10.1007/s11207-010-9568-6.
- Riley P, Linker J A, Mikić Z. 2001. An empirically-driven global MHD model of the solar corona and inner heliosphere. *Journal* of Geophysical Research: Space Physics, 106 (A8): 15889-15902, doi: 10.1029/2000JA000121.
- Riley P, Linker J A, Arge C N. 2015. On the role played by magnetic expansion factor in the prediction of solar wind speed. *Space Weather*, 13(3): 154-169, doi: 10.1002/2014SW001144.
- Schatten K H, Wilcox J M, Ness N F. 1969. A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Solar Physics*, 6(3): 442-455, doi: 10. 1007/BF00146478.
- Schatten K H. 1971. Current sheet magnetic model for the solar corona. Cosmic Electrod ynamics, 2: 232-245.
- Schröter E H. 1985. The solar differential rotation: present status of observations. Solar Physics, 100(1-2): 141-169, doi: 10. 1007/BF00158426.
- Shen F, Feng X S, Wu S T, et al. 2007. Three-dimensional MHD simulation of CMEs in three-dimensional background solar wind with the self-consistent structure on the source surface as input: numerical simulation of the January 1997 sun-earth connection event. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 112(A6): A06109, doi: 10.1029/2006JA012164.
- Shen F, Feng X S, Song W B. 2009. An asynchronous and parallel time-marching method: Application to three-dimensional MHD simulation of solar wind. Science in China Series E: Technological Sciences, 52(10): 2895-2902, doi: 10.1007/s11431-009-0291-1.
- Shiota D, Kataoka R, Miyoshi Y, et al. 2014. Inner heliosphere MHD modeling system applicable to space weather forecasting for the other planets. *Space Weather*, 12(4): 187-204, doi: 10.1002/2013SW000989.
- Smith E J, Balogh A. 1995. Ulysses observations of the radial magnetic field. *Geophysical Research Letters*, 22(23): 3317-3320, doi: 10.1029/95GL02826.
- Steinitz R, Eyni M. 1980. Global properties of the solar wind. I-the invariance of the momentum flux density. *The Astrophysical Journal*, 241: 417-424, doi: 10.1086/158355.

- Stevens M L, Linker J A, Riley P, et al. 2012. Underestimates of magnetic flux in coupled MHD model solar wind solutions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 83: 22-31, doi: 10.1016/j.jastp.2012.02.005.
- Tóth G, Van Der Holst B, Sokolov I V, et al. 2012. Adaptive numerical algorithms in space weather modeling. *Journal of Computational Physics*, 231(3): 870-903, doi: 10.1016/j. jcp. 2011.02.006.
- Totten T L, Freeman J W, Arya S. 1995. An empirical determination of the polytropic index for the free-streaming solar wind using Helios 1 data. *Journal of Geophysical Research*: Space Physics, 100(A1): 13-17, doi: 10.1029/94JA02420.
- Van Der Holst B, Keppens R. 2007. Hybrid block-AMR in cartesian and curvilinear coordinates: MHD applications. *Journal of Computational Physics*, 226 (1): 925-946, doi: 10.1016/j. jcp. 2007.05.007.
- Wang Y M, Sheeley N R Jr. 1990. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *The Astrophysical Journal*, 355 (2): 726-732, doi: 10.1086/168805.
- Wiengarten T, Kleimann J, Fichtner H, et al. 2014. Cosmic ray transport in heliospheric magnetic structures. I. Modeling background solar wind using the CRONOS magnetohydrodynamic code. *The Astrophysical Journal*, 788(1): 80, doi: 10.1088/0004-637X/788/1/80.
- Wu C C, Fry C D, Berdichevsky D, et al. 2005. Predicting the arrival time of shock passages at earth. Solar Physics, 227 (2): 371-386, doi: 10.1007/s11207-005-1213-4.
- Wu S T, Dryer M. 2015. Comparative analyses of current threedimensional numerical solar wind models. Science China Earth Sciences, 58(6): 839-858, doi: 10.1007/s11430-015-5062-1.
- Zhang M, Zhou Y F. 2014. Three-dimensional steady state interplanetary solar wind simulation in spherical coordinates with a six-component grid. Chinese Journal of Space Science (in Chinese), 34(6): 773-784, doi: 10.11728/cjss2014.06.773.
- Zhao X P, Hoeksema J T. 2010. The magnetic field at the inner boundary of the heliosphere around solar minimum. Solar Physics, 266(2), 379-390, doi: 10.1007/s11207-010-9618-0.

附中文参考文献

- 冯学尚, WuST, 范全林等. 2002. 一类 TVD 型组合差分方法及其 在磁流体数值计算中的应用. 空间科学学报, 22(4): 300-308.
- 冯学尚,向长青,钟鼎坤. 2011. 太阳风暴的日冕行星际过程三维数值研究进展. 中国科学:地球科学,41(1):1-28.
- 张嫚,周玉芬. 2014. 球坐标系六片网格下三维定态行星际太阳风 模拟. 空间科学学报,34(6):773-784, doi: 10.11728/ cjss2014.06.773.

(本文编辑 何燕)