0254-6124/2014/34(6)-773–12 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Zhang Man, Zhou Yufen. Three-dimensional steady state interplanetary solar wind simulation in spherical coordinates with a six-component grid (in Chinese). *Chin. J. Space Sci.*, 2014, **34**(6): 773-784, doi:10.11728/cjss2014.06.773

球坐标系六片网格下三维定态行星际太阳风模拟 *

张 嫚[1,2] 周玉芬[1]

1(中国科学院空间科学与应用研究中心 空间天气学国家重点实验室 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 100049)

摘 要 采用二阶 MacCormack 差分格式, 利用稳态的磁流体 (MHD) 方程组在球坐标系六片网格下模拟研究了行星际太阳风. 六片网格系统能有效避免极区奇性和网格收敛性. 迭代按径向方向推进求解, 很大程度上减少了计算量, 节约了计算时间. 内边界条件根据太阳与行星际观测确定, 比较测试了 5 种内边界条件, 模拟给出了 1922 卡林顿周的背景太阳风结构. 几种内边界条件所得模拟结果与行星际观测基本吻合. 太阳风速度采用 McGregor 等的经验公式给出, 磁场由水平电流片 (HCCS) 模型得到, 密度和温度分别根据动量守恒和气压守恒得到, 研究表明采用这样的边界条件模拟结果最佳.

关键词 MHD 方程组, 六片网格系统, 行星际太阳风模拟

中图分类号 P 353

Three-dimensional Steady State Interplanetary Solar Wind Simulation in Spherical Coordinates with a Six-component Grid

ZHANG Man[1,2] ZHOU Yufen[1]

1(*State Key Laboratory of Space Weather, Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

2(*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049)

Abstract In this paper, the MacCormack scheme is applied to the time-independent Magneto-hydrodynamics (MHD) equations in spherical coordinates with a six-component grid for the three-dimensional interplanetary solar wind simulation. The use of six-component grid system can better body-fit the spherical shell domain of interplanetary space as well as avoid the singularity and the mesh convergence near the poles. The radial coordinate is treated as a time-like coordinate, thus can significantly reduce the computational time. The inner boundary distribution is determined by the empirical relations and observation. Five kinds of inner boundary conditions used formerly by

* 国家重点基础研究发展计划项目 (2012CB825601), 国家自然科学基金项目 (41031066, 41231068, 41274192, 41074121, 41204127), 中国科学院知识创新工程重大项目 (KZZD-EW-01-4) 和国家重点实验室专项基金项目共同资助

2013-12-04 收到原稿, 2014-03-07 收到修定稿

E-mail: yfzhou@spaceweather.ac.cn

MHD modelers are comparatively used to simulate the Carrington Rotation (CR) 1922 solar wind background. The numerical results show that all these boundary conditions can produce consistent large-scale solar wind structure with the observation, and better result in agreement with observations can be achieved when adopting the following inner boundary condition: the radial speed is obtained by the empirical relationship proposed by McGregor *et al.* in 2011, the magnetic field is obtained by Horizontal Current Current Sheet (HCCS) model, an assumption of constant momentum flux is used to derive number density, and temperature is chosen to assure that the total pressure is uniform at the inner boundary.

Key words MHD equations, Six-component grid system, Interplanetary solar wind simulation

0 引言

背景太阳风是研究行星际扰动传播预测空间天气状况的基础, MHD 模拟是背景太阳风研究的重要手段之一, 目前基于 MHD 方程的日冕/行星际天气数值预报三维数值研究在灾害性空间天气预报领域已发挥重要作用, 并在近几年取得一些成果. 目前, 基于物理的三维先进数值预报模型主要包括美国空间环境建模中心 (CSEM) 开发的空间天气模型架构 (SWMF)[1]、美国集成空间天气建模中心 (CISM) 开发的日冕和日球层三维太阳风模型 (CORHEL)[2] 以及中国空间天气学国家重点实验室的太阳–行星际–地磁链天气 (SIGMA) 研究组开发的太阳行星际守恒元解元三维太阳风模型 (3D SIP-CESE MHD)[3−4]. 有关这些模型所用数值格式及研究进展可参考文献 [5−6].

由于行星际空间是超声速超阿尔芬速度区域, 通常认为在 18 个太阳半径 (R_s) 附近, 因此该区域的数值模拟要比日冕模拟简单得多. 但在 $18\,R_s$ 处缺乏观测, 这给此处边界条件的确定带来一定困难. 目前内边界的处理可以通过两种渠道实现, 一种是依赖于太阳风观测的经验公式 [7−8], 另一种是采用日冕区域 $18\,R_s$ 处的模拟结果给出行星际空间的内边界条件 [9−10]. 而对于行星际太阳风的模拟可以采用三维时变 MHD 进行, 例如 Detman 等 [11−12] 的 HHMS (Hybrid Heliospheric Modeling System) 太阳风模型采用 Lax-Wendroff 差分格式模拟三维时变 MHD, 计算区域从 0.1 AU 到 1 AU, 内边界处磁场通过日更新的径向观测磁场采用源表面电流片模型 (Source Surface Current Sheet, SSCS) 进行确定, SSCS 模型首先根据 PFSS (Potential Field Source Surface) 模型获取源表面 $2.5\,R_s$ 处的径向磁场 B_r, 进而求解以 PFSS 在源表面上的 B_r 的绝对值作为底部边界条件时, 自源表面到无穷远的势场解, 得到源表面外任意球面的磁场. 内边界的其余流场参数由一系列经验公式给出. 在文献 [11−12] 的基础上, Hayashi[13] 从 $50\,R_s$ 出发采用 MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes) 差分格式对三维时变太阳风进行模拟, 外边界达到 6 AU. 其中内边界径向磁场由 PFSS 模型获取源表面 $2.5\,R_s$ 上的径向磁场 B_r, 进而通过 $1/r^2$ 衰减计算出内边界的磁场. 为了近似模拟 $50\,R_s$ 处太阳风的螺旋结构, Hayashi[13] 将磁场向东偏移 14°. 内边界的太阳风速度依赖于 IPS (Interplanetary Scintillation) 观测, 密度和温度依赖于 Helios 观测数据. Enlil[14] 的三维时变太阳风模型从 0.1 AU 出发, 采用修正的 TVDLF (Total Variation Diminishing Lax-Friedrich) 差分格式. 内边界条件通过 WSA (Wang-Sheeey-Arge)[15] 或 MAS (MHD Around a Sphere model)[16] 日冕模型来确定. WSA 模型以光球视向磁场观测为输入, 用 PFSS 模型获得日冕磁场, 根据源表面处 (通常为 $2.5\,R_s$) 的膨胀因子以及磁力线在光球上的足点与开闭场边界的角距离 θ_b, 利用经验公式确定自某一点发出的太阳风经过加速之后的最终速度, 可以用来预测地球附近的太阳风速度和磁场极性. 利用膨胀因子和 θ_b 确定速度的思想也经常在数值模型的约束或部分输入中采用 [4]. Wiengarten 等 [17] 从 $10\,R_s$ 出发采用 CRONOS[18] 求解三维时变 MHD, 内边界磁场通过太阳表面通量传输模型 (Surface Flux Transport, SFT)[19] 和源表面电流片模型 (Current-Sheet Source Surface, CSSS)[20] 耦合得到, SFT 模型由太阳黑子数目记录作为输入从而得到太阳表面的磁通量, 之后通

过 CSSS 插值得到内边界处的磁场, 其他内边界太阳风流场参数的确定可参考文献 [11−12]. 采用与 LFM (Lyon Fedder Mobarry)[21] 同样的高阶 TVD 数值方法, LFM-helio[22] 采用三维时变 MHD 从 0.1 AU 出发, 外边界到 2 AU. 内边界磁场由 PFSS 模型得到, 内边界速度采用 WSA 模型 [15] 得到, 等离子体密度依赖于 Helios 数据 [23] 由经验公式得到, 温度通过假定热压分布一致 ($nT = n_0T_0$) 得到. Riley 等 [16] 将模拟区域分为两个部分, 日冕区域 1∼30 R_s 采用 MAS 模型, 行星际从 30 R_s 出发采用三维时变 MHD, 利用日冕磁场的结构并假定冕洞区域是高速流, 在开场和闭场之间是低速流, 从而确定光球层的流场参数, 并沿磁力线将光球层的流体速度插值到内边界, 通过动量守恒得到内边界处的等离子体密度, 热压守恒得到内边界处温度, 内边界处磁场直接由日冕部分的结果插值得到. Wu 等 [24] 采用了 HAFV.2 (Hakamada-Akasofu-Fry)[25]+MHD 的太阳风模型, HAFV.2 采用一种运动学模型将太阳风参数由 2.5 R_s 的源表面推进到 18 R_s, 得到 18 R_s 处的结果作为行星际三维时变 MHD 的内边界条件, 进而采用两步 Lax-Wendroff 差分方法模拟行星际太阳风.

对于行星际太阳风还可以采用定态的 MHD 模拟, 实际的研究结果表明, 其不仅能够很好地捕捉到 1 AU 处的太阳风大尺度结构, 而且能使计算过程得以简化. Pizzo[26] 采用 MacCormack 差分格式求解定态的 MHD 方程, 模拟研究了螺旋磁场结构对行星际共转流演化的影响, 发现其能够很好地模拟三维共转流的大尺度结构, 这种模拟方式假定磁场与流场平行, 从 35 R_s 出发在径向方向上推进求解, 并且加入人工粘性项控制激波, 内边界上所有物理量均由经验物理参数给出. 基于 Pizzo[26−27] 对定态 MHD 方程的模拟, Usmanov 和 Goldstein[28−29] 将日地空间分为两部分: 日冕部分 (1∼10 R_s) 和行星际部分 (10R_s∼1 AU). 二者均采用 MacCormack 差分格式, 日冕部分求解三维时变 MHD, 行星际部分参考 Pizzo[26−27] 采用定态 MHD 求解, 其内边界完全由日冕模拟结果插值得到, 最终得到大尺度的太阳风以及磁场结构. Usmanov 和 Goldstein[30] 同样将日地空间分为日冕区域 (1∼20 R_s) 和行星际区域 (20 R_s∼10 AU), 对于日冕区域采用 TVD Lax-Friedrichs(TVDLF) 算法, 行星际区域计算同文献 [28−29], 模拟三维太阳风结构并将其结果与 Ulysess 观测以及 WSA 进行了比较, 结果显示等离子体和磁场参数均吻合较好. Feng 等 [31−32] 提出的 COIN-TVD (Corona-interplanetary TVD) 模式采用日冕时变 MHD 结合行星际定态 MHD 方程组, 在日冕区域, 先用 TVDLF 守恒差分格式计算出新时间步的值, 再将磁场部分用 MacCormack Ⅱ型格式的计算结果替换掉, 这样处理可使磁场无源条件的误差保持在截断水平, 而在行星际空间区域利用 MacCormack Ⅱ格式求解定态 MHD 方程组, 得到的三维大尺度太阳风背景结构在 1 AU 处与 Ulysses 观测基本一致. Han 等 [8] 在球坐标下采用 Lax-Wendroff 差分格式从 18 R_s 出发模拟了定态太阳风结构, 内边界物理量均采用经验公式进行确定, 将其结果作为初始条件来研究三维时变 MHD 的扰动传播过程, 模拟结果反映了复杂 MHD 波与不均匀的稳态太阳风背景的相互作用.

鉴于行星际太阳风定态 MHD 模拟的优点, 本文从 0.1 AU 出发, 利用 MacCormack 差分格式在球坐标下求解定态 MHD 方程组, 采用 Feng 等 [33] 首次引入的多片网格系统将整个球面分为六块并行求解, 模拟第 1922 卡林顿周 (CR1922) 的背景太阳风结构, 比较研究了几种行星际太阳风内边界条件, 并将结果与 Ulysses 和 ACE 观测进行比较.

1 控制方程

描述行星际太阳风的稳态 MHD 方程组无量纲形式为 [32]

$$\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial r}+\frac{r}{\sin\theta}\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial \theta}+\frac{r}{\sin\theta}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial \phi}=\boldsymbol{S}. \tag{1}$$

其中,

$$\boldsymbol{F}=\begin{bmatrix} r^2\rho v_r \\ r^2\left(\rho v_r^2+p+\dfrac{-B_r^2+B_\theta^2+B_\phi^2}{2}\right) \\ r^2(\rho v_r v_\theta-B_rB_\theta) \\ r^2(\rho v_r v_\phi-B_rB_\phi) \\ r^2B_r \\ r^2(v_rB_\theta-v_\theta B_r) \\ r^2(v_rB_\phi-v_\phi B_r) \\ H+J \end{bmatrix},$$

$$H = r^2 v_r\Big(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma - 1}\Big),$$

$$J = r^2[B_\theta(v_r B_\theta - v_\theta B_r) - B_\phi(v_\phi B_r - v_r B_\phi)];$$

$$\boldsymbol{G} = \begin{bmatrix} \sin\theta\rho v_\theta, \\ \sin\theta(\rho v_r v_\theta - B_r B_\theta) \\ \sin\theta\Big(\rho v_\theta^2 + p + \dfrac{B_r^2 - B_\theta^2 + B_\phi^2}{2}\Big) \\ \sin\theta(\rho v_\theta v_\phi - B_\theta B_\phi) \\ \sin\theta\, B_\theta \\ 0 \\ \sin\theta(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) \\ C + D + M \end{bmatrix},$$

$$C = \sin\theta v_\theta\Big(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma - 1}\Big),$$

$$D = -B_r \sin\theta(v_r B_\theta - v_\theta B_r),$$

$$M = B_\phi \sin\theta(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta);$$

$$\boldsymbol{H} = \begin{bmatrix} \rho v_\phi \\ \rho v_r v_\phi - B_r B_\phi \\ \rho v_\theta v_\phi - B_\theta B_\phi \\ \rho v_\phi^2 + p + \dfrac{B_r^2 + B_\theta^2 - B_\phi^2}{2} \\ B_\phi \\ v_\phi B_\theta - v_\theta B_\phi \\ 0 \\ C' + D' + M' \end{bmatrix},$$

$$C' = v_\phi\Big(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma - 1}\Big),$$

$$D' = B_r(v_\phi B_r - v_r B_\phi),$$

$$M' = -B_\theta(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta),$$

$$\boldsymbol{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ X \\ Y \\ Z \\ 0 \\ r(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \\ r(v_r B_\phi - v_\phi B_r) + r(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta)\cot\theta \\ -\rho v_r G M_\mathrm{s} - r^2\rho\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\Omega}\times(\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r}) \end{bmatrix},$$

$$X = 2rp + \rho r(v_\theta^2 + v_\phi^2) + rB_r^2 - \rho G M_\mathrm{s} - r^2\rho\boldsymbol{f}(1),$$

$$Y = rp\cot\theta - r\rho(v_r v_\theta - v_\phi^2\cot\theta) + \frac{rB^2\cot\theta}{2} + r(B_r B_\theta - B_\phi^2\cot\theta) - r^2\rho\boldsymbol{f}(2),$$

$$Z = -r\rho(v_r v_\phi + v_\theta v_\phi\cot\theta) + r(B_r B_\phi + B_\theta B_\phi\cot\theta) - r^2\rho\boldsymbol{f}(3).$$

这里, $\boldsymbol{f} = 2\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{v} + \boldsymbol{\Omega}\times(\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r})$, $\gamma = 1.46$; ρ 为质量密度; $\boldsymbol{v} = (v_r, v_\theta, v_\phi)$ 为 r, θ, ϕ 方向的流体速度; $\boldsymbol{B} = (B_r, B_\theta, B_\phi)$ 代表三个方向的磁场; p 为热压; $|\boldsymbol{\Omega}| = 2\pi/27\,\mathrm{rad{\cdot}d^{-1}}$ 为太阳自转角速度. 以上方程的长度、密度、磁场、速度、时间和压强分别用无量纲参数 $L_0, \rho_0, B_0, v_0, T_0, P_0$ 归一化处理. 这里 $L_0 = 6.963\times10^8\,\mathrm{m}$ 为太阳半径, $\rho_0 = 2.\times10^6\times1.672\times10^{-27}\,\mathrm{kg{\cdot}m^{-3}}$, $B_0 = 1.\times10^{-9}\,\mathrm{T}$ 分别为 1 AU 处太阳风等离子体典型密度和磁场值, 其余无量纲参数均由这三个基本量推导而来, $v_0 = B_0/\sqrt{\mu\times\rho_0}$, $T_0 = v_0^2/(\gamma R_0)$, $P_0 = \rho_0 v_0^2$, 这里 $R_0 = 1.653\times10^4$ 为气体常数, $\mu = 4.\times10^{-7}\pi$.

2 网格划分和数值方法

2.1 网格划分

计算区域为 $[20\,R_\mathrm{s}, 220\,R_\mathrm{s}]\times[0,\pi]\times[0,2\pi]$, 采用文献 [33] 的方法, 将球面划分为相同的六片并行计算, 六片之间有重合, 如图 1 所示. Feng 等 [3,5,33−35] 首次引入多片网格系统, 该网格系统有效解决了极区网格收敛性和极区网格奇性问题, 并且在适合太阳风模拟的球壳区域中首次实现了多面体网格下的并行

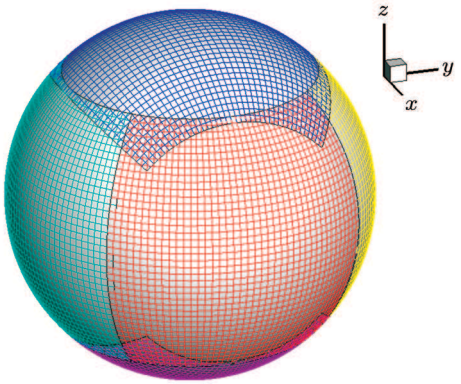

图 1 球面六片网格均等划分示意

Fig. 1 Partition of a sphere into six identical components

自适应. 图 1 中的每一片均可看为是独立的低纬球形网格, 在球坐标下每片球面区域为

$$\Big(\frac{\pi}{4}-\delta\leqslant\theta\leqslant\frac{3\pi}{4}+\delta\Big)\cap\Big(\frac{3\pi}{4}-\delta\leqslant\phi\leqslant\frac{5\pi}{4}+\delta\Big). \quad (2)$$

式中, δ 为一个依赖于网格步长的小量以确保六片网格之间有重合, 每一片计算区域都由式 (2) 定义, 但是各自在不同的球坐标系下, 每一片在相应坐标系 (θ,ϕ) 空间是一个矩形, 六片之间坐标可以相互转化 [33]. 对于 (θ,ϕ) 的空间离散, 定义每一片上的网格点如下:

$$\theta_j^l=\theta_{\min}+j\Delta\theta,\quad j=0,1,\cdots,N_\theta+1.$$
$$\phi_k^l=\phi_{\min}+k\Delta\phi,\quad k=0,1,\cdots,N_\phi+1.$$

其中,

$$\Delta\theta=(\theta_{\max}-\theta_{\min})/(N_\theta-1),$$
$$\Delta\phi=(\phi_{\max}-\phi_{\min})/(N_\phi-1),$$

$l=1,2,\cdots,6$ 分别表示六片网格, N_θ 和 N_ϕ 分别为纬向和经向的网格数目, $\theta_{\min}=\dfrac{\pi}{4}$, $\theta_{\max}=\dfrac{3\pi}{4}$, $\phi_{\min}=\dfrac{3\pi}{4}$, $\phi_{\max}=\dfrac{5\pi}{4}$. 本文采用均匀的网格步长, $\Delta\theta=\Delta\phi=1.5^\circ$, θ,ϕ 方向总网格数为 120×240.

2.2 数值方法

显然以上给出的 MHD 方程组特征值应该全为实数, 因此该方程是双曲型的, 这样径向坐标可以看为时间轴, 三维问题就可以简化为二维问题. 模型中采用的数值方法为两步的 MacCormack 差分格式, 具体形式如下:

$$\tilde{\boldsymbol{F}}_{j,k}=\boldsymbol{F}_{j,k}^n+\Delta r\Big[\frac{r}{\Delta\theta\sin\theta}(\boldsymbol{G}_{j+1,k}^n-\boldsymbol{G}_{j,k}^n)+\frac{r}{\Delta\phi\sin\theta}(\boldsymbol{H}_{j,k+1}^n-\boldsymbol{H}_{j,k}^n)+\boldsymbol{S}_{j,k}^n\Big],$$

$$\boldsymbol{F}_{j,k}^{n+1}=\frac{1}{2}\Big\{\boldsymbol{F}_{j,k}^n+\tilde{\boldsymbol{F}}_{j,k}+\Delta r\Big[\frac{r}{\Delta\theta\sin\theta}\Big(\tilde{\boldsymbol{G}}_{j+1,k}^n-\tilde{\boldsymbol{G}}_{j,k}^n\Big)+\frac{r}{\Delta\phi\sin\theta}\Big(\tilde{\boldsymbol{H}}_{j,k+1}^n-\tilde{\boldsymbol{H}}_{j,k}^n\Big)+\tilde{\boldsymbol{S}}_{j,k}^n\Big]\Big\}.$$

其中,

$$\Delta r\leqslant\min\Big(\frac{\Delta\theta}{\max|\varepsilon|},\frac{\Delta\phi}{\max|\lambda|},0.01\Big),$$

这里 ε,λ 分别为 θ,ϕ 方向的本征值, 最后由 $\boldsymbol{F}_{j,k}^{n+1}$ 得到基本变量 $\boldsymbol{U}_{j,k}^{n+1}=(\rho,v_r,v_\theta,v_\phi,B_r,B_\theta,B_\phi,P)_{j,k}^{n+1}$. MacCormack 差分格式为二阶精度, 具有振荡性, 计算中需要加入人工粘性来保持计算的稳定性. 这里采用 Lapidus 人为耗散方法 [36], 对于二维以及多维磁流体力学流动, 这种方法十分有效, 即

$$\begin{aligned}U_{j,k}^*=&U_{j,k}^{n+1}+b_1\Big(\frac{\Delta r}{r\Delta\theta}\Big)\big[|v_{\theta j+1,k}^{n+1}-v_{\theta j,k}^{n+1}|(U_{j+1,k}^{n+1}-U_{j,k}^{n+1})-\\&|v_{\theta j,k}^{n+1}-v_{\theta j-1,k}^{n+1}|(U_{j,k}^{n+1}-U_{j-1,k}^{n+1})\big],\\U_{j,k}^{**}=&U_{j,k}^*+b_2\Big(\frac{\Delta r}{r\sin\theta\Delta\phi}\Big)\Big[|v_{\phi j,k+1}^*-v_{\phi j,k}^*|(U_{j,k+1}^*-U_{j,k}^*)-\\&|v_{\phi j,k}^*-v_{\phi j,k-1}^*|(U_{j,k}^*-U_{j,k-1}^*)\Big],\\U_{j,k}^{n+1}=&U_{j,k}^{**}.\end{aligned}$$

其中, b_1 和 b_2 为可调参数, 本文计算中分别取 0 和 0.01.

3 初始和边界条件

根据以往提出的对 0.1 AU 处内边界的确定方法 [14, 23, 37−38], 本文比较研究了 5 种初始边界条件的特性.

情况 1 内边界速度参考 Odstrcil[14] 的方法, 有:

$$v_r=v_{\min}+\frac{v_{\max}}{f_{\rm s}^{1/1.7}}.$$

其中, $v_{\min}=285\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, $v_{\max}=575\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 分别表示太阳风最小和最大速度; $f_{\rm s}$ 为膨胀因子, 将源表面定位于 $2.5\,R_{\rm s}$, 从太阳表面到源表面上任一点 $O=(r,\theta,\phi)$ 的膨胀因子为

$$f_{\rm s}(r,\theta,\phi)=\Big(\frac{R_{\rm s}}{R_{\rm ss}}\Big)^2\frac{B_{R_{\rm s}}(R_{\rm s},\theta_{\rm s},\phi_{\rm s})}{B_{R_{\rm ss}}(R_{\rm ss},\theta_{\rm ss},\phi_{\rm ss})}.$$

其中, $R_{\rm s}$ 和 $R_{\rm ss}$ 分别表示太阳半径和源表面半径; $B_{R_{\rm s}}$ 和 $B_{R_{\rm ss}}$ 表示太阳表面和源表面的磁场强度; $(\theta_{\rm s},\phi_{\rm s})$, $(\theta_{\rm ss},\phi_{\rm ss})$ 为经过点 $O=(r,\theta,\phi)$ 的磁场线分别在光球层和源表面的坐标, 即 (r,θ,ϕ), $(R_{\rm s},\theta_{\rm s},\phi_{\rm s})$, $(R_{\rm ss},\theta_{\rm ss},\phi_{\rm ss})$ 三点在一条磁力线上, 源表面以外的膨胀因子认为与源表面上分布相同. 内边界的磁场参考 Hayashi 等 [38] 提出的

$$B_r(20\,R_{\rm s},\theta,\phi)=B_r(2.5\,R_{\rm s},\theta,\phi+\phi')\Big(\frac{2.5}{20}\Big)^2.$$

其中, $B_r(2.5\,R_{\rm s},\theta,\phi+\phi')$ 表示由 PFSS 计算的磁场在源表面 $2.5\,R_{\rm s}$ 的分布; ϕ' 为东移角度 (若

用 $400\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的速度估计, 从源表面到 $20\,R_\mathrm{s}$ 东移角度约 6°). B_ϕ 依赖于太阳表面的自转角速度, B_θ 和非径向流体速度均设置为 0, 由动量守恒推导得到密度, 温度选取要确保总压为常数, 具体形式如下:

$$v_\theta = 0, \quad B_\theta = 0,$$
$$v_\phi = \Omega R_\phi \sin\theta, \quad R_\phi = 1.5\,R_\mathrm{s},$$
$$B_\phi = (B_r/v_r)(v_\phi - \Omega R_\mathrm{gb}\sin\theta),$$
$$R_\mathrm{gb} = 20\,R_\mathrm{s}, \quad \rho = F_\mathrm{mass}/v_r.$$

参考 Hayashi[39] 太阳表面的平均质子通量

$$\langle NV_r\rangle = (6\sim10)\times10^8\,\mathrm{km\cdot s^{-1}\cdot cm^{-3}},$$

假定太阳表面 $F_\mathrm{mass} = 6\times1.67\times10^{-10}\,\mathrm{m\cdot s^{-1}\cdot kg\cdot m^{-3}}$, 进而由守恒变量 r^2F_mass 推导得到 0.1 AU 的 F_mass. $P = P_\mathrm{total} - B^2/(8\pi)$, 这里 P_total 为热压与磁压的总和, 其保持为常数.

情况 2 内边界速度参考 Owens 等的方法 [37], 有

$$v_r = v_\mathrm{slow} + 0.5(v_\mathrm{fast} - v_\mathrm{slow})\cdot \{1+\tanh[(\theta_\mathrm{b}-\alpha)/\varpi]\}.$$

其中, $\alpha = 2.86\pi/180$ 表示慢速流的厚度; $\varpi = 2.5\pi/180$ 表示冕洞区域流体的宽度; θ_b 表示太阳表面冕洞边沿与开场区最小角宽; 同样源表面以外 θ_b 分布认为与源表面相同; $v_\mathrm{fast} = 650\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, $v_\mathrm{slow} = 285\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 分别表示快速流和慢速流的平均速度. 其余参数选取同情况 1.

情况 3 内边界速度参考 McGregor 等 [23] 的方法, 有

$$v_r = v_0 + \left[\frac{v_1}{(1+f_\mathrm{s})^{2/9}}\right]\times\left\{1.0-0.8\times\exp\left[-\left(\frac{\theta_\mathrm{b}}{\phi}\right)^\beta\right]\right\}^3.$$

其中, $v_0 = 285\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, $v_1 = 650\times10^3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 表示太阳风最小和最大速度; 同样 $f_\mathrm{s}, \theta_\mathrm{b}$ 分别表示膨胀因子和最小角宽. $\phi = 2.8\pi/180$, $\beta = 1.25$ 分别决定了开场通量边界层宽度和其对太阳风速度的影响. 其余参数选取同情况 1.

情况 4 在情况 3 的基础上改变径向磁场取法, 其余参量保持不变. 之前采用 PFSS 计算磁场时假定磁场在源表面以上是严格沿径向分布的, 这里参考 Zhao 和 Hoeksema[40] 的 HCCS 模型直接计算得到内边界处径向磁场.

情况 5 在情况 4 的基础上改变密度和温度的取法. 密度和温度参考 Odstrcil 和 Pizzo[41] 的方法, 即 $\rho = \rho_\mathrm{s}[v_\mathrm{s}/v_r]^2$, $T = T_\mathrm{s}\rho_\mathrm{s}/\rho$. 其中, 慢速流参数取 $\rho_\mathrm{s} = 2000\,\mathrm{cm^{-3}}$, $v_\mathrm{s} = 300\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, $T_\mathrm{s} = 8\times10^5\,\mathrm{K}$.

4 模拟结果

选取 CR1922 进行模拟. 图 2 给出了情况 1~3

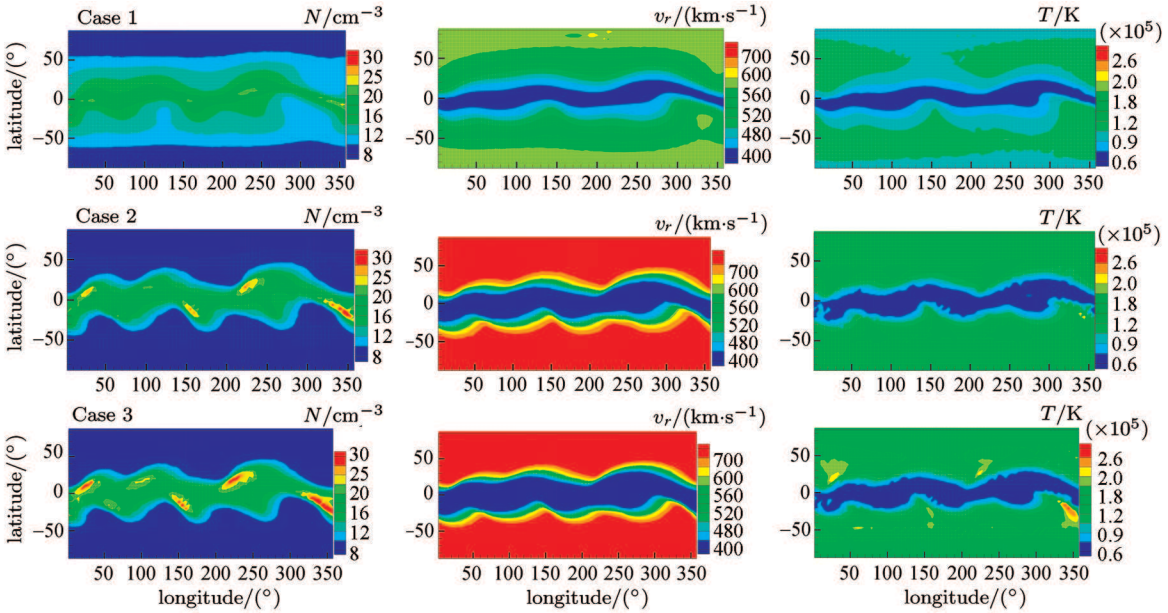

图 2 计算所得密度 N、速度 v_r 和温度 T 在 1 AU 处的分布

Fig. 2 Simulated number density N, radial speed v_r and temperature T at 1 AU

模拟的 1 AU 处密度、速度和温度分布情况, 在赤道附近均出现高密度、低速度及低温度的太阳风结构, 与太阳低年 1 AU 的太阳风分布趋势吻合. 由图 2 可以看出, 情况 1 计算所得密度、速度和温度最大值在 1 AU 处较低, 情况 1 最大速度在 600 km·s^{-1} 左右, 情况 2 最大速度在 720 km·s^{-1} 左右, 情况 3 最大速度在 800 km·s^{-1} 左右, 同样密度和温度的最大值也是情况 1 计算所得最小, 情况 3 最大.

图 3 将情况 1~3 模拟结果与 Ulysses 观测结果进行了比较. 从图 3 可以看出, 在赤道附近出现高密度、低速度、低温等特征, 与观测相符. 从图 3 可以看出, 三种情况温度分布均低于观测值, 情况 1 计算所得密度、速度和温度没有情况 2 和情况 3 吻合得好, 与观测差别较大, 情况 3 模拟结果要优于其他两种, 对于磁场三种情况模拟结果重合, 但与 Ulysses 观测磁场分布存在一定差异.

图 4 给出的是情况 1~3 模拟结果与 ACE 观测结果的比较. 从图 4 可以看出, 情况 1~3 模拟结果密度分布趋势接近于 ACE 观测, 在第 5 天左右密度达到第一个峰值. 情况 1~3 计算所得速度峰值均低于观测值, 虽然都捕捉到了第一个速度的峰值, 但是模拟结果基本没有出现第二个峰值. 对于温度和磁场, 几种类型的内边界计算结果差别不大, 尤其对于磁场来说, 模拟结果的 B_r 值在 0 附近波动不大, 这可能与采用的 PFSS 模式计算磁场有关, PFSS 模式得到的磁场在中高纬度与观测结果极为不符. 所以针对图 3 和图 4 中磁场与观测的差异对内边界磁场进行改进. 由于情况 3 模拟结果要优于其他两种, 所以考虑在情况 3 基础上改进磁场内边界. 采用 Zhao 和 Hoeksema[40] 的 HCCS 模型代替原来的 PFSS 模型得到新的边界条件, 即为情况 4.

图 5 给出了采用情况 4 内边界条件的模拟结果与 Ulysses 观测结果的比较. 与图 3 对比分析发现, 密度、速度和温度变化不大, 改善比较明显的是磁场模拟结果, 磁场正负值过渡比较明显, 与观测对比符合很好, 所以对所研究的问题采用 HCCS 磁场模型要明显优于 PFSS 磁场模型.

图 6 给出了采用情况 4 内边界条件模拟与 ACE 观测结果的比较, 与图 4 比较分析可以看出, 速度分布具有很大改善, 模拟结果中存在速度的两个峰值, 温度和磁场分布趋势也更倾向于观测, 温度峰值较图 4 明显, 磁场在 0 值附近的波动趋于观测值, 而图 4 中磁场值基本维持在 0 左右没有什么波动. 从图 5 可以看出, 密度和温度的吻合与其他两种参数

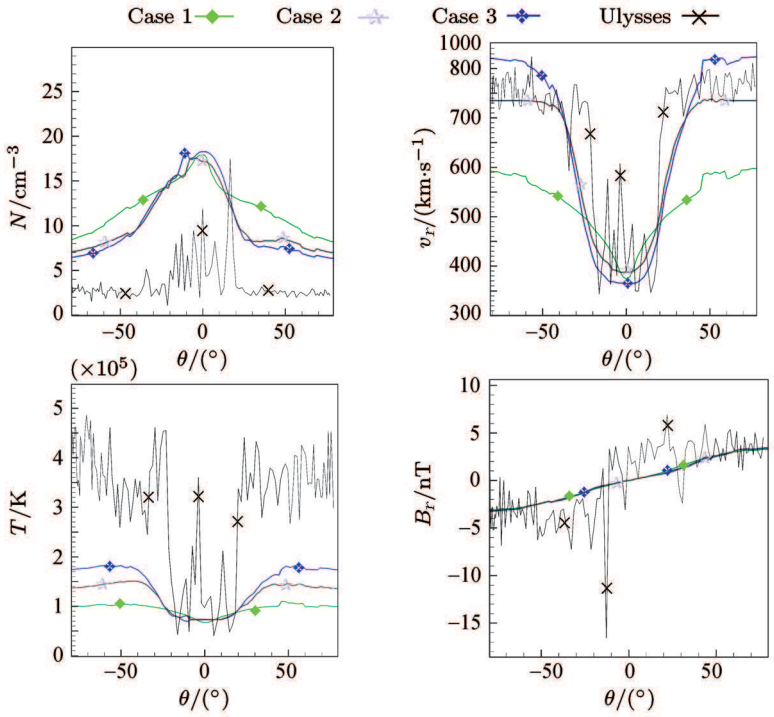

图 3　三种情况模拟结果与 Ulysses 观测结果的比较

Fig. 3　Comparisons of model results for Case 1~3 with Ulysses data

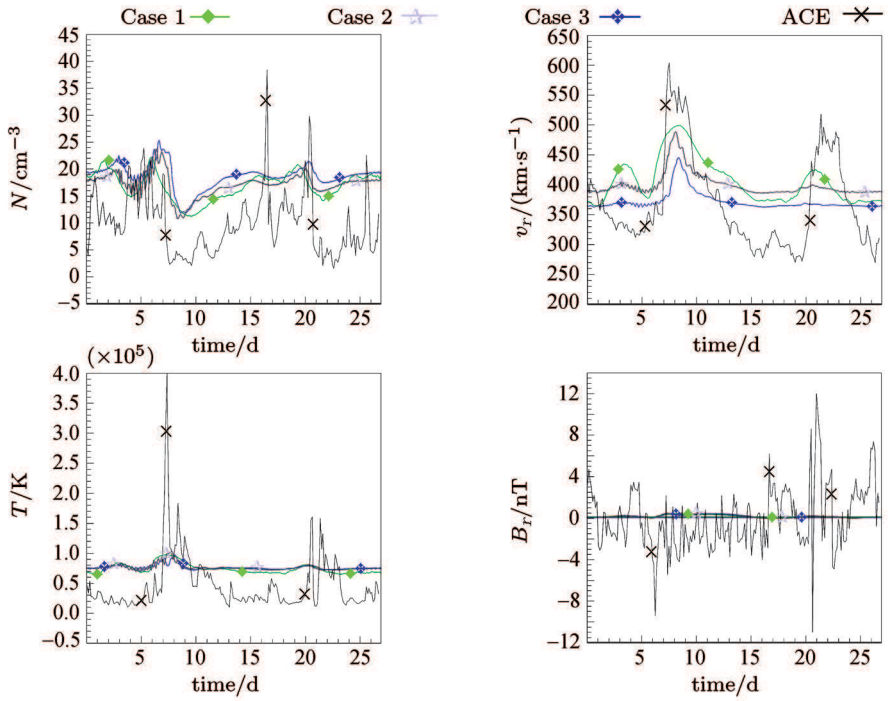

图 4 三种情况模拟所得到的结果与 ACE 观测结果的比较

Fig. 4 Comparisons of model results for Case 1∼3 with ACE data

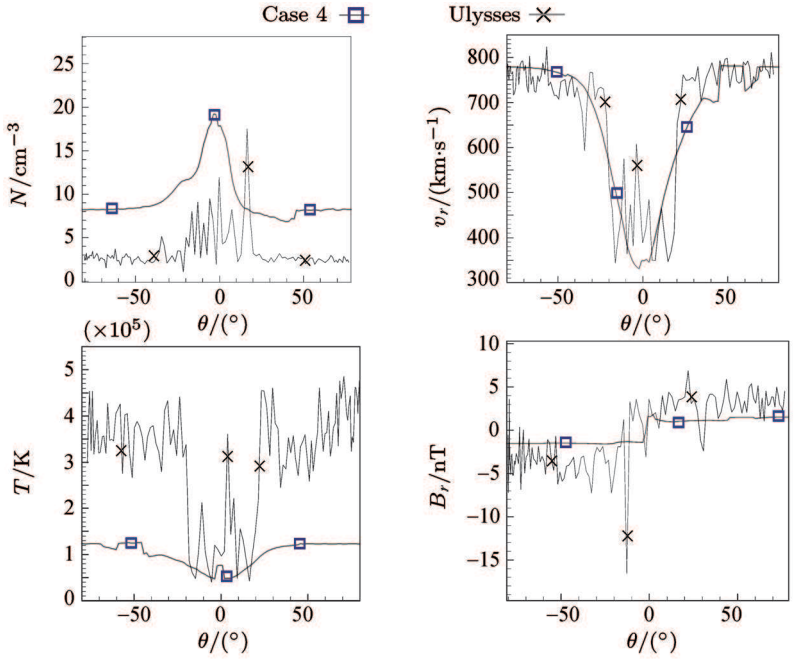

图 5 情况 4 模拟所得到的结果与 Ulysses 观测结果的比较

Fig. 5 Comparisons of model results for Case 4 with Ulysses data

比较要稍差, 因此在情况 4 基础上对内边界密度和温度进行修正, 密度和温度参考 Odstrcil 和 Pizzo[41] 提出的模式, 分别由动量守恒和气压守恒得到, 即为情况 5.

图 7 给出了采用情况 5 内边界条件模拟结果与 Ulysses 观测结果的比较. 通过比较可以看出, 图 5

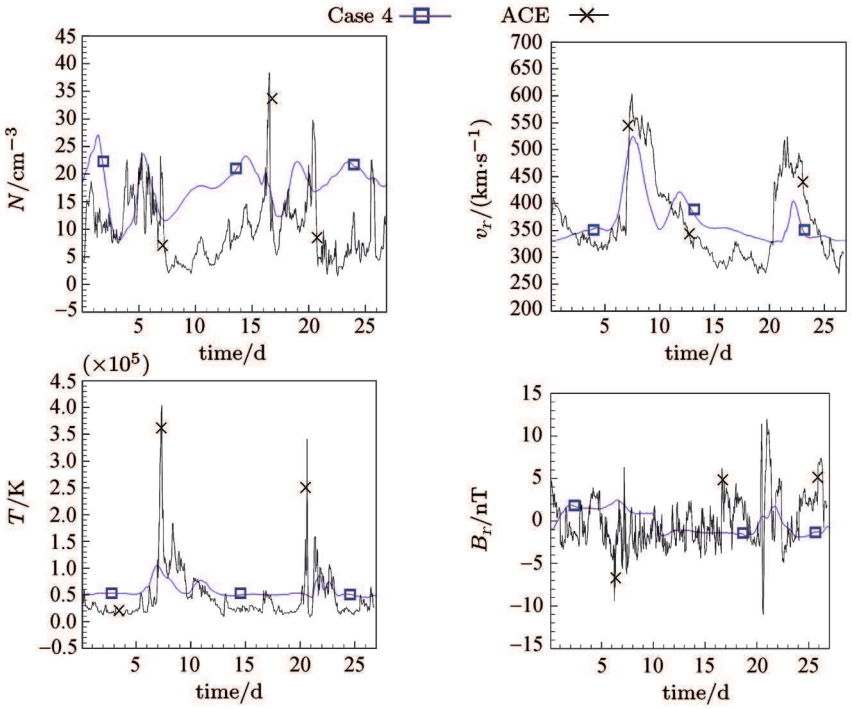

图 6　情况 4 模拟结果与 ACE 观测结果的比较

Fig. 6　Comparisons of model results for Case 4 with ACE data

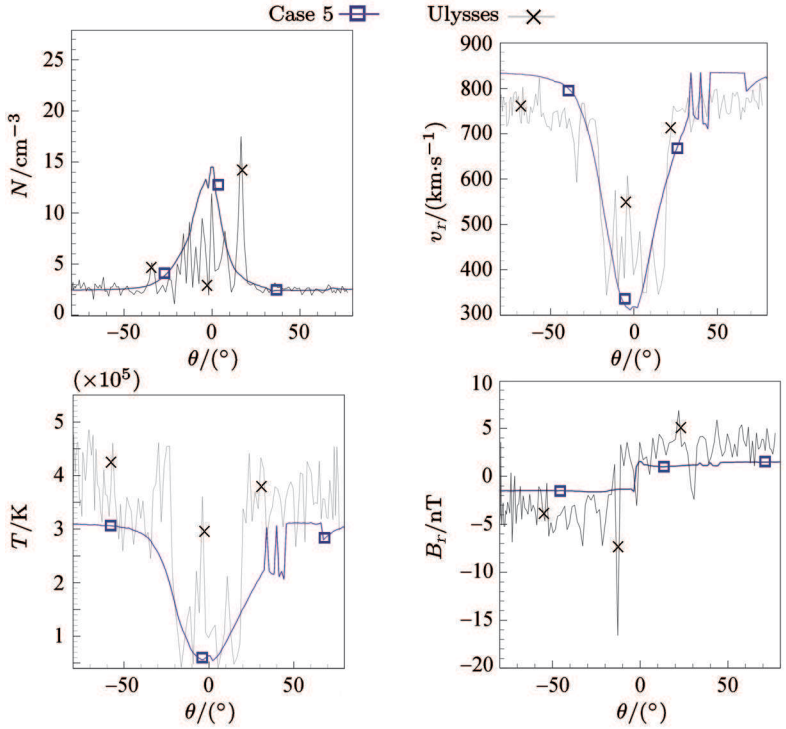

图 7　情况 5 模拟结果与 Ulysses 观测结果的比较

Fig. 7　Comparisons of model results for Case 5 with Ulysses data

采用新的内边界的模拟结果与观测结果吻合更好. 尤其是密度和温度模拟结果与观测结果更加吻合. 所以采用 Odstrcil 和 Pizzo[41] 提出的密度、温度内边界条件, 保持径向动量通量密度守恒和总气压守恒所得

的模拟结果更好.

图 8 给出了采用情况 5 内边界条件模拟的 1 AU 处结果与 ACE 观测结果的比较. 相比图 6 所示密度和温度 1 AU 处的分布结果有所改善, 图 6 中密度整体要比 ACE 观测偏高, 温度的两个峰值比较低, 图 8 所示密度有所下降, 从而导致温度和速度的第一个峰值比图 6 稍高, 磁场基本与图 6 保持一致.

图 9 给出了采用情况 5 边界条件模拟所得赤道面和子午面磁场以及速度的分布. 从图 9(a) 可以看出, 由于太阳自转, 行星际磁场会在赤道面形成螺旋形磁场结构. 而从图 9(b) 可以看出, 在太阳极小年, 高速流集中在高纬地区, 低速流集中在赤道附近.

5 结论

将行星际太阳风定态 MHD 模拟简化为二维问题, 减少了计算量, 采用六片网格系统进行并行计算, 有效避免了极区奇性和网格收敛性问题, 利用 MacCormack 差分格式进行计算, 选取 1922 卡林顿周进行模拟, 测试不同的内边界条件. 结果发现, 内边界太阳风速度采用 McGregor 等 [23] 的与膨胀因子 f_s 及最小角距离 θ_b 有关的经验公式, 磁场采用 Zhao 和 Hoeksema[40] 的 HCCS 模型得到, 而密度和温度采用 Odstrcil 和 Pizzo[41] 提出的形式, 即密度由动量守恒得到, 温度由气压守恒得到, 这样得到的模拟结果与 ACE 及 Ulysses 观测结果吻合最好.

首先比较了 Odstrcil[14] 和 Owens 等 [37] 及 McGregor 等 [23] 给定的三种不同内边界太阳风速度对行星际背景太阳风的影响, 其余参数的取法一致, 结果发现采用 McGregor 等 [23] 的内边界太阳风速度得到的模拟结果要比其余两种内边界太阳风速度产生的结果更接近于观测. 但是 1 AU 的磁场位形与观测差别较大, 由于 PFSS 假定在 2.5 R_s 之后磁场完全是径向的, 在低纬区域这种假定是合理的, 但是在中高纬度这种假定得到的结果与观测到的极羽和冕流的轴线有偏差. 因此采用 Zhao 和 Hoeksema[40] 的 HCCS 模型直接得到内边界的磁场, 代替用 PFSS 模型得到的内边界磁场. 结果显示这种内边界得到的模拟磁场有很大改善, 然而密度与 Ulysses 观测相比较高, 而温度较低. 因此在前面内边界的基础上, 参考 Odstrcil 和 Pizzo[41] 修改内边界密度和温度, 即内边界太阳风速度参考 McGregor 等提出的模式 [23], 内边界磁场由 Zhao 和 Hoeksema[40] 提出的 HCCS 模型得到, 而内边界密度和温度参考Odstrcil 和

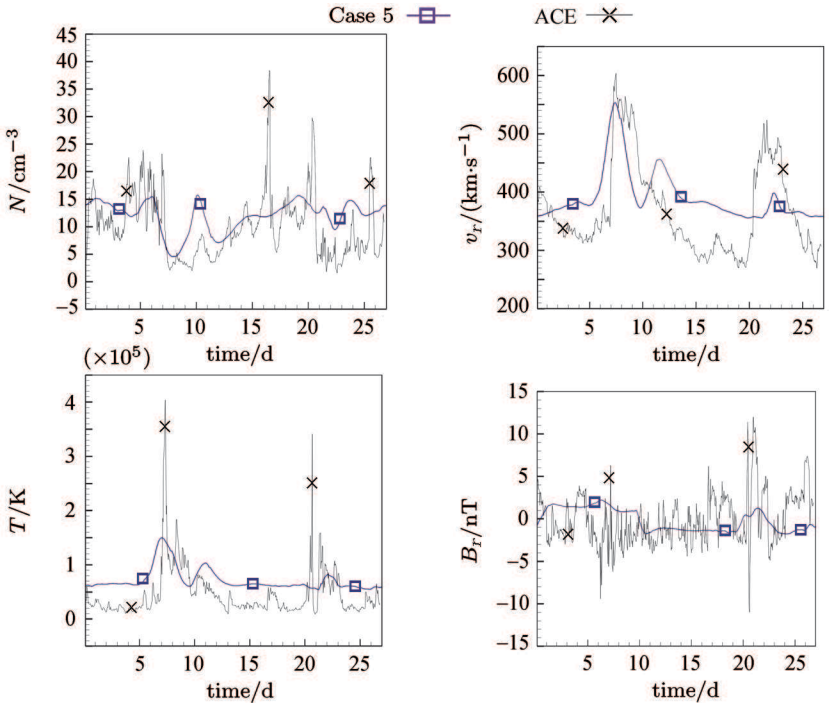

图 8 情况 5 模拟所得到的结果与 ACE 观测结果的比较

Fig. 8 Comparisons of model results for Case 5 with ACE data

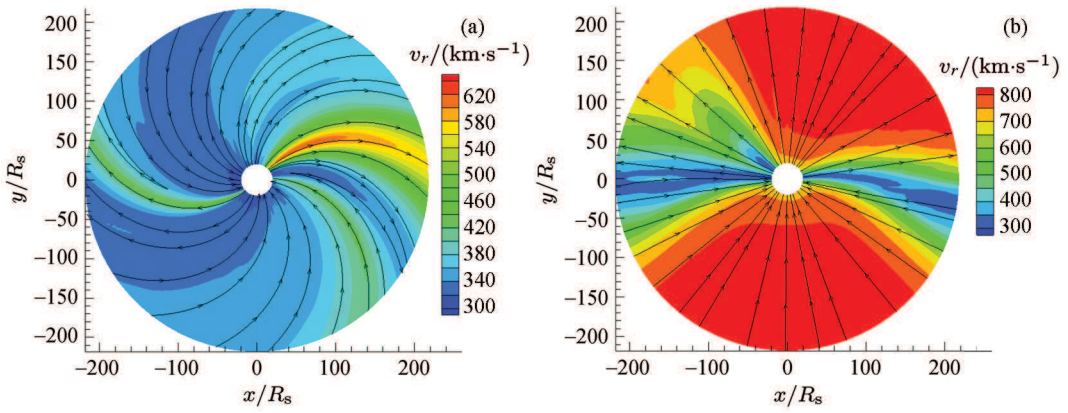

图 9　情况 5 模拟得到的赤道面 (a) 和 $\phi = 180°\sim0°$ 子午面 (b) 磁场及径向速度在 20～215 R_s 的分布 (箭头表示磁场方向)

Fig. 9　Model results for the magnetic fields, radial speed on the equatorial plane (a) and meridional plane of $\phi = 180°\sim0°$ (b) from 20 R_s to 215 R_s by Case 5 (the arrow is the direction of magnetic filed)

Pizzo[41] 提出的方式, 由动量守恒得到内边界密度, 由总气压守恒得到内边界温度. 结果发现以其作为内边界得到的模拟结果与 ACE 及 Ulysses 观测结果吻合很好. 然而还存在一些不足之处, 例如从 ACE 观测可以看出, 密度在 1922 卡林顿周的 20～25 天时存在一个下降过程, 但是模拟结果却没有反映出这个特点, 速度的第二个峰值与 ACE 观测相比较低, 温度较 Ulysses 观测也偏低, 这些与内边界选取的一些可调参数或慢速流参数有关.

本研究表明, 虽然使用超声速区定态 MHD 三维方程组, 适当选取其位于超声速区的内边界条件可以快速产生与观测基本一致的大尺度太阳风结构. 但由于在这类模式所置的内边界处 (例如 18 R_s) 无实际观测, 给定的边界条件所产生的太阳风结构与 1 AU 处的实地观测往往会有所不同, 现在普遍使用的利用时变日冕模式的定态结果在超声速区的输出作为内边界条件, 例如 CORHEL, COIN-TVD 模式等, 要比单独使用超声速经验公式确定内边界方法优越. 但最为理想的应该是 SIP-CESE MHD 等模式直接从太阳表面出发直至地球轨道覆盖整个日地空间的三维数值模型.

参考文献

[1] Tóth G, Sokolov L V , Gombosi T I, *et al.* Space weather modeling framework: A new tool for the space science community [J]. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**, A12226, doi:10.1029/2005JA

[2] Odstrcil D, Riley P, Zhao X P. Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event [J]. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**, A02116, doi:10.1029/2003JA010135

[3] Feng Xueshang, Yang Liping, Xiang Changqing, *et al.* Validation of the 3D AMR SIP-CESE solar wind model for four Carrington rotations [J]. *Solar Phys.*, 2012, **279**:207-229

[4] Feng Xueshang, Xiang Changqing, Zhong Dingkun. Numerical study of interplanetary solar storms [J]. *Sci. China Earth Sci.*, 2013, **43**:912-933

[5] Feng X S, Zhang S H, Xiang C Q, *et al.* A hybrid solar wind model of the CESE+HLL method with a yin-yang overset grid and an AMR grid [J]. *Astrophys. J.*, 2011, **734**, doi:10.1088/0004-637X/734/1/50

[6] Feng X S, Zhong D K, Xiang C Q, *et al.* GPU-accelerated computing of three-dimensional solar wind background [J]. *Sci. China Earth Sci.*, 2013, **56**:1864-1880

[7] Han S M, Wu S T, Dryer M. A three-dimensional, time-dependent numerical modeling of the super-sonic, super-alfvenic MHD flow [J]. *Comp. Fluids*, 1988, **16**:81-103

[8] Pizzo V J. Global quasi-steady dynamics of the distant solar wind 1 Origin of north-south flows in the outer heliosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:4173-4183

[9] Usmanov A V. The global structure of the solar wind in June 1991 [J]. *Solar Phys.*, 1993, **148**:371-382

[10] Usmanov A V, Goldstein M L, Besser B P, Fritzer J M. A global MHD solar wind model with WKB Alfve'n waves: Comparison with Ulysses data [J]. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:12 675-12 695

[11] Detman Thomas,Smith Zdenka ,Dryer Murray, *et al.* A hybrid heliospheric modeling system: Background solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**, A07102, doi:10.1029/2005JA011430

[12] Detman T R, Intriligator D S, Dryer M, *et al.* The influence of pickup protons, from interstellar neutral hydrogen, on the propagation of interplanetary shocks from the Hal-

loween 2003 solar events to ACE and Ulysses: A 3-D MHD modeling study [J]. *J. Geophys. Res.*, 2011, **116**, A03105, doi:10.1029/2010JA015803

[13] Hayashi K. An MHD simulation model of time-dependent co-rotating solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 2012, **117**, A08105, doi:10.1029/2011JA017490

[14] Odstrcil D. Modeling 3D solar wind structure [J]. *Adv. Space Res.*, 2003, **32**:497-506

[15] Arge C N, Pizzo V J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates [J]. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**, doi:10.1029/1999JA000262

[16] Riley P, Linker J, Miki'c Z. An empirically-driven global MHD model of the solar corona and inner heliosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A8):15 889-15 901

[17] Wiengarten T, Kleimann J, Fichtner H, *et al.* MHD simulation of the inner-heliospheric magnetic field [J]. *J. Geophys. Res.*, 2013, **118**:29-44

[18] Holst B Van der, Poedts S, Chané E, *et al.* Modelling of solar wind, CME Initiation and CME propagation [J]. *Space Sci. Rev.*, 2005, **121**:91-104

[19] Jiang J, Cameron R, Schmitt D, Schüssler M. Modeling the Sun's open magnetic flux and the heliospheric current sheet [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **709**:301-307

[20] Zhao X, Hoeksema J T. Predicting the heliospheric magnetic field using the current sheet-source surface model [J]. *Adv. Space Res.*, 2005, **16**, doi:10.1016/0273-1177(95)00331-8

[21] Lyon J G, Fedder J A, Mobarry C M. The Lyon-Fedder-Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code [J]. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2004, **66**:1333-1350

[22] Pahud D M. An MHD simulation of the inner heliosphere during Carrington rotations 2060 and 2068: Comparison with MESSENGER and ACE spacecraft observations [J]. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2012, **83**:32-38

[23] McGregor S L, Hughes W J, Arge C N, *et al.* The distribution of solar wind speeds during solar minimum: Calibration for numerical solar wind modeling constraints on the source of the slow solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 2011, **116**, A03101, doi:10.1029/2010JA015881

[24] Wu C C, Murray D, Wu S T, *et al.* Global three-dimensional simulation of the interplanetary evolution of the observed geoeffective coronal mass ejection during the epoch 1−4 August 2010 [J]. *J. Geophys. Res.*, 2011, **116**, A12103, doi:10.1029/2011JA016947

[25] Fry C D, Sun W, Deehr C S, *et al.* Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions [J]. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A10):20 985-21 001

[26] Pizzo V J. A Three-dimensional model of corotating streams in the solar wind 3. Magnetohydrodynamic streams [J]. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:4374-4394

[27] Pizzo V J. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind 2. Hydrodynamic streams [J]. *J. Geophys. Res.*, 1980, **85**:727-743

[28] Usmanov A V. Interplanetary magnetic field structure and solar wind parameters as inferred from solar magnetic field observations and by using a numerical 2-D MHD model [J]. *Solar Phys.*, 1993, **143**:345-363

[29] Usmanov A V. A global 3-D model of the solar wind [J]. *Solar Phys.*, 1993, **146**:377-396

[30] Usmanov A V, Goldstein M L. A tilted-dipole MHD model of the solar corona and solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A09), doi:10.1029/2002JA009777

[31] Feng Xueshang, Wu S T, Fan Quanlin, Wei Fengsi, Yao Jiusheng. A class of TVD type combined numerical scheme for MHD equations and its application to MHD numerical simulation [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 2002, **22**(4):200-208. In Chinese (冯学尚, Wu S T , 范全林, 魏奉思, 姚久胜. 一类 TVD 型组合差分方法及其在磁流体数值计算中的应用 [J]. 空间科学学报, 2002, **22**(4):200-208)

[32] Feng X S, Xiang C Q, Zhong D K, Fan Q L. A comparative study on 3D solar wind structure observed by Ulysses and MHD simulation [J]. *Chin. Sci. Bull.*, 2005, **50**:820-826

[33] Feng Xueshang, Yang Liping, Xiang Changqing, *et al.* Three-dimensional solar wind modeling from the Sun to Earth by a SIP-CESE MHD model with a six-component grid [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **723**:300-319

[34] Feng Xueshang, Jiang Chaowei, Xiang Changqing, *et al.* A data-driven model for the global coronal evolution [J]. *Astrophys. J.*, 2012, **758**, doi:10.1088/0004-637X/758/1/62

[35] Feng X S, Yang L P, Xiang C Q, *et al.* Numerical study of the global corona for CR 2055 driven by daily updated synoptic magnetic field [J]. *Astron. Soc. Pacific Confer. Ser.*, 2012, **459**:202

[36] Matsumoto H, Omura Y. Particle simulation of electromagnetic waves and its application to space plamas [J]. *Comput. Simul. Space Plasm.*, 1985, **1**:43-102

[37] Owens M J, Spence H E, Mcgregor S, *et al.* Metrics for solar wind prediction models: Comparison of empirical, hybrid, and physics-based schemes with 8 years of L_1 observations [J]. *Space Weather*, 2008, **6**, S08001, doi:10.1029/2007SW000380

[38] Hayashi K, Masayoshi K, Munetoshi T, *et al.* MHD tomography using interplanetary scintillation measurement [J]. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**, A03102, doi:10.1029/2002JA009567

[39] Hayashi K. Magnetohydrodynamic simulations of the solar corona and solar wind using a boundary treatment to limit solar wind mass flux [J]. *Astrophys. J.*, 2005, **161**:480-494

[40] Zhao Xuepu, Hoeksema J Todd. A coronal magnetic field model with horizontal volume and sheet currents [J]. *Solar Phys.*, 1994, **151**:91-105

[41] Odstrcil D, Pizzo V J. Three-dimensional propagation of coronal mass ejections in a structured solar wind flow 1. CME launched within the streamer belt [J]. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(A1):483-492