

两冕流间 CME 事件数值模拟的改进^{*}

叶占银 魏奉思 王 赤 冯学尚 向长青

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

通过偶极子场和六极子场适当叠加,改进猜解磁场,使猜解磁场在太阳南北极符号相反,然后采用理想磁流体力学方程组(MHD),由猜解磁场与太阳风流动相互作用计算出稳态自洽解,得到定性上与观测比较接近的具有两个冕流的背景结构.在两个冕流间采用具有同心圆磁场位形的触发模型触发CME事件,研究CME的日冕传播特征.模拟结果表明,CME被约束在两冕流间传播,CME闭磁场位形和磁云横截面磁场位形相似,可以解释1AU处观测磁云的部分特征;在CME附近,存在压力和Lorentz力起主要作用的区域,这可以为分析1AU处CME事件的观测数据提供帮助.

关键词 太阳风;磁流体力学;MHD数值模拟;CME

1 引言

在太阳活动极小年附近,太阳源表面上的磁中心线比较平坦,在观测子午面一侧,LASCO-C2(2—6 R_s , R_s 为太阳半径)观测的冕流结构大部分为单一冕流,CME事件多发生在单一冕流结构附近.除了单一冕流结构之外,李敬群^{**}、Crooker等^[1]以及Dahlberg和Karpen^[2]认为在子午面日冕和太阳风中存在着多冕流结构.这方面的研究有待进一步深入,需要解释多冕流结构和太阳源表面磁中性线位形的关系.从观测上讲即使在太阳活动极小年附近,例如在1996年10月LASCO-C2观测子午面的一侧,除了观测到单一冕流结构之外,还发现两冕流结构.

发生在两冕流结构的CME事件中,有许多CME事件发生在两个冕流结构中的一个附近,许多这样的CME事件和这个冕流发生相互作用,向这个冕流结构偏转传播,这和发生在单一冕流附近的CME事件相差不大.

发生在两冕流结构附近的CME事件中,还存在另外一类CME事件,它发生在两个冕流结构的中间.从观测图中可以发现,无论是在CME演化过程中还是在CME传播过程中,CME都会受到两个冕流结构的约束,CME在它们中间传播.

李枫林等采用四极子势场作为计算稳态自洽解的猜解磁场^[3],但其得到的太阳整体磁场存在不足,即太阳南极和北极处磁场极性相同,这与观测不符.只有取偶极子场、六极子场和十极子场等作为计算稳态自洽背景结构的猜解磁场,才能使太阳南极和北极处的磁场极性相反.如果仅仅采用多极子场,例如六极子场作为太阳整体磁场猜解,得到两极地区的磁场极性可以相反,但子午面内的冕流数变成3个,这与观测到的两个冕流结构不

^{*} 国家自然科学基金资助项目(40104008, 49990450, 49990452, 40204009)

^{**} 李敬群. 非对称日冕物质抛射的数值模拟. 中国科学院空间中心博士论文, 2000
2003-03-28 收到原稿, 2003-10-25 收到修定稿

符. 考虑以上两种情况, 可以认为两个冕流之间还存在小尺度的闭磁场结构, 因此计算稳态自洽解猜解磁场取六极场和偶极子场的适当叠加, 使两个冕流结构之间的闭磁场结构较小, 尽量接近观测.

为了研究 CME 在两个冕流间的传播特征, 需要定性了解 CME 的产生机制, 根据 CME 产生的机制在两个冕流间触发 CME 事件. CME 曾经被认为与耀斑完全相关, 更多的 CME 观测推翻了这种观点^{[4],[5]}. Hundhausen^[4] 认为 CME 是由于日冕中大尺度的闭磁场结构失去平衡所致, Wu 等^[6] 的数值模拟支持这一观点.

因此, 在触发 CME 事件时, 采用文献 [6], [11] 中具有同心圆形闭磁场结构的二维模型作为 CME 触发模型, 这样触发的 CME 事件具有闭磁场结构, 和 1 AU 处观测的磁云横截面内磁场结构相似, 得到的 CME 在冕流间的传播特征接近于观测.

2 数值模式和初边值条件

定性研究 CME 的日冕过程普遍地采用 MHD 方程组来描述, 为了方便数值模拟, 可

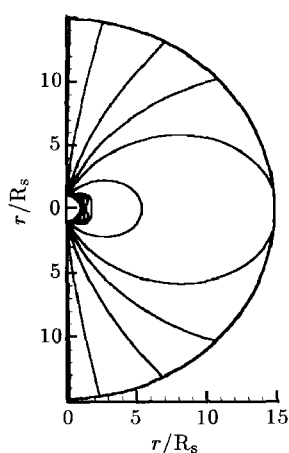


图 1 计算稳态自洽解的猜解磁场

Fig.1 The potential magnetic field for computing steady state of MHD equations

以做轴对称假设, 采用球坐标系下二维 MHD 控制方程组^[7], 数值上采用二阶精度的 MacCormack II 差分格式离散, 并加入 Lapidus 人工黏性项, 计算域为 $r(R_s) \times \theta(^{\circ}) = (1, 15) \times (-1, 181)$, 网格划分为 200×200 , 内边界采用相容投影特征线边界条件^[6], 外边界采用无反射投影特征线边界条件^[7], 极区采用延拓边界条件.

计算稳态自洽解的猜解磁场采用偶极子和六极子的叠加,

$$B_r = \frac{2B_1}{r^3} \cos \theta + \frac{B_2}{2r^5} (5 \cos 3\theta + 3 \cos \theta),$$

$$B_\theta = \frac{B_1}{r^3} \sin \theta + \frac{B_2}{8r^5} (15 \sin 3\theta + 3 \sin \theta),$$

$$B_1 = 0.2 \times 10^{-4} \text{ T}, \quad B_2 = 0.3 \times 10^{-4} \text{ T}.$$

得到的猜解势场如图 1. 其中外层偶极子闭场强度较小, 与太阳风相互作用最终要打开^{[8],[9]}, 内层上下两个闭场的尺寸较大, 与太阳风相互作用最终形成两个冕流结构. 真实情况下两个冕流间磁场结构尺度小、较复杂, 这里理想化为一个尺寸较小的闭场.

定性研究两冕流间 CME 事件, 猜解太阳风等离子体参数采用一维轴对称 Parker 解^[10],

$$\rho_0 = 3.75 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^3, \quad T_0 = 1.56 \times 10^6 \text{ K}, \quad v_0 = 2.802 \text{ km/s}.$$

3 两冕流间 CME 的传播特征

计算 $t \approx 27 \text{ h}$, 计算结果基本稳定, 变化不大, 得到自洽的稳态解. 图 2(a) 给出了稳态解的磁场图, 包括磁场位形 (线), 速度方向 (矢量箭头), 从图可以看出, 上下出现两个较大的冕流结构, 中间的闭磁场尺度很小. 与图 2(a) 相对应, 图 2(b) 给出了相对密度

$(\rho - \rho_0)/\rho_0$ 分布, 这里 ρ 和 ρ_0 分别是最终和初始密度值. 从图 2(b) 中可以看出, 上下两块密度高的区域和观测子午面内两个冕流的结构一致, 两个冕流之间密度相对高的线结构和两个冕流间小尺度的闭磁场相对应, 该线结构在观测中并不存在. 如果两个冕流间的磁场结构取得更复杂更精细, 可能会使两冕流间的密度相对降低, 消除线结构. 这里受计算网格的限制, 不能模拟更精细的结构, 只能把两冕流间理想化为一个小尺度的闭磁场结构, 定性地模拟两冕流间的 CME 事件.

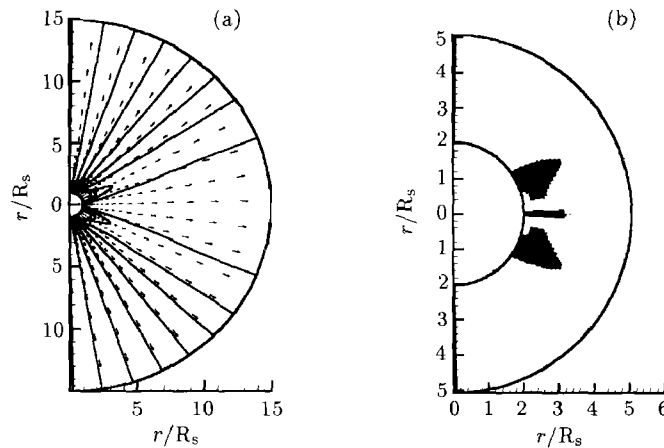


图 2 具有两冕流结构的稳态自洽解

(a) 磁场位形 (线) 和速度方向 (矢量箭头); (b) 相对密度 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ 灰度图

Fig.2 The self-consistent steady state with two streamers

(a) magnetic field lines and velocity vectors; (b) Gray-scale image of $(\rho - \rho_0)/\rho_0$

为了模拟两个冕流间 CME 事件的传播特征, 需要触发出接近观测的 CME 磁场结构. 取 Wu 等^[6] CME 的触发模型. Wu 等^[6] 给出了在赤道处触发 CME 的条件, 发现当 $a < 0.15R_s$ 时 (a 为 CME 触发模型的半径), 浮出的触发模型移入到冕流闭场, 形成包含它的稳态结构, 这种结构并不产生 CME. 当 $a > 0.25R_s$ 时, 触发模型移入到冕流的闭场结构中, 形成包含它的不稳定结构, 这种结构最终要产生 CME. 文献 [11] 计算稳态自洽解的猜解和 Wu 等^[6] 不同, 发现一般取 $a = 0.2R_s$ 就可以触发 CME 事件. 本文定性研究 CME 在两个冕流间的传播特征, 计算稳态自洽解的太阳风参数同参考文献 [7], 但磁场的参数不同, 模拟时我们发现只需要取 $a \approx 0.1R_s$ 就可以在赤道上触发 CME 事件.

计算到 2.67 h, 触发模型完全移入流场, 图 3 给出了磁力线图 ($1-15R_s$), 在图中箭头给出了计算域的速度方向. 在图 3 中出现近似同心圆形磁场结构, 这与在 1 AU 处飞船观测到的磁云横截面磁场位形一致. 在 CME 闭磁场结构的前方和两边边界处, 等离子体速度矢量指向周围太阳风背景, 表明 CME 闭磁场结构在向外传播时体积膨胀变大. 从图 3 可以看出, 两个冕流结构围绕 CME 存在约束 CME 在两个冕流之间传播趋势. 接下来 CME 的时间演化表明, CME 在日冕传播时一直被约束在两个冕流结构之间.

图 4 分别为在 $t = 4.06$ h, $t = 5.97$ h 和 $t = 8.89$ h 时刻的磁场模拟结果. 从图 4 可以看出, CME 的磁结构在向外传播时不断膨胀, 磁结构截面尺寸随着离开太阳距离增加而增加. 在 CME 膨胀过程中, 虽然 CME 从整体上可以影响冕流结构的形状, 但 CME 始

终被约束在两个冕流结构之间传播. 这与 LASCO-C2 观测到的两个冕流间发生 CME 事件日冕传播特征相一致, 例如在太阳活动极小年 1996 年 10 月 5 日 10 时观测的 CME 事件传播特征近似符合以上模拟结果*.

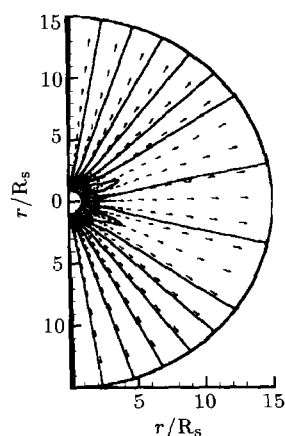


图 3 CME 触发模型刚刚移入时的磁场位形图和太阳风速度矢量
($t = 2.67$ h)

Fig.3 Numerical result of magnetic field lines and velocity vectors when the triggering model just moves in the computational domain (1—15 R_s)
($t = 2.67$ h)

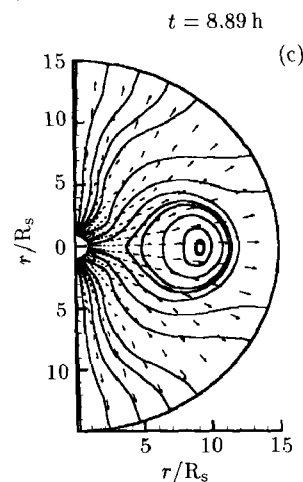
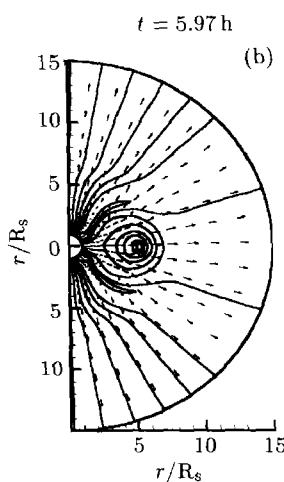
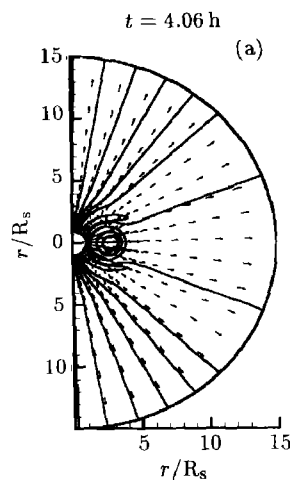


图 4 CME 磁结构在向外传播时不同时刻的磁场位形图和太阳风速度矢量

Fig.4 The CME magnetic field structure and solar wind velocity vectors when CME propagates outward at various times

4 两冕流间 CME 事件传播的动力学特性

为了清楚说明在两个冕流间 CME 事件传播过程中流动惯性、Lorentz 力、重力和压力的作用, 我们定义如下量描述各种作用所占的份额.

压力作用为

$$\alpha_p = \frac{\left| \frac{1}{\rho} \nabla p \right|}{\left| \frac{1}{\rho} \nabla p \right| + |g| + \left| \frac{1}{\rho} j \times B \right| + |v \cdot \nabla v|}$$

* http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list

Lorentz 力作用为

$$\alpha_L = \frac{\left| \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right|}{\left| \frac{1}{\rho} \nabla p \right| + |g| + \left| \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right| + |\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}|}.$$

重力作用为

$$\alpha_g = \frac{|g|}{\left| \frac{1}{\rho} \nabla p \right| + |g| + \left| \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right| + |\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}|}.$$

等离子体惯性作用为

$$\alpha_i = \frac{|\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}|}{\left| \frac{1}{\rho} \nabla p \right| + |g| + \left| \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right| + |\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}|}.$$

其中, ρ 为太阳风等离子体的密度, 压力为 p , 重力为 g , 速度矢量为 $\mathbf{v}$, 磁感应强度矢量为 $\mathbf{B}$, $\mathbf{j}$ 为电流密度, ∇ 为梯度算符, $|\cdot|$ 表示对矢量取模.

对上述量值进行全场计算我们发现, α_L 在全场小于 0.1, α_p 约为 0.5. 当日心距离小于 $5 R_s$ 时, α_g 为 0.45 左右, $\alpha_i < 0.1$, 因此背景结构在 $5 R_s$ 内主要是重力和压力的平衡. 从 $5 R_s$ 到 $15 R_s$, α_g 由 0.45 降为 0.18, α_i 由 0.1 升到 0.32, 因此背景结构在 $5 R_s$ 到 $15 R_s$ 为重力、压力和流体惯性的平衡.

CME 触发之后, 经过对 α_g 、 α_p 、 α_L 和 α_i 的全场计算和分析, 发现在 CME 传播过程中 α_p 和 α_L 具有特殊分布, 图 5(a) 给出了 CME 触发模型刚刚移入流场时 α_p 分布的灰度图, 从图可以看出在 CME 闭磁场结构的前方存在两个 α_p 的环形结构, 量值为 0.55—0.70, 这一区域压力起主要作用, 前方环形结构为 CME 前边激波位置, 并在 CME 向外传播的过程中, 一直保持这种结构. 后一个环形结构当 CME 刚刚移入流场时很明显, 但当 CME 向外传播时越来越弱. 如果对照 α_L 分布图 5(b) 就会发现, 在 CME 闭磁

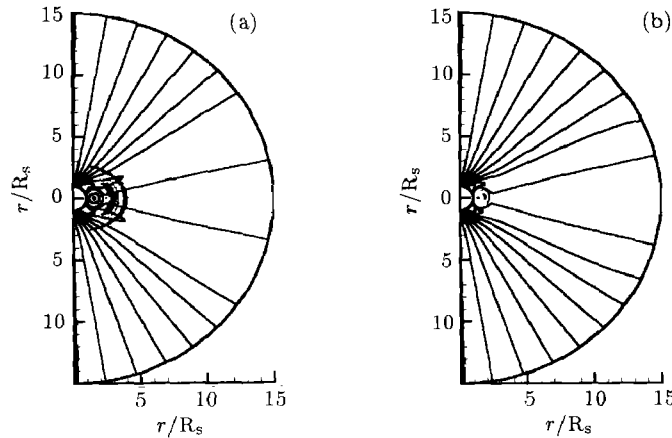


图 5 CME 触发模型刚刚完全移入流场中, α_p (a) 和 α_L (b) 的特殊分布

Fig.5 The distinguishing distribution of α_p (a) and α_L (b) when the triggering model just moves in the computation domain

场结构的内部 Lorentz 力起主要作用, α_L 的量值在 0.3—0.7 之间, 特别是它的前部 α_L 为 0.7 左右, 说明后一个 α_p 环形结构起到平衡 Lorentz 力作用. Wu 等^[6] 分析 CME 动力学过程发现, CME 前方存在的压力使 CME 膨胀, 后面 Lorentz 力起到支撑 CME 的作用. 这里我们认为 α_p 的后一个环形结构使整个 CME 结构膨胀, 而下面的 Lorentz 力支撑整个 CME 闭磁场结构.

图 6(a) 为 $t = 5.97\text{ h}$ 时 α_p 分布图, 从图可以看出前边的环形结构依然明显存在, 灰度区 α_p 为 0.55—0.7, 后一个环形结构变得较弱. 图 6(b) 为相应的 α_L 图, 从图可以看出, α_L 在闭磁场内结构依然存在, 灰度区 α_L 为 0.25—0.6.

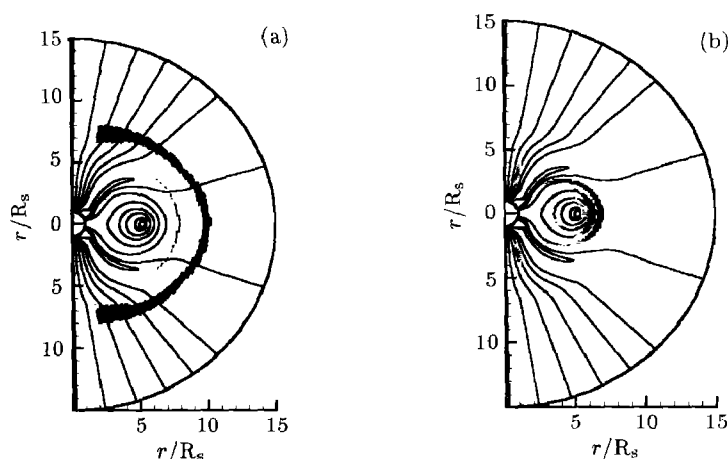


图 6 当 $t = 5.97\text{ h}$ 时 α_p (a) 和 α_L (b) 的特殊分布

Fig.6 The distinguishing distribution of α_p (a) and α_L (b) at $t = 5.97\text{ h}$

5 结论

定性模拟两冕流间 CME 现象, 对李枫林等^[3] 采用的猜解磁场进行了改进, 使太阳南北两极磁场极性符号相反, 得到的背景结果更接近观测. 在自洽的背景结构上, 采用具有同心圆磁场位形的触发模型在两冕流间触发 CME 事件, 得到两冕流间 CME 事件模拟结果和观测定性一致, 模拟结果表明 CME 在传播过程中, 虽然可以使两个冕流磁场结构发生扰动, 但 CME 始终被约束在两冕流间传播, 这与观测一致.

经过对 CME 动力学特征分析, 发现在 CME 闭磁场结构的前方, 存在两个环状结构, 环状结构中压力起主要作用. 前面环状结构对应激波位置, 后面环状结构靠近 CME 闭磁场结构, 使整个 CME 结构膨胀. 在 CME 闭磁场结构内部, Lorentz 力发挥主要作用, 支撑整个 CME 结构, 这和 Wu 等^[6] 的分析结果一致.

参 考 文 献

- [1] Crooker N U *et al.* Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A6):9371—9381
- [2] Dahlburg R B, Karpen J T. A triple current sheet model for adjoining coronal helmet streamers. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**(A12):23489—23498

- [3] Li Fenglin *et al.* Numerical simulation of coronal mass ejections between two streams. *Chin. J. Space Sci.*, 1999, **19**(4):308—314. in Chinese (李枫林等. 两冕流间物质抛射事件的数值模拟. 空间科学学报, 1999, **19**(4):308—314)
- [4] Hundhausen A J. Sizes and locations of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984—1989. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A8):13 177—13 200
- [5] Kahler S W. Solar flares and coronal mass ejections. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1992, **30**:113—141
- [6] Wu S T, Guo W P, Wang J F. Dynamic evolution of a coronal streamer-bubble system I, A Self-Consistent, Planar Magneto-hydrodynamic Simulation. *Solar Phys.*, 1995, **157**: 325—348
- [7] Zhang Jianhong, Wei Fengsi. A time-dependent solution of transonic, tran-Alfvénic MHD flow in the solar meridian. *Sci. China (A)*, 1993, **36**(1):83—89
- [8] Steinolfson R S, Suess S T, Wu S T. The steady global corona. *Ap. J.*, 1982, **255**:730—742
- [9] Ye Zhanyin *et al.* Numerical research about white light coronagraph figure observed at May 2 1998. *Chin. J. Space Sci.*, 2001, **21**(2):106—113. in Chinese (叶占银等. 1998 年 5 月 2 日日冕亮度观测图的数值研究. 空间科学学报, 2001, **21**(2):105—113)
- [10] Parker E N. *Interplanetary Dynamical Processes*. New York: John Wiley and Sons, Inc, 1963
- [11] Ye Zhanyin, Wei Fengsi, Feng Xueshang, Shi Yong, Yao Jiusheng. Numerical research on the interaction between coronal mass ejection and streamer. *Sci. China (E)*, 2002, **45**(2):206—212

IMPROVEMENT ON THE CME NUMERICAL SIMULATION OF CME BETWEEN TWO STREAMERS

YE Zhanyin WEI Fengsi WANG Chi
FENG Xueshang XIANG Changqing

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

Abstract

The solar magnetic field is improved by properly combining a dipole and a hexapole to make the polarity at two solar poles opposite. The self-consistent steady state with two streamers, satisfying observation qualitatively, is obtained by long time interaction between the initial combined potential magnetic field and solar wind flow. Then the CME triggering model with concentrically circular closed magnetic field structure is taken to trigger CME between two streamers for research about CME propagating features near corona. The numerical result shows that the CME event is confined by the two streamers to propagate between them and the closed CME magnetic field structure is similar to that in the section of magnetic cloud, which can explain some features of magnetic cloud observed at 1 AU. Moreover, it is found that there exist some areas, where pressure and Lorentz force dominate flow, which could be helpful for analysis of CME event data observed at 1 AU.

Key words Solar wind, Magnetohydrodynamics, MHD numerical simulation, CME