

太阳风中小尺度湍动磁重联的模拟研究^{*}魏奉思^{①②} 胡 强^① R. Schwenn^② 冯学尚^①

(① 中国科学院空间中心, 日球物理数值研究实验室, 北京 100080; ② Max-Planck-Institute für Aeronomie

D-37189 Katlenburg-Lindau, Germany)

摘要 分析了 Helios 高分辨率数据, 找到太阳风湍动中可能发生磁重联过程的观测事例, 并将空气动力学中的三阶精度迎风紧致差分格式引入可压缩的二维磁流体动力学(MHD)中, 数值模拟研究行星际太阳风中这种小尺度湍动磁重联现象. 主要新结果是: 行星际太阳风中湍动磁重联过程可以发生; 湍动磁重联是高磁 Reynolds 数($R_M=2\,000, 10\,000$)太阳风中磁重联的基本特征, 磁重联多由单 X 射线重联向多 X 射线重联发展; 磁岛的不断形成、合并与演化十分复杂, 最终将向低能态状态演化; 不同演化阶段、不同穿越路径, 将有很不相同的磁场、流场信号记录. 小尺度湍动磁重联的数值实验结果可从原理上解释飞船观测结果, 有助于揭示太阳风基本物理过程.

关键词 太阳风 磁重联 湍动

磁重联现象可发生于太阳大气和地球磁层空间, 对此已有广泛研究^{1~4}. 行星际空间是否会发生磁重联现象, 却很少研究^{5~8}. 文献[3]根据分辨率为 0.2 s 的 Helios-1 的观测, 报道了多起电流片厚度小于 1 000 km 的磁场下降事件, 也猜想它们可能是源于太阳日冕的一种间断面. 文献[9]在二维, 不可压的磁流体力学框架下, 采用具有二阶精度的修正的 Euler 格式, 数值研究了由于片夹位形的小幅度、宽波段随机扰动而产生的湍动对磁重联的影响, 磁 Reynolds 数 R_M 的取值是 400, 750 和 1 000. 至于太阳风湍动中有无磁重联过程, 这是一项困难的研究. 主要困难来自两方面: 物理方面观测事例的证认十分困难. 磁流体的可压缩对无碰撞磁重联过程有重要影响, 因而通常采取不可压缩的假定于磁重联过程是需改进的¹⁰. 数值方面常用的数值方法因数值耗散(粘性)大, 往往掩盖了真实的物理耗散(粘性)的作用, 不适于高磁 Reynolds 数下的磁重联过程的数值模拟研究. 文献[8]分析 Helios 飞船数据找到行星际空间小尺度相互作用区可能发生磁重联事件的直接观测事例. 本文分析高分辨率数据, 找到太阳风湍动中可能发生小尺度湍动磁重联现象的观测事件, 目前大多数磁场重联的数值模拟研究, 迄今为止, 常采用二阶精度差分格式, 如 Lax-Wendroff 格式、ADI 格式、空间差分用中心差分的 Runge-Kutta 法等, 这些格式有较大的数值耗散, 仅适用于较低磁 Reynolds 数介质中的磁重联现象的数值模拟研究^{11, 12}. 为了可靠的研究这类行星际太阳风中小尺度湍动磁重联现象, 本文将空气动力学中三阶精度的迎风紧致差分格式引入行星际磁重联现象研究. 数值试验表明, 因

其精度高,数值耗散小,可研究行星际条件下高磁 Reynolds 数 $2\,000\sim 10\,000$ 的磁重联现象. 本文运用该算法,探讨了行星际空间高磁 Reynolds 数下湍动磁重联可以发生及其基本特征,可定性解释观测现象,并有助于深入认识行星际空间的基本结构和物理过程.

1 观测事例

图 1 是 Helios B 飞船 1978 年第 129~133 d 分辨率为 10.8 分平均、位于 $0.35\sim 0.40$ AU 处的太阳风观测结果. 图中看到几乎所有太阳风参数都呈现很强的“湍动”涨落. 对应磁场 B 中的下降明显处,几乎都对应有磁场方向 Θ 和 Φ 中的明显变化,同时伴有流场方向、流体速度、温度等的湍动变化. 这是十分典型的有关太阳风湍动磁重联的飞船观测事例. 更高分辨率如 8 s 平均的观测事例已在文献[8]中介绍过. 这里为研究这种湍动现象,提出一种可能的物理模型,在磁场反向的小尺度电流片区(特征厚度为 $300\sim 1\,000\text{ km}^3$),由于电流片两侧不均匀等离子体团块的湍动运动(某种尚待研究的外力驱动下或某种不稳定性引起等),相应的磁重联将具有湍动无规形态和演化过程. 若飞船穿越它们时,由于磁场的湮灭将记录到磁场强度有明显的突然下降,以及由此而伴随的磁场、流场中的相应变化,如图 1 所记录的那样.

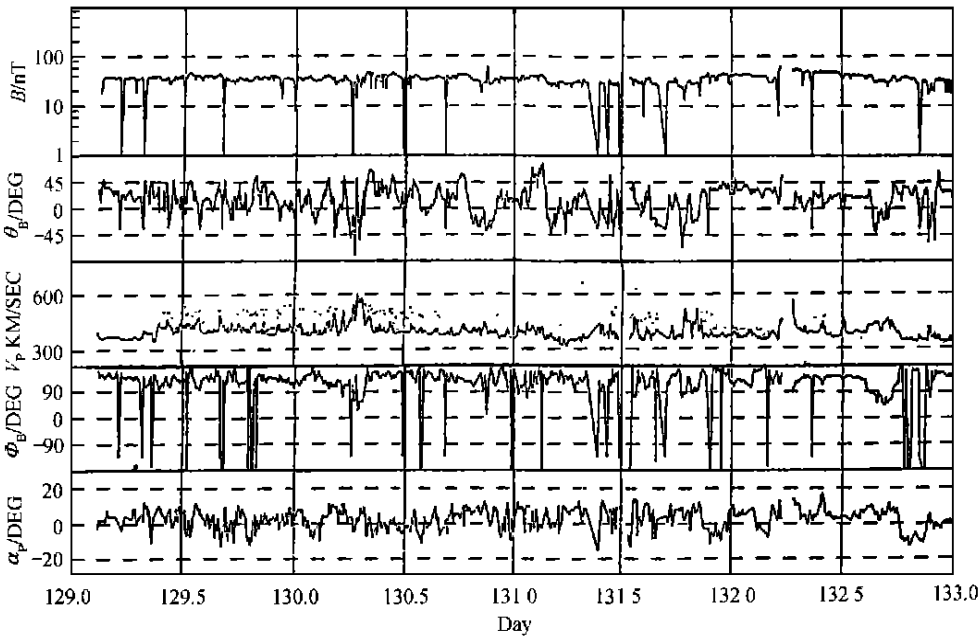


图 1 Helios B 飞船 1978 年第 129~133 d 期间的太阳风湍动观测结果

2 数值模型

本文采用三阶精度迎风紧致差分格式,从原理上初步模拟行星际太阳风具有磁场反向的局域电流片附近具有一定随机性的湍动磁场重联过程.

为研究行星际空间小尺度的湍动磁重联过程,取计算域 $-3L\leq X\leq 3L$, $-3L\leq y\leq 3L$, L 为电流片的半厚度,约 500 km. 初始时刻,在电流片(中心位于 $y=0$)两侧 $(-1.5L, 1.5L)$,分

别引入相同动量、半径均为 $0.3L$, 密度 $\rho_{M1} = 3.8 \rho_0$, $\rho_{M2} = 2.0 \rho_0$ 速度 $V_{M1} = -1.036 V_{A0} i_y$, $V_{M2} = 1.912 V_{A0} i_y$ 的 2 个等离子体团. 它们的密度和速度均用随机函数取值. 考虑到所模拟的物理问题: 在 y 方向具有小尺度, 在 $y = \pm 3L$ 处取自由边界条件; 在行星际 x 方向具有一维大尺度, 可以取若干等离子体团做数值实验, 作为原理性试验, 也简化起见, 取 2 个等离子体团做试验, 设物理问题具有一定周期性, 在边界 $x = \pm 3L$ 处采用周期边界条件, 这种几何边界条件不仅不失问题本身的物理特性, 而且对数值计算往往起某种稳定作用. 计算中均匀差分网格 121×121 , 时间步长仍满足 CFL 条件

$$\Delta t \leq C_1 \min \left[\frac{\Delta x}{|V_x| + C_s}, \frac{\Delta y}{|V_y| + C_s} \right],$$

其中 $C_s = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ 是局地声速, C_1 为小于 1 的常数, 取为 0.1.

为数值模拟研究行星际空间小尺度湍动磁重联现象, 采用直角坐标系中二维可压缩磁流体力学基本方程组的无量纲形式

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A \frac{\partial U}{\partial x} + B \frac{\partial U}{\partial y} = Q, \quad (1)$$

这里 $U = [\rho, V_x, V_y, \psi, T]^T$ 为独立变量, $Q = [0, 0, 0, L \psi R_M, 0]^T$ 为粘性项. 系数矩阵 A, B 的形式分别为

$$A = \begin{Bmatrix} V_x & \rho & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\beta T}{2\rho} & V_x & 0 & \frac{L\psi}{\rho} & \frac{\beta}{2} \\ 0 & 0 & V_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_x & 0 \\ 0 & (\gamma-1)T & 0 & 0 & V_x \end{Bmatrix}, \quad B = \begin{Bmatrix} V_y & 0 & \rho & 0 & 0 \\ 0 & V_y & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\beta T}{2\rho} & 0 & V_y & \frac{L\psi}{\rho} & \frac{\beta}{2} \\ 0 & 0 & 0 & V_y & 0 \\ 0 & 0 & (\gamma-1)T & 0 & V_y \end{Bmatrix},$$

其中算子 $L\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}$.

采用三阶精度的迎风紧致方法求解. 将方程(1)改写为以下形式

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A^+ \frac{\partial U}{\partial x} + A^- \frac{\partial U}{\partial x} + B^+ \frac{\partial U}{\partial y} + B^- \frac{\partial U}{\partial y} = Q, \quad (2)$$

其中 $A^\pm = S_a^{-1} \Lambda_a^\pm S_a$, $B^\pm = S_b^{-1} \Lambda_b^\pm S_b$, $\Lambda_a^\pm$ 和 $\Lambda_b^\pm$ 对应为矩阵 A 和 B 分裂后的特征值 $\lambda_k^\pm$ 的对角矩阵. 这里所采用的特征分裂形式为按符号分裂^[11, 12], 即设某一特征值为 λ , 则 $\lambda^\pm = \frac{1}{2}(\lambda \pm |\lambda|)$.

基于以上考虑, 在一维电流片(二维磁场)的基础上, 我们又考虑了磁场的第 3 分量 B_z ^[2], 并为简单计, 假设 $\partial B_z / \partial x$, $\partial B_z / \partial y$, $\partial B_z / \partial z = 0$, 则 B_z 所满足的方程为

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + B_z \left[\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right] = 0, \quad (3)$$

其他各变量所满足的方程保持不变. 初始条件设为

$$B_0(y) = b_{x0} B_z \tanh \left[\frac{y - y_0}{L} \right] i_x + B_{z0} i_z,$$

$$\rho_0(y) = \rho_\infty + \frac{b_{x0}^2 B_{z0}^2}{8\pi R T_0} \operatorname{sech}^2\left(\frac{y-y_0}{L}\right),$$
$$V = 0.$$

初始时刻 $B_z = B_{z0}$, 并以 B_{z0} 取代 B_∞ 作为无量纲化参数. 相应的, 以 $V_{A0} = B_{z0}/(4\pi \rho_\infty)^{1/2}$

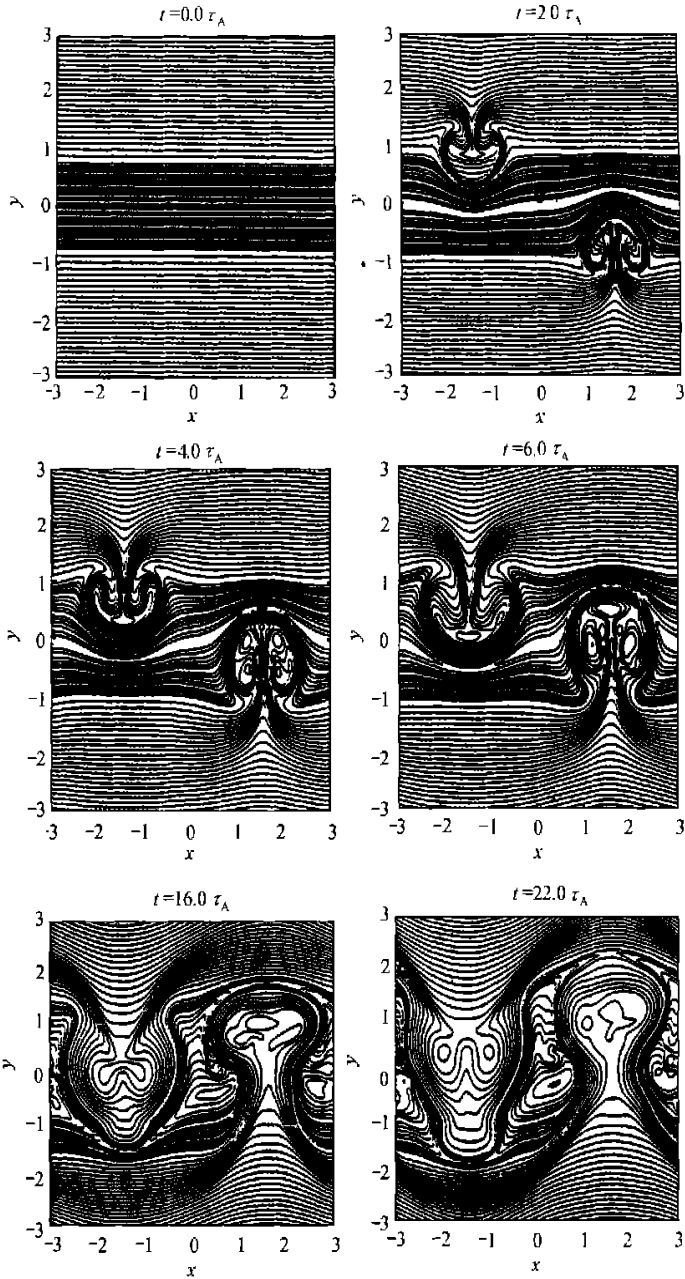


图 2 行星际条件下($R_M=2\,000$, $\gamma=5/3$, $\beta=2.0$)太阳风湍动磁重联磁位形演化的数值模拟结果($\tau_A=10\text{ s}$)

取代 $V_A \rightarrow \infty$, $T_A = L / V_{A0}$. 其他初始化及无量纲化参数保持不变. 计算中取 $b_{x0} = 0.1$.

3 初步的模拟结果

图 2 给出 $R_M = 2\,000$, $\gamma = 5/3$, $\beta = 2.0$ 时, 2 个具有一定随机速度和密度的等离子体团, 分别从两流片两侧向电流片运动, 所引起的磁场位形随时间演化的模拟结果. 由图可以看到, 动量相同、速度较大者先于密度较大者(前者位于图中 $+x$ 区, 后者位于 $-x$ 区)于 $4\tau_A$ (若取 $L = 500\text{ km}$, $V_A = 50\text{ km/s}$, $\tau_A = 10\text{ s}$) 时引起明显重联和磁力线扭曲, 后者迟后 $2\tau_A$ 才引起重联. $t = 6\tau_A$ 时 2 个等离子体团的前边沿已形成多重 X 线型重联; 等离子体团内部分别形成若干磁岛结构, 相应的流体的涡度结构也迅速发育, 特别是速度较大者; $t = 4\tau_A$ 时的若干小尺度磁岛开始合并为较大的磁力线闭结构, 这是湍动重联的重要特征; 2 个等离子体团之间电流片区也形成磁力线闭结构. 随着时间演化, 达到 $t = 16\tau_A$, $t = 22\tau_A$ 时, 小尺度的磁岛结构开始集合为较大尺度的磁岛, 通过所谓的“自组织”过程, 向能量低的较为稳定的结构演化, 而电流片附近区域的磁岛结构仍十分丰富.

图 3 为电流密度 $j = \nabla^2 \psi$ 的等值线图, 图中标出 ± 0.1 , ± 1.0 的等值线图(初始时刻电流密度均为 0.1). 由于背景磁场取值低, 电流密度很弱, 但是由于磁重联发生, 电流片中电流密度由初始值 0.1 增加到 1.0, 而且电流片中电流密集区与重联区位置对应很好, 反映了磁场重

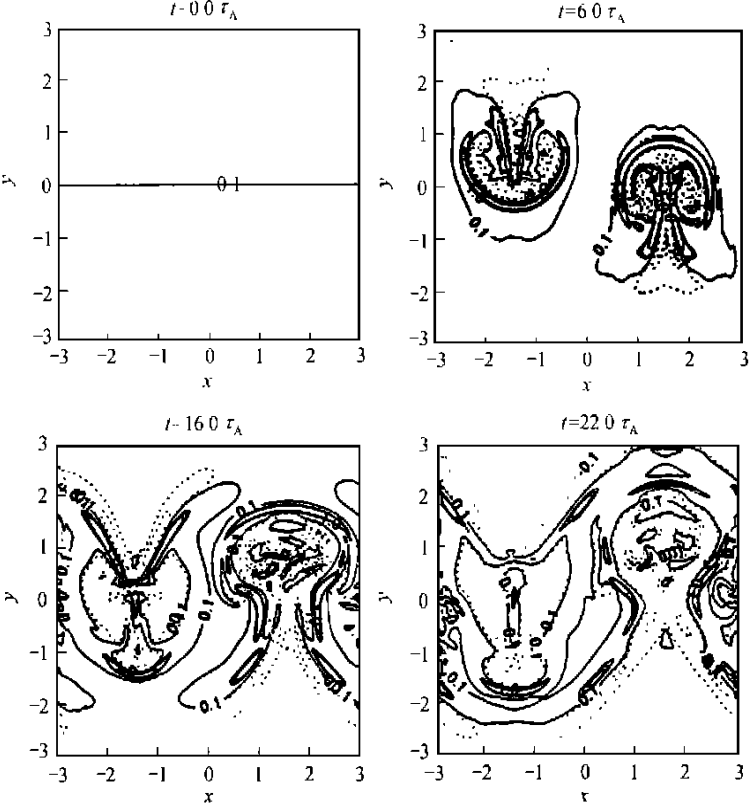


图 3 太阳风湍动磁重联时的电流密度 $j = \nabla^2 \psi$ 等值线图的数值模拟结果

联引起的电流密集的特征($t=6\tau_A$);随着湍动重联的发展,除磁重联区电流密集外,等离子体内部磁反向区及压缩区的细碎的电流系也随着磁岛形成而发育起来,随着湍动重联的发展,这种小尺度电流系(或称纤维电流系)将由简单到复杂,又趋于简单.

为了更清楚理解如图 1 所示的飞船穿越太阳风湍动磁重联区的观测特征. 图 4(a)画出正好穿越初速 $v_M=2V_{A0}$ 的等离子体团内部湍动磁重联形成的磁岛较为稳定时刻($t=48\tau_A$)的磁力线位形图,穿越方向如箭头所示. 图 4(b)~(c)分别为速度(v)和流动角方向(α)的分布图. 由图可以看到,等离子体的流动速度和方向具有明显的随机性和很宽的变化范围或谱分布,这也是湍动磁重联的一个重要特征^[7]. 为便于了解主要参数 B , Φ , j 间的关系,加画以磁场 B

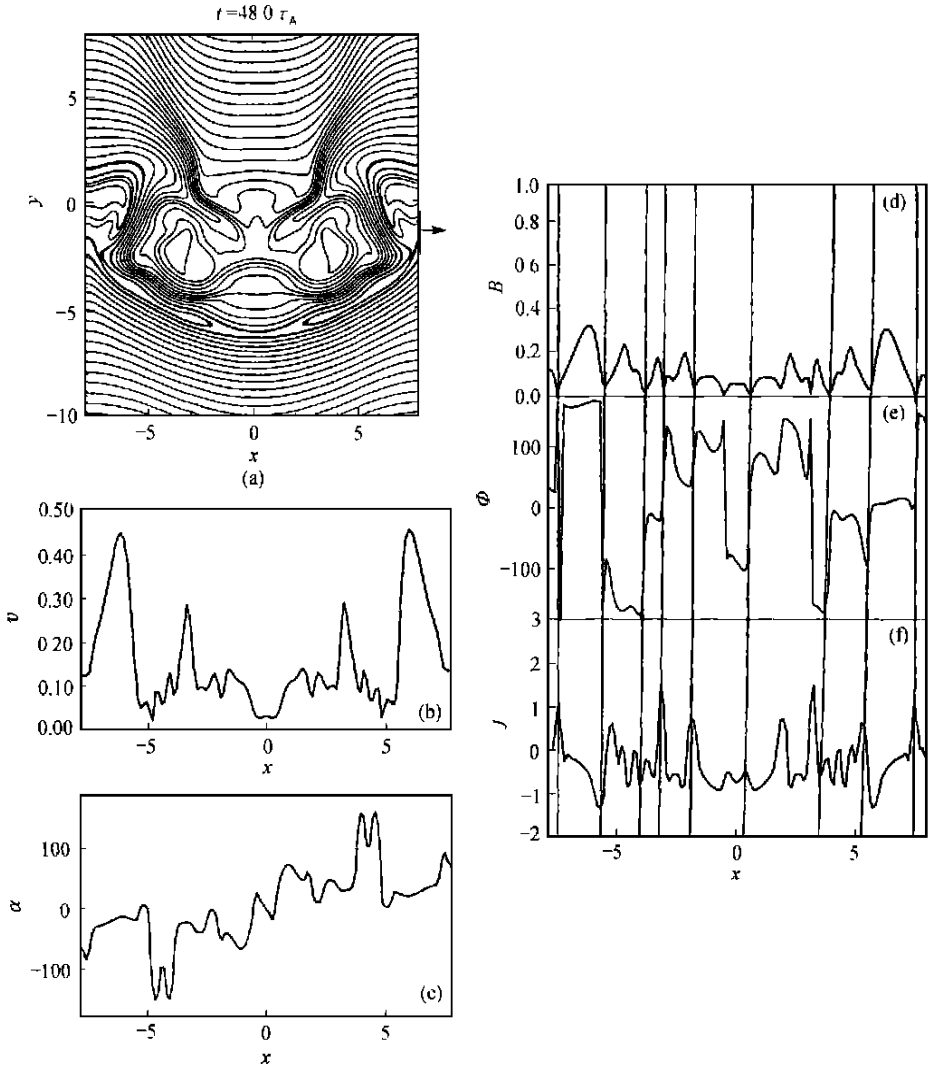


图 4 飞船穿越太阳风湍动磁重联区的基本特征的数值模拟结果

(a)磁力线位形图; (b)速度(v); (c)流动角 α ; (d)磁场强度数值; (e)磁场方位角; (f)电流密度 j

中下降处为参考的细实线,画在图 4(d)~(f)中.从图可以看出,磁场下降与磁场方位角发生明显变化和电流密度增强之间存在很好的对应关系.图中左右两端电流密度尖峰对应等离子体团前沿两侧的磁重联区($\pm 7.5L$),中间 2 个高峰($\pm 3.2L$)对应穿越等离子体团内部 2 个磁岛边界处.通常飞船观测能直接给出的是磁场 B 与方位角 Φ 的记录,正如可从图 1 看到的那样.这里的原理性的数值模拟可以帮助证认和定性解释这种飞船观测:它观测到的太阳风湍动是一种包含有磁重联过程发生的湍动,因为它满足磁重联的基本特征.

4 讨论和结论

太阳风中的湍动现象已有一定的观测和理论研究^[1].太阳风湍动中是否可发生磁重联过程,证认是一个十分困难的问题.这是因为:第 1 行星际磁场本身很弱,因磁场湮灭所引起的等离子体参数的改变是十分有限的,加之太阳风湍动性质,更使其难以证认;第 2 行星际太阳风湍动中的磁重联是属于高磁 Reynolds 数下的重联,重联图象演化过程很快,很快就从单 X 线型重联向多 X 线型演化,不同尺度磁岛间的相互作用,等等,从观测上很难捕捉局域性磁场反向区附近不同尺度的等离子体团块驱动的磁重联的最佳抓拍图象.

在有些太阳风湍动的飞船观测数据中,由于磁重联是新生磁重联,即从磁重联发生到观测到它的演化时间在小时量级范围,磁场湮灭与磁场方向的突然变化间尚有较好的对应关系存在,为证认太阳风湍动磁重联提供了重要证据,如图 1 所示.本文在行星际太阳风条件下的数值模拟实验也印证了这种小尺度湍动磁重联结构的存在.对于具有磁场反向的局域电流片区,湍动磁重联易于发生.对于磁场无反向的区域,磁场方向的涨落变化十分急剧时,加之等离子体团的随机运动,以及导致的涡旋运动等,也可诱发磁重联,而形成若干闭结构.

对于太阳风湍动磁重联演化时间在数小时以上时,由于湍动尺度向大尺度演化,磁重联的基本特征逐渐被太阳风大尺度性质平滑掉,这时就很难从观测中证认出来了.这从一个侧面也说明,由于湍动磁重联演化寿命的限制,行星际观测到的磁重联不大可能是太阳大气中的重联结构被带到行星际的结果.因为它们通过复杂的随机演化以及与各种时间结构的非线性相互作用,早就面目全非了.

文献[10]评述了碰撞与无碰撞磁重联的研究进展,磁重联释放的能量通过多种渠道耗散:增加流体的动能、加热和激发 Alfvén 波等.关于行星际太阳风中的磁重联机制问题尚未涉及,文献[5]曾对行星际扇形边界处可能发生磁重联的机制作过猜想,他认为对于扇形边界渡越区厚度小于 1 000 km 的情形,磁重联发生是电阻撕裂膜不稳定性的结果.我们的初步结果也表明,对于小尺度电流片附近的湍动磁重联,释放的磁能主要通过加热和传输动能耗散,从而使等离子体速度和温度涨落增强,并提高了宏观的平均值,这与观测定性一致.本文重点是在寻找观测事例并引进适合的算法作原理性的数值模拟实验.关于太阳风湍动磁重的机制与过程,还需作进一步分析和研究.

致谢 北京大学涂传诒教授、濮祖荫教授和中国科技大学金淑平教授在德国马普学会高空物理研究所期间给予的有益讨论和帮助,均致谢意.

参 考 文 献

- 1 Axford W I. Magnetic field reconnection. In: Hones E W Jr ed. Geophysical Monograph 30, Washington D C: AGU Publishers, 1984. 1~8
- 2 李硕军, 王 水, 郑惠南. 引力场中磁场重联的数值研究(II) 磁力线足点的剪切运动. 地球物理学报, 1994 37: 559~568
- 3 Lee L C, Fu Z F. Multiple X-line reconnection. 1. A criterion for the transition from a single X-line to a multiple X-line reconnection. J Geophys Res, 1986 91: 6 807
- 4 Jin S P, Ip W H. Two dimensional compressible magnetohydrodynamic simulation of the driven reconnection process. Phys Fluids, 1991, B3(8): 1 927~1 936
- 5 Bavassano B, Dobzowimly M, Mariani F. Evidence of magnetic field line merging in the solar wind. J Geophys Res, 1976, 81: 1~6
- 6 Dryer M. Interplanetary studies. propagation of disturbances between the sun and magnetosphere. Space Sci Rev, 1994, 67: 363~419
- 7 Moldwin M B, Phillips J L, Gosling J T, et al. Ulysses observations of a noncoronal mass ejection flux rope: Evidence of interplanetary magnetic reconnection. J Geophys Res, 1995, 100, 19 903~19 910
- 8 魏奉思, Schwenn R, 胡 强. 行星际空间中的磁重联事件. 中国科学, E 辑, 1997, 27(4): 325~331
- 9 Matthaeus W H. Turbulent magnetic reconnection. Phys Fluids, 1986, 29(8): 2 513~2 534
- 10 Biskamp D. Collisional and collisionless magnetic reconnection. Phys Plasmas, 1997, 4(5): 1 964~1 968
- 11 傅德薰. 流体力学数值模拟. 北京: 国防工业出版社, 1994
- 12 马延文, 傅德薰. 气动计算中色散可控的迎风紧致格式. 计算物理, 1991, 8: 194~287
- 13 Tu C Y, Marsch E. MHD structures, waves and turbulence in the solar wind-Observations and theories. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1995