第20卷 第4期 空间科学学报 Vol.20, No.4
2000 年 10月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 2000

太阳色球层-日冕中扰动的传播*

李 波 王 水
(中国科学技术大学地球和空间科学系 合肥 230026)

摘 要

为了模拟太阳色球层、过渡层和日冕中扰动的传播特征，本文在一自洽的非等温、非均匀等离子体初态下，应用二维时变可压缩磁流体动力学模拟，数值研究了过渡层附近局地加热引起的扰动传播过程. 结果表明，扰动分别以局地快磁流波速度向四周传播，数值模拟结果与局地快磁流波推算结果符合得很好，其特征可以解释 SOHO/EIT 观测到的波动事件.

关键词 日冕—色球层—磁流波

1 引 言

近来，SOHO 飞船上的远紫外成像望远镜 (EIT) 证实太阳大气中一种称为 Moreton 波动的存在 [1]，并提出日冕物质抛射 (CME) 是形成这种波动的初始扰动 [2]. 早在 20 世纪 60 年代就曾在太阳大气中观测到这种 Moreton 波动现象，且将大耀斑视为波动的源 [3]. Uchida[4] 应用 WKB 方法研究了磁流波动在日冕中的传播特征，提出 Moreton 波动是快磁流波；他还讨论了这种波动在色球层和日冕交界面处的一些性质. 还有作者用数值方法研究了扰动在日冕中的传播 [5].

太阳大气包括光球层、色球层、过渡层和日冕等层次. 从光球层到日冕底部约 3 000 km 的高度内，温度从 6 000 K 上升到 2×10^6 K，数密度由 $10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 迅速下降到 $10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$，因此，这是一种强烈非等温、非均匀的等离子体区域. 这种强烈的非等温和非均匀性，给解析和数值处理都带来了很大的困难，数值模拟中往往略去色球层和过渡层的影响，而将底部物理边界直接视为光球层. Shibata 等 [6,7] 在大型计算机上采用一种较为完善的二维数值模式，考察了包含光球层、色球层、过渡区和日冕各层次的太阳大气中 Parker 不稳定性的非线性行为；Yokoyama 等 [8,9] 进一步数值模拟了磁场重联过程，其结果可解释 X 射线喷流的观测特征. 本文在一近似模拟太阳大气各层次的自洽初态下，数值研究了扰动在太阳色球层-日冕中的传播特征.

2 初态和基本方程

为了讨论扰动传播特征，需先选取一种满足下列磁静力平衡方程的太阳大气初态：

$$-\nabla p+\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}+\rho\boldsymbol{g}=0. \tag{1}$$

* 国家自然科学基金资助项目 (49834030)
2000-03-28 收到原稿，2000-08-18 收到修定稿

式中 $\boldsymbol{B}$ 为磁场，p 和 ρ 为等离子体压力和密度，$\boldsymbol{g}$ 是太阳的引力加速度. 我们曾采用解析和数值相结合的方法，研究过具有冕流结构的日冕基态[5]. 现在仅限于讨论一种简单情形，假设初态磁场为势场，且分别考察开场和闭场两种情况：

$$B_x=-\tilde{B}_0\mathrm{e}^{-\pi z/2a}\sin\left(\frac{\pi x}{2a}\right),\quad B_y=0,\ B_z=-\tilde{B}_0\mathrm{e}^{-\frac{\pi z}{2a}}\cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right),\quad (\text{开场})$$
$$(0\leqslant x\leqslant a,\ 0\leqslant z\leqslant L); \tag{2}$$

和

$$B_x=-\tilde{B}_0\mathrm{e}^{-\pi z/2a}\cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right),\quad B_y=0,\ B_z=\tilde{B}_0\mathrm{e}^{-\frac{\pi z}{2a}}\sin\left(\frac{\pi x}{2a}\right),\quad (\text{闭场})$$
$$(0\leqslant x\leqslant a,\ 0\leqslant z\leqslant L). \tag{3}$$

式中 $\tilde{B}_0$ 、a 和 L 皆为常数. 进一步取温度分布为如下形式：

$$T=T_1+\frac{1}{2}(T_2-T_1)\left[1+\tanh\left(\frac{z-z_0}{h}\right)\right], \tag{4}$$

式中 T_1 和 T_2 分别相应于光球层和日冕的等离子体温度，h 是色球层和过渡区的厚度，z_0 为温度 $T=(T_1+T_2)/2$ 处的高度.

在给定磁场和等离子体温度的分布之后，即可由方程 (1) 和状态方程求出等离子体压力和密度的分布：

$$p=p_{z=0}\exp\left(-\frac{g}{R}\int_0^z\frac{\mathrm{d}z}{T(z)}\right), \tag{5}$$

及

$$\rho=\frac{p}{RT}, \tag{6}$$

式中

$$\int_0^z\frac{\mathrm{d}z}{T(z)}=\frac{1}{T_1T_2}\left\{\left(\frac{T_1+T_2}{2}\right)z-\left(\frac{T_2-T_1}{2}\right)h\times\right.$$
$$\left.\ln\left[\frac{\left(\frac{T_1+T_2}{2}\right)\cosh\left(\frac{z-z_0}{h}\right)+\frac{T_2-T_1}{2}\sinh\left(\frac{z-z_0}{h}\right)}{\left(\frac{T_1+T_2}{2}\right)\cosh\left(\frac{z_0}{h}\right)-\frac{T_2-T_1}{2}\sinh\left(\frac{z_0}{h}\right)}\right]\right\}.$$

$x=0$ 处初始等离子体压力、密度和温度随高度变化的分布如图 1 所示. 图中纵坐标分别表示 p/p_0, ρ/ρ_0 和 T/T_0，且取 $T_0=10^4\,\mathrm{K}$, $p_0=(B_0^2/8\pi)\beta_0$, $\rho_0=p_0/RT_0$ 分别为温度、压力和密度的无量纲化尺度参数，其中取 $\beta_0=0.2$; B_0 为磁场强度的特征值，B_0 取为 $3\times10^{-3}\,\mathrm{T}$; 且取 $L_0=300\,\mathrm{km}$. 由图 1 可以看出，在高度从 2 500 km 到 5 000 km 的区域中温度上升了一个多数量级，而在高度从 0 到达 23 000 km 左右时，压力下降了近 5 个数量级，密度则下降了 6 个多数量级，这基本上反映了太阳光球层、色球层直至日冕的特征.

进而讨论在上述初态中扰动的传播，可采用下列无量纲二维二分量时变可压缩磁流体力学方程组

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+v_x\frac{\partial\rho}{\partial x}+v_z\frac{\partial\rho}{\partial z}+\rho\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)=0, \tag{7}$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t}+v_x\frac{\partial v_x}{\partial x}+v_z\frac{\partial v_x}{\partial z}+\frac{\beta_0}{2\rho}\left[\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial \psi}{\partial x}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)\right]=0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t}+v_x\frac{\partial v_z}{\partial x}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}+\frac{\beta_0}{2\rho}\left[\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial \psi}{\partial z}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)\right]+g=0, \tag{9}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}+v_x\frac{\partial \psi}{\partial x}+v_z\frac{\partial \psi}{\partial z}-\frac{1}{S}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)=0, \tag{10}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}+v_x\frac{\partial p}{\partial x}+v_z\frac{\partial p}{\partial z}+\gamma p\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)=0. \tag{11}$$

式中 ψ 是磁通量函数，$\boldsymbol{B}=-\nabla\times(\psi e_y)$; $S=\dfrac{v_A L_0}{\eta}$ 是磁 Lundquist 数，反映了有限电阻率 η 的影响，式中 $v_A=B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$, 为 Alfvén 速度，而 L_0 为长度的无量纲化尺度参数，且取 L_0 =300 km. 实际上，在讨论波动传播过程时，电阻率的影响并不重要，在以下计算中取 $S=10^3$.

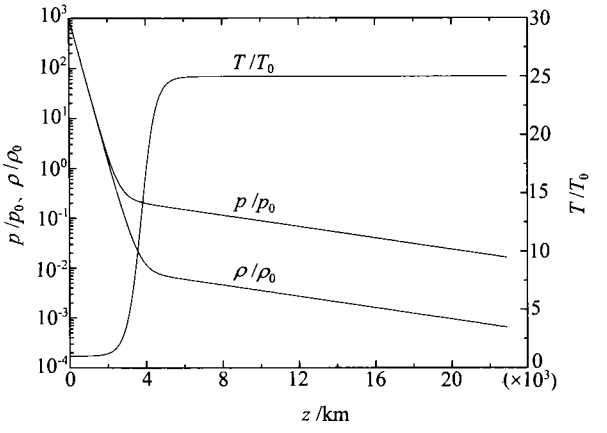

图 1　$x=0$ 处初始等离子体压力、密度和温度随高度的分布

Fig.1　The distributions of plasma pressure, density and temperature vs height at $x=0$

方程 (7)—(11) 可采用多步隐格式数值求解 [10]. 计算区域取为 $0\leqslant x\leqslant 36.7L_0$, $0\leqslant z\leqslant 76.4L_0$. 右侧 ($x=36.7L_0$) 和顶部 ($z=76.4L_0$) 边界采用近特征边界条件，左侧 ($x=0$) 取对称边界条件，而底部 ($z=0$) 采用固结边界条件 [11]. x 方向共 99 个格点，取为均匀网格，步长 $\Delta x=0.38L_0$; z 方向共 256 个格点，为非均匀网格，步长 Δz 满足：

$$\begin{cases}\Delta z_i=0.1, & z<14L_0;\\ \Delta z_{i+1}=1.024\Delta z_i, & z>14L_0.\end{cases} \tag{12}$$

时间步长由柯朗条件确定，而时间用 Alfvén 时间 $\tau_A=L_0/v_A$ 来标定，对以上所取数值，有 $v_A=28.8$ km/s, $\tau_A=10.4$ s.

我们将初始扰动施加范围选择在过渡区 ($x=0$, $z=12.5L_0$) 附近. 由 $t=0\tau_A$ 时刻开始至 $t=2\tau_A$ 时刻，在此范围内施加一个压力脉冲 (幅度为 2). 这个压力脉冲可以由局地加热过程所引起，例如磁场重联过程即可导致太阳大气的局地加热 [11].

3 计算结果

我们分别计算了闭磁场和开磁场两种情况下压力脉冲所引起扰动传播的特征. 图 2—图 4 分别描绘了闭磁场区不同时刻等离子体相对密度增量 $(\rho-\rho_0)/\rho_0$ 的分布和等值线图以及相对温度增量 $(T-T_0)/T_0$ 的等值线图, 可以清楚地看出一高温高密度结构以不同的速率向四周传播. 在扰动源区附近为相对低密度和高温区, 由于初态是非等温、非均匀的, 在扰动源上部区域中, 扰动传播速度很快, 且一个高温高密度的波阵面清晰可见; 而在过渡层以下区域, 背景等离子体密度沿重力方向迅速增加, 温度则明显降低, 导致波阵面移动缓慢, 且不如上部区域那样清晰.

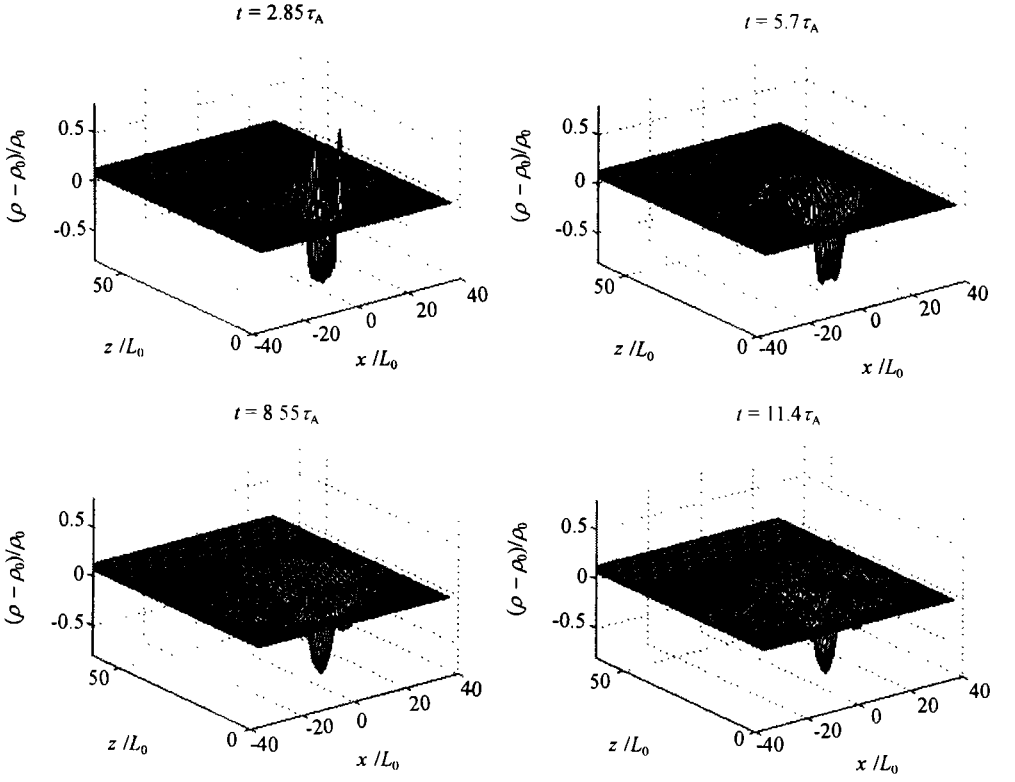

图 2 等离子体相对密度增量 $(\rho-\rho_0)/\rho_0$ 的分布

Fig.2 The distributions of plasma relative density increment $(\rho-\rho_0)/\rho_0$

图 5 分别给出了不同时刻沿 $x=0$ 轴和 $z=12.5L_0$ 平面上的相对密度增量的剖面. 可以看出源区附近一直维持为相对低密度和高温区, 同时有扰动向四周传播, 图中的实线、虚线、点划线和点线分别相应于 $t=2.85\tau_A$ 、 $5.7\tau_A$ 、 $8.55\tau_A$ 和 $11.4\tau_A$ 的情形. 在沿 $x=0$ 轴方向上, 扰动向上传播的速度远大于向下传播的速度; 在 $z=12.5L_0$ 平面, 沿水平方向向两侧的传播是对称的. 图 6 描绘了不同时刻波阵面位置与快磁流波拟合值的比较. 图中 1,2,3 分别表示数值模拟得到的沿 $x=0$ 轴向上、向下以及沿 $z=18L_0$ 水平传播的波阵面位置, "+" 是用局地快磁流波速度推算出的不同时刻波阵面位置, 可以看出两者符合得相当好. 这就证明太阳色球层-日冕中的这种扰动是以快磁流波速度传播的, 即太阳大气中的 Moreton 波确实是快磁流波.

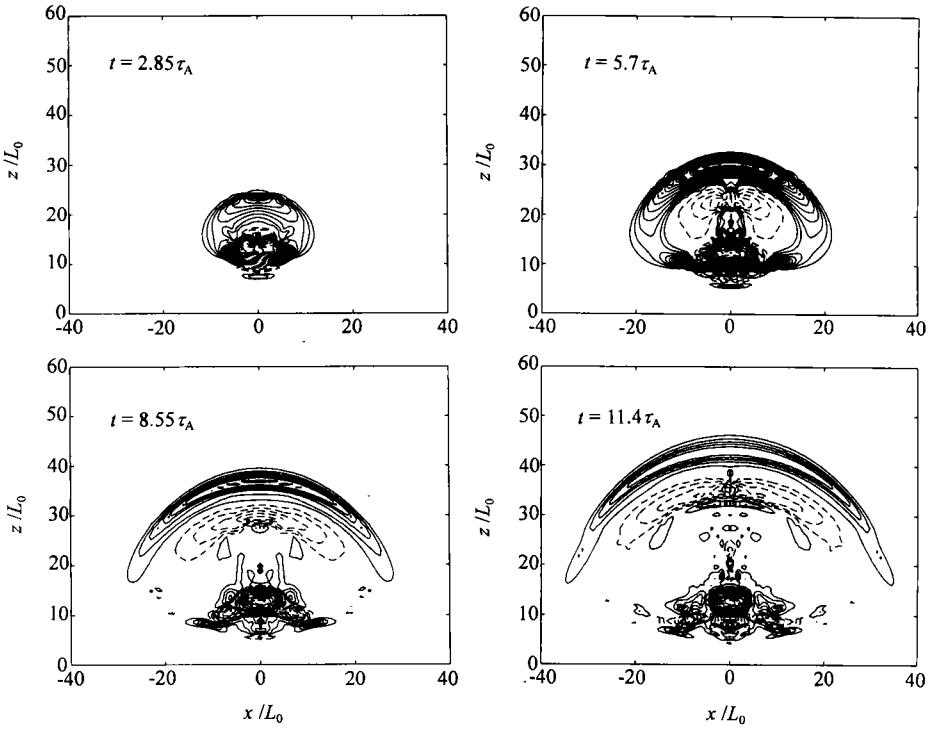

图 3　相对密度增量 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ 等值线图

Fig.3　The contours of plasma relative density increment $(\rho - \rho_0)/\rho_0$

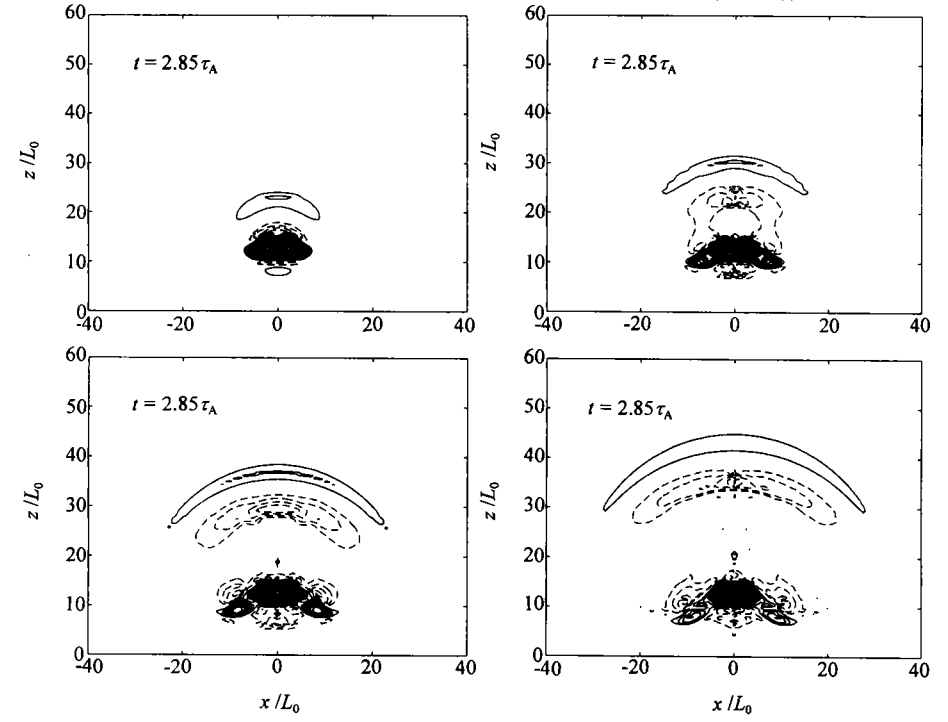

图 4　相对温度增量 $(T - T_0)/T_0$ 等值线图

Fig.4　The contours of plasma relative temperature increment $(T - T_0)/T_0$

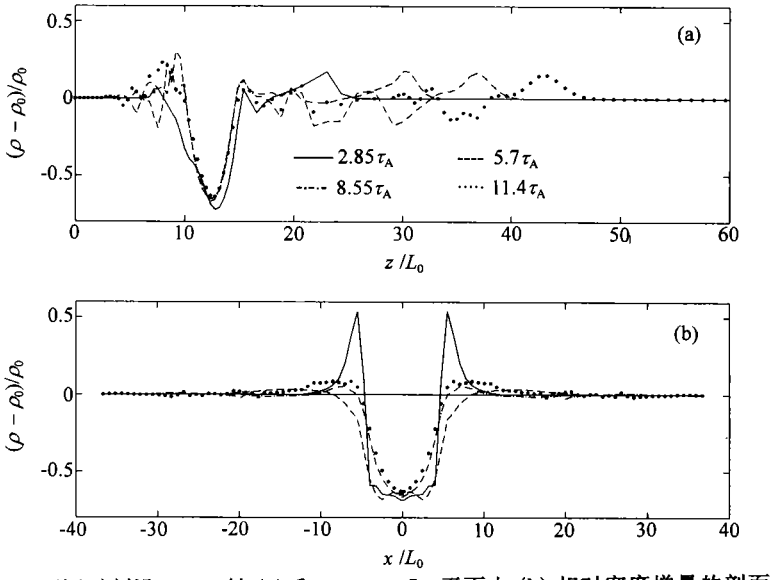

图 5 不同时刻沿 $x=0$ 轴 (a) 和 $z=12.5L_0$ 平面上 (b) 相对密度增量的剖面

Fig.5 The profiles of plasma relative density increment along $x=0$ (a) and $z=12.5L_0$ (b)

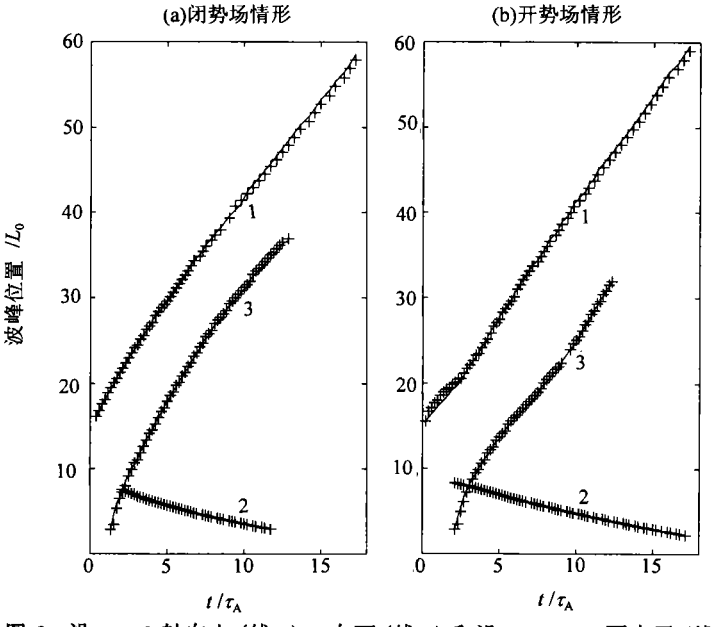

图 6 沿 $x=0$ 轴向上 (线 1)、向下 (线 2) 和沿 $z=18L_0$ 面水平 (线 3) 传播的波阵面位置 (a、b 分别对应闭磁场和开磁场的情形)

Fig.6 The positions of wave front propagating upward (curve 1), downward (curve 2) along $x=0$ and propagating horizontally along $z=18L_0$ (curve 3) (The figures a and b correspond to close and open magnetic configuration, respectively)

开磁场情况的计算结果基本上与闭磁场类似. 由于磁场形态的不同, 对波阵面的形状及传播速度稍有影响. 图 6(b) 给出了开磁场情况下沿 $x = 0$ 轴向上、向下和沿着 $z = 18L_0$ 面水平传播的阵面位置与用快磁流波速度推算值的比较, 两者依然符合得很好.

4　讨　　论

以上在一自洽的非等温、非均匀等离子体初态下, 应用二维时变可压缩磁流体动力学模拟, 数值研究了局地加热引起的扰动的传播特征, 其结果可以模拟太阳色球层-日冕中 Moreton 波的传播, 证明这种扰动确实是以局地快磁流波速度传播的. 由于等离子体密度沿着重力方向迅速增加, 而温度明显降低, 扰动向上在日冕中的传播速度远大于向下在色球层中的传播速度, 但是波动的性质是相同的, 数值计算得到的不同时刻波阵面位置与用局地快磁流波速度的推算值相当一致.

统一研究太阳光球层、色球层、过渡区和日冕的整体物理性质和扰动传播过程, 还是比较困难的问题, 需要大型的计算条件和稳定的计算格式, 本文仅是一种简单情况下的尝试. 以上计算中取特征长度为 $L_0 = 300\,\mathrm{km}$, 色球层的厚度约为 $10L_0 \approx 3\,000\,\mathrm{km}$, 但整个计算区域在 z 方向上为约 $80L_0 \approx 2.4 \times 10^4\,\mathrm{km}$, 仅占日冕中很小的一部分. 对于大尺度的问题, 例如模拟具体的波动传播事件需要采用球坐标系, 并根据适时的光球层磁场观测资料来反演色球层和日冕的初始磁场位形, 同时需要采用三维的计算程序. 但是可以预计, 本文的计算结果仍反映了太阳色球层-日冕中扰动传播的基本物理特征.

参　考　文　献

[1] Thompson B J *et al.* SOHO/EIT observations of an earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**(14):2 465—2 468

[2] Thompson B J *et al.* SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: Possible evidence of coronal Moreton waves. *Astrophys. J. Lett.*, 1998, **517**(2):L 151—L 154

[3] Moreton G E. Hα shock wave and winking filaments with the flare of 20 September 1963. *Ap. J.*, 1964, **69**(2):145

[4] Uchida Y. Propagation of hydromagnetic disturbances in the solar corona and Moreton's wave phenomenon. *Solar Phys.*, 1968, **4**(1):30—44

[5] 王爱华, 王水. 日冕扰动传播的数值模拟. 中国科学 A 辑, 1985, **28**: 633—642

[6] Shibata K *et al.* Two-dimensional magnetohydrodynamic model of emerging magnetic flux in the solar atmosphere. *Ap. J.*, 1989, **345**(1):584—596

[7] Shibata K *et al.* Nonlinear Parker instability of isolated magnetic flux in a plasma. *Ap. J.*, 1989, **338**(1):471—492

[8] Yokoyama T, Shibata K. Magnetic reconnection as the origin of X-ray jets and Hα surges on the Sun. *Nature*, 1995, **375**(6526):42—44

[9] Yokoyama T, Shibata K. Numerical simulation of solar coronal X-ray jets based on the magnetic reconnection model. *Pub. Astron. Soc. Japan*, 1996, **48**:353—376

[10] Hu Youqiu. A multistep implicit scheme for time-dependent 2-dimensional magnetohydrodynamic flow. *J. Comp. Phys.*, 1989, **84**(2):441—460

[11] 王水, 李硕军, 郑惠南. 引力场中磁场重联的数值研究 (I) 磁岛的形成与合并. 地球物理学报, 1994, **37**(2):137—146

PROPAGATION OF DISTURBANCES IN SOLAR CHROMOSPHERE-CORONA

LI Bo WANG Shui

(*Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026)

Abstract

In order to simulate the propagation characteristics of disturbances in solar chromosphere, transition layer and corona, we discuss numerically the propagation process of a disturbance produced by local heating in vicinity of transition layer, by adopting a 2-dimensional MHD simulation under a self-consistent non-isothermal, non-uniform initial state. The results indicate that the disturbance propagates to ambient plasma with a speed of local fast MHD wave. We find the numerical results can fit in with that computed via local fast MHD wave, its characteristics can explain wave events observed by SOHO/EIT.

Key words Corona, Chromosphere, MHD wave