

太阳色球层-日冕中扰动的传播 (II) *

李 波 郑惠南 王 水

(中国科学技术大学地球和空间科学系 合肥 230026)

摘 要

首先讨论了磁流波传播的线性特征, 然后构造了球坐标中一自洽的非等温、非均匀等离子体初态, 应用二维时变可压缩磁流体动力学模拟, 数值研究了色球层底部压力脉冲所引起扰动的全球传播过程. 结果表明, 在极区, 压力脉冲导致的扰动传播可以区分成两类不同模式的波动: 快磁声波与慢磁声波. 而在赤道附近, 传播扰动是快模磁声波, 在源区附近还存在一非传播的扰动. 模拟结果的特征有助于解释 SOHO/EIT 观测到的波动事件.

关键词 日冕—色球层—磁流波

1 引言

SOHO 飞船上的远紫外成像望远镜 (EIT) 证实了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]. Uchida 曾应用 WKB 方法研究了磁流波动在日冕中的传播特征, 提出 Moreton 波是快模磁声波^[3]. Wu 等采用三维 MHD 模式数值研究了与 CME 有关的 EIT 波动的传播特性, 得到了所观测到的 EIT 波动是快模波的结论^[4], 与 Wang^[5] 利用射线方法得到的结论一致.

太阳大气从光球层到日冕底部呈现出强烈的非等温和非均匀性, 这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. 有作者^{[6]–[9]}曾建立过包含各层次的较为完善的数值模式. 我们^[10]曾利用数值模拟方法讨论过扰动在太阳色球层-日冕中的局地传播特征. 本文首先将讨论磁流波动传播的线性特征, 而后将在球坐标中一自洽的非等温、非均匀等离子体初态下, 对色球层底部压力脉冲所引起的扰动传播的全球问题进行数值研究.

2 磁流波动模式的线性讨论

在讨论波动模式的传播特征时, 为简化起见, 可以略去重力的效应, 并假定扰动传播的背景磁场为势场, 而初态为处于磁静平衡的各向同性等离子体. 对线性化的理想 MHD 方程组进行简正模分析, 可以给出磁声波的色散关系

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{2} \{ (v_A^2 + a^2) \pm [(v_A^2 + a^2)^2 - 4v_A^2 a^2 \cos^2 \delta]^{1/2} \}, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金项目 (49834030), 科技部基础研究项目 (G2000078405)

2001-08-03 收到原稿, 2002-01-31 收到修定稿

其中“ $\pm$ ”号分别对应于快、慢模磁声波；以及相关物理量的对比关系

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_0} : \frac{v_r}{v_A} : \frac{v_\theta}{v_A} : \frac{b_r}{B_0} : \frac{b_\theta}{B_0} &= \sin \alpha - \frac{k^2 v_A^2}{\omega^2} \sin \psi \cos \delta \\ &: \frac{\omega}{k v_A} \left(\frac{k^2 a^2}{\omega^2} \sin \alpha \cos \alpha - \frac{k^2 v_A^2}{\omega^2} \sin \psi \cos \psi \right) : \frac{\omega}{k v_A} \left(1 - \frac{k^2 a^2}{\omega^2} \cos^2 \alpha - \frac{k^2 v_A^2}{\omega^2} \sin^2 \psi \right) \\ &: \sin \alpha \left(\cos \psi - \frac{k^2 a^2}{\omega^2} \cos \alpha \cos \delta \right) : -\cos \alpha \left(\cos \psi - \frac{k^2 a^2}{\omega^2} \cos \alpha \cos \delta \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $v_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$ 为局地 Alfvén 速度, $a = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ 为局地声速, 而 B_0 、 ρ_0 、 p_0 分别为初态的磁场、等离子体密度及压力, $\mathbf{v}$ 、 $\mathbf{b}$ 、 ρ_1 分别为速度、磁场和等离子体密度的扰动量, $\alpha = \angle(\mathbf{e}_r, \mathbf{k})$, $\psi = \angle(\mathbf{e}_r, B_0)$, $\delta = \psi - \alpha$, 且定义 $\angle(\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}})$ 在由 $\hat{\mathbf{a}}$ 到 $\hat{\mathbf{b}}$ 为顺时针方向时取正号. 其余符号具有通常的意义.

下文讨论低 β ($a < v_A$) 等离子体中两种特殊情形:

(1) $\mathbf{k} // B_0$, $\mathbf{k} = k \hat{\mathbf{e}}_r$, $\alpha = \psi = 0$

此时对快模波, 有

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} : \frac{v_r}{v_A} : \frac{v_\theta}{v_A} : \frac{b_r}{B_0} : \frac{b_\theta}{B_0} = 0 : 0 : 1 : 0 : -1,$$

即有

$$\rho_1 \rightarrow 0, v_r \rightarrow 0, v_\theta \neq 0, b_r \rightarrow 0, b_\theta \neq 0. \quad (3)$$

而对慢模波, 利用色散关系 (1) 式, 可以得到

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} : \frac{v_r}{v_A} : \frac{v_\theta}{v_A} : \frac{b_r}{B_0} : \frac{b_\theta}{B_0} = 1 : \frac{a}{v_A} : 0 : 0 : 0,$$

即有

$$\rho_1 \neq 0, v_r \neq 0, v_\theta \rightarrow 0, b_r \rightarrow 0, b_\theta \rightarrow 0. \quad (4)$$

(2) $\mathbf{k} \perp B_0$, $\mathbf{k} = k \hat{\mathbf{e}}_r$, $\alpha = 0$, $\psi = 90^\circ$, 此时对快模波, (2) 式可给出

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} : \frac{v_r}{v_A} : \frac{v_\theta}{v_A} : \frac{b_r}{B_0} : \frac{b_\theta}{B_0} = 1 : \sqrt{1 + \frac{a^2}{v_A^2}} : 0 : 0 : 1,$$

即有

$$\rho_1 \neq 0, v_r \neq 0, v_\theta \rightarrow 0, b_r \rightarrow 0, b_\theta \neq 0. \quad (5)$$

而对慢模波, 由 (2) 式可得到

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} : \frac{v_r}{v_A} : \frac{v_\theta}{v_A} : \frac{b_r}{B_0} : \frac{b_\theta}{B_0} = 1 : 0 : \pm \frac{a}{v_A^2} \sqrt{a^2 + v_A^2} : 0 : -\frac{a^2}{v_A^2},$$

式中 $\pm$ 号的选择取决于 $\alpha \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow 90^\circ$ 的具体方式. 由上式可见

$$\rho_1 \neq 0, v_r \rightarrow 0, v_\theta \neq 0, b_r \rightarrow 0, b_\theta \neq 0. \quad (6)$$

以上结果有助于下面对数值模拟结果的分析讨论.

3 控制方程和初态

3.1 控制方程

球坐标中轴对称 ($\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$)、二分量 ($v_\phi = 0, B_\phi = 0$) 情形下, 无量纲化的理想磁流体力学方程组可写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial \rho}{r \partial \theta} + \rho \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + \frac{\rho(2v_r + v_\theta \cot \theta)}{r} &= 0, \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{B_\theta}{\rho} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + \frac{\beta_0}{2\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial v_r}{r \partial \theta} - \frac{B_\theta}{\rho} \frac{\partial B_r}{r \partial \theta} + \frac{1}{r} \left(-v_\theta^2 + \frac{B_\theta^2}{\rho} + \frac{\alpha}{r} \right) &= 0, \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{B_r}{\rho} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + \frac{B_r}{\rho} \frac{\partial B_r}{r \partial \theta} + \frac{\beta_0}{2\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \frac{1}{r} \left(v_r v_\theta - \frac{B_r B_\theta}{\rho} \right) &= 0, \\ \frac{\partial B_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial B_r}{\partial r} - B_\theta \frac{\partial v_r}{r \partial \theta} + B_r \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + v_\theta \frac{\partial B_r}{r \partial \theta} + \frac{B_r}{r} (2v_r + v_\theta \cot \theta) &= 0, \\ \frac{\partial B_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + B_\theta \frac{\partial v_r}{\partial r} - B_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial B_\theta}{r \partial \theta} + \frac{1}{r} [v_r B_\theta + v_\theta (B_r + B_\theta \cot \theta)] &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \gamma p \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \gamma p \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + \frac{\gamma p (2v_r + v_\theta \cot \theta)}{r} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

其中 ρ 、 p 分别为无量纲化的等离子体密度和压力, v_r 、 v_θ 、 B_r 、 B_θ 分别为无量纲化的径向、经向流速和径向、经向磁场分量, $\gamma = 5/3$ 为绝热指数, $\beta_0 = 2\mu_0 p_0 / B_0^2$, $\alpha = g_0 R_s / v_{A0}^2$ 为引力加速度的无量纲值, 其中 $g_0 = 273 \text{ m/s}^2$ 为太阳表面的引力加速度, R_s 为太阳半径. 等离子体密度、压力、温度、流速、磁场强度、空间尺度、时间的无量纲化因子分别为 ρ_0 、 p_0 、 T_0 、Alfvén 速度 $v_{A0} = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$ 、 B_0 、 R_s 、Alfvén 时间 $\tau_A = R_s / v_{A0}$. 对应于 ρ_0 为 $1.92 \times 10^{-16} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, B_0 为 $2.1 \times 10^{-4} \text{ T}$, 本文选定 β_0 为 0.15, 而 α 为 1.05. 那么相应的其他尺度参数为 $T_0 = 0.82 \times 10^6 \text{ K}$, $v_{A0} = 425 \text{ km/s}$, $\tau_A = 1.64 \times 10^3 \text{ s}$.

方程组 (7) 可利用分数步格式求解^{[11],[12]}. 计算区域选为 $1 \leq r \leq 4$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. 底部 ($r = 1$) 和顶部 ($r = 4$) 边界采用特征无反射边条件, 而 $\theta = 0^\circ$ 与 $\theta = 180^\circ$ 边界取对称边条件. θ 方向使用均匀网格, 步长 $\Delta\theta = 3^\circ$, 而 r 方向共计 300 个格点, 采用非均匀网格, 步长满足

$$\begin{cases} \Delta r_{i+1} = 1.122 \Delta r_i, & i = 1, 2, \dots, 40. \\ \Delta r_{i+1} = 1.01 \Delta r_i, & i = 41, 42, \dots, 298. \end{cases} \quad (8)$$

而时间步长 Δt 由柯朗条件确定.

3.2 初态

在球坐标 (r, θ, ϕ) 下, 太阳大气初态满足的无量纲化磁静平衡方程为

$$-\frac{\beta_0}{2\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{\alpha}{r^2} \mathbf{e}_r = 0. \quad (9)$$

为简单起见, 假定背景磁场 $\mathbf{B}$ 为势场, 并且初态等离子体压力 p 和密度 ρ 仅与 r 有关, 那么方程 (9) 就简化为流体静力学平衡方程

$$\frac{dp}{dr} + \epsilon \frac{\rho}{r^2} = 0, \quad (10)$$

式中 $\varepsilon = 2\alpha/\beta_0$. 如果预先给定背景等离子体的温度分布 $T = T(r)$, 那么, 方程 (10) 与状态方程 $p = \rho T$ 联立, 即可给出压力分布

$$p = p|_{r=r_0} \exp \left[- \int_{r_0}^r \frac{\varepsilon}{T(r)r^2} dr \right]. \quad (11)$$

在数值模拟中, 我们选取了如下的温度分布以表征太阳大气由色球层到日冕的温度非均匀特征,

$$T(r) = \begin{cases} a + br, & r_1 \leq r \leq r_t. \\ T_2, & r_t \leq r \leq r_2. \end{cases} \quad (12)$$

而

$$\begin{cases} a = \frac{T_1 r_t - T_2 r_1}{r_t - r_1}, \\ b = \frac{T_2 - T_1}{r_t - r_1}. \end{cases}$$

其中 T_1 、 T_2 分别对应于光球和日冕的等离子体温度, 计算中取 $T_1 = 0.01$ 、 $T_2 = 1$, r_1 、 r_2 分别对应于计算域的底部及顶部边界 ($r_1 = 1$, $r_2 = 4$), 而 r_t 对应于过渡层的高度, 计算中取定为 1.018. 于是, 由 (11) 即可给出

$$p(r) = \begin{cases} p(r_1) \exp \left\{ - \frac{\varepsilon}{a} \left[\frac{b}{a} \ln \left(\frac{a + br}{r} \right) - \frac{1}{r} \right] r_1 \right\}, & 1 \leq r \leq 1.018 \\ p(r_t) \exp \left\{ - \frac{\varepsilon}{T_2} \left[\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r} \right] \right\}, & 1.018 \leq r \leq 4 \end{cases}. \quad (13)$$

相应的等离子体密度分布可以由状态方程得到. 图 1 给出了初态对应的无量纲化的压力及密度的径向分布. 由图 1 可以看出, 从计算区域的底边界到顶边界, 压力下降了五个数量级, 而密度下降了七个数量级.

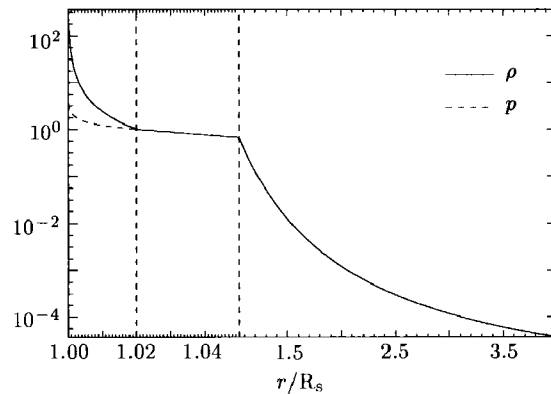


图 1 初态等离子体压力和密度的径向分布

Fig.1 Initial radial distributions of plasma pressure and density

本文简单地选取背景磁场为偶极场, 即有

$$B_r = \frac{\tilde{B}_0 \cos \theta}{r^3}, \quad B_\theta = \frac{\tilde{B}_0 \sin \theta}{2r^3}, \quad B_\phi = 0, \quad (14)$$

且取 $\tilde{B}_0 = 1$. 为研究扰动在这种大气模式中的传播特征, 将初始扰动施加范围选择在色球层底部即计算区域的底边界 ($r = 1$) 附近. 由 $t = 0$ 时刻开始至 $t = 0.05$ 时刻, 在 $r = 1$,

$(\theta_0 - \Delta\theta) \leq \theta \leq (\theta_0 + \Delta\theta)$ 范围内施加一个压力脉冲 (幅度为 Δp). 以下计算中取 $\Delta p = 1$, $\Delta\theta = 2.5^\circ$.

4 数值模拟结果

下文分别讨论压力脉冲施加在极区 ($\theta_0 = 1.5^\circ$) 和赤道附近 ($\theta_0 = 90^\circ$) 时扰动的传播行为.

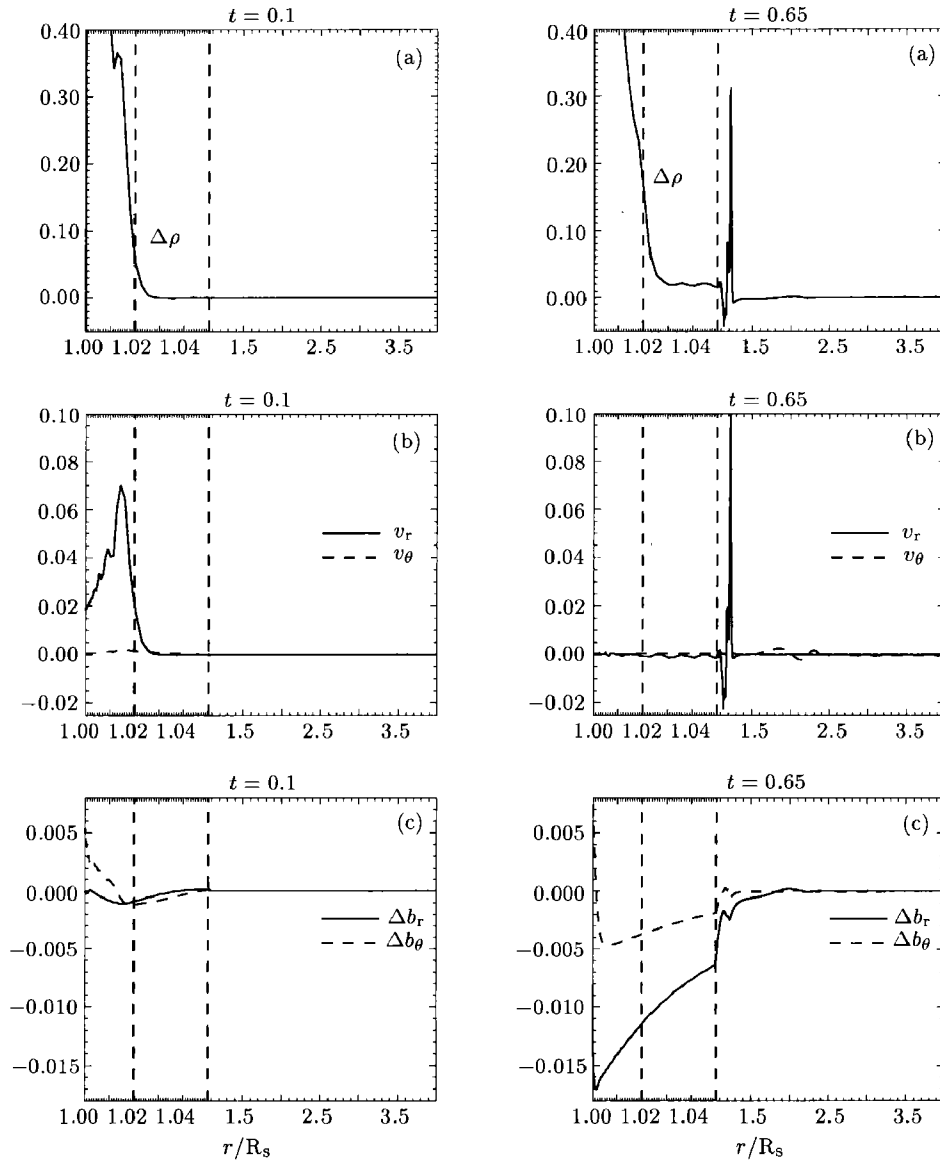


图 2 相关物理量在 $\theta = 1.5^\circ$ 处的径向分布

Fig.2 Radial profiles of relevant physical quantities at $\theta = 1.5^\circ$

4.1 极区扰动

图2描绘了 θ_0 取为 1.5° 时,两个不同时刻的相关物理量在 $\theta = \theta_0$ 处的径向分布.为了突出扰动在色球层和低日冕部分中的传播特征,将该部分($1 \leq r \leq 1.05$)放大显示,图中两条竖直虚线分别对应于过渡区位置($r = 1.02$)及低冕部分($r = 1.05$).图2分别绘出了 $t = 0.1$ 和 $t = 0.65$ 两时刻等离子体相对密度增量 $\Delta\rho = (\rho - \rho_0)/\rho_0$ (a栏)、径向速度分量 v_r (b栏中实线)、经向速度分量 v_θ (b栏中虚线)、径向及经向磁场分量的相对增量 $\Delta b_r = (B_r - B_{r0})/B_0$ (c栏中实线)和 $\Delta b_\theta = (B_\theta - B_{\theta 0})/B_0$ (c栏中虚线)的剖面.

由图2可以清楚地看出,有两个波动沿着径向向外传播.在 $t = 0.1$ 时刻,图2左侧(b)和(c)中虚线表示的 v_θ 和 Δb_θ 的扰动前沿已到达 $1.05 R_s$,其峰值在 $1.02 R_s$ 附近;而图2(a)和(b)中实线表示的 $\Delta\rho$ 和 v_r 有着大得多的振幅,其峰值在 $1.014 R_s$ 附近.两个波动之间有些重叠,尚未完全分开.与式(3)和(4)的线性分析相比较,即可看出两个波动分别相应于快模磁声波和慢模磁声波.由于 $\theta_0 = 1.5^\circ$ 上空磁力线是开放的,故波模近似反映了 $k \parallel B_0$ 时的传播特征.图3右列给出了 $t = 0.65$ 时刻的波动性质,快模前沿已到达 $2.36 R_s$,其峰值在 $2.3 R_s$ 附近;慢模峰值到达 $1.22 R_s$.由此可以估算出快模和慢模磁声波的平均传播速率分别为约 $2.33 v_{A0}$ 和 $0.38 v_{A0}$,与理论估算值 $2.31 v_{A0}$ 和 $0.36 v_{A0}$ 相符.

图3给出了 θ_0 取为 1.5° 时,几个不同时刻相对密度增量 $\Delta\rho$ 全球分布的等值线图.图中将色球层和低日冕部分($1 \leq r \leq 1.05$)放大显示,内、外圆线分别对应于 $r = 1$ 和 $r = 4$,

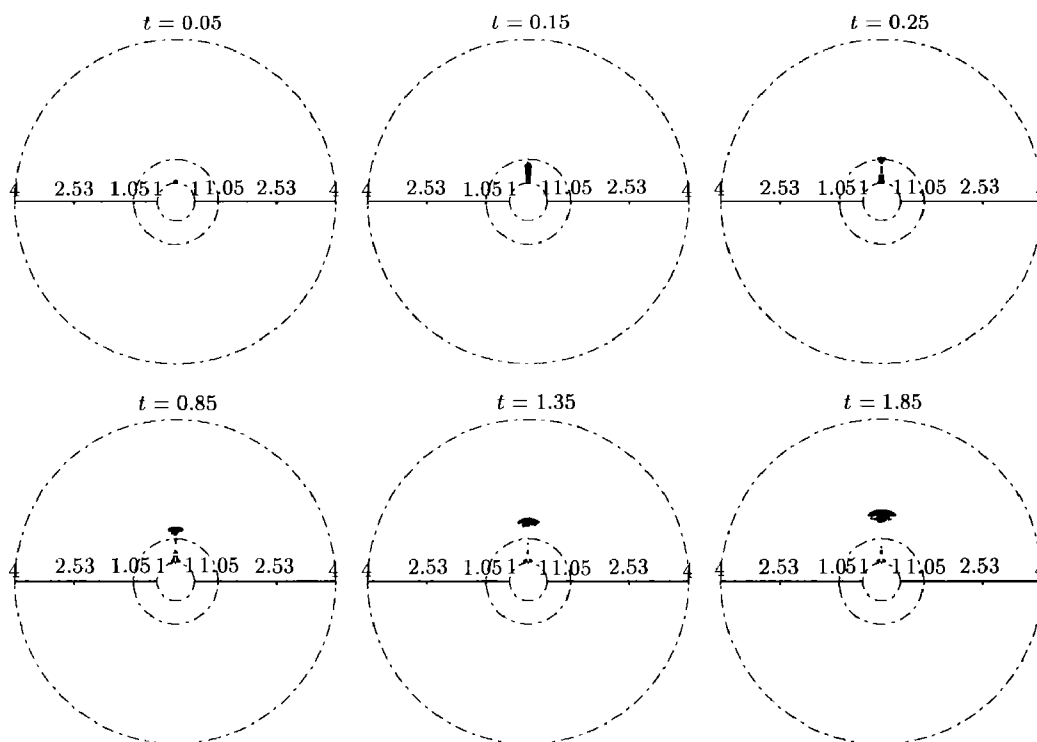


图3 $\theta_0 = 1.5^\circ$, 等离子体相对密度增量 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ 全球分布的等值线图

Fig.3 Global contours of plasma relative density increment $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ for $\theta_0 = 1.5^\circ$

而中间的圆线则相应于 $r = 1.05$. 由图 3 可以清晰地看到一高密度结构向四周传播. 该前向传播扰动在 $t < 0.2$ 时在色球层和低日冕部分发展, 到 $t > 0.2$ 时, 该扰动传播进入外部的日冕, $t = 1.85$ 时, 扰动仅传播到 $1.71 R_s$. 与图 2 的剖面图对比, 可看出这个密度结构反映了慢模磁声波的传播特征. 由于在 $k \parallel B_0$ 情况下快模波动相应的 $\Delta \rho \rightarrow 0$, 图 3 中没有显示出快模波的传播. 由图 3 还可看出, 扰动波阵面在传播过程中沿径向扩展不多, 阵面的经向范围在 $t = 0.85$ 时约为 15° , 而 $t = 1.85$ 时仅增加到 20° 左右, 波动主要沿径向即磁场方向传播, 这也是慢模波的特征.

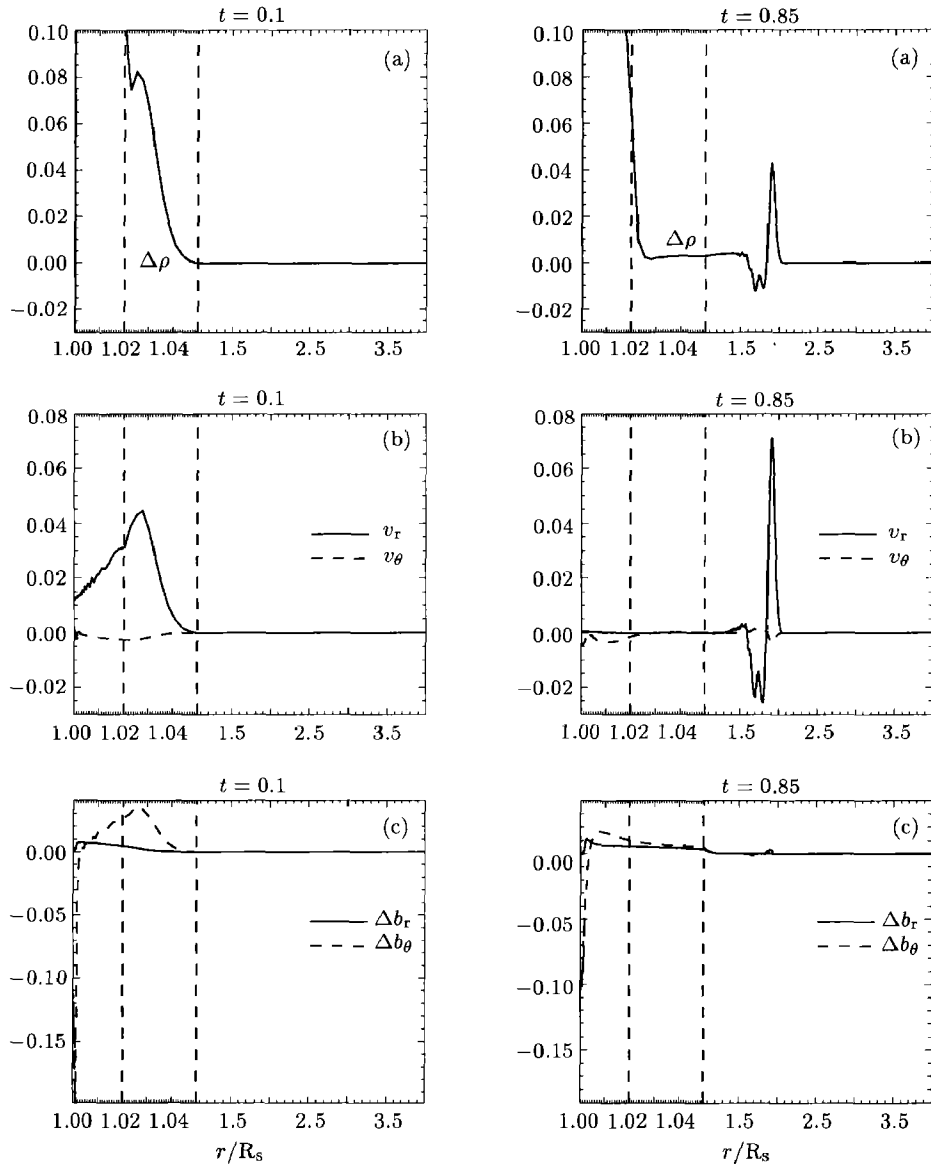


图 4 相关物理量在 $\theta = 88.5^\circ$ 处的径向分布

Fig.4 Radial profiles of relevant physical quantities at $\theta = 88.5^\circ$

4.2 赤道扰动

图4描绘了 θ_0 取为 90° 时,两个不同时刻的相关物理量在 $\theta = 88.5^\circ$ 处的径向分布.由图4可以明显看出,在 $t = 0.1$ 时,有一扰动已进入低日冕, $\Delta\rho$ 、 v_r 和 Δb_θ 的变化特别明显,其峰值到达 $1.028 R_s$ 附近,而后一直向前传播,至 $t = 0.85$ 时波动峰值传播到 $1.91 R_s$ 附近.在传播过程中扰动幅度变化不大,且在径向存在展宽.通过各物理量的变化与(5)式的对比可确定这是快模磁声波的特征.快模波的平均传播速率可估计出约为 $1.18 v_{A0}$,与理论估算值 $1.17 v_{A0}$ 一致.另外,由图(a)实线和图(b)、(c)的虚线还可看出,此时有一非传播的扰动驻立在源区附近,这是由于 $\theta_0 = 88.5^\circ$ 近似于 $\mathbf{k} \perp B_0$ 的情况,此时慢模波的传播速度近似为零.

图5给出了 θ_0 取为 90° 时,几个不同时刻相对密度增量 $\Delta\rho$ 全球分布的等值线图.由该图可以清晰地看出有一高密度的结构以不同的速度向四周传播.前向传播的扰动在 $t < 0.15$ 时在色球层和低日冕内发展, $t > 0.15$ 时,该扰动传播进入外部的日冕, $t = 1.85$ 时,扰动已传播到计算区域的顶边界附近.和图3类似,高密度结构之后尾随有一密度降低的区域,而且扰动波阵面在传播过程中沿经向逐渐扩展,阵面的经向范围由 $t = 0.85$ 时的约 30° 一直增加到 $t = 1.85$ 时的约 66° ,这要比图3相应情形显著得多.另外,色球层底部压力脉冲施加区域附近,还有一高密度结构基本上驻立在该区域.

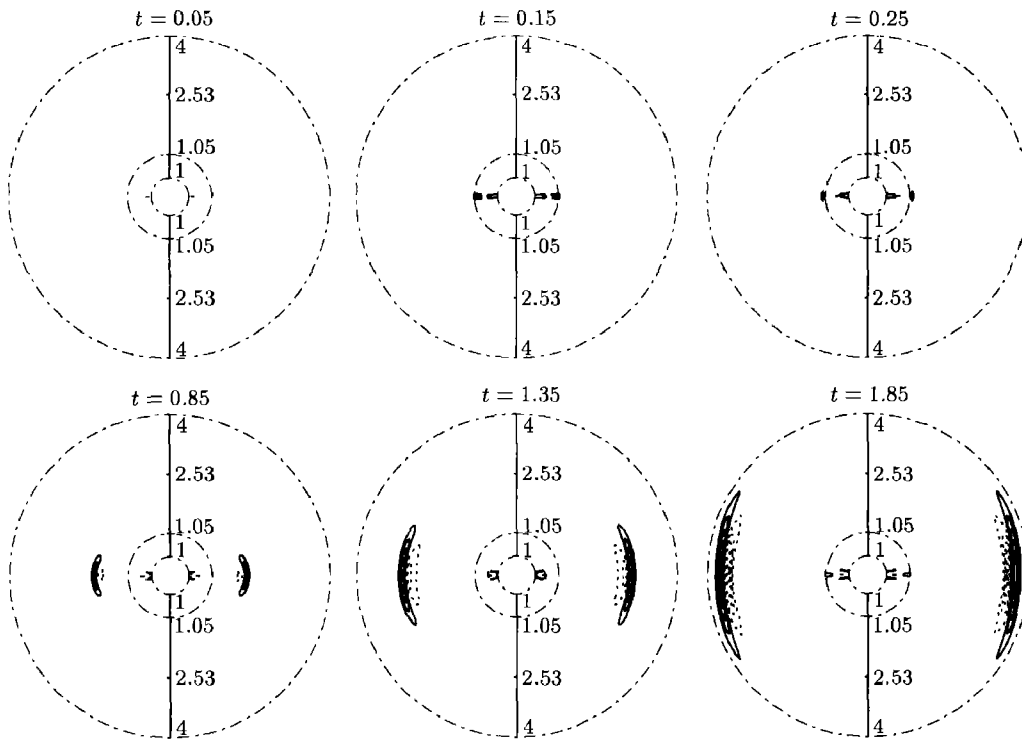


图5 $\theta_0 = 90^\circ$, 等离子体相对密度增量 $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ 全球分布的等值线图

Fig.5 Global contours of plasma relative density increment $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ for $\theta_0 = 90^\circ$

5 讨论

本文首先对磁流波动传播的线性特征作了讨论, 而后在球坐标中一自洽的非等温、非均匀等离子体初态下, 对色球层底部压力脉冲所引起的扰动传播的全球问题进行了数值研究. 借助于线性分析的结论, 我们得以判别出, 在极区压力脉冲导致的扰动传播可以区分成两类不同模式的波动: 快磁声波与慢磁声波; 而在赤道附近, 压力脉冲导致的扰动传播是快模磁声波, 在脉冲施加附近还存在一非传播的扰动. 这些结果有助于理解太阳大气中 Moreton 波动的快模性质.

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. 如果要模拟具体的波动传播事件, 需要根据适时的光球磁场观测资料来反演色球层和日冕的初始磁场位形, 并建立较为严格的三维数值模式. 不过可以预计, 本文的二维计算结果仍能反映太阳色球层-日冕中扰动传播的基本物理特性.

参 考 文 献

- [1] Thompson B J, Plunkett S P, Gurman J B *et al.* SOHO/EIT observations of an Earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**(14):2465—2468
- [2] Thompson B J, Gurman J B, Neupert W M *et al.* SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: Possible evidence of coronal Moreton waves. *Astrophys. J. Lett.*, 1998, **517**(2):L151—L154
- [3] Uchida Y. Propagation of hydromagnetic disturbances in the solar corona and Moreton's wave phenomenon. *Solar Phys.*, 1968, **4**(1):30—44
- [4] Wu S T, Zheng H N, Wang S *et al.* Three-dimensional numerical simulation of MHD waves observed by the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A11):25 089—25 102
- [5] Wang Y M. EIT waves and fast-mode propagation in the solar corona. *Ap. J.*, 2000, **543**(1):L89—L93
- [6] Shibata K, Tajima T, Steinolfson R S *et al.* Two-dimensional magnetohydrodynamic model of emerging magnetic flux in the solar atmosphere. *Ap. J.*, 1989, **345**(1):584—596
- [7] Shibata K, Tajima T, Matsumoto R *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 H α 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. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1996, **48**:353—376
- [10] 李波, 王水. 太阳色球层-日冕中扰动的传播. *空间科学学报*, 2000, **20**(4):289—296
- [11] 雅宁柯. 分数步法——数学物理中多变量问题的解法. 周宝熙, 林鹏译. 北京: 科学出版社, 1992
- [12] Zheng H N, Wu S T, Wang S. Approximation corrections splitting numerical scheme for time-dependent three-dimensional Magnetohydrodynamic equations. *J. Comp. Phys.*, 2001, Submitted

PROPAGATION OF DISTURBANCES IN THE SOLAR CHROMOSPHERE-CORONA (II)

LI Bo ZHENG Huinan WANG Shui

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

Abstract

In the first part of this article, the linear properties of MHD wave propagation is discussed. Then, in order to simulate the global characteristics of wave propagation in the solar chromosphere-corona, by employing a 2-dimensional time-dependent compressible MHD simulation subject to a self-consistent non-isothermal, non-uniform initial state, we study numerically the global propagation process of the disturbances initiated by a pressure pulse implemented at the bottom of chromosphere. Numerical results indicate that, in polar region, propagating disturbances can be distinguished into two modes, i.e. fast and slow magneto-acoustic waves. Whereas in the vicinity of solar equator, propagating disturbance is regarded as fast mode wave, and a standing disturbance is found to be located near the source region. These results may help explaining the wave events observed by SOHO/EIT.

Key words Corona, Chromosphere, MHD waves