

太阳大气中有限振幅磁场扰动的动力学过程

刘新萍

(中国科学院力学研究所)

摘要

本文从完整的磁流体动力学方程组出发,通过太阳大气中磁力线管根部有限振幅磁场的扰动,研究了非线性磁场的动力学演化。假设初始磁场位形是 $\beta \ll 1$ 的势场,根部磁力线管磁场扰动,驱动等离子体运动,一部分磁能转换为等离子体动能。等离子体压缩运动具有快磁声波的特性。计算结果给出非线性磁场演化的定量关系,可以解释太阳大气中日冕活动过程。也可用于模拟实验室里高 β 实验装置中的等离子体的特性。

一、前言

近几年以来,天空实验室用日冕的白光照相和用X射线观测到大量的日冕质量喷射事件,人们对于这些事件进行了广泛的理论研究。Nakagawa 等人^[1], Wu. S. T. 等人^[2]曾用一维纯流体力学模型计算了爆发日珥、日浪 (Surge) 和日喷 (Spray) 的运动特性。Smith 等人^[3]使用二维单流体的磁流体动力学方法,数值计算了日浪和日珥事件。他们利用长时间的密度支配压力脉动来模拟研究日珥和日冕特性;对于日浪特性是利用了短时间的温度脉动来模拟研究。Nakagawa 等人^[4], Wu. S. T. 等人^[5]和 Dryer 等人^[6]也使用二维磁流体动力学方法,研究了太阳大气中日冕瞬变过程。在他们的模型中热动力驱动日冕物质运动,磁场是起通道的作用。Mouschovias 等人^[7]研究了日冕环瞬变过程的膨胀和加宽。他们提出一个扭转的磁流管模型,为了克服腊肠型不稳定性,要求磁流管中的纵向磁场强度和角向磁场强度满足 $1.41B_L > B_{\theta z} > B_L$ 不等式,这点在观测上难以验证。Anzer^[8]对太阳日冕中的瞬变过程提出一个电流环模型,电流和自身磁场相互作用产生洛伦兹力推动日冕环朝外运动。Pneuman^[9]提出了一个爆发日珥和日冕瞬变相结合的日冕瞬变模型。在这个模型中,由于日珥爆发改变了日冕中的磁场结构,使磁场强度增加,产生推动日冕瞬变过程的驱动力。我们曾经在 Anzer 的电流环模型基础上分析了电流环在小环方向上的平衡,得到使电流环加速运动的最小电流条件^[10]。对于太阳大气中日冕瞬变过程,我们也曾经考虑了一个磁环模型^[11]。在磁环模型中,由于日冕环中环向磁场强度分布不均匀,产生推动日冕环运动的驱动力。

本文于1981年12月14日收到。

最近的观测表明, 太阳局部磁场的结构往往是一些孤立而离散的磁力线管. 磁力线管从对流区浮出, 经过光球而延伸到色球层和日冕, 表现为复杂的特征位形. 在对流区和光球层中, 太阳黑子磁场是有力场, 而在色球层和日冕低层活动区中则为无力场区域. 胡文瑞^[1]从理论上讨论了轴对称磁力线管的静力学平衡问题, 得到太阳磁力线管的一般特征. 我们曾用数值方法研究了太阳大气中磁力线管根部的扭转储存能量, 讨论了太阳大气中非线性无力场的动力学演化^[2]. 本文采用数值研究方法, 讨论太阳大气中的动力学特性. 通过太阳大气中磁力线管根部有限振幅磁场扰动, 研究非线性磁场的动力学演化. 根部磁力线管磁场扰动驱动等离子体运动, 一部分磁能转换为等离子体动能. 等离子体运动表现为磁流体力学的压缩和稀疏流动. 这种机制可能解释太阳大气中日冕活动过程. 也可用来模拟实验室里高 β 实验装置中等离子体的特性.

二、基本方程组和边界条件

理想的磁流体力学方程组可以写为

$$\frac{\partial \rho_*}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_* \mathbf{v}_*) = 0, \quad (1)$$

$$\rho_* \left[\frac{\partial \mathbf{v}_*}{\partial t} + (\mathbf{v}_* \cdot \nabla) \mathbf{v}_* \right] = -\nabla p_* + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}_*) \times \mathbf{B}_* + \rho_* \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_*}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*), \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_* = 0, \quad (4)$$

$$p_* = k \rho_*^{\gamma}. \quad (5)$$

它们分别是连续方程、动量方程、磁感应方程、磁场无源方程和绝热的能量方程. ρ_* 和 p_* 是密度和压力; \mathbf{v}_* , \mathbf{B}_* , \mathbf{g} 分别是速度、磁场强度和重力加速度矢量; k 是常数. 为了简单, 我们讨论轴对称问题, 即 $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$. 取柱坐标系 (r, θ, z) , z 轴的方向取在太阳表面上铅直向外, 与太阳重力方向相反. 将方程组无量纲化, 记

$$\begin{cases} R = r/a, Z = z/a, \tau = t/t_0, t_0 = a/v_0, \\ \bar{R}_0 = R_0/a, \bar{\mathbf{v}} = \mathbf{v}_*/v_0, \bar{\mathbf{B}} = \mathbf{B}_*/B_0, \rho = \rho_*/\rho_0, \\ \bar{p} = p_*/p_0, \alpha = p_0/\rho_0 v_0^2, \\ \beta = p_0 / \frac{B_0^2}{8\pi}, G = g_0 a / v_0^2. \end{cases} \quad (6)$$

则无量纲化的基本方程组可以写为

$$\frac{\partial}{\partial \tau} L + \frac{\partial}{\partial R} M + \frac{\partial}{\partial Z} N = S, \quad (7)$$

其中

$$L = \begin{bmatrix} R\rho \\ R\rho U \\ R\rho v \\ R\rho W \\ p\rho^{-\gamma} \\ B_R \\ B_\theta \\ RB_Z \end{bmatrix}, M = \begin{bmatrix} R\rho U \\ R \left[\rho U^2 + \frac{\alpha}{\beta} (B_\theta^2 + B_Z^2 - B_R^2) + \alpha p \right] \\ R \left(\rho U v - \frac{2\alpha}{\beta} B_\theta B_R \right) \\ R \left(\rho U W - \frac{2\alpha}{\beta} B_R B_Z \right) \\ 0 \\ 0 \\ UB_\theta - vB_R \\ R(UB_Z - WB_R) \end{bmatrix},$$

$$N = \begin{bmatrix} R\rho W \\ R \left[\rho U W - \frac{2\alpha}{\beta} (B_R B_Z) \right] \\ R \left(\rho v W - \frac{2\alpha}{\beta} B_Z B_\theta \right) \\ R \left[\rho W^2 + \frac{\alpha}{\beta} (B_R^2 + B_\theta^2 - B_Z^2) + \alpha p \right] \\ 0 \\ WB_R - UB_Z \\ WB_\theta - vB_Z \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho v^2 + \frac{\alpha}{\beta} (B_R^2 + B_Z^2 - B_\theta^2) + \alpha p \\ -\rho U v + \frac{2\alpha}{\beta} B_\theta B_R \\ -R\rho G \left(\frac{R_\odot}{R_\odot + Z} \right)^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

在上述关系中,为了书写方便,无量纲量上面的横杠皆被略去。

无量纲化中取距日面外 20000 公里处的量为无量纲的特征量,特征参量取为 $T_0 = 1.5 \times 10^6 \text{K}$, $\rho_0 = 10^{-16} \text{g/cm}^3$, $R_0 = 7 \times 10^{10} \text{cm}$, $p_0 = 1.247 \times 10^{-2} \text{dyn/cm}^2$, $a = 20000 \times 10^5 \text{cm}$, $v_0 = 500 \times 10^5 \text{cm/s}$, $t_0 = 40 \text{s}$, $B_0 = 1.77 \text{G}$, $g_0 = 2.74 \times 10^4 \text{cm/s}^2$. 绝热指数取为 $\gamma = 1.2$.

初始平衡态取为静力学关系,即满足 $\nabla p = +\rho_* g$ 和无电流势场关系。考虑一维的平衡关系,因为洛伦兹力为零,得到无量纲化的平衡方程为

$$\frac{dp}{dZ} = -\frac{G}{\alpha} \rho(Z) \left(\frac{R_{\odot}}{R_{\odot} + Z} \right)^2, \quad (8)$$

计算时下边界取距光球底部 20000 公里处. 方程 (8) 在 $Z = 1$ 时 $\rho = 1$ 的初始条件下求积分, 利用绝热方程得到平衡态的密度分布为

$$\rho = \left[\frac{(\gamma - 1)GR_{\odot}^2(1 - Z)}{\gamma \alpha(R_{\odot} + 1)(R_{\odot} + Z)} + 1 \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}. \quad (9)$$

初始时的静力学关系要求速度为零, 即 $\mathbf{v}(R, Z) = 0$. 同时, 初始平衡态的磁场为无电流的轴对称势场, 可以表示为

$$\begin{cases} B_R = \frac{3}{2} \frac{R(Z + 1)}{[R^2 + (Z + 1)^2]^{5/2}}, \\ B_{\theta} = 0, \\ B_Z = \frac{1}{2} \frac{-R^2 + 2(Z + 1)^2}{[R^2 + (Z + 1)^2]^{5/2}}. \end{cases} \quad (10)$$

太阳局部磁场若被扭绞, 磁力线管的扭转不稳定性会产生爆发过程. 磁力线管根部被扭转时, 这个扰动使初始平衡态的轴对称的势场在根部局部区域中出现电流. 由于磁场出现了 θ 方向的扰动分量 B_{θ} , 假设在 $Z = 0$ 和 $0 \leq R \leq 1$ 的区域中, B_{θ} 的边界条件用以下公式给出:

$$B_{\theta} = (S - S_1)S_2 \sin(\pi R), \quad (11)$$

其中 S , S_1 和 S_2 为常数, 可取为 $S = 10$,

$$S_1 = 0, 1, 2; S_2 = 0.15.$$

具体计算时, 在计算区域中 Z 轴方向的一, 二, 三排网格点取公式 (11) 为边界条件.

三、计算方法和计算结果

将基本方程组 (7) 离散化, 采用具有二阶精度的差分格式^[4], 用两步法计算. 在边界条件 (11) 下, 对基本方程组 (7) 求初始边值问题的解.

对于计算的空间区域, R 、 Z 轴方向取变步长计算, 其步长分别为

$$\begin{cases} \Delta R_j = (ma)^j \Delta R_0, & j = 1, 2, \dots, M - 1, \\ \Delta Z_k = (mb)^k \Delta Z_0, & k = 1, 2, \dots, N - 1. \end{cases} \quad (12)$$

其中, ma , mb 是常数. 具体计算中 Z 轴方向取 36 点, R 轴方向取 21 点. 取 $\Delta Z_0 = 0.02$, $\Delta R_0 = 0.03$, $ma = 1.2$, $mb = 1.1$. 空间计算区域中, R 、 Z 轴方向的计算范围分别是

$$0 \leq R \leq 5.6, 1 \leq Z \leq 6.4205.$$

根据以下柯朗条件选取时间步长

$$\Delta \tau = F \frac{0.5 \times M_{RZ}}{|\mathbf{v}| + u}, \quad (13)$$

其中, F 为小于 1 的数. M_{RZ} 是 $\Delta Z_1 + \Delta Z_2$ 和 $\Delta R_1 + \Delta R_2$ 两者之中的较小者. $|\mathbf{v}|$ 是等离子体速度的绝对值. u 是声速和阿尔芬速度两者之中的较大者. 计算开始时取 $\Delta \tau = 0.005$, 在计算过程中, 根据计算稳定性的要求, 按着柯朗条件 (13) 不断的自动调整 $\Delta \tau$ 时间步长.

为了平滑由于计算引起的波动,适当地加入了人工粘性。从计算结果可以看到,虽然加上了人工粘性项,对于计算上引起的波动有所改善,但是,仍然不能完全地消除计算上的波动。

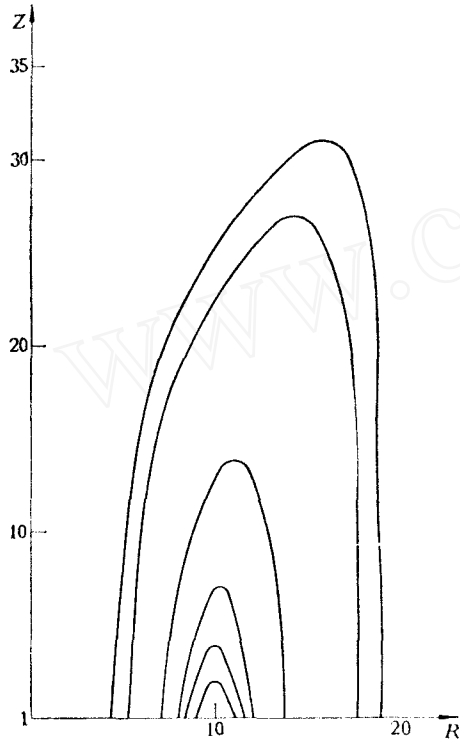


图1 初始平衡态磁场位形

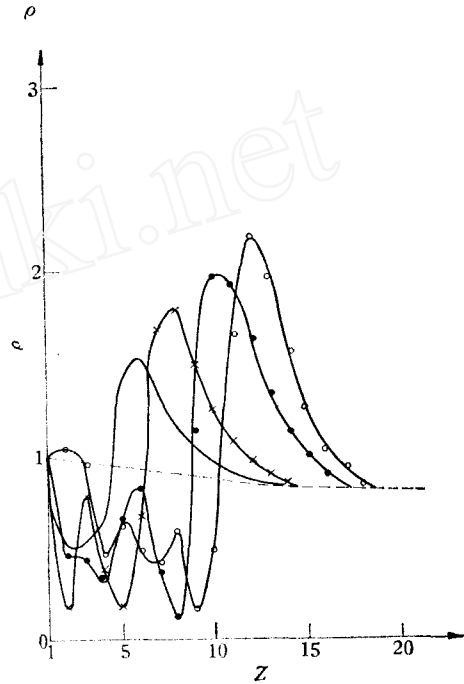


图2 初始平衡时的密度分布和5秒、9.8秒、19.4秒、26.08秒时的密度分布
人工粘性系数 $A = 50$ $j = 9$ ---平衡态 ——5秒
× 9.8秒 ● 19.4秒 ○ 26.08秒

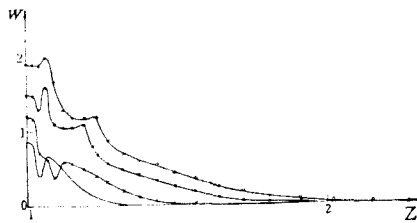


图3 不同时刻Z方向的速度分布沿Z轴方向的传播情况
——5秒 × 9.8秒 ● 19.4秒 ○ 26.08秒 $j = 9$

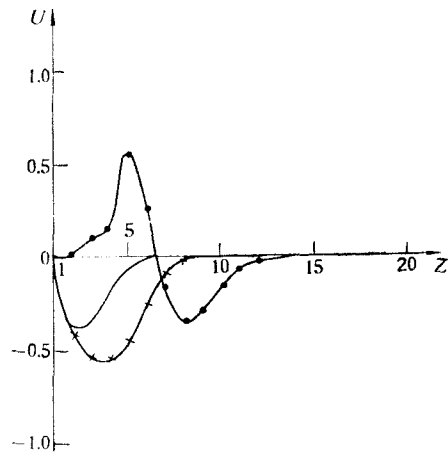


图4 不同时刻R方向的速度U沿Z轴方向的传播情况(固定R点的)
——5秒 × 9.8秒 ○ 19.4秒

图 1 中给出初始平衡态时轴对称势场的磁场位形。图 2 中分别给出初始平衡态时和时间 $t = 5$ 秒、9.8 秒、19.4 秒、26.08 秒时刻的密度沿 Z 轴方向的分布曲线。从图上可以看到压缩流动使等离子体密度增加。图 3 中分别给出时间 $t = 5$ 秒、9.8 秒、19.4 秒、26.08 秒时刻的 Z 方向的速度分布。从图 3 中可以看到等离子体的沿 Z 轴方向传播速度

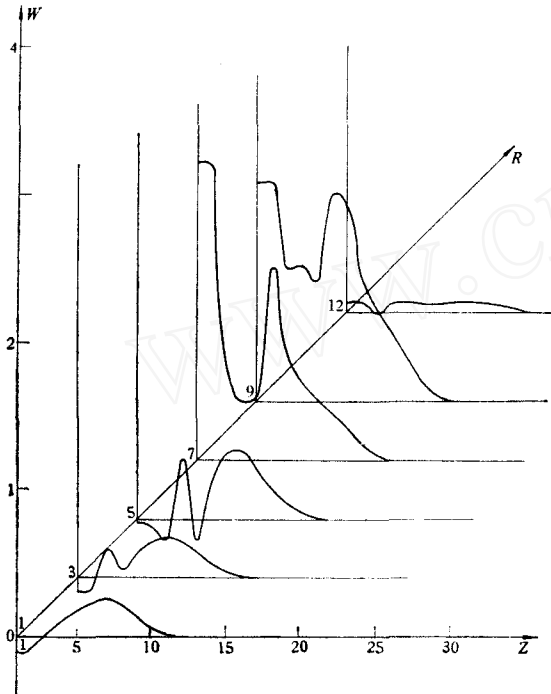


图 5 13.28 秒时不同的 R 位置上 Z 方向速度 W 沿 Z 轴方向的分布

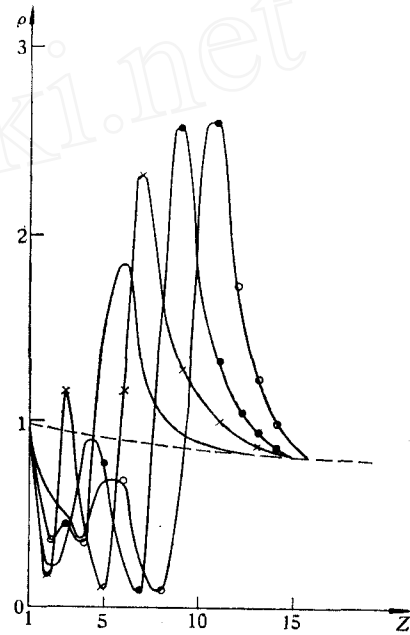


图 6 初始时和 5 秒、8.27 秒、13.28 秒、18.13 秒时密度沿 Z 轴方向的分布
人工粘性系数 $A = 20$ $j = 9$ 点 --- 0 秒 —— 5 秒 × 8.27 秒 ● 13.28 秒 ○ 18.13 秒

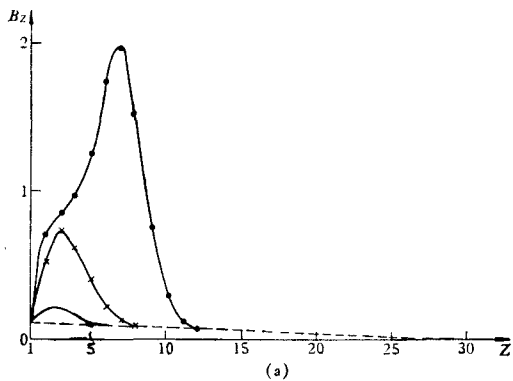


图 7 (a) 初始时和 5 秒、9.8 秒、19.4 秒时 Z 方向的磁场强度 B_z 沿 Z 轴方向的变化
 $j = 2$ 点 --- 0 秒 —— 5 秒 × 9.8 秒 ● 19.4 秒

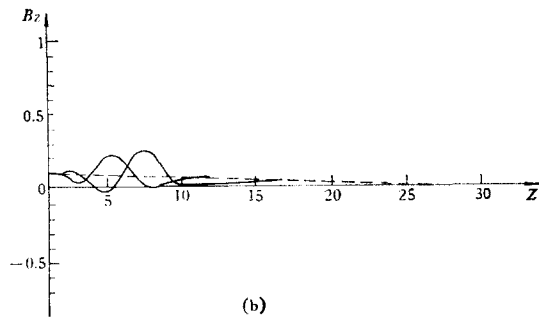


图 7 (b) 初始平衡时和 19.4 秒、26.08 秒时 Z 方向的磁场强度 B_z 沿 Z 轴方向的变化
 $j = 9$ 点

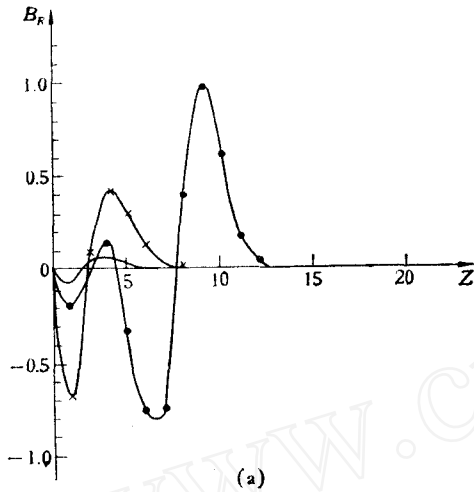


图 8 (a) 初始平衡时和 5 秒、9.8 秒、19.4 秒时 R 方向的磁场强度 B_R 沿 Z 轴方向的变化

$j = 2$ 点
--- 0 秒 — 5 秒 × 9.8 秒 ● 19.4 秒

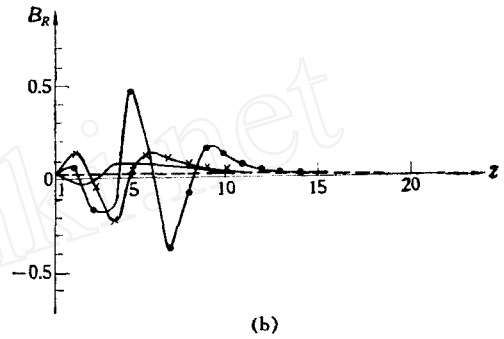


图 8 (b) 初始平衡时和 5 秒、9.8 秒、19.4 秒时 R 方向的磁场强度 B_R 沿 Z 轴方向的变化

$j = 9$ 点
--- 0 秒 — 5 秒 × 9.8 秒 ● 19.4 秒

大约是 580 公里/秒。图 3 中 Z 坐标轴是按距离标定的。除了图 3 之外,其余所有的图中 Z 坐标轴都是按着计算网格点标定的。

图 4 中分别给出时间 $t = 5$ 秒、9.8 秒、19.4 秒时刻的 R 方向的速度分布。图 5 中给出 13.28 秒时刻 Z 方向的速度在不同的 R 位置上沿 Z 轴方向的分布。图 6 中分别给出初始平衡时刻和时间 $t = 5$ 秒、8.27 秒、13.28 秒、18.13 秒时刻的密度沿 Z 轴方向的分布曲线。图 7 (a) 中分别给出不同 R 处的初始平衡时刻和时间 $t = 5$ 秒、9.8 秒、19.4 秒时刻 Z 方向的磁场强度 B_z 沿 Z 轴方向的变化曲线。图 7 (b) 中分别给出不同 R 处的初始平衡时刻和时间 $t = 19.5$ 秒、26.08 秒时刻 Z 方向磁场强度 B_z 沿 Z 轴方向变化曲线。图 8 (a) 和 (b) 中分别给出不同 R 处的初始平衡时刻和时间 $t = 5$ 秒、9.8 秒、19.4 秒时刻的 R 方向磁场强度 B_R 沿 Z 轴方向的变化曲线。图 9 中分别给出

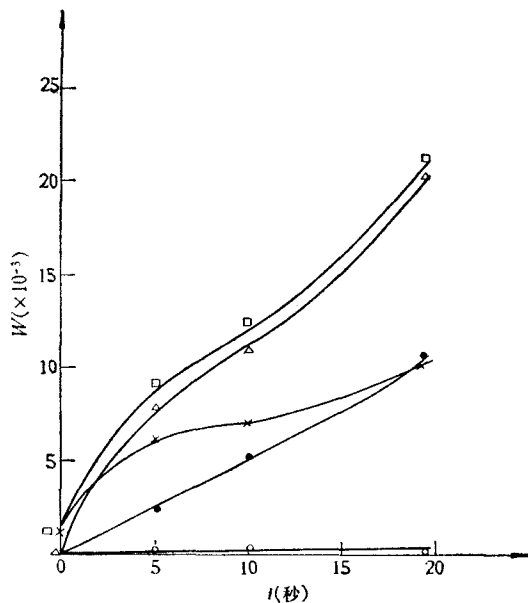


图 9 等离子体的各种能量随时间的变化

● 动能 W_P × 磁能 W_B ○ 势能 W_D
□ 总能量 W_w △ 总能量差 ΔW

出等离子体的动能 W_P 、磁能 W_B 、势能 W_D 、总能量 W 和 ΔW 随时间的相对变化。其中 ΔW 是各不同时刻的总能量减去初始时刻总能量。

四、讨 论

从上述计算结果可以看出,初始轴对称势场,由于磁场根部的扭转,使磁力线管根部磁场位形变化,并在磁力线管上部产生横向磁场分量。同时,由环向磁场产生的洛伦兹力驱动等离子体运动,一部分磁能转换为动能。具体计算中取 $\beta = 0.1$, $\alpha = 0.05$, 阿尔芬速度为 500 公里/秒。在我们的计算中,从磁流体力学基本方程组出发,完整地考虑了磁场和流场的耦合效应;磁场扰动,激发磁流体力学波动。从图 2 中可以看到,磁流体力学动力学过程产生压缩流动,使密度增加。在压缩过程中也使磁场强度增加。从图 7 和图 8 中可以看到,流动过以后磁场强度的 B_z 和 B_R 分量都增强。如果将流动看成是许多快磁声波传播过程的叠加,则会引起密度和磁场强度的增强,这与计算结果相同。人们在讨论级联激波触发的太阳耀斑理论^[4]时指出,当日冕活动区磁场被扭绞得接近于不稳定状态,同时有一局部区域不稳定性产生有限振幅的激波。激波传过的区域中磁场被有限程度的扭绞,而达到不稳定性。在日冕中形成一组激波系列,将很大区域中的扭转磁场能量转换为激波动能。本文的计算提出了一种产生快波的机制。这种机制也有可能解释太阳大气中日冕瞬变等质量抛射过程。

人们广泛地研究了太阳活动区中等离子体抛射过程。但是,在大多数人对于太阳大气中质量抛射事件特性的分析中,等离子体运动是受非电磁力驱动的,例如:物质运动受热动力等非电磁力驱动。在太阳色球顶部和日冕低层活动区中磁场是无力场。无力场中磁场是最重要的作用因素。在初始时刻 $\beta = 0.1$, 磁场是无力场。以后,当 $\beta < 1$ 而且局部动能小于磁能时,给出了非线性无力场的动力学过程。当动能超过磁能或者 $\beta \geq 1$ 时,磁场变为有力场。在强磁场时有限振幅磁场扰动,驱动等离子体运动,一部分磁能转换为动能。从图 9 中得到,等离子体中势能随时间变化很小,动能随时间增加不断地增加。由于我们完整地考虑了磁场和流场的耦合效应,磁能也随时间增加而增加。整个计算区域中不同时刻的等离子体总能量减去初始平衡时刻的总能量之差 ΔW 是随时间增加而增加的。这表明根部磁力线管的磁能释放,电磁力驱动等离子体运动。在太阳活动区中,根据释放能量的大小,可能解释太阳大气中日冕瞬变过程、日浪、日喷、日珥爆发等过程。可以模拟实验室里高 β 实验装置中等离子体的特性。

本文得到胡文瑞同志的帮助和指导,并与敖超同志进行过多次讨论,特致谢意。

参 考 文 献

- [1] Nakagawa, Y. et al., *Solar Phys.*, Vol. 41, p. 387, 1975.
- [2] Wu, S. T. et al., *Solar Phys.*, Vol. 44, p. 117, 1975.
- [3] Smith, J. B. et al., *Solar Phys.*, Vol. 52, p. 379, 1977.
- [4] Nakagawa, Y. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 219, p. 314, 1978.
- [5] Wu, S. T. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 219, p. 324, 1978.
- [6] Dryer, M. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 227, p. 1059, 1979.
- [7] Mouschovias, T. Ch. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 220, p. 675, 1978.
- [8] Anzer, U., *Solar Phys.*, Vol. 57, p. 111, 1978.
- [9] Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, Vol. 65, p. 369, 1980.

- [10] 刘新萍, 天体物理学报, 第 2 卷, 第 240 页, 1982.
[11] 刘新萍, 天体物理学报, 第 3 卷, 第 26 页, 1983.
[12] 胡文瑞, 中国科学, 第 5 期, 第 593 页, 1981.
[13] 刘新萍, 放超, 空间科学学报, 第 1 卷, 第 60 页, 1981.
[14] Lapidus, A., *J. Comp. Phys.*, Vol. 2, p. 154, 1967.
[15] 胡文瑞, 科学通报, 第 7 期, 第 439 页, 1981.

MAGNETOHYDRODYNAMIC BEHAVIOUR OF DISTURBANCE OF FINITE AMPLITUDE MAGNETIC FIELD IN THE SOLAR ATMOSPHERE

Liu Xin-ping

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper, dynamic processes in the solar atmosphere are studied numerically from a complete set of MHD equations. Dynamic evolution of nonlinear magnetic field is produced by the finite amplitude of the azimuthal magnetic field at the base of the flux tube of the solar atmosphere. It is assumed that the initial configuration of the magnetic field is a force-free and potential field, the magnetic field is disturbed at the base, the plasma is driven and a part of magnetic energy is transformed into the kinetic energy of the plasma.

The compressed flow of the plasma has the features of fast MHD waves. The computation results give quantitatively the nonlinear evolution of strong magnetic fields. These results could apply to the explanation of coronal transients, surge, spray and eruptive prominence events in the solar atmosphere, and to the modelling of plasma behaviour in high- β structure experiments in the laboratory as well.