

# 星系磁场和星系激波演化的一种模式

胡文瑞 敖起

(中国科学院 力学研究所) (中国科学院 计算中心)

1984年5月22日收到

## 摘 要

本文求解了二维不定常磁流体力学方程组, 从而讨论星系磁场和星系激波的起源和演化过程。初始均匀的磁场将缠卷而在星系盘中形成螺旋形的结构, 其中磁场和星际气体是冻结在一起的。分析了星际磁场对形成星系激波的影响。由于磁场不是很强, 它对星系激波的影响不是非常强。

盘状星系中的螺旋结构可以用没有恒星扰动引力场的星际气体激波理论来解释<sup>[1-7]</sup>, 星系激波的起源和持续机制也进行了分析<sup>[4]</sup>。本文讨论包含有星际磁场时星系激波的演化。Fujimoto 曾首先提出星系激波的概念<sup>[8]</sup>, 进而, 这种概念广泛地用到星系的密度波理论中<sup>[9-12]</sup>。在局部解近似下, 曾研究过星系激波的演化<sup>[13,14]</sup>。最近, 我们又讨论非局部星系激波的演化<sup>[15]</sup>。Roberts 和 Yuan 在分析一类特定的局部磁流体力学星系激波时发现, 星际磁场使激波强度减弱<sup>[16]</sup>。

星际磁场的起源和维持过程是另一类重要的课题。Piddington<sup>[17,18]</sup> 和 Parker<sup>[19]</sup> 提出, 由于星系盘中的较差自转, 初始均匀的磁场将被缠卷而形成螺旋场, 但他们都没有给出具体的计算结果。利用发电机过程去产生星系磁场也是一种理论<sup>[20]</sup>。Fujimoto 找到过一种星系磁场的定常解<sup>[21]</sup>。由于许多观测特征都密切地与星系磁场有关, 从理论上研究这个问题就很必要。

本文将星际气体的星系激波理论<sup>[4]</sup>推广到包括星际磁场, 并给出星系磁场的演化特征。

具有较差转动的原星云塌缩时, 形成原星系盘。由于星系磁场与气体冻结在一起, 磁场与气体一起塌缩。初始磁场在原星系盘中几乎是均匀地位于相同的方向。在坍缩过程中, 由于气体密度增加, 磁场亦增强。我们讨论形成星系盘以后的演化, 盘中有均匀的磁场。

将气体激波理论推广到包括星系磁场, 基本方程组是二维的磁流体力学方程组, 在极坐标下可写为

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma) + \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \rho u^2 - \frac{B_r^2}{4\pi} + p + \sigma c^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \cos(\theta - \theta_p) \left( \sigma u v - \frac{B_r B_\theta}{4\pi} \right) - \sin(\theta - \theta_p) \left( \sigma v^2 - \frac{B_\theta^2}{4\pi} + p + \sigma c^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] = -r\sigma \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma v) + \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \sigma u v - \frac{B_r B_\theta}{4\pi} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \sin(\theta - \theta_p) \left( \sigma u v - \frac{B_r B_\theta}{4\pi} \right) \right] - \cos(\theta - \theta_p) \left( \sigma v^2 - \frac{B_\theta^2}{4\pi} + p + \sigma c^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\sigma \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad (3)$$

$$p = c\sigma^{\gamma} \quad (4)$$

$$\frac{\partial r B_r}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta} (u B_\theta - v B_r), \quad (5)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} (v B_r - u B_\theta), \quad (6)$$

$$\frac{\partial r B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} = 0. \quad (7)$$

其中 $(r, \theta)$ ,  $(u, v)$ 和 $(B_r, B_\theta)$ 是极坐标中的坐标、速度和磁场; $p, \sigma$ 和 $c$ 是压力、面密度和等效声速; $\theta_p$ 是计算网格的参考角。方程(2)和(3)中的重力势 $\Psi$ 包括恒星与气体两部分:

$$\Psi = \Psi_s + \Psi_g,$$

恒星重力势看成是轴对称的<sup>[4]</sup>, 它满足方程

$$\frac{d\psi_s}{dr} = \alpha r \Omega^2(r), \quad (8)$$

其中 $\Omega$ 为角速度,  $\alpha$ 为比例系数。气体势满足

$$\nabla^2 \psi_g = 4\pi G \sigma \delta(z). \quad (9)$$

方程(1)~(9)构成非定常的二维方程组, 它可描述星系磁场和星系激波的演化。

Troome的星系模型用来描述组合恒星和气体盘的初态<sup>[4]</sup>, 它们被表示为

$$u|_{t=0} = 0, \quad v|_{t=0} = \frac{e_1}{\sqrt{b}} \frac{r}{(b^2 + r^2)^{3/4}},$$

$$\sigma|_{t=0} = \begin{cases} \sigma(5\text{kpc}), & r < 5\text{kpc} \\ \frac{(1-\alpha)e_1(1+f \sin 2\theta)}{2\pi G(b^2 + r^2)^{3/2}}, & r \geq 5\text{kpc}. \end{cases} \quad (10)$$

$$B_r|_{t=0} = B_c \sin(\theta + \theta_0), \quad B_\theta|_{t=0} = B_0 \cos(\theta + \theta_0), \quad (11)$$

其中 $\alpha$ 是恒星成分与总质量之比,  $e_1$ 和 $b$ 为确定总质量和最大旋转速度的参数,  $f$ 为常数。边界条件取为

$$u(r_1, \theta, t) = 0, \quad u(r_2, \theta, t) = 0. \quad (12)$$

$r_1$ 和 $r_2$ 为星系盘的内、外边界。

用数值方法求解了方程(1)~(9)和条件(10)~(12)。计算范围是 $0 \leq r \leq 20\text{kpc}$ , 参数选择为

$$b = 2\text{kpc}, \quad e_1 = 866\text{km} \cdot \text{kpc}/\text{sec}, \quad c = 7\text{km}/\text{sec}, \quad \alpha = 0.8,$$

$$\gamma = 5/3, \quad \theta_0 = 0, \quad f = \begin{cases} 0, & r < 5\text{kpc} \\ 0.2, & r > 5\text{kpc}. \end{cases}$$

1kpc处不同时间的密度分布表示在图1中, 星系激波的形成过程清晰可见。气体激波在 $t = 0.12t_0$ 时形成, 其中 $t_0 = 1 \times 10^9$ 年。一般在盘中有两个激波, 但初始为 $m = 2$ 的扰动在较

小 $r$ 的区域中会形成 4 个激波，当 $t > 0.1t_0$ 以后，星系激波大致维持。图 2 给出 $t = 0, 0.2t_0$ 时流动参数的分布。在 $r = 4\text{kpc}$ 时，在 $180^\circ$ 角范围内有二个间断，但是只有一个跳跃急剧而清晰。 $t = 0.2t_0$ 时气体峰值密度的图样如图 3 所示，它有明晰的螺旋特征。这些结果表明，激波的演化过程没有太受磁场的影响，因为磁场在星系中相对地不够强。若初始磁场  $B_0 = 10^{-7}$  高斯， $\rho_0 = 10^{-24}$  克/厘米<sup>3</sup>， $c = 7$  公里/秒，则 $\beta$ 数为

$$\beta = \frac{\rho_0 c^2}{B^2 / 8\pi} \sim 10^3. \quad (13)$$

故初始磁场较弱。如果磁场在以后未能极大地增强，它对激波的影响就不会很大。激波的演化过程与没有磁场时类似，只是发展速率略慢些。这个结论与文[16]的相似。

虽然磁场的力学效应不重要，但其感应过程是重要的，图 4 和图 5 是磁场在 $t = 0, 0.1t_0$  和  $0.2t_0$  时的磁场位形。初始均匀场演化成螺旋位形，其中阴影线为磁中性线，尽管磁场被放大了，但其放大仅不足 10 倍。使得 $\beta$ 值仍小于 1。在外部区域，磁场位形相当规则；在内部区域的缠卷则相对地重要，同向场区域的宽度小。这时，电阻扩散效应重要，可能发生磁合并过程，使磁能耗散，磁场减弱。若磁粘性系数取为 $\eta_m = 10^7$  厘米<sup>2</sup>/秒，则磁扩散系数和磁扩散时间为

$$V_D = \frac{\eta_m}{L}, \quad t_D = \frac{L^2}{\eta_m}. \quad (14)$$

在星系寿命的 $10^{10}$ 年内，磁扩散的距离为

$$L_D = \left( \frac{10^{10} \text{年}}{10^7 \text{厘米}^2/\text{秒}} \right) \approx 10^{-6} \text{pc}. \quad (15)$$

因此，星系盘中的星际磁场被磁中性线分成螺旋形的通量管。这种位形与观测的估计一致，也与文[21]的扭转位形理论模式相符，进一步讨论星际磁场的大尺度结构和小尺度结构，以及其三维位形将是有意义的。

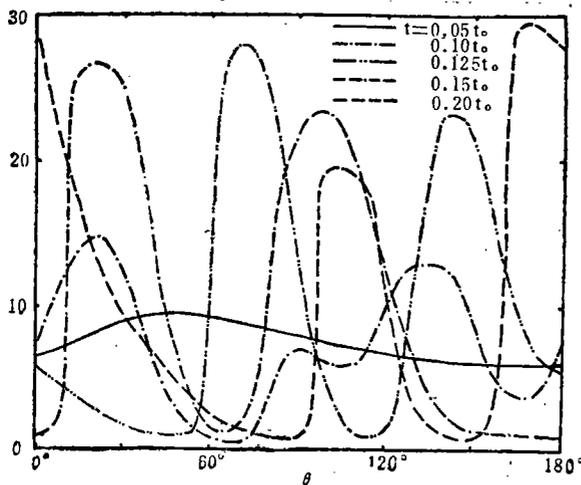


图 1  $r = 4\text{kpc}$  时密度剖面的演化和星系激波的形成。

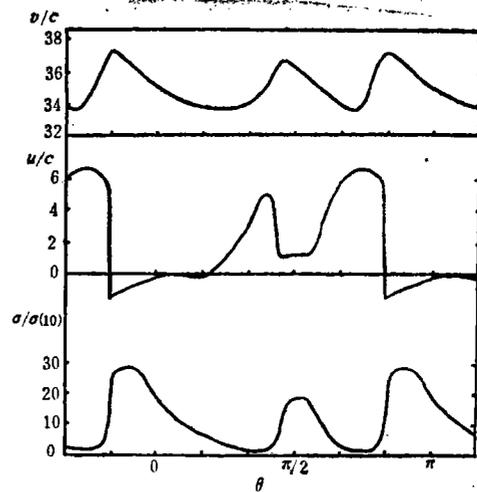
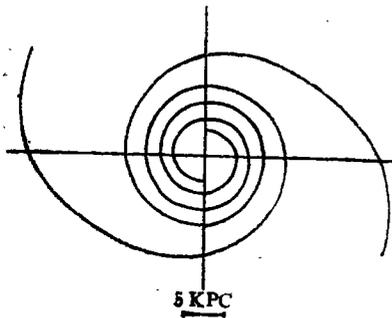
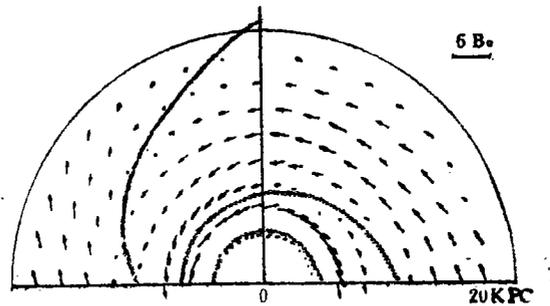
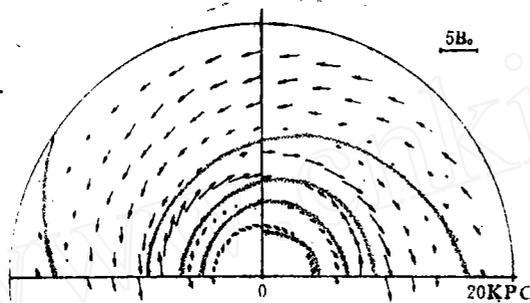


图 2  $t = 0.2t_0$  和  $r = 4\text{kpc}$  时的流场分布。

图3  $t=0.2t_0$ 时峰值密度图有清晰的螺旋结构.图4  $t=0.1t_0$ 时的磁场位形图5  $t=0.2t_0$ 时磁场位形

## 参 考 文 献

- [1] 胡文瑞, 科学通报, 22(1977)79.
- [2] 胡文瑞, 第二届中国流体力学会议论文集, 科学出版社, (1979).
- [3] 胡文瑞, 敖超, 黄山天体物理学术会议论文集(1981), p.6.
- [4] 胡文瑞, 敖超, 中国科学, 23(1980)607.
- [5] 胡文瑞, 科学通报, 25(1980), 900.
- [6] 胡文瑞, 力学与实践, no.2(1980), 29.
- [7] 胡文瑞, 应用数学与力学, 3(1982), 181.
- [8] Fujimoto, M., IAU symp.no.29(1966), p.453.
- [9] Roberts, W.W., Astrophys.J., 158(1969), 123.
- [10] Shu, F.H.et al., Astrophys.J., 183(1973), 819.
- [11] 胡文瑞, 力学学报, no.1(1981), 31.
- [12] 唐泽眉, 天体物理学报, 1(1981), 112.
- [13] Woodward, P.R., Astrophys.J., 195(1975), 61.
- [14] Nilson, A.H., Mafuda, T., Monthly Notices RAS, 179(1977), 683.
- [15] 胡文瑞, 敖超, 天文学报, 22(1980), 80.
- [16] Roberts, W.W., Yuan, C., Astrophys.J., 161(1970), 877.
- [17] Piddington, J.H., Cosmical Electrodynamics, (1969)Wiley-Interscience.
- [18] Piddington, J.H., Cosmic Electrodynamics, 3(1972), 66, 129.
- [19] Parker, E.N., Astrophys.J., 183(1971), 225, 186(1971), 295.
- [20] Parker, E.N., Astrophys.Space Science, 24(1973)279.
- [21] Fujimoto, M., Miyamoto, M., The Spiral Structure of Our Galaxy, (1970)p.444.

## ONE OF THE EVOLUTIONS FOR THE GALACTIC MAGNETIC FIELD AND GALACTIC SHOCK WAVES

Hu Wen-Rui

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Ao Chao

(*Computational Center, Academia Sinica*)

### Abstract

In the present paper, the unsteady and two-dimensional magnetohydrodynamical equations are solved to describe the origin and evolution processes of the galactic magnetic field and galactic shock waves. The initial uniform magnetic field will wind into the spiral structures in the galactic disk, in which the magnetic field and the interstellar gas are frozen together. The influence of the galactic magnetic field on the formation of the galactic shock wave is analyzed. As the magnetic field is not very strong, the influence is weak.