

# 密度波理论中星系激波的时间演化\*

胡文瑞                      敖 超

(中国科学院力学研究所)    (中国科学院计算中心)

## 提 要

密度波理论中星系激波的解大都假设为局部的,并且往往不考虑星际气体自引力的影响.本文取消了上述两个假设条件,求解了二维不定常气体动力学方程组,其中包括了星际气体的自引力效应.研究了在外加扰动螺旋引力场的作用下,轴对称气体盘中星系激波的形成过程.得到了星系激波的运动和密度分布特征.与非自洽的局部激波解相比,两者的定性特征相似,但定量结果有较大差别.计算表明,星系激波宏图的图样速度随时间和空间而变化,变化的大小甚致超过了外加密度波的图样速度.形成星系激波的特征时间约为  $5 \times 10^8$  年.由于激波宏图与外加密度波宏图的相对缠卷,难于维持准稳恒的星系密度波,但每一具体时刻仍有大尺度的星系激波宏图.

## 一、前 言

自从藤本光昭提出星系激波以来<sup>[1]</sup>,这种概念已被广泛用于星系螺旋结构理论<sup>[2-13]</sup>.在密度波理论中包括恒星组分和星际气体组分,后者形成星系激波.大多数计算都讨论非自洽的局部星系激波解,从而将二维问题简化为一维流动.这两个假设都需要进一步研究.

星系激波的研究常常采用数值计算的方法.为了定性理解这种激波的性质,可分析地讨论速度平面上的积分曲线,由此得到星系激波的特性,特别是引力对激波性质的影响<sup>[8-10]</sup>.

关于星系激波的稳定性和时间发展问题,受到人们的注意<sup>[3,10-13]</sup>.Woodward 曾分析星系激波的时间演化<sup>[13]</sup>,其时间变化过程也是不自洽和局部的.

本文讨论密度波理论中星系激波的起源,即给定外加扰动引力场,研究气体自引力的全局激波解.这就要求解二维不定常问题,以及在外加扰动引力场下星系激波的形成过程.本文计算方法与气体自引力星系激波的方法类似<sup>[4,5]</sup>.

## 二、基本方程及其解

在平面极坐标中,二维不定常的气体动力学方程组可以表示为<sup>[5]</sup>

\* 1979 年 12 月 18 日收到.

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma) + \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma v) = 0, \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial r} [r(\sigma u^2 + p + \sigma c^2)] + \frac{\partial}{\partial \theta} [\sigma uv - \sin(\theta - \theta_p)(\sigma v^2 + p + \sigma c^2)] \\ = -r\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (r\sigma v) + \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma uv) + \frac{\partial}{\partial \theta} [\sin(\theta - \theta_p)\sigma uv + (\sigma v^2 + p + \sigma c^2)] \\ = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$p/p_0 = \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^\gamma. \quad (2.4)$$

其中  $p$  为气体压力,  $\sigma$  为气体面密度,  $(u, v)$  为二维流场,  $(r, \theta)$  为极坐标,  $t$  是时间.  $c$  为等效湍流速度,  $\gamma$  为多方指数,  $p_0$  和  $\sigma_0$  为相应量的典型值. 引力势  $\phi$  为恒星和气体引力势之和. 轴对称的恒星引力与恒星的离心力平衡,

$$\frac{d\phi_{*0}}{dr} = \alpha r \Omega^2(r). \quad (2.5)$$

扰动的螺旋引力势可以表示为

$$\phi_{*1} = A \cdot \cos \left\{ 2\Omega_p t - 2 \left[ \theta + \text{ctgi} \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) \right] \right\}, \quad (2.6)$$

其中  $\Omega_p$  为密度波的图样速度,  $i$  为螺旋倾角, 扰动引力场的振幅为

$$A = F \cdot (r\Omega)^2,$$

$F$  为相对于轴对称引力场的强度, 取  $F = 0.05$ . 气体的引力势由气体密度分布决定, 即

$$\Delta \phi_g = 4\pi G \sigma \delta(\mathbf{x}). \quad (2.7)$$

在计算过程中, 可直接用差分网格元质量的两点作用力的引力关系来代替上述泊松方程, 即

$$\begin{cases} -\left(\frac{\partial \phi}{\partial r}\right)_{i,i} = G \sum_k \sum_l \frac{\sigma_{k,l} S_{k,l} [r_k \cos(\theta_l - \theta_j) - r_i]}{[r_i^2 + r_k^2 - 2r_i r_k \cos(\theta_l - \theta_j)]^{3/2}}, \\ -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\right)_{i,i} = G \sum_k \sum_l \frac{\sigma_{k,l} S_{k,l} r_k \sin(\theta_l - \theta_j)}{[r_i^2 + r_k^2 - 2r_i r_k \cos(\theta_l - \theta_j)]^{3/2}}, \end{cases} \quad (2.8)$$

其中  $S_{k,l}$  为  $(r_k, \theta_l)$  单元的面积.

星系盘的初始状态用 Toomre 模型<sup>[13]</sup>来描述, 这时的分布为  $t = 0$  时,

$$\begin{cases} u = 0, \quad v = \frac{e_1}{\sqrt{b}} \frac{r^2}{(b^2 + r^2)^{3/4}}, \\ \sigma = \frac{e_1}{2\pi G} \frac{(1 - \alpha)}{(b^2 + r^2)^{3/2}}, \end{cases} \quad (2.9)$$

其中  $\alpha$  为初始气体质量相对于星系盘总质量的比例系数, 纯粹的气体盘有  $\alpha = 0$ , 纯粹的恒星盘有  $\alpha = 1$ . 这里包含着假设恒星密度也有相似的分布, 即初始恒星密度

$$\sigma_* = \frac{e_1}{2\pi G} \frac{\alpha}{(b^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (2.10)$$

速度分布与(2.9)同. 这样, 恒星与气体的总和分布就满足 Toomre 的薄盘星系模型的关

系. 模型中的系数  $c_1$  和  $b$  由星系的总质量  $M_T$  和最大转动速度确定, 取

$$b = 2 \text{ 千秒差距}, c_1 = 866 \text{ 公里} \cdot \text{千秒差距/秒},$$

则相应的星系总质量和最大转速为

$$M_T \simeq 10^{11} \text{ 克}, v_{\max} \simeq 250 \text{ 公里/秒},$$

与银河系的情况类似.

问题的边值可以取为反射边界条件

$$u|_{r=r_1} = 0, \quad u|_{r=r_2} = 0, \quad (2.11)$$

其中  $r_1, r_2$  为问题的内外半径, 分别取为 2 和 20 千秒差距.

这样, 问题就归纳为在初始条件 (2.9) 和边界条件 (2.11) 下求解基本方程 (2.1)–(2.4). 要指出的是, 一般星系激波中假设气体为等温过程, 显然等温过程是不能满足激波关系的, 我们这里一般地讨论多方过程 (2.4). 另外, 通常星系激波中都忽略热力学声速的影响, 只考虑模拟气体湍流的等效声速. 事实上, 在激波后面气体被压缩、加温, 那里的热力学过程可能是重要的, 因而我们保留了热力学压力项. 当然还可以看出, 方程组中既包括了气体的自引力效应, 而且密度和流场都是全局性的.

计算区域  $0 \leq r \leq 20$  千秒差距,  $0 \leq \theta \leq 360^\circ$  用等步长  $\Delta r, \Delta\theta$  划分为  $20 \times 36$  个扇形格网, 微分方程 (2.1)–(2.3) 离散化为下列差分公式:

$$\sigma_{i,j}^{(n+1)} = \sigma_{i,j}^{(n)} + \frac{\Delta t}{r_i} \left[ \frac{M_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} - M_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}}{\Delta r} + \frac{M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} - M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}}{\Delta\theta} \right], \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} (\sigma u)_{i,j}^{(n+1)} &= (\sigma u)_{i,j}^{(n)} + \frac{\Delta t}{r_i} \left[ \frac{U_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} - U_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}}{\Delta r} \right. \\ &\quad \left. + \frac{U_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} - U_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}}{\Delta\theta} + U_{i,j}^{(n)} \right], \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} (\sigma v)_{i,j}^{(n+1)} &= (\sigma v)_{i,j}^{(n)} + \frac{\Delta t}{r_i} \left[ \frac{V_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} - V_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}}{\Delta r} \right. \\ &\quad \left. + \frac{V_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} - V_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}}{\Delta\theta} + V_{i,j}^{(n)} \right], \end{aligned} \quad (2.14)$$

其中的上标代表时间  $t_{n+1} = t_n + \Delta t_n$  的值, 而

$$\begin{cases} M_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} = r_{i-\frac{1}{2}} \bar{\sigma}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} \bar{u}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)}, & M_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} = r_{i+\frac{1}{2}} \bar{\sigma}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} \bar{u}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}, \\ M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} = \bar{\sigma}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} \bar{v}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)}, & M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} = \bar{\sigma}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} \bar{v}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}; \end{cases} \quad (2.15)$$

$$\begin{cases} U_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} = M_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} \tilde{u}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} + r_{i-\frac{1}{2}} (\bar{\sigma}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)}), \\ U_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} = M_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} \tilde{u}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} + r_{i+\frac{1}{2}} (\bar{\sigma}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}), \\ U_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} = M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{u}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} + \frac{\Delta\theta}{2} (M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{v}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} + \bar{\sigma}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)}), \\ U_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} = M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{u}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} - \frac{\Delta\theta}{2} (M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{v}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} + \bar{\sigma}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}), \\ U_{i,j}^{(n)} = -r_i \sigma_{i,j}^{(n)} \left[ \left( \frac{d\phi_{*0}}{dr} \right)_{i,j} + \left( \frac{\partial\phi_{*1}}{\partial r} \right)_{i,j} + \left( \frac{\partial\phi_g}{\partial r} \right)_{i,j} \right]; \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\begin{cases}
 V_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} = M_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} \tilde{v}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)}, & V_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} = M_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)} \tilde{v}_{i+\frac{1}{2},j}^{(n)}, \\
 V_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} = M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{v}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} + \bar{\sigma}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} - \frac{\Delta\theta}{2} M_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{u}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)}, \\
 V_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} = M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{v}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} + \bar{\sigma}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} c^2 + \bar{p}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} + \frac{\Delta\theta}{2} M_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)} \tilde{u}_{i,j+\frac{1}{2}}^{(n)}, \\
 V_{i,j}^{(n)} = -\sigma_{i,j}^{(n)} \left[ \left( \frac{\partial \Phi_{*1}}{\partial \theta} \right)_{i,j}^{(n)} + \left( \frac{\partial \Phi_g}{\partial \theta} \right)_{i,j}^{(n)} \right].
 \end{cases} \quad (2.17)$$

上述公式中上加“—”表示该量的平均值,如

$$\bar{\sigma}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} = \frac{1}{2} (\sigma_{i-1,j}^{(n)} + \sigma_{i,j}^{(n)}),$$

$$\bar{\sigma}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} = \frac{1}{2} (\sigma_{i,j}^{(n)} + \sigma_{i,j-1}^{(n)})$$

等等;而上加“~”则表示该量的上游值,如

$$\tilde{u}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} = \begin{cases} u_{i-1,j}^{(n)}, & \text{若 } \bar{u}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} \geq 0, \\ u_{i,j}^{(n)}, & \text{若 } \bar{u}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)} < 0, \end{cases} \quad \tilde{v}_{i,j-\frac{1}{2}}^{(n)} = \begin{cases} u_{i,j-1}^{(n)}, & \text{若 } \bar{v}_{i,j-\frac{1}{2}} \geq 0, \\ u_{i,j}^{(n)}, & \text{若 } \bar{v}_{i,j-\frac{1}{2}} < 0, \end{cases}$$

等等. 若将差分公式(2.15)中所有  $\bar{\sigma}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)}$  等平均值皆换为相应的上游值  $\tilde{\sigma}_{i-\frac{1}{2},j}^{(n)}$  等量, 差分公式就是所谓的“施主格”格式. 当时间步长与空间步长满足一定条件时, 这种格式是稳定的. 可是, 由于我们的计算网格太粗, 差分格式的扩散项影响太大, 使流场过于平滑. 因此, 在连续方程中采用空间的中心差分格式. 线性化的稳定性分析表明, 这种格式的稳定性不能保证. 但一定条件下对非线性问题可以是稳定的<sup>[14]</sup>. 在计算过程中, 对时间步长取得适当小, 没有出现计算不稳定性现象. 我们还采用了具有二阶精度的其他稳定格式进行计算, 两种格式的计算结果定性吻合. 此外, 为了避免在局部网格中出现不合理的密度分布, 在质量和动量守恒的条件下, 对密度最小值做了限制处理.

具体计算时的参数选择如下:

$$\alpha = 0.8, \quad i = 9^\circ, \quad r_0 = 3 \text{ 千秒差距}, \quad \gamma = \frac{5}{3},$$

$$c = 7 \text{ 公里/秒}, \quad \Omega_p = 11 \text{ 公里/秒} \cdot \text{千秒差距},$$

选取这些参数后, 就可以进行数值计算.

### 三、主要结果

初始气体密度分布是切向均匀的, 由于螺旋扰动引力场的作用, 使气体分布在切向不均匀. 扰动引力场是螺旋形的密度波, 使得感生的气体密度扰动也具有波动的响应. 在开始阶段, 这种响应的气体密度波动比较规则. 图 1 是 10 千秒差距处的气体密度分布随时间的演化关系. 气体密度响应的波形清晰可见. 引力不稳定性使气体波动振幅放大, 逐渐表现出非线性波的特征. 最后, 由于波动的互相叠加而发展成为激波. 在  $0.20t_0$  (约  $5.7 \times 10^8$  年) 时, 激波剖面清晰地出现. 在这种气体密度涨落过程中, 初始的涨落是对扰动引力场的响应, 在发展过程中有气体自引力的影响. 图 2 是  $t = 0.23t_0$  时 4 千秒差距

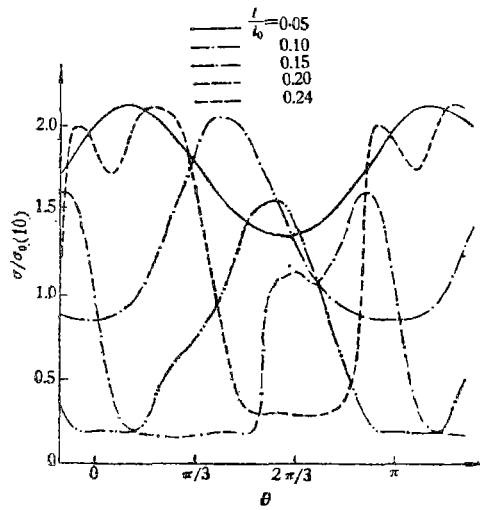


图 1. 10 千秒差距处气体密度随时间的演化,  $\sigma_0(10)$  为 10kpc 处的基态密度,  $t_0 = 10\text{kpc}/c$

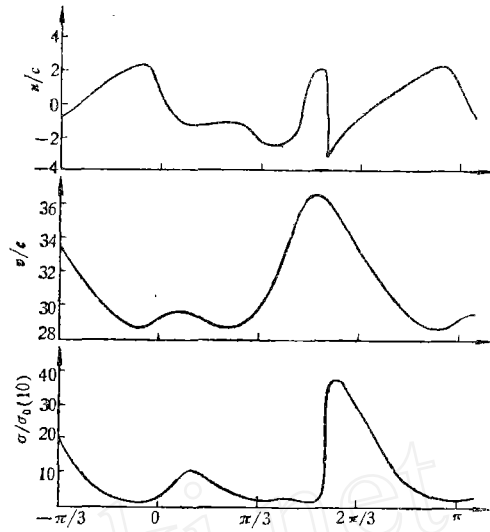


图 2 一个典型的激波流场和密度分布, 其中  $r = 4\text{kpc}$ ,  $t/t_0 = 0.23$

处的流场和密度分布。与通常密度波定常局部解的结果类似。要注意的是, 这里的  $u$  和  $v$  不全等价于局部解中的  $w_\eta$  和  $w_\xi$ 。从这两个图中还可以看出, 激波发展形成时, 整个波形并不总是保持  $m = 2$  的双峰, 经常出现多峰的结果。这种现象可以用引力相互作用来解释。

图 3 给出了星际气体峰值密度的图样速度在不同时间的分布。由于网格的角度间隔为 10 度、计算单位时间峰值密度移动的角度是由差值计算得到, 由此带进了一定的误差。图中计算结果的起伏可能与这种误差有关。即使考虑到有  $\pm 3^\circ$  的误差, 图 3 的结果也表

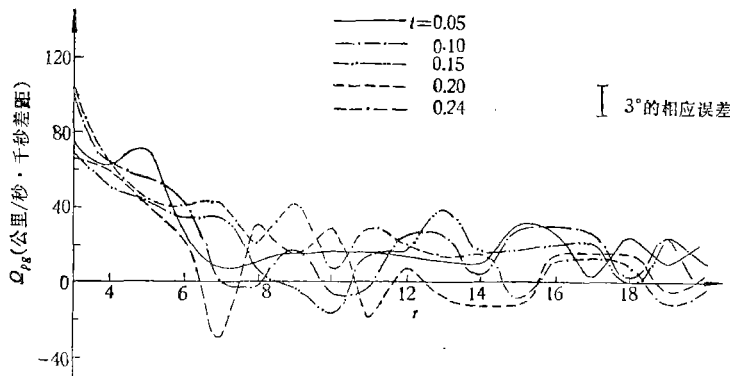


图 3. 星系激波的图样速度分布

明, 气体峰值密度的图样速度  $\Omega_{pg}$  随时间和空间都有变化。在  $r$  较小处,  $\Omega_{pg}$  值较高, 达到约 80 公里/秒·千秒差距; 然后随  $r$  的增加而减小, 到 10 千秒差距以后达到 10—20 公里/秒·千秒差距。在星系密度波理论中都假定波动图样是准稳恒的, 在以  $\Omega_p$  刚性转动的坐标系中, 图样保持不变。我们假设外加密度波的图样速度  $\Omega_p = 11$  公里/秒·千秒差距, 而计算的气体密度波的图样速度明显偏离外加波动的值, 在  $r < 10$  千秒差距时更

为显著。这说明,两个波动图样会有交叉,在星系盘较内部,这种交叉还比较厉害。这也说明,密度波理论中的星系激波并不是受螺旋引力场的阻尼而产生的,它是流动参数调制而形成的。图 4 是几个特征时间的峰值密度图样,尽管  $\Omega_{pg}$  可以变化,但在每一个特定时间中,气体峰值密度仍然保持螺旋形的结构。螺旋结构的松紧在不断变化,变化的特征时间约为  $10^8$  年。人们观测到的正是特定时间的特定螺旋结构。

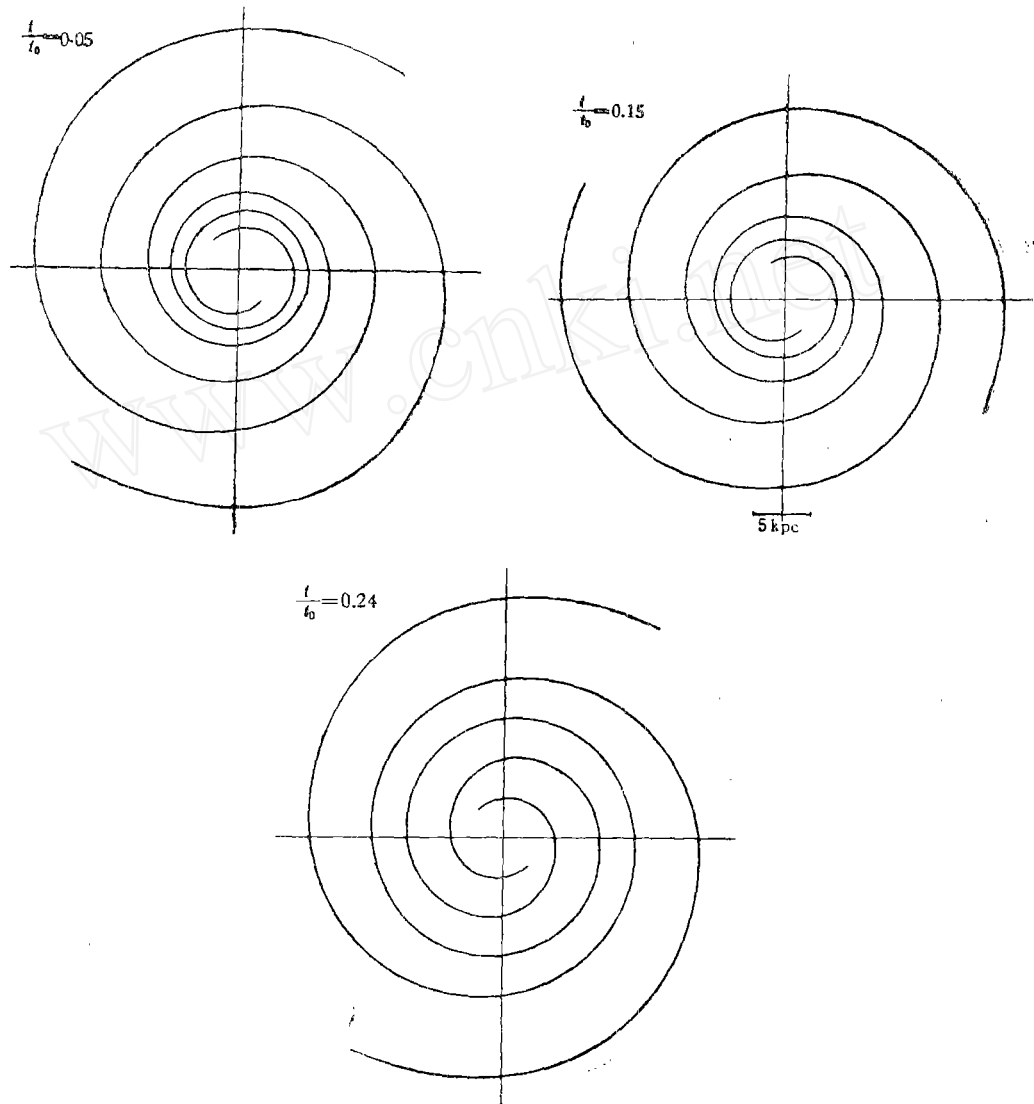


图 4. 峰值气体密度的大尺度螺旋图样随时间的演化

最后来讨论星系激波的延伸范围。图 5 给出了  $t = 0.24t_0$  时不同半径的密度分布。在  $r = 15$  千秒差距以内,激波图样都很清楚;再往外,激波尚未形成。根据质量模型(2.9),若取图样速度  $\Omega_p = 11$  公里/秒·千秒差距,则可以计算出共转圈的半径为

$$r_c = 14.42 \text{ 千秒差距.} \quad (3.1)$$

在共转圈附近,投影在螺旋引力场法向的气体速度为亚声速. 图 5 的结果表明,在  $r_c$  附近确实可以存在激波解. 从图 3 还可看出,  $t = 0.24t_0$  时,  $\Omega_{pg}$  比  $\Omega_p$  还略大些,因此相应于  $\Omega_{pg}$  的共转圈半径比(3.1)式的还要略小些. 由此得到与 Nelson 相同的结果<sup>[12]</sup>,在

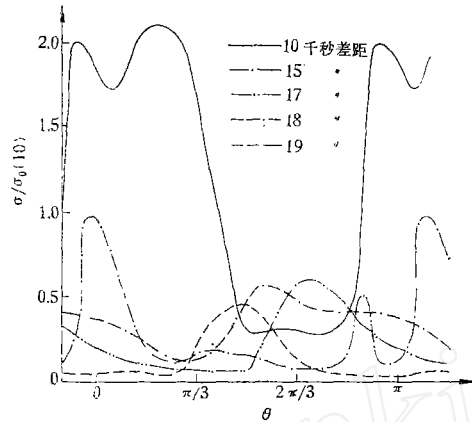


图 5 不同半径气体密度分布,共转圈半径在 14.4kpc 附近

基本亚声速流动时可以有星系激波. 不同的是,以前的分析<sup>[8,9]</sup>和计算<sup>[10]</sup>都是局部的一维解,而我们这里得到的是全局的二维解.

#### 四、讨 论

在密度波理论的星系激波中,局部性假设认为,每一个流管中的气体运动只受该处恒星扰动引力场的影响. 将二维问题简单地处理为一维,这样处理至少有二点不足之处. 首先,星系激波是一个大尺度的整体现象,每个局部解相加起来并不能很好反应全局的激波宏图. 而由于局部解近似引进新的自由度,使局部激波不能唯一确定,必须依赖于声速点相对于扰动引力场的位置. [在这里直接计算全局的二维问题,避免了这种不确定性. 利用这些结果,可以讨论星系激波的局部位形(如图 2)以及全局特征(如图 5).

星系激波中急待研究的一个问题是气体自引力的影响. 这是由于在激波阵面后的局部区域中,气体的自引力可能比扰动恒星引力还要强<sup>[5,6]</sup>. 考虑自引力后,数值计算量大为增加,但对星系激波的定性特征未引起显著的改变. 只是定量的关系有所变化. 星系激波的一维非自洽解演化特征<sup>[12,13]</sup>,在我们这里也大体上得到了,当然,这里的结果包括气体的自引力. 这个结果也说明,扰动引力场对于星系激波的形成和维持不是特别敏感的因素<sup>[4,5]</sup>.

准稳螺旋结构假设是密度波理论中的一个基本假设. 在其激波理论中假设激波的图样速度与恒星密度波的图样速度相同. 我们的计算结果表明,在固定图样速度 ( $\Omega_p$  为常数)的扰动引力场作用下,星系激波宏图的图样速度  $\Omega_{pg}$  随时间和空间都是变化的,  $\Omega_{pg}$  的变化量级甚致超过  $\Omega_p$ , 即

$$|\Delta\Omega_{pg}| \gtrsim 0(\Omega_p). \quad (4.1)$$

这个结果与准稳恒的性质有较大的偏差. 另外,由于气体激波的图样速度  $\Omega_{pg}$  与恒星密

度波的图样速度  $\Omega_p$  有很大的差异,所以,激波宏图相对于恒星密度波宏图有很大的缠卷。

如果在原始的星系盘中,出现星系激波以前就存在恒星的密度波。由于恒星扰动引力场的作用,星际气体能够在很大尺度上形成星系激波。激波会触发形成各种类型的恒星。这些恒星以不同的迁移率和弥散速度运动,而形成各自的特征分布。如果激波的图样速度  $\Omega_{pg}$  与恒星密度波的图样速度  $\Omega$  相同,不同恒星的分布就形成不同的特征旋臂。由于  $\Omega_{pg}$  与  $\Omega_p$  相差甚大,星系激波宏图缠卷恒星密度波宏图,所以各种类型的恒星在激波后形成以后与恒星密度波的恒星分布交叉,使总和的扰动恒星密度不能维持原来的螺旋结构,会表现为相当随机的分布特征。

本文将星系激波理论中的两个基本假设去掉了,即考虑了星际气体的自引力和星系盘的全局二维性质,计算了在外加螺旋引力场作用下星系激波的起源和演化。Woodward<sup>[13]</sup> 和 Nilson<sup>[12]</sup> 曾讨论局部非自洽星系激波的时间发展,他们得到的结果在本文中也大体得到了,当然在定量关系上有很大差异。用星系激波宏图与恒星密度波宏图的相对缠卷过程,可以很容易解释密度分布的多峰现象。但是,这种缠卷过程却对密度波理论提出了一些困难。由于  $\Omega_{pg}$  和  $\Omega_p$  相差甚大,计算没有得到稳恒的维持图样,但在每一个具体的时刻,仍然存在一个清晰的大尺度螺旋结构。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] M. Fujimoto, IAU symp., No. 29(1966), p. 453.
- [ 2 ] W. W., Roberts, *Ap. J.*, 158(1969), 123.
- [ 3 ] F. H. Shu, *Ap. J.*, 173(1973), 557.
- [ 4 ] 胡文瑞, 力学与实践, 3(1980), 29.
- [ 5 ] 胡文瑞、敖超, 中国科学, 1(1980), 40.
- [ 6 ] 胡文瑞, 力学学报, No.1 (1981).
- [ 7 ] 唐泽眉, 天体物理学报, No.2 (1981)
- [ 8 ] 胡文瑞, 科学通报, 22(1977), 76.
- [ 9 ] 胡文瑞, 科学通报, 25(1980), 922.
- [ 10 ] 秦元勋、王联、王慕秋、胡文瑞, 科学通报, 24(1979), 746.
- [ 11 ] Yu. N. Michurov, A. A. Suchkov, *Astrophys. Space Sci.*, 35(1975), 285.
- [ 12 ] A. H. Nelson, T. Mafstuda, *Monthly Notices RAS*, 179(1977), 663.
- [ 13 ] P. R. Woodward, *Ap. J.*, 195(1975), 61.
- [ 14 ] A. Toomre, *Ap. J.*, 138(1963), 385.



## THE EVOLUTION OF GALACTIC SHOCK WAVE FOR DENSITY WAVE THEORY

HU WEN-RUI

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

AO CHAO

*(Computational Center, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

It is generally assumed the solution of galactic shock wave is local one and takes no account of gaseous self-gravitation in the theory of density wave. Both assumptions are canceled in this paper, and the unsteady two-dimensional gas dynamic equations with gaseous self-gravitation are solved. The formation process of galactic shock wave is studied responding to an applied perturbed spiral gravitational field within initial axisymmetric gaseous disk, and the velocity and gas density distribution with the properties of galactic shock wave are obtained. The features of local shock wave solution without gaseous self-gravitation are similar qualitatively but different quantitatively with the results of this paper. The calculation shows that the pattern velocity of galactic shock grand design varies both in time and in space. The variation of shock pattern velocity from the one of applied density wave is even larger than the pattern velocity of applied density wave. Because the typical time for the formation of shock wave is about  $5 \times 10^8$  year, it is difficult to maintain the galactic density wave with quasi-stationary properties, according to the relative winding between the shock pattern and the applied density wave pattern. However, there exists large scale galactic shock wave grand design in every specific time.