

星系螺旋结构的气体理论

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

一、问题的提出

星系的形态大体可分为椭圆星系、透镜星系、棒旋星系、正常螺旋星系、不规则星系等,图1是它们的一种分类。盘状星系大约占星系总数的60—70%,按照它里面旋臂的松紧程度,分为 S_a , S_b , S_c 等类型。在靠近核心部分,有时还有环状的结构。星系盘中的物质都在非刚性地旋转,外部的角速度比内部的小。这种较差自转使任何物质分布得不均匀,最后都被缠卷起来。但是,星系盘中的螺旋形结构似乎是长期维持着,没有被缠卷。这就是著名的“缠卷困难”。研究星系螺旋结构的起源和维持,是长期引起人们兴趣的课题。

早在本世纪初,琼斯就用气体理论来解释螺旋结构现象。到了五十年代,昌德拉塞卡和费米提出过磁力约束旋臂的气体理论,流行一时。六十年代,奥尔特用气体的惯性力和质量传递来解释旋臂的维持。直到现在,仍有人认为,螺旋结构是由星系核喷射气体而维持的。我国戴文赛教授就持这种观点^[1]。这些气体理论往往是物质臂的理论,不能很好解释缠卷困难。

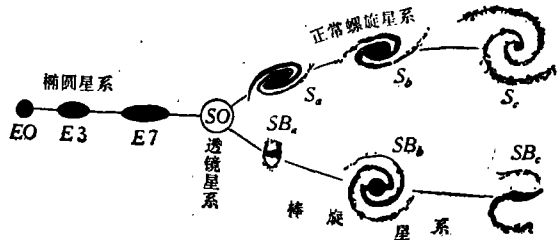


图1 星系的哈勃分类图,(未画出不规则星系)

30年前,瑞典天文学家林德勃拉德提出了密度波理论。即星系螺旋结构主要由恒星决定,而不是由气体,因为恒星的质量占星系质量的绝大部分。恒星的密度涨落若能形成大尺度的螺旋形的波动位形,星系螺旋结构就是这些恒星波动图样的表现。但是,这种密度波的概念一直未能被人们接受。直到六十年代,林家翘和徐遐生等人在不太苛刻的假设下,用简练的数学推导出较差自转星系盘中可以维持准稳的螺旋形密度波解^[2]。以后,又计算了在恒星扰动引力场作用下可形成星系激波^[3],并解释了许多观测现象^[2]。这样,密度波理论逐渐受人重视,波动概念深入人心。

人们会问,螺旋结构到底主要是气体现象呢,还是恒星现象?如果主要是星际气体现象,就应该而且能够建立星际气体的螺旋结构理论,而不必借助于恒星的螺旋形扰动引力场。

二、星系螺旋结构的维持机制

藤本光昭为了解释尘埃带分布于旋臂中,首先提出并计算了星系激波^[4]。在柱坐标 (r, θ) 中,方程为

$$\frac{1}{r} \nabla(r\sigma v) = 0 \quad (2.1)$$

$$(\bar{v}\nabla)\bar{v} - 2\bar{v} \times \bar{\Omega}_p = -\frac{a^2}{\sigma} \nabla\sigma + \nabla\left(\frac{r^2}{2}\Omega_p^2\right) + \mathbf{f} \quad (2.2)$$

其中 σ 为面密度, a 是等效声速, \mathbf{f} 是引力, Ω_p 为图样速度. 维持机制就要研究在以等角速度 Ω_p 转动的坐标系中, 存在定常的解. 按照通常的办法, 将所有量分为基态和扰动态, 即

$$\sigma = \sigma_0(r) + \sigma_1(r, \phi) \quad u = u_1(r, \phi) \quad v = [\Omega(r) - \Omega_p]r + v_1(r, \phi) \quad (2.3)$$

其中, $\phi = \theta - \Omega_p t$, 基态是轴对称的, 平衡关系为

$$-\Omega^2(r)r = -\frac{a^2}{\sigma_0} \frac{d\sigma_0}{dr} + f_\sigma \quad (2.4)$$

为了便于讨论, 可采用螺旋坐标系

$$\xi = -\ln(r/r_0) \sin i + \phi \cos i \quad \eta = \ln(r/r_0) \cos i + \phi \sin i \quad (2.5)$$

r_0 为参考半径, i 为螺旋线与圆周的夹角. 螺旋坐标中的速度分量为

$$\begin{aligned} W_{\xi_0} &= (Q - \Omega_p)r \cos i & W_{\eta_0} &= (Q - \Omega_p)r \sin i \\ W_\xi &= -u_1 \sin i + v_1 \cos i & W_\eta &= u_1 \cos i + v_1 \sin i \end{aligned}$$

(W_{ξ_0}, W_{η_0}) 为基态流场, (W_ξ, W_η) 为扰动流场. 可以推出, 紧卷条件下 ($\tan i \ll 1$) 的扰动方程组为^[3]

$$\frac{(W_\eta + W_{\eta_0})^2 - a^2}{W_\eta + W_{\eta_0}} \frac{\partial W_\eta}{\partial \eta} = 2\Omega_r W_\xi + f_\eta \quad (2.6)$$

$$(W_\eta + W_{\eta_0}) \frac{\partial W_\xi}{\partial \eta} = -\left(\frac{\kappa}{2\Omega}\right)^2 r W_\eta \quad (2.7)$$

$$(\sigma_0 + \sigma_1)(W_\eta + W_{\eta_0}) = \sigma_0 W_{\eta_0} \quad (2.8)$$

周转圆频率 $\kappa^2 = 2\Omega^2 \left(1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr} \cos i\right)$. 在密度波理论中取 $f_\eta = F(r, \Omega)^2 \sin\left(\frac{2\eta}{\sin i} + \eta_0\right)$, F 为扰动引力场相对于基态场的强度. 密度波理论的计算认为, 存在阈值场强 F_c , 当 $F < F_c$ 时, 没有星系激波. 从而说明, 星系激波是由恒星密度波产生的. 其实, 这些数值计算结果是有限制条件的.

可以讨论 $f_\eta = 0$ 这种极端情况. 这时, 由 (2.6) 和 (2.7) 式就得到速度平面上星系激波解的关系

$$\frac{dW_\eta}{dW_\xi} = -\left(\frac{2\Omega}{\kappa}\right)^2 \frac{W_\xi (W_\eta + W_{\eta_0})^2}{W_\eta (W_\eta + W_{\eta_0} + a)(W_\eta + W_{\eta_0} - a)} \quad (2.9)$$

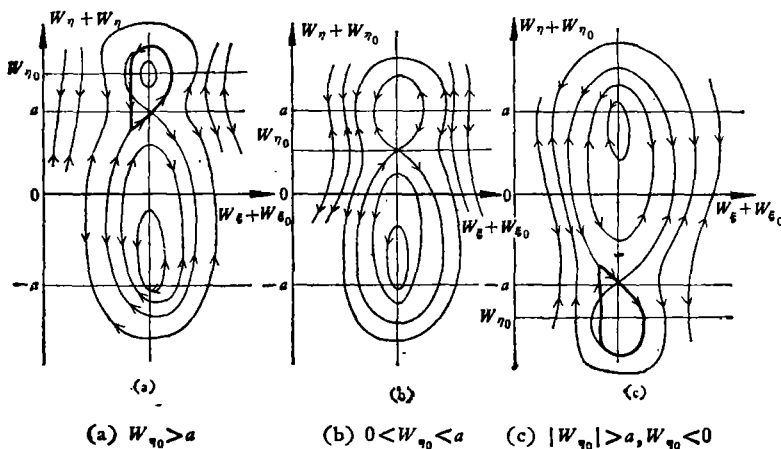


图 2 积分曲线族的全局形态

速度平面上有三条奇异线: $W_\eta = 0$ 和 $W_\eta = -W_{\eta_0} \pm a$, 它们与 $W_\xi = 0$ 交出三个奇点, 其中有一个鞍点和两个中心奇点. 积分曲线的全局形态如图 2 所示. 在 $W_{\eta_0} < a$ 时, 积分曲线在声速点两边走向相反, 不可能有物理上合理的周期解. $|W_{\eta_0}| > a$ 时, 沿分界环线可光滑地跨过声速, 再通过法向间断跳回亚声速, 形成有激波的周期解, 如图中的粗线对应

的流场。当然,绕基态点 (W_{ξ_0}, W_{η_0}) 还有无穷多个连续的周期解,位于分界环线以内。但这些连续周期解所对应的密度反差都比较小。由于旋臂内的气体密度比臂际空间的大数倍至十余倍,这就只能用激波解来解释。积分速度平面的关系(2.9),得到

$$W_{\eta}^2 - 2a^2 \ln |W_{\eta} + W_{\eta_0}| - \frac{2a^2 W_{\eta_0}}{W_{\eta} + W_{\eta_0}} + \left(\frac{2Q}{\kappa}\right)^2 W_{\xi}^2 = c, \quad (2.10)$$

用声速点 $W_{\xi} = 0, W_{\eta} = a - W_{\eta_0}$ 确定常数 c , 就得到激波解的关系。利用这个积分关系,由(2.6)或(2.7)可求出流场与 η 的关系。再由(2.8)就得到密度变化关系。图3给出一个半径处的参数剖面。这些分析表明,恒星的扰动引力场并不是产生星系激波的必要条件,即使没有扰动引力场也存在星系激波。事实上,阈值条件除了 F_c 以外还有一个 $(Q_p)_c$, 对固定的 F 值,只要 $Q_p < (Q_p)_c$, 就有双周期的局部星系激波解。

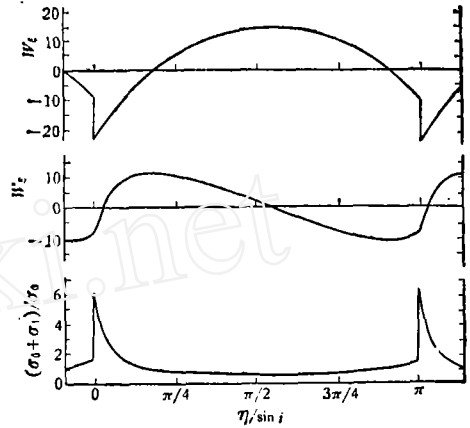


图3 局部星系激波解, $r = 4$ 千秒差距*, $Q_p = 6$ 公里/秒·千秒差距

利用同样的分析方法,还可以讨论密度波理论的星系激波的定性特征^[5]。

星系激波产生的机制是由于旋臂内、外极大的密度差。就像拉伐尔喷管一样,只要储存器的压力足够大,就可以产生光滑的跨声速流动。当超声速流到另一旋臂前面时,由于很大的反压而形成激波。这样的两个过程,就对应于双周期的局部激波解。最近,有人把激波形成过程类比对恒星扰动引力场的绕流,试图推导形成激波的充要条件^[6],看来不大像。

所有星系激波的计算,都没有考虑星际气体的自引力。事实上,在激波附近的气体自引力

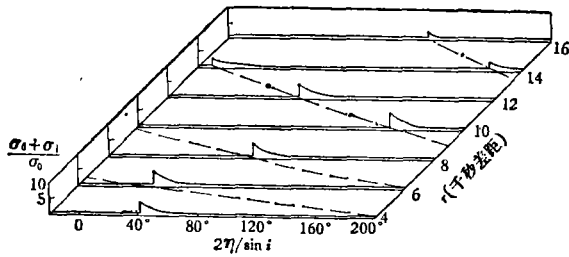


图4 星际气体自引力星系激波的密度分布

是很大的,应该包括在内。这就要求在求解方程组(2.6)~(2.8)的同时,还要求解泊松方程

$$\Delta\phi_1 = 4\pi G\sigma_1\delta(x), \quad (2.11)$$

而扰动引力 $f_1 = -\nabla\phi_1$ 。我们用叠代的方法计算了日珥的星系激波^[7,8]。参数的剖面与图3类似,激波宏图的形态如图4所示。

在较差自转场中,可以维持星际气体的自引力星系激波。这样,我们就可以用气体组本身来解释星系螺旋结构现象。

三、星系螺旋结构的起源^[8]

讨论了维持螺旋结构的气体理论之后,必须进一步研究螺旋结构的起源和演化。在星系盘形成的早期,估计没有恒星密度波存在,气体的作用是主要的。原始星系团是质量很大的气云,在坍缩过程中碎裂成原星系。形成各自的角动量分布。角动量大的原星系云,离心力使气体坍缩成盘。但在迅速坍缩成盘时,与周围星系的相互吸引的潮汐力,产生动量矩,使原始星系盘中气体分

* 1 秒差距 = 3.26 光年 = 3.086 × 10¹⁸ 厘米。

布不均匀。这种不均匀性主要倾向是 $m = 2$ 的分布。另外一种可能性是，星系核的活动从中心喷出气体，在离心力场的作用下，造成星系盘中气体分布的不均匀性。这种喷射气体主要是沿一直线向两边喷，也是 $m = 2$ 的不均匀分布。

如果初始星系盘中的气体分布具有 $m = 2$ 的不均匀性，在较差自转的场中，物质分布的不均匀性都会被拖曳成螺旋形的结构。这是缠卷过程。在星系盘的局部区域中，存在引力不稳定性，这种不稳定性使密度涨落放大。这种非线性增长的效应可以使初始的小涨落发展成有限振幅的涨落。第三个过程是，声波在非均匀介质中传播时互相叠加而发展成激波。一旦激波形成以后，缠卷过程变慢，激波大体维持。

基于这样的物理图象，在理论上要求解：维不定常的初值问题。这时的基本方程组为

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma) + \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r v) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial r} [r(\sigma u^2 + p + \rho c^2)] + \frac{\partial}{\partial \theta} [\sigma u v - (\sigma v^2 + p + \sigma c^2) \sin(\theta - \theta_p)] = r\sigma f_r \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\sigma v) + \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma u v) + \frac{\partial}{\partial \theta} [\sigma u v \sin(\theta - \theta_p) + (\sigma v^2 + p + \sigma c^2)] = r\sigma f_\theta \quad (3.3)$$

$$p/p_0 = (\sigma/\sigma_0)^{\gamma}, \quad (3.4)$$

其中的 θ_p 为参考点的角度， $f = -\nabla\phi$ ， ϕ 决定于

$$\nabla\phi = 4\pi\sigma_1\delta(x). \quad (3.5)$$

这里研究的是自洽的全局解，取消了通常研究星系激波的各种主要简化假设。若初值密度有二个 20% 的涨落，计算得到的结果与前面的定性分析图象相同。图 5 是一个半径处激波形成的过程。

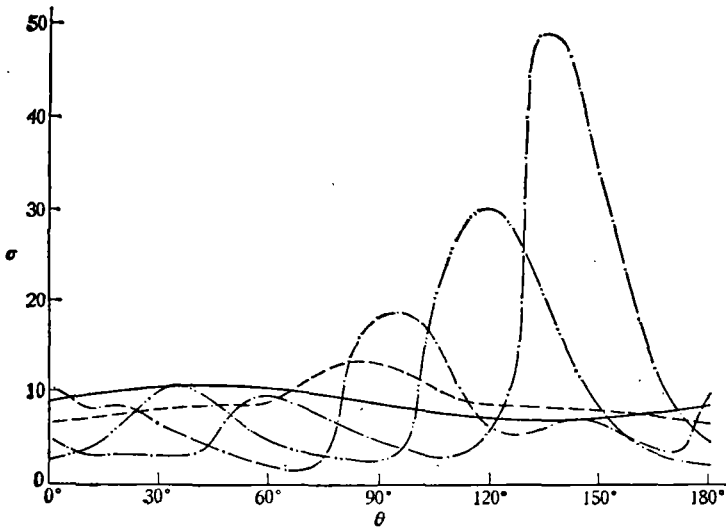


图 5 星系激波的形成过程($v = 5$ 千秒差距)

— $t=0$ --- 1.43×10^8 年 - - - 2.15×10^8 年 - · - · - 2.86×10^8 年 - - - - 3.58×10^8 年

这里研究的是自洽的全局解，取消了通常研究星系激波的各种主要简化假设。若初值密度有二个 20% 的涨落，计算得到的结果与前面的定性分析图象相同。图 5 是一个半径处激波形成的过程。开始为辐条状的密度峰值分布，在大约 2×10^8 年内发展成很强的激波。激波形成以后，峰值密度的螺旋图样变化缓慢，图样速度 Ω_p 大约是 5—6 公里/秒·千秒差距，这个图样速度与前节讨论的定常激波的 Ω_p 值差不多。激波形成后的典型流动参数和密度剖面，与图 3 的剖面定性相似。

将激波的起源过程与激波的维持机制结合在一起，就得到星系螺旋结构演化过程的完整图象。星系螺旋结构本质上是一种气体现象，应该能用气体理论来解释。气体物质管理论遇到的困难，用星系激波的气体理论克服了；同时，也不存在密度波理论的长期维持问题^[9, 5, 10, 11]以及奇点困难^[12, 13]。

四、气体理论与观测的比较

利用星际气体自引力星系激波的概念，可以解释正常螺旋星系的大量观测特征。

1. 螺旋结构的宏图 可解释为星际气体的激波宏图。激波后气体局部密度很高,容易触发坍缩成各种恒星。其中年青型恒星的寿命短,而且很亮,表现为明亮的大尺度螺旋结构。

2. 螺旋结构的延伸范围 在星系中心的核球和较外部区域,气体的基态密度都很小。即使那里有激波,激波后的局部气体密度也不大,难于触发恒星的形成。所以,螺旋结构的延伸范围是星系盘中间的一个区域。

3. 多重臂特征 最近,斯怀泽发现,恒星扰动引力场具有多重臂特征,引起广泛的兴趣。这可解释为,旋臂中形成不同类型的恒星有不同的迁移率、弥散速度和年龄,它们可能按各自的类型维持各自的螺旋特征,表现为红臂或蓝臂等不同的特征。正由于此,当把各类扰动密度叠加起来以后,总和扰动引力势就难于满足密度波理论要求的规则双臂结构。

4. 环状结构 可以解释为较内部区域紧卷的局部激波图样,当气体密度在那里不太小时,就表现为环状结构,否则就没有环状结构。

5. 星际磁场的位形 星际磁场可以看成是与星际气体冻结在一起,在原始星系坍缩成盘,形成激波时,星际磁场就放大并聚集在旋臂中。旋臂内的磁场强度比旋臂外强得多。

6. 由激波形成机制可以看出,激波宏图一般是曳式的,并且 $m = 2$ 。

7. 利用星系激波还可以解释尘埃带分布于旋臂内缘,旋臂中的恒星按等龄线规则排列为螺旋形, HII 区在旋臂中的规则分布,以及 HI 和 HII 的峰值分布等观测事实。

利用螺旋结构的演化过程,还可以讨论正常螺旋星系的形态特征。最近观测到的“光滑臂”现象表明,星系中的气体含量会减少。星系螺旋结构的松紧程度取决于形成激波的过程与缠卷过程的相对时间。如果后者越快,则螺旋结构较紧,表现为 Sa 型。否则就形成 Sb, Sc 等。较紧的螺旋星系,激波后高密度区域就大,形成恒星所耗散的气体较多,剩余的气体含量就较少。这样,螺旋倾角 i 越大,气体含量可能越多。当气体含量消耗过多而得不到补充,就可能表现为“光滑臂”结构。

星系螺旋结构的气体理论主要着眼于星际气体的影响,并不意味着恒星完全不重要。如果在研究星际气体自引力激波的同时,还考虑恒星的形成、迁移、弥散,就可给出恒星扰动的图案。这是需要进一步研究的课题。

参 考 文 献

- | | |
|--|---|
| [1] 戴文赛,天体的演化,科学出版社,(1978). | 的论文. |
| [2] 林家翘,星系螺旋结构理论,胡文瑞,韩念国译,科学出版社(1977). | [8] 胡文瑞,敖超,中国科学,1(1980). |
| [3] Roberts, W. W., <i>Astrophys. J.</i> , 158 (1969), 123. | [9] Toomre, A., <i>Astrophys. J.</i> , 138 (1969), 385. |
| [4] Fujimoto, M., <i>IAU symp.</i> , 29 (1966), 453. | [10] 秦元勋,王联,王慕秋,胡文瑞,科学通报, 24 (1979). |
| [5] 胡文瑞,科学通报, 22 (1977), 76. | [11] 秦元勋,刘尊全,胡文瑞,科学通报, 24 (1979), 606. |
| [6] 岳曾元,中国科学, 2 (1979), 170. | [12] 胡文瑞,中国科学, 2 (1977), 109. |
| [7] 胡文瑞,敖超,在 1977 年黄山天体物理讨论会上宣读 | [13] 胡文瑞,科学通报, 24 (1979), 509. |
| | [14] Schweitz, F., <i>Astrophys. J. Suppl.</i> , 31 (1976), 313. |

非线性结构力学和固体力学中计算方法讨论会将在华盛顿举行

由 George 华盛顿大学和美国宇航学会 Langley 研究中心共同发起的“非线性结构力学和固体力学中计算方法讨论会”,于一九八〇年十月在美国华盛顿大学举行。

讨论会将就数值分析、应用力学、计算机软、硬件方面的最新成果与进展情况进行交流。还有关于非线性结构力学和固体力学中计算方法的讨论。

讨论的专题有: 对非线性现象的连续基;材料特

征化和强度理论;计算策略和可适应性方法;非线性软件系统的特殊设备;微型计算机位势;超型计算机;分布过程和对于非线性分析的分布信息处理机和微信息处理机等。

应用领域专题有: 车辆碎裂价值;混凝土加固和复合纤维结构,抗地震结构及核子转子设计。

(吕慧芳)