

盘状星系中星际气体的三维分布*

胡 文 瑞

(中国科学院力学研究所)

提 要

本文从气体动力学的基本方程出发,讨论了在银河系的恒星和气体的总合引力场作用下,星际气体的大尺度三维结构. 求出了星际气体空间分布的精确解,用此结果讨论了盘状星系中气体的峰值分布问题. 分析了星系翼的一般特征,并具体地计算了银河系中星际气体的等密度曲线,提出了银河翼结构的一些可能趋势.

一、前 言

根据对正银纬和负银纬的 21 厘米巡天观测^[1]表明,旋臂垂直于银盘延伸. 臂的平均厚度约为 250 秒差距. 但是臂具有长的‘翼’,在外臂中至少垂直于银面可延展 1—2 千秒差距. 值得注意的是,没有趋势表明‘银河翼’会合并到多少是连续的银晕之中,似乎是与‘翼’发源的臂保持着联系^[2]. 银河翼的主要特征可以归纳为:在太阳以外与单个臂相联系的中性氢,在银道面外 1—2 千秒差距处,密度可达银道面处密度值的 1—2%^[3];在银河翼中的几个局部位置上,还发现有很高负径向速度的特征气体,这表明银河翼中气体密度有相当的非轴对称性;这类高速特征气体在正银纬方向观测到了,在负银纬的中纬处没有观测到.

银河翼的研究本质上是星际气体的三维分布问题,也就是要建立至少包括恒星和气体两种成分在内的星系模型. 经典的星系模型理论大多采用一些质量分布椭球迭加,建立起星系旋转曲线与质量分布之间的某种联系^[4,5]. 在这种分析中,星际气体包含在某一个椭球之中,不可能很好地表现出大尺度的气体结构特征. 关于已有的自引力气体盘的星系模型,只限于讨论无限薄星系盘模型^[6,7],并未涉及星际气体的三维结构. 也没有讨论星体的引力对星际气体分布的影响.

本文根据气体动力学的原理,讨论星系的质量分布,以及气体的运动学特征对于星际气体三维分布的影响.

二、星际气体的大尺度结构

如果星际气体的大尺度性质可以用无粘性流体的欧拉方程来描述;考虑到星际磁场比较弱(平均值仅约 $3 \mu\text{G}$),可以暂不考虑洛伦茨力的作用^[8];这样,定常情况下星际气体的运动方程为:

* 1974 年 10 月 18 日收到.

$$\text{grad}\left(\frac{v^2}{2}\right) - \mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p - \text{grad}(\varphi + \varphi_*), \quad (2.1)$$

其中 ρ, p, φ 分别为星际气体的密度、压力和引力势, \mathbf{v} 为星际气体的运动速度, 下标 * 代表恒星的对应量值. (2.1) 式是星际气体在其自引力和恒星引力作用下的动量平衡关系. 对于气体自引力势和恒星引力势, 应分别满足相应的泊松方程:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \quad (2.2)$$

和

$$\Delta\varphi_* = 4\pi G\rho_*, \quad (2.3)$$

其中 G 为引力常数, Δ 为拉普拉斯算子. 在柱面坐标系中, 对于轴对称情况,

$$\Delta = \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left(\tilde{\omega} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

若记 $\varphi_t = \varphi + \varphi_*$, $\rho_t = \rho + \rho_*$, 则总引力势 φ_t 应满足关系式

$$\Delta\varphi_t = 4\pi G\rho_t. \quad (2.4)$$

对(2.1)式取散度, 就有

$$\text{div} \left(\frac{1}{\rho} \text{grad} p \right) = -4\pi G\rho_t - \Delta \left(\frac{v^2}{2} \right) + \text{div}(\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{v}). \quad (2.5)$$

在轴对称的情况下,

$$\begin{aligned} & \text{div}(\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{v}) - \Delta \left(\frac{v^2}{2} \right) \\ &= \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial v_\theta^2}{\partial \tilde{\omega}} - \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left[\tilde{\omega} \left(v_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial \tilde{\omega}} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left(v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial \tilde{\omega}} \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中的 $\tilde{\omega}, \theta, z$ 为柱面坐标, v_α, v_θ, v_z 为柱面坐标系中的相应速度分量. 引用气体的正压关系, 记

$$P(\rho) = \int \frac{dp}{\rho}. \quad (2.7)$$

将(2.6), (2.7)式代入(2.5)式, 得到联系气体密度变化与速度场和总密度分布之间的关系式

$$\begin{aligned} \Delta P = & -4\pi G\rho_t + \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial v_\theta^2}{\partial \tilde{\omega}} - \left\{ \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left[\tilde{\omega} \left(v_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial \tilde{\omega}} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial \tilde{\omega}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

对于一般的螺旋星系, 可以认为星际气体的 v_z 要比 v_α 和 v_θ 小得多, 因此(2.8)式中含有 v_z 的项可以略去不计. 这样就得到

$$\Delta P = -4\pi G\rho_t(\tilde{\omega}, z) + \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial v_\theta^2(\tilde{\omega}, z)}{\partial \tilde{\omega}} - \frac{1}{2\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left[\tilde{\omega} \frac{\partial v_\alpha^2(\tilde{\omega}, z)}{\partial \tilde{\omega}} \right]. \quad (2.9)$$

星际气体的压力和密度在无穷远处的边值, 以及压力和密度的梯度在无穷远处的值皆应为零. 在这样的边值条件下, (2.9)式的解即为

$$\begin{aligned} P(\tilde{\omega}, z) = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ -4\pi G\rho_t(\xi, \zeta) + \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} v_\theta^2(\xi, \zeta) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial}{\partial \xi} v_\alpha^2(\xi, \zeta) \right] \right\} \cdot G(\tilde{\omega}, z; \xi, \zeta) d\xi d\zeta, \end{aligned} \quad (2.10)$$

其中 $G(\tilde{\omega}, z; \xi, \zeta)$ 是柱面坐标系中轴对称情况下二维拉普拉斯方程的基本解, 它等于

$$G(\tilde{\omega}, z; \xi, \zeta) = \frac{\xi}{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\alpha}{\sqrt{(\tilde{\omega} - \xi)^2 + (z - \zeta)^2 + 4\xi\tilde{\omega}\sin^2\alpha}}; \quad (2.11)$$

或者也可以表示成

$$G(\tilde{\omega}, z; \xi, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\xi}{\sqrt{(\tilde{\omega} + z)^2 + (z - \zeta)^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(k^2+t^2)}},$$

$$k^2 = \frac{(\tilde{\omega} - \xi)^2 + (z - \zeta)^2}{(\tilde{\omega} + \xi)^2 + (z - \zeta)^2}.$$

用观测得到的数据, 将 $\rho_i, v_\theta, v_\alpha$ 的确定分布代入 (2.10) 式中, 就可以得到星际气体的三维密度分布.

我们采用运动学的处理方法来简化问题的分析. 在一个完整的动力学理论问题中, ρ_i 与 \mathbf{v} 都是与星际气体的密度 ρ 紧密地耦合在一起的. 可借助于现有观测数据, 将星系的总质量分布 ρ_i 和速度场 \mathbf{v} 作为已知函数处理. 这种处理方法使求解大为简化, 同时还可以讨论某些大尺度的气体结构特征.

利用(2.9)和(2.10)式, 可以对星系中的气体密度分布进行某些一般性的讨论. 为此, 先写出具体的正压关系

$$p = K\rho^\gamma, \quad (2.12)$$

其中 K 和 γ 皆为正的常数. 由(2.7)式可以导出

$$P(\rho) = \frac{K\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1}. \quad (2.13)$$

因为当 $\gamma < 1$ 时会出现不稳定现象^[9], 因此限于讨论 $\gamma > 1$ 的情形. 这样, 由(2.13)式可以看出, 气体密度 ρ 增加时 $P(\rho)$ 亦增加, 反之亦然.

由于拉普拉斯算符是线性的, 可以将(2.9)式化为求解三个泊松方程, 即

$$\Delta P_1 = -4\pi G\rho_i, \quad (2.14)$$

$$\Delta P_2 = \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} (v_\theta^2), \quad (2.15)$$

$$\Delta P_3 = -\frac{1}{2\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left[\tilde{\omega} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} (v_\alpha^2) \right], \quad (2.16)$$

而

$$P = P_1 + P_2 + P_3.$$

在适当的边界条件下也可以求解 P_1, P_2 和 P_3 . 一般的星系模型计算, 都假设引力与较差自转的向心力相平衡, 而星系中的物质分布通过泊松方程与引力势相联系. 从运动学的观点来看, P_1 相当于由星系的总物质分布(星系总物质的引力)所产生的那部分气体密度分布. P_2 是由于星系较差自转所引起的星际气体密度分布. P_3 为星系中的径向运动所对应的气体密度分布. 而总的 P 则为确定的物质分布及速度场下, 气体所对应的分布. 对于银河系的具体情况, 分别讨论如下.

1. 关于 P_1 . 在(2.1)式中, 如果考虑静力学问题, 则 $\mathbf{v} = 0$. 这时有静力学平衡关系

$$\text{grad } P = -\text{grad}(\varphi_i),$$

或者

$$\Delta P = -\Delta\varphi_i = -4\pi G\rho_i. \quad (2.17)$$

因此, P_1 就是普通的力学势, 它相等于星系没有运动时引力势的负值. 在运动学的一般情况下 ($\mathbf{v} \neq 0$), 虽然方程(2.17)与(2.4)和(2.14)相同, 但是 P_1 与 φ_i 有不同的边值.

从银河系的观测资料可知, 在大尺度上, 星系的总物质密度 ρ_i 是 $\tilde{\omega}$ 和 z 的单调不增函数, 所以(2.14)式的右端是 $\tilde{\omega}$ 和 z 的单调不减函数. 这样, 根据泊松方程的性质, P_1 应随 $\tilde{\omega}$ 和 z 的增加而减少. 由(2.13)式, 星际气体的对应密度亦应为 $\tilde{\omega}$ 和 z 的单调不增函数. P_1 的分布就使得气体的密度在银心处最大, 而向四周单调地逐渐减小. 这与引力势 φ_i 的分布状况恰恰相反.

2. 关于 P_2 . 因为我们是作运动学的处理, 对于压力梯度与星系的引力和惯性加速度相平衡, 可以分解为一部分压力梯度与星系的引力相平衡, 一部分压力梯度与切向速度相关的惯性力平衡, 另一部分压力梯度与径向速度相关的惯性力相平衡. 这三部分压力梯度分别对应于 P_1 , P_2 和 P_3 的梯度, 而三者之和 $\text{grad } P$ 就是单位质量的压力梯度.

银河系中气体的旋转曲线已有较好的观测(见图1). 结果表明, v_θ 在银心附近

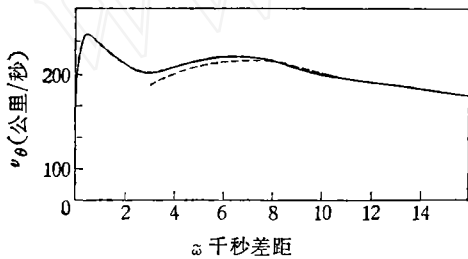


图1 银河系的旋转曲线^[10]

虚线是南半球观测到的结果. 实线为北半球旋转曲线的分布, 其中在太阳轨道以内为观测结果, 在太阳轨道以外为 Schmidt (1956) 星系模型的计算结果.

($\tilde{\omega} < 1$ 千秒差距) 急剧地增加, 在旋臂的主要区域中基本保持常数, 在太阳轨道以外逐渐地衰减. 所以, (2.15) 式右端在银心附近有一个很大的极值, 而后逐渐地减小; 在极值以内为正, 在极值以外大致是一很小的负值. 这种源函数型分布必然要求 P_2 在银心附近有急剧的减少, 而在外面的大部分区域中则缓慢地增加.

3. 关于 P_3 . 在一般的螺旋星系中, 径向运动都比较小. 但是, 星系核的爆发会在星系的核心部分产生极高的径向(可能还有轴向)速度. 在银河系中, 3千秒差距臂的外移等现象与银心的爆发活动紧密相关. 这种高速的径向运动对气体密度分布的影响在银心附近将会有反映.

对银河系的观测表明, 在1—4千秒差距的范围内, 径向速度 $v_{\tilde{\omega}}$ 随 $\tilde{\omega}$ 之增加而减小, 在3.7千秒差距处约为 +53公里/秒, 在外面的区域中 $v_{\tilde{\omega}}$ 一般不超过15公里/秒. 这反映在(2.16)右端呈先负后正的变化规律, 因而 P_3 在较中心的地方有所增加, 在较外部逐渐地减小.

4. 总合 P_1 , P_2 , P_3 的效应. P_1 , P_2 , P_3 之总合, 就得到 P 的变化规律. 虽然银河系中的物质分布要求气体密度在银心 ($\tilde{\omega} = 0$) 处取极值, 然后单调减少; 但是, 由于星系的旋转运动使气体密度的峰值向较大的银心距处外移; 气体的径向运动也有所影响. 观测事实与这个论点相符. 上述分析不仅适用于银河系, 对于一般螺旋星系也都适用.

在(2.9)式右端第一项中 ρ_i 是气体密度与恒星密度之和. 将二者分开, (2.9)式就可改写为

$$\Delta P + 4\pi G \left(\frac{\gamma - 1}{K\gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} P^{\frac{1}{\gamma-1}} = -4\pi G \rho_* + \frac{1}{\tilde{\omega}} \frac{\partial v_\theta^2}{\partial \tilde{\omega}} - \frac{1}{2\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left(\tilde{\omega} \frac{\partial v^2}{\partial \tilde{\omega}} \right). \quad (2.18)$$

(2.18)式是恒星的质量分布和气体运动状态下气体密度的空间分布的关系。它是 P 的拟线性方程,其非线性项为零阶导数项。在适当的边值下,(2.18)的解具有存在唯一性。当 $\gamma = 2$ 时,方程(2.18)变为线性方程。对于 $\gamma \neq 2$,一般可用迭代的方法进行数值计算。

三、星系翼的性质

将确定的质量分布和速度分布值代入(2.10)式中,可得到气体的三维结构,进而说明星系翼的某些特性。但由于观测结果尚不能提供较好的三维流场和物质分布形态,这就使具体应用(2.10)式发生困难。我们从动量积分关系出发来讨论这个问题,这种方法虽然有一定的近似性质,但可以描绘出一个定性的图案。为此,先讨论如下的动量积分关系。

对于理想的正压气体,在定常情况下,若 $\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v}$ 是无旋的,即

$$\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v} = \text{grad } \chi(\tilde{\omega}, \theta, z), \quad (3.1)$$

则将条件(2.7)和(3.1)代入方程(2.1),可得动量积分关系,

$$\frac{v^2}{2} - \chi + \varphi + \varphi_* + P(\rho) = \text{常数}. \quad (3.2)$$

在盘状星系的情况下,星际气体近似地满足这个动量积分关系。如果不考虑银心处引起的径向膨胀,对于星系的大部分区域都可以认为速度场是沿着切线方向,即

$$\mathbf{v} = v_\theta \mathbf{e}_\theta,$$

其中 \mathbf{e}_θ 为切向单位矢量。这样就有

$$\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v} = \text{grad} \left(\frac{v_\theta^2}{2} \right) + \frac{1}{\tilde{\omega}} v_\theta^2 \mathbf{e}_z, \quad (3.3)$$

其中 \mathbf{e}_z 为径向单位矢量。由于盘状星系中气体层的厚度非常小,并且整个盘是处于极其稀薄的星系际气体之中;这样, v_θ 随 z 的变化很缓慢,可以近似地取

$$v_\theta = v_\theta(\tilde{\omega}). \quad (3.4)$$

代入(3.3)式,就有

$$\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v} = \text{grad} \left[\frac{1}{2} v_\theta^2 + \frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \left\{ \frac{v_\theta^2(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}} d\tilde{\omega} \right\} \right]. \quad (3.5)$$

这表明,假设(3.4)使 $\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v}$ 是无旋的,从而确实满足了(3.1)式的条件。将(3.5)代入(3.2)就得到动量积分关系:

$$P(\rho) + \varphi + \varphi_* - \int \frac{1}{\tilde{\omega}} v_\theta^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} = \text{常数}. \quad (3.6)$$

(3.2)和(3.6)式反映的都是各局部量之间的联系,而不是总体的联系。近似假设(3.4)表明,积分关系(3.6)在远离星系核的区域中近似性较好,在星系核中近似性较差。

用(3.6)式来具体地讨论星系翼的结构,分析等密度线的情况。当 $\rho = \text{常数}$ 时,由(3.6)式导出

$$\varphi + \varphi_* = \int \frac{1}{\tilde{\omega}} v_\theta^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} + \text{常数}. \quad (3.7)$$

(3.7)式在 $(\tilde{\omega}, z)$ 平面上代表一族曲线,在 $(\tilde{\omega}, \theta, z)$ 空间代表一族旋转曲面,在每一个这样的曲面上气体密度保持不变.

1. 星系翼的一般特征

(3.7)为局部量的关系式,可以将比较复杂的引力势和旋转曲线的函数关系在不同的区域内分别展开成适当的戴劳级数,对整个星系作逐段逼近,总和起来就得到整个星系的大尺度特征. 令

$$\begin{cases} v_\theta = v_0 \left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right)^l, \\ \varphi_l = \varphi + \varphi_* \\ \quad = -\varphi_0 \left[\left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right)^m + \left(\frac{z}{z_0} \right)^n + a \right]^{-1}, \quad (m \geq 0, n \geq 0, a > 0) \end{cases} \quad (3.8)$$

其中 z_0 与 $\tilde{\omega}_0$ 为特征尺度, v_0 和 φ_0 为特征速度和特征引力势, a, l, m, n 分别为适当的参数. 对于 $\tilde{\omega}$ 的某个适当的区域,(3.7)式可以写成

$$\varphi + \varphi_* = - \int_{\tilde{\omega}_r}^{\tilde{\omega}} \frac{1}{\tilde{\omega}} v_\theta^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} - c, \quad (3.9)$$

其中 $\tilde{\omega}_r$ 为某一参考半径,若无穷远处的 φ 和 $P(\rho)$ 分别记做 φ_∞ 和 P_∞ ,则上式中的常数 c 可以表为

$$c = P(\rho) + \int_{\tilde{\omega}_r}^{\infty} \frac{1}{\tilde{\omega}} v_\theta^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} - \varphi_\infty - P_\infty. \quad (3.10)$$

将(3.8)式代入(3.9)式,可以得到

$$\left(\frac{z}{z_0} \right)^n = \begin{cases} \frac{\varphi_0}{c + \frac{v_0^2}{2l} \left[\left(\frac{\tilde{\omega}_r}{\tilde{\omega}_0} \right)^{2l} - \left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right)^{2l} \right]} - \left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right)^m - a, & (l \neq 0) \\ \frac{\varphi_0}{c + v_0^2 \ln \left(\frac{\tilde{\omega}_r}{\tilde{\omega}} \right)} - \left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \right)^m - a, & (l = 0) \end{cases} \quad (3.11)$$

(3.11)式描述了星系中某一范围内的等密度曲线族的形状. (3.11)式右端第一项是主要变化项,由(3.8)式可看出, φ_0/a 是星系核心($\tilde{\omega} = 0, z = 0$)处引力势的绝对值,因而是一个很大的正实数. 由一般观测结果可知,螺旋星系的旋转曲线在星系核以外的大部分区域中,线速度变化很缓慢,随 $\tilde{\omega}$ 增加略有减小. 因此,(3.8)式中的 l 是一个很小的负数. 这种自转特征要求(3.11)中含有 φ_0 的项是 $\tilde{\omega}$ 的缓慢单调递增函数. 但是,在星系核附近, l 是个不小的正实数,这时含有 φ_0 的项预期会随 $\tilde{\omega}$ 迅速地增加. (3.11)式的右端第二项 $-\left(\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0}\right)^m$ 是 $\tilde{\omega}$ 的单调不增函数,它反映引力势随 $\tilde{\omega}$ 变化的关系. 由于盘状星系的质量集中于很薄的圆盘中,因此盘面以外 $m \simeq 0$,而在盘面内 $m > 0$. 总合这两部分的结果,等密度线的一般趋势是 z 随 $\tilde{\omega}$ 之增加而增加,在星系盘垂直方向上,越向外这种增加的趋势越大. 从等密度线反映出的气体三维结构,确实表现出某种“翼”的特征.

2. 银河翼的结构

当通过某种方法得出银河系总质量的密度分布,以及星际气体的旋转曲线以后,就可以由(3.6)或(3.9)式计算银河系星际气体等密度线的形状。

观测表明,银河系中气体的运动是非常复杂的,既有径向运动,而且较差自转也不完全是轴对称的。但作为大尺度的近似,可以选用如图 1 所给出的旋转曲线。在 $(\tilde{\omega}, z)$ 平面上作一族等引力势曲线*,它们满足:

$$\begin{cases} \varphi_i(\tilde{\omega}, z) = c_i, \\ c_{i+1} - c_i = h = \text{常数}. \end{cases} \quad (i = 1, 2, \dots) \quad (3.12)$$

利用图 1 所给出的旋转曲线,求一组满足下列关系的 $\tilde{\omega}$ 值:

$$\begin{cases} - \int_{\tilde{\omega}_i}^{\tilde{\omega}} \frac{1}{\tilde{\omega}} v_{\theta}^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} = c_i, \\ c_{i+1} - c_i = h = \end{cases} \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.13)$$

其中的 c_i 和 h 值与(3.12)中的相同。由此可在 $(\tilde{\omega}, z)$ 平面定义一族平行于 z 轴的直线:

$$\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_i, \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.14)$$

由于(3.12)和(3.13)中都具有相同的步长值 h , 所以曲线族(3.12)和直线族(3.14)的交点都应满足关系式(3.9); 联接这些交点,可以得到两族对角线联线,其中有一族这种曲线满足(3.9)式,在这族曲线中的每一条曲线上的 c 值保持不变。这一族对角线联线就是所要求的等密度线族。步长 h 选择的越小,这族曲线就越精确。

直接对(3.8)式进行数值计算,计算结果绘制成图 2。星际气体等密度线的基本特征与前面的讨论是一致的:一般地讲,等密度线的 z 随 $\tilde{\omega}$ 的增加而增加;在银核附近的区域中,由于旋转曲线的斜率很大(见图 1),等密度线的斜率亦很大;在银心距不大不小的区域内(譬如,2 千秒差距 $< \tilde{\omega} < 10$ 千秒差距),银盘附近等密度曲线很平坦,随着 z 的增加,曲线的斜率也就逐渐地增加;在比较大的银心

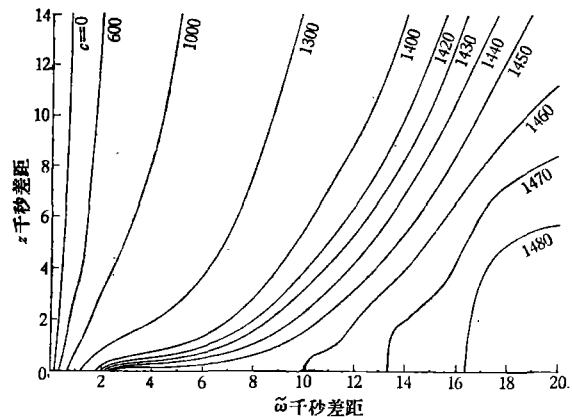


图 2 星际气体等密度线的分布。图中的 c 值由(3.10)式定义,其单位是 $100 \text{ 公里}^2/\text{秒}^2$ 。计算时我们取 $\omega_s = 1$ 千秒差距。

距区域内,由于引力势基本上没有什么变化,所以等密度曲线的斜率表现出增加的趋势。在图 2 中,标注出了(3.10)式所定义的等密度曲线的 c 值。因为要求气体的压力为正值,因此,根据 c 的定义就应该有

$$P(\rho) = c + P_{\infty} + \varphi_{\infty} - \int_{\tilde{\omega}_s}^{\infty} \frac{1}{\tilde{\omega}} v_{\theta}^2(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega} > 0. \quad (3.15)$$

在(3.15)式中的离心力积分项是一个不很小的负值,因此就要求 c 值不能太小。由于较

* 应用文献[11]中引力势的数据,见本文附录 I。

大的 c 值对应于较高的气体压力,所以图 2 表明,对于固定的银心距 $\bar{\omega}$,当高度 z 增加时气体压力将减小;而对同一 z 值,当 $\bar{\omega}$ 增大时气体压力将增大. 考虑到气体密度分布的峰值位置的银心距较大,这就与观测的趋势相一致.

在本节的数学处理中,我们曾引进一些简化假设,因此不能认为图 2 给出的是星际气体分布的精确三维结构. 特别是在 $\bar{\omega}$ 较小及很大的区域,气体运动较复杂,对流场所作的简化假设不尽成立,实际的等密度曲线可能与计算结果有较大出入. 不过,在银河系中部的的主要区域中,图 2 至少给出了星际气体结构的大致趋势,而这种趋势与目前观测得到的结果是一致的,在理论上也是有根据的.

四、有关高速气云的问题

在讨论了星际气体的大尺度结构以后,试进一步分析星系翼中某些小尺度的结构,即有关高速气云的问题. 关于银道面外的高速气云已有很多讨论. 一般认为,高速气云可能来源于三个途径^[2],即 (i) 来源于位于银道面外的超新星爆发; (ii) 可能是银河系以外空间的气云掉到银河系中来的; (iii) 可能是银道面向外喷射的物质(如银核爆发等),经一定历程又返回银道面的. 高速气云的运动状况和空间分布相互有很大的差异,其起源机制可能不完全相同.

在银河系形成的初期,其旋转速度可能比目前的转速快得多. 那时,在银道面外聚集着比目前更多的气体,银河翼的等密度曲线将有较小的斜率. 这些多余气体的一部分可能就是目前观测到的特征气云^[3]的质量来源. 根据(2.10)式,忽略 v_{α} 的影响,如果 v_{θ} 具有相似的速度剖面但数值相差 β 倍,大致地 ρ_i 会有 β^2 倍的差别,因而 $P(\bar{\omega}, z)$ 亦大约相差 β^2 倍. 再由(2.13)式可以得到,气体密度应相差 $\beta^{2(\gamma-1)}$ 倍. 如果取 $\beta = 2$,则当 $\gamma = 2$ 时密度应为目的值的 4 倍;当 $\gamma = 1.5$ 时为目的值的 2 倍. 这些高的气体密度可以提供很大一批气体质量来源. 这样,我们用星系本身演化的状况来解释高速气云的质量来源,而不必借助于星系外的质量来源或星系内的爆发现象.

形成高速气云的聚集物质的过程可能是某些局部不稳定性机制. 对于银河系中的小尺度动力学过程,星际磁场可能会起重大的作用. 目前对银河系的星际磁场已有了许多观测,太阳附近星际磁场的大尺度结构基本沿着旋臂走向,强度约为 $3\mu\text{G}$;可能还存在着螺旋结构的局部场.

一般认为,在银盘的外部以及银盘以外的空间中存在着许多不稳定因素. 星际磁场虽然对于重力不稳定性有一定的滞止作用,但也难于克服 Jeans 不稳定性. 磁场本身还要引起一些不稳定性,特别是磁的瑞利-泰勒不稳定性对形成孤立的局部稠密气云可能是很重要的^[9]. 我们也可以用这种机制来解释银河翼中特征气云的起源. 按照 Parker 的理论,局部的高速气云是几十亿年内的动力学演化过程;在此期间,气体沿着磁力线逐渐地移聚到低磁场强度的局部区域内,聚集成密度比较大的局部气云.

在气体聚集成气云的过程中,气体的局部密度逐渐地比大尺度位形的局部密度值高. 这样,特征气体的“过剩”质量就要破坏原来的力学平衡,除非逐渐地产生径向对流加速度来补偿“过剩”质量与以银盘质量为主的银河系物质间的引力. 因此,随着特征气云质量的增加,气云逐渐向银心方向加速;但当气云向银心方向移动时,此负的径向速度也应有

所增加,以使径向加速度维持负值。目前观测到的负径向速度应该不断随时间变化,气云越趋向银心,速度的绝对值越大。对于观测到的少数正径向速度的局部气云,其加速机制尚须寻求另外的解释。

中银纬区域比起高银纬区域来,气体密度比较大,磁场的的作用也可能更明显些;因此,上述有关高速气云的起源和运动规律的解释,在中银纬处具有很大的可能性。但是,我们要强调指出,高速气云的起源和运动机制不可能用同一种机制来解释。

在构思本工作时,潘良儒同志曾给予有益的讨论,特此表示感谢。

附录 I 银河系 Schmidt (1956) 模型 III 的引力势

(单位: -100 公里²/秒²)

$\tilde{\omega}$ (kpc)	0	2.05	3.075	4.100	5.125	6.150	7.175	8.200	9.225	10.250	11.275	12.300	14.350	16.400
0	1436	1012	869	748	644	554	475	410	358	318	285	258	217	188
0.1	1373	1003	864	745	642	553	475	410	358	318	285	258	217	188
0.2	1313	991	856	740	639	551	474	409	358	318	285	258	217	188
0.4	1208	959	834	725	630	544	470	407	357	317	285	258	217	188
0.7	1085	904	797	700	611	531	462	402	353	315	284	257	217	188
1.0	989	851	762	675	592	518	453	396	349	312	282	257	217	188
1.5	866	775	705	630	560	495	438	386	343	308	280	256	216	188
2	711	706	650	591	531	475	422	376	336	304	278	254	215	187
3	636	605	562	522	478	433	391	354	320	292	269	247	211	185
4	539	520	491	460	428	395	362	332	304	280	259	239	207	183
5	466	458	438	414	388	361	335	312	290	268	247	229	200	180
7	367	362	355	339	323	306	289	273	258	243	228	212	189	171
10	275	270	266	260	254	247	238	228	218	208	198	188	170	156
14	204	203	201	199	195	190	185	180	175	170	165	159		
18	160	160	159	158	156	154	152	150	148	145				

参 考 文 献

- [1] Kepner, M., *Astron. Astrophys.*, 5 (1970), 444.
- [2] Oort, J. H., Survey of spiral structure problems, in *The Spiral Structure Of Our Galaxy* (Becker, W. 和 Contopoulos, G. 编), *IAU symp.*, No. 38 (1969), 1.
- [3] Oort, J. H., Matter far from the galactic plane associated with spiral arms, *IAU symp.*, No. 38 (1969), 142.
- [4] Perek, L., *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 1 (1962), 165.
- [5] Schmidt, M., Rotating parameters and distribution of mass in the Galaxy, in *Galactic Structure* (Blaauw, A. 和 Schmidt, M. 编), 1965, 513.
- [6] Toomre, A., *Astrophys. J.*, 138, 2 (1963), 385.
- [7] Hunter, C., *Monthly Notices R. A. S.*, 126 (1963), 299.
- [8] 林家翘, Theory of spiral structure, in *Galactic Astronomy* (邱洪义和 Muriel, A. 编), 1970, 18.
- [9] Parker, E. N., *Astrophys. J.*, 145, 3 (1966), 811.
- [10] Kerr, F. J. 和 Westerhout, G., Distribution of interstellar hydrogen, in *Galactic Structure*, 1965, 172.
- [11] Schmidt, M., *B. A. N.*, 13, 468 (1956), 15.
- [12] Oort, J. H., Radio astronomical studies of the Galactic System, in *Galaxies and the Universe* (Woltjer, L. 编), 1968, 1.

THREE-DIMENSIONAL DISTRIBUTION OF INTERSTELLAR GAS IN DISK-SHAPED GALAXIES

HU WEN-RUI

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, the three-dimensional structure of the large-scale interstellar gas under the action of the resultant gravitational field of stars and gas is discussed on the basis of the fundamental equations of gas dynamics. The galactic mass distribution and the kinetic characteristics of gas (such as the rotating curve...) being given, an exact solution of the spatial distribution of interstellar gas is obtained, and the peak distribution of gas in disk-shaped galaxies is discussed. The general features of galactic wing are analysed by using a momentum intergral, and the three-dimensional distribution of iso-pressure line of interstellar gas is calculated by using the Schmidt (1956) galactic model, and some possible tendencies of the galactic wing are pointed out. A general discussion about the origin of the high-velocity characteristic gaseous clouds in the galactic wing is also given.