

磁场在恒星形成中的作用

邓世兵 岳曾元

(北京大学地球物理系)

提 要

恒星的形成是天文学的一个重要问题,最近无论在理论上还是在观测上,对磁场在恒星形成中的作用的研究都取得了显著的进展。许多作者的工作表明,在克服分子云的自引力机制中,磁应力有不可忽视的作用,而且也正是由于磁制动与双极扩散才使恒星形成中的角动量和磁通量问题得到比较令人满意的解决,同时恒星形成的低效率以及最近被大量观测证实的高速双极喷流现象都与磁场密切相关。

一、引 言

恒星的形成一直是天文学家所关心的中心问题之一,太阳系的形成代表这个问题的一个特例。18世纪,康德、拉普拉斯就提出过太阳系起源于星云的假说,到本世纪初,通过星际云的坍缩和碎裂而形成恒星的概念便已普遍被人接受,然而直到现在,关于恒星形成并没有建立一个令人满意的完善的理论。这主要是由于观测的困难,星际云的严重消光以及恒星形成的准静态过程,使人们很难从观测上获得恒星形成的详细资料。另一个困难来自理论,涉及恒星形成过程的物理机制是很复杂的,引力、热压力、磁场、自转、宇宙线、恒星光子、星风等等,它们在量级上是如此相近,以至于我们无法肯定说哪些过程无需考虑,因而,这使得弥漫的星际介质成了一个很难理解和难以建立模型的复杂的物理系统。

在早期的工作中,由于观测资料的缺乏,人们往往忽略了磁场在恒星形成中的作用。直到最近二、三十年,由于射电、红外波段分子谱线的观测,人们获得了大量关于弥漫星云及其内部现象的观测资料,这才推动人们从理论上考虑磁场的重要性。在理论上,恒星形成的关键动力学问题是角动量和磁通量问题,而近年来观测发现的一些新现象,如HH天体、 H_2O 脉泽源、高能双极喷流等等,又对理论工作提出了新的挑战。由于星际空间磁场的普遍存在以及磁场在解决一些观测现象(如双极喷流)和理论问题(如角动量问题)上所取得的成功,现在很少有人否认磁场在恒星形成过程中的作用了。

二、磁场与分子云的平衡

1. 磁场的存在^[1]

通过对脉冲星偏振辐射的法拉第效应以及星光偏振、同步加速辐射、宇宙线的观测分

析,特别是对 21cm H 线以及其他分子谱线塞曼效应的观测,人们发现,星际空间普遍存在 μG 量级的磁场。在一些较密的云中, B 可达 $10^2\mu\text{G}$ 量级;在更密的云($n\sim 10^8\text{cm}^{-3}$)中,人们通过 OH 脉泽源观测到 mG 量级的磁场^[2]。

2. CO 线宽与 MHD 波

观测发现,大多数巨分子云,其 CO 线宽为 $1\text{--}3\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[3],而同时从 CO 线或 NH_3 线得到云的温度一般为 10K 左右,因此其热运动速度或声速都只有 $10^{-1}\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级,分子云平均自转速度一般小于 $1\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。如何解释这种观测的 CO 谱线宽大于由热运动产生的多普勒线宽的现象呢?特别是超声速运动又如何理解?如果认为是湍流,由之而产生的激波会使能量很快损失掉,但若以磁场机制来解释就可避免上述问题。冻结在等离子体中的磁场受扰动会产生 MHD 波,其阿尔文速度 $v_A = (B^2/4\pi\rho)^{1/2}$,对于一般的巨分子云 $v_A\sim 10\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$,因此,观测到的速度虽都超过声速,但并没超过阿尔文波速,在考虑系统运动、自转等等的修正以后,我们可以认为观测到的 CO 线宽是由 MHD 波造成的。

另外所谓“湍流定律”^[4]即 CO 线宽 Δv 与云半径存在幂律关系,一般认为 $\Delta v\propto R^{1/2}$ 。在磁压与自引力平衡的云中(见下),这可以得到解释,因为平均 MHD 波速 v_A 满足维里平衡 $v_A = (GM_{cl}/R)^{1/2}\approx(\pi G\sigma R)^{1/2}$,此处 $\sigma = M_{cl}/\pi R^2\approx\rho R\approx$ 常数,因此很容易看出 $\Delta v\sim v_A\propto R^{1/2}$ 。

3. 分子云的力学平衡

分子云克服自引力而维持平衡的机制有很多种,如热压、湍流、自转、磁场等。由于暗云的温度一般很低 $\sim 10\text{K}$,因此热压较之磁压是很小的。对于典型的情况,其比值 $8\pi\rho c^2/B^2 = (c/v_A)^2/2\leq 1/40$ (c 为声速),因此热压不足以与云的自引力相平衡,但在分子云核中,它或许是重要的。

如前所述,湍流机制的困难在于其引起的能量耗散,其时间尺度远小于我们所知的云的寿命。因此若为湍流机制,必然需要在足够短的时间内有某种能量补充,事实上我们找不到这样一种补充机制,即使星风也不可能在一个短时间内使整个速度场“启动”^[5]。

要使星云的自转平衡其自引力,就要求其自转速度梯度大于 $3(n/10^4\text{cm}^{-3})\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{pc}^{-1}$,这只对一些较小的云满足。

由于磁场不像湍流那样容易耗散,因此它可对分子云平衡起主要作用。计算表明^[6],穿过云的磁通量 Φ_B 能支持的云,其质量存在一个上限

$$M_{cr} = \frac{c_1}{\pi} \left(\frac{5}{9G} \right)^{1/2} \Phi_B \quad (c_1 \text{ 为改正因子}) \quad (1)$$

考虑改正因子后, (1) 式可化为

$$M_{cr} = 1.9 \times 10^4 \frac{(B/1\mu\text{G})^3}{(n/1\text{cm}^{-3})^2} M_\odot \quad (2)$$

对于一个弥漫云的典型值 $B_0\approx 2.5\mu\text{G}$, $n=20\text{cm}^{-3}$, 则得 $M_{cr}\approx 740M_\odot$ 。

在垂直磁力线方向磁压克服自引力,在平行磁力线方向(记为 z 方向)克服自引力的机制则为非线性阿尔文波^[5]。我们把 \mathbf{B} 分解为沿 z 方向的稳定部分 \mathbf{B}_0 和垂直 \mathbf{B}_0 的一个起伏

$$\delta \mathbf{B} \approx \frac{\delta r}{v_A} \mathbf{B}_0, \quad \delta \mathbf{B} \text{ 以空间阻尼波}$$

$$\delta \mathbf{B} = \mathbf{b} \sin(k_R z - \omega t) \exp(-k_I z) \quad (\mathbf{b} \text{ 在 } x-y \text{ 平面}) \quad (3)$$

的形式向外传播, 则可证明, 这个波通过洛仑兹力把动量转移给周围环境介质, 从而提供沿磁力线方向克服自引力的机制。

我们在这里强调磁场的作用, 实际上分子云的平衡是各种机制综合作用的结果。

三、磁制动与角动量的转移

1. 物理机制

对于一个孤立的云, 其角动量应是常数, 而即使星际云的角速度从参与银河系的自转运动中获得, 其角动量也是非常巨大的, 对 $1M_\odot$ 的云, 若 $n=1\text{cm}^{-3}$, 则角动量 $J=10^{55}\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 这远大于正常恒星的转动角动量 $\sim 10^{49}\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 即使是周期为 100yr 的双星系统, 其 $J \sim 10^{53}\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 因此在恒星形成过程中(无论是由云还是由碎块形成)必然存在某种机制, 使角动量损失了约 2—5 个量级。对于产生角动量损失的机制, 现在一般认为是磁制动(或称磁阻尼)。

和银河系一样, 云的自转也是较差自转, 冻结在等离子体中的磁力线因之而发生扭曲, 产生阿尔文波, 并沿磁力线向外传播, 外围介质受此波冲击而加速, 同时产生阻尼, 其效果就是把内部角动量转移到外部介质中, 对于云及外部介质, 其角速度满足的波动方程分别为^[7]

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{\rho_{cl} \pi R} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \Big|_{r=R} \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{4\pi \rho_{ext}} \frac{R^2}{r^2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) \right] \quad (5)$$

其中 B_0 为云形成时的磁场, ρ_{cl} 是收缩云的密度, ρ_{ext} 为外部介质密度。

观测上也发现^[8,9], 云的观测角速度比由角动量守恒而得到的角速度 $\Omega_J = \text{const.} = 10^{-15} (n/1\text{cm}^{-3})^{2/3} \text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 小至少一个量级, 这说明磁制动至少在观测的 $10-10^2\text{pc}$ 范围内有明显效果。

2. τ_{\parallel} 与 τ_{\perp} ^[1,7]

如果考虑一个半厚度为 Z , 半径为 R , 密度为 ρ_{cl} , 外壳密度为 ρ_{ext} 的柱型云核, 则 $\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$ 时的磁阻尼时间尺度为

$$\tau_{\parallel} = \frac{\Omega_{cl}}{|\dot{\Omega}_{cl}|} = \frac{\rho_{cl}}{\rho_{ext}} \frac{Z}{v_{A,ext}} \quad (6)$$

式中 $v_{A,ext}$ 为外壳中阿尔文波速。即经 τ_{\parallel} 时间, 云核角速度 Ω_{cl} 减小为初值的 $1/e$,

当 $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ 时, 磁阻尼特征时间

$$\tau_{\perp} = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{\rho_{cl}}{\rho_{ext}} \right)^{1/2} - 1 \right] \frac{R}{v_A(R)} \quad (7)$$

对于 $\rho_{cl} \gg \rho_{ext}$, 则 $\tau_{\perp} \ll \tau_{\parallel}$, 一般 $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel} < 10^{-1}$, 而且随着 ρ_{cl} 增加, 比值 $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$ 还将减小。

产生这种情况的原因是, $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ 时, 磁力线是被折叠缠绕, 而 $\mathbf{B} // \mathbf{J}$ 时磁力线是被扭转, 前者比后者更容易把能量释放出去。这种差别随由里向外密度梯度的增加而增加, 由此产生的结果是云或碎块最终都成为一个 $\mathbf{B} // \mathbf{J}$ 的旋转体, 这也与观测一致。一般说来, 对于 $\mathbf{J} \perp \mathbf{B}$ 的情形, 时间尺度只依赖于 $\rho_{\perp} / \rho_{\text{ext}}$, 此值越大, 磁阻尼进行得越快。Mouschovias 分析表明^[7], 在小于 10^6 yr 里, \mathbf{J} 可下降 2 个量级。

3. 盘状结构^[5,10]

最近, 越来越多的观测证据表明, 在原恒星附近存在尘埃盘。如 49GHz 的 CS 线观测表明在 L1551 就存在 $r \sim 0.1 \text{ pc}$, $M \sim 1-5 M_{\odot}$ 的盘^[11]。一些年轻星的高度线偏振辐射, 可能就是被扁平状分布的尘埃散射的结果。另一重要的间接证据来源于对金牛 T 型星光谱红外色余的解释。人们很早就发现金牛 T 型星光谱中红外波段的能量分配过强, 远超过普通恒星的值, 如果在恒星周围存在尘埃物质, 这种现象就不难解释了^[12]。

围绕原恒星的吸积盘对恒星形成有重要影响, 它不但与双星、行星系统的形成有关, 还可能是双极喷流产生的关键因素(见后)。按其加热机制盘可分为两类: “被动”盘与“主动”盘, 前者靠中心天体加热, 后者由下落的吸积物质加热, 实际情况也可能两种机制都有, 但要在观测上区分这两种加热机制是困难的。

年轻恒星周围的尘埃盘是与恒星形成过程中以盘状结构坍缩相关联的。首先由于自转, 云趋于扁平状, 而 $\tau_{\perp} \ll \tau_{\parallel}$, 因此最后的 $\mathbf{B} // \mathbf{J}$ 的磁场结构使云在平行于自转轴方向的坍缩比在垂直于自转轴方向的坍缩快得多, 结果云成盘状。在一个自引力云中, 如果热压与磁压是唯一的维持机制, 那么云在平行磁场方向的特征高度为^[13,6]

$$z_0 = \frac{kT/m}{\pi G \sigma} \quad (8)$$

式中 σ 是沿 \mathbf{B}_0 方向投影的质量面密度, 对一个典型的暗云, $T \sim 10 \text{ K}$, 平均分子量 $m = 2.3 m_{\text{H}}$, $\sigma = 0.01 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, 由(8)式得 $z_0 \sim 0.06 \text{ pc}$, 而典型暗云尺度很少小于 1 pc , 因而一些理论工作者认为云块应是“片状”。然而由于双极喷流、阿尔文波的作用, 云块压扁的程度可能并不像(8)式那样严重。

四、双极扩散与磁通量的损失

和角动量问题一样, 星云如何在坍缩时减少其磁通量的问题, 也一直使天文学家感到困惑。1956 年 Mestel 和 Spitzer 就提出磁通量问题可以由双极扩散过程解决^[14], 可是这个问题直到最近十余年才得到一些进展。

1. 问题的提出

云内部的磁场如同其自转一样, 在垂直于 \mathbf{B} 方向收缩时, $\mathbf{B} \propto R^{-2}$, 因此磁能密度 $\propto R^{-4}$, 这样即使角速度已被转移, 但磁通量守恒所带来的结果是磁场最终必然使云的收缩停止。

在前面我们也讨论过磁场与自引力所建立起的系统平衡, 我们得到过一个质量上限 M_{cr} , 其值对典型的星际云来说是很大的 ($10^5 - 10^6 M_{\odot}$), 因此对于由 $M < M_{\text{cr}}$ 的云或云的碎

块形成恒星(事实上往往如此)的情形, 必然要通过某种机制损失掉其大部分磁通量。一般来说, 一块与恒星质量相当星际云的磁通量, 比观测到的最强的磁星的磁通量都要大 2—5 个量级。例如对一典型值 $B_0 \sim 10^{-6} \text{G}$, 设 $M = 1M_\odot$, $R \sim 0.1 \text{pc}$, 那么, 若磁通量 Φ 守恒, 则由此云形成 $R = 1R_\odot$ 的恒星将具有 $B \sim 10^7 \text{G}$ 的磁场强度。目前观测到的磁星如 Ap 型星其平均 $B \sim 10^8 \text{G}$, 像太阳这种普通恒星, $B \sim 1 \text{G}$ 。

2. 双极扩散^[5,15]

双极扩散是弱电离等离子体的一种特性。星际气体的电离度一般是很低的(10^{-8} — 10^{-6}), 带电粒子游荡在中性粒子的海洋中, 而磁场作用 $\frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$ 只施加在带电粒子上, 中性粒子由于自引力而倾向于收缩, 它们之间由此出现速度差而产生粘滞力 $\mathbf{f}_d = \rho_n \rho_i \gamma (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_n)$, γ 是带电粒子与中性粒子碰撞而产生的粘性系数, 这样磁场就间接作用在中性成份上了。在准静态收缩时, 带电粒子从密度大的地方向密度小的地方扩散, 这种带电粒子相对于中性成份的扩散就是双极扩散。在暗云中, 密度大的地方, 其电离度很小, 因为 $n_i \propto n_n^k$, $k \approx 0.5$ ^[5,6], 造成这种状态的物理原因是使气体电离的宇宙线被外围物质大部分吸收了。

从动力学角度可以求出双极扩散的时间尺度, 对于一个圆柱模型, 假定密度均匀, 可得^[6]

$$\tau_{AD} = 5.0 \times 10^{13} \frac{n_i}{n_H} \text{yr} \quad (9)$$

Mouschovias 得到过类似结果, 他给出的 τ_{AD} 中多一个因子 $\zeta(r)$, $\zeta(r)$ 随 r 的增加从 ∞ (中心) 减到 4×10^{-4} (边界)^[17,11]。因而电离度越小, 双极扩散进行得越快, 所以云内部稠密的“核”往往比作为整体的云坍缩得更快。

3. 双极扩散与磁通量的减少

Mouschovias 曾对不同参数值的一维模型作过分析^[18], 对于较典型的云, 若 n_{nc} 、 n_{ic} 分别表示云核的中性粒子与离子数密度, 取 $n_{nc} = 10^5 \text{cm}^{-3}$, $n_{ic} = 10^{-3} \text{cm}^{-3}$, $T = 10 \text{K}$, $M = 10^3 M_\odot$, 那么核内磁场驱使带电粒子向外扩散, 同时把内部磁通量转移到外层介质中, 结果由于双极扩散云核中磁通量不断减小, 而整个云的磁通量几乎没有减少。因此双极扩散只是使云的磁通量重新分配, 而中心密度随时间却不断增长, 如图 1 所示。从他的分析可以看出, 在不到 10^6yr 的时间尺度内, 双极扩散使中心 Φ/M 值减少 2—4 个量级, 并且他认为在等温假设被破坏之前(即 $n < 10^9 \text{cm}^{-3}$), 云核的双极扩散可以解决其磁通量问题。

徐遐生在对等温中性气体作了准磁流体平衡与局域电离平衡的假设以后, 也得到一个一维解, 其结果是相似的^[19]。

4. 几种时间尺度^[6,16]

在恒星形成的磁场理论中, 我们常会遇到三种特征时间尺度: 自由下落时间 τ_{ff} , 角动

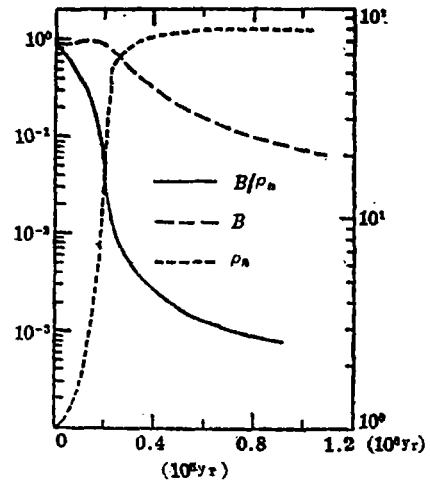


图 1 云中心磁场(长虚线)、中性物质密度(短虚线)以及云的 B 与 P 之比值(实线)随时间变化的曲线, 所有量都以归算到以其初始值为单位, 密度尺度在框图右边(Mouschovias, 1985)

量损失时间或磁制动时间 τ_B (或 τ_{\parallel} 、 τ_{MB}) 以及双极扩散时间 τ_{AD} 。

τ_{ff} : 考虑由于自引力而坍缩所需的时间, 在球对称模型中, 若初始密度为 $\rho(0)$, 则表达式为

$$\tau_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho(0)} \right)^{1/2} = \frac{4.3 \times 10^7}{[n_H(0)]^{1/2}} \text{ yr} \quad (10)$$

τ_B : 由于磁制动所引起的角动量损失时间, 在球对称模型中, 其表达式为

$$\tau_B = -\frac{\Omega}{d\Omega/dt} = \frac{4M}{5(\pi\rho)^{1/2}BR^2} = \frac{8}{15} \frac{\rho_{cl}}{\rho_{ext}} \frac{R}{v_{A,ext}} \quad (11)$$

τ_{AD} : 是双极扩散作用时间尺度, 对均匀柱模型, 其表达式

$$\tau_{AD} = 5.0 \times 10^{13} \frac{n_i}{n_H} \text{ yr} \quad (12)$$

对柱模型, τ_{ff} 、 τ_B 表达式为 $\tau_{ff} = [4G\rho(0)]^{-1/2}$, $\tau_B = \frac{\rho_{cl}}{\rho_{ext}} \frac{Z}{v_{A,ext}}$ (即(8)式), 对不均

匀柱模型 $\tau_{AD} = 1.8 \times 10^{13} \frac{n_i}{n_H} \text{ yr}$ 。对不同的模型, 表达式只有系数上的差别。

上面三种特征时间尺度讨论了三种不同作用机制的快慢, 对于一个 $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 的云, $\tau_{ff} \sim 10^6 \text{ yr}$, 而实际上由于磁场作用云不能自由坍缩, 因此 τ_{ff} 并没有什么实际的意义, 只是理论上云坍缩时间尺度的一个下限, 即使双极扩散开始, 实际收缩时间也比自由下落时间至少大一个量级。上面讨论的 τ_B 是 J/B 时磁制动特征时间 (τ_{\parallel}), 而 $\tau_{\parallel} \gg \tau_{\perp}$, 因而 τ_B 只是磁制动时间尺度的一个上限。 τ_{AD} 主要依赖于电离度, 对于普通 HI 云, n_i/n_H 最小值 $\sim 5 \times 10^{-4}$, $\tau_{AD} \sim 2.5 \times 10^{10} \text{ yr}$, 对星际云这样长的时间已无什么意义, 但在稠密云的内部, n_i/n_H 可小于 10^{-8} , 因而 τ_{AD} 可以达到只比 τ_{ff} 大不到一个量级的程度。

五、磁场与恒星形成效率

1. 传统观点

恒星形成的效率是很低的, 比如观测发现银河系 CO 云总质量 $M \sim 2.5 \times 10^6 M_{\odot}$, 考虑到 $\tau_{ff} < 10^6 \text{ yr}$, 由此得恒星生成率 $\sim 10^3 M_{\odot}/\text{yr}$, 而实际观测表明银河系恒星生成率约 $3-5 M_{\odot}/\text{yr}$ ^[5]。这种低效率还表现在大质量云常常包含 $10^5-10^6 M_{\odot}$ 质量, 而观测到的疏散星团的质量很少有超过 $10^3 M_{\odot}$ 的。

传统理论认为恒星形成的低效率是由于星云中已形成的早型星产生的强大星风的驱散作用, 事实上对较密的云, 这种作用并不显著^[16]。另一种看法认为低效率是由于超新星爆发, 事实上它可能是大质量云某个碎块形成恒星低效率的原因, 对云整体它却增加了恒星形成率^[18]。

2. 磁场机制^[16]

对一个由自引力与磁场来维持平衡的云, 我们可以从一个很粗略的分析中看到, 在云坍缩开始以后, 不断增大的磁应力会使外层云终止向内的坍缩。

设中心稠密云的赤道半径 R_e , 极半径 R_p , 外围充满 $p_{ext} = \text{const.}$ 的介质, 而且压力

始终均匀作用在云表面, 坍缩是在准静态等温条件下进行的。那么在云赤道内任一小体元的气体密度就不会变, 并由式 $\rho_s = p_{cr}/c^2$ 给出, 其中 c 为该体元的声速, 而该体元处磁力 f_m 和引力 g 分别正比于 B^2/R_p 和 $1/R_s^2$, 由于磁冻结, $B \propto R_s^{-2}$, 因而两种力之比

$$f_m/g \propto \frac{1}{R_s^2 R_p}. \text{ 随着坍缩, } R_s \text{ 减小, 磁力增加并终将克服自引力而使坍缩停止。但这}$$

并不意味着恒星就不能形成了, 实际上云内部会存在这样一个核, 其较小的尺度和很大的密度使得双极扩散起着显著作用, 磁场从气体中分离出去了, 因此总的图像是云核渐渐坍缩形成恒星, 而包含云大部分质量的包层却被抛在外面。磁制动与双极扩散的综合作用使实际坍缩时间至少为 10^7 yr , 达到与观测一致^[20]。

3. 碎裂

只有超过(2)式 M_{cr} 的云才会坍缩。观测与理论都表明^[16] $B \propto \rho^k$, 理论结果表明 $\frac{1}{3} \leq k \leq \frac{1}{2}$ ^[21,22], 这样我们可得 M_{cr} 与 ρ 或 n 的关系, 即 $M_{cr} \propto n^{-(2-3k)}$ 。理论分析还表明, 在云的赤道平面附近, k 可减小到零乃至负值。因此, 当 n 渐渐增加时, 在赤道面附近 M_{cr} 迅速减小, 在云核内这种情况更显著。从而可期望有较小质量开始凝聚, 形成碎块, 这就是碎裂过程。这个过程可一直进行下去, 直到气体不透明度增加到辐射冷却时间长于坍缩时间, 即达到绝热坍缩状态, 此时内部热作用就不可忽视了。

碎裂过程的重要性就在于它是小质量恒星由大质量星云形成以及恒星成团形成的最可能机制。例如, 在 $n_H \sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $B \sim 100 \mu\text{G}$ 的云核里, 质量小于 $10M_\odot$ 的恒星就可能形成。

Bodenheimer 曾分析^[23], 由于自转的影响, 每次碎裂过程中大约只有 20% 的质量形成碎块, 而恒星往往要经过几次碎裂才最终形成, 因此这个过程也表现出低效性, 大部分质量及动量并未直接参与恒星的形成。

4. 大质量星与小质量恒星的形成

大质量恒星与小质量恒星的形成, 可能与碎裂过程有联系。对于一个质量超过临界质量的暗云, 即使双极扩散还没明显出现, 坍缩也会很快进行, 结果碎裂进行得很不充分, 如果此时云核被明显加热, 就可能形成大质量的恒星, 其形成效率也比较高。

对于小质量 ($< M_{crit}$) 的云, 它们一方面处于准静态平衡, 另一方面双极扩散使它们在自引力作用下缓慢收缩, 由于云核内磁通量被充分转移, 因而密度大、质量小的碎块便在其中形成, 质量较大的碎块则在离云核较远处形成, 这与观测也相符^[24]。

处于云核内的小质量碎块, 双极扩散进行得快, 因而它们往往在大质量碎块之前通过坍缩达到原恒星状态。处于外围的大质量碎块, 磁场冻结效应还很强, 它们达到原恒星状态比较晚。因此在一个星协中, 恒星诞生并不是同时的。一般说来, 小质量 ($M < 0.5M_\odot$) 恒星最先形成, 大质量恒星直到云复合体演化晚期其形成才达到峰值^[25]。可是, 一旦大质量星形成, 它将迅速演化并伴随 H II 区的膨胀。

5. 单、双星的形成

通过对太阳系附近的恒星观测, 人们发现绝大多数恒星处于双星或多星系统, 因而恒星

形成过程中出现双星的频率大于出现单星的频率。

单星与双星系统的差别就在于后者拥有很大的轨道角动量。我们知道, 由于双极扩散的影响, 磁制动只能解决部分角动量问题, 另一部分角动量必须以其他方式解决, 转化为恒星轨道角动量便是其中一种方式。理论分析表明, 双极扩散一般在气体密度达到 10^5cm^{-3} 量级时已明显出现, 但并不存在一个特定的临界密度, 只是依赖于不同的物理条件而使磁制动效应减弱, 而且这种减弱也不存在一个激烈的前兆, 观测上出现的双星周期的弥散 (10h—100yr) 也说明这一点。

Moushovias 认为^[16,18], 如果双极扩散在 $n \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$ 便开始出现, 那么最可能形成的是双星, 因为这时磁制动还没来得及充分转移角动量。如果双极扩散在 $n > 10^7 \text{cm}^{-3}$ 才出现, 这时就倾向于形成单星了。可能正是由于双极扩散明显出现时 $n \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$ 比 $n > 10^7 \text{cm}^{-3}$ 几率大, 从而导致双星产生比单星产生的几率大。

徐遐生认为^[6], 双星的形成与原恒星周围的吸积盘有关。一个靠吸落物质加热的“主动”盘其质量很大, 足可形成另一恒星; 而靠中心原恒星加热的“被动”盘, 因其质量小而倾向于形成行星系统。

六、双极喷流的磁场机制

1. 观测现象

1976年, Zuckerman 等从 CO($J=1 \rightarrow 0$) 线的扩展线翼中观测发现^[26], 在可能是恒星形成区的附近, 存在一种高速物质流。后来大量的观测表明, 这种高速物质喷流在空间结构上表现出明显的双极特征, 而且这些双极喷流的中心常常伴随可能代表最近恒星形成的强红外发射源。Lada 在 1985 年曾对这些观测现象作过较详细的综述^[3], 并认为对恒星形成来说, 双极喷流是其必经的阶段。

2. 理论模型

目前, 双极喷流的理论模型有不少, 其中很多都是借助磁场机制, 特别是对喷流准直的双极结构, 磁场机制是能较成功地予以解决的。

Pudritz 等认为^[27], 双极喷流是由大质量 ($\sim 10^3 M_{\odot}$)、大尺度 ($r \sim 10^{16} \text{cm}$)、高速自转 ($v \sim 10 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) 的分子吸积盘所产生的, 具体地说就是靠磁化星际盘离心力驱动的磁流体风。这个模型的困难在于其所要求的盘的质量太大, 观测发现一般的吸积盘的质量很少超过 $10 M_{\odot}$, 例如 L 1551 其盘 $m \sim 1-5 M_{\odot}$, S 106 其盘 $m \sim 2 M_{\odot}$ ^[11,18]。

Uchida 等则认为^[29], 磁力线由于不断坍缩的吸积盘的自转而缠绕, 并由此产生大量能量使气体加速, 沿两极以螺旋线状轨迹喷出, 喷出气体被约束在一个空心柱壳内。这种模型不以中心恒星形成为条件, 在盘坍缩的早期状态下也能产生弱而扩展的双极流。所有这些还需通过观测进一步验证。Draine 也提出类似的模型^[30]。

最近, 岳曾元等提出^[31], 中心原恒星所产生的强星风经激波变为亚音速, 并在赤道面上“驻点”处与周围磁压平衡。只要 B 在 mG 量级 (这是很容易达到的), 磁场就能束缚住高速气体。同时由于星风对磁场的作用, 一个磁拉伐尔喷管就会在原恒星自转轴方向形成, 气

体沿管口高速喷出, 并受磁力线约束。分析表明, 磁力线所约束的高速气流, 由于开尔文-核姆霍兹不稳定性, 便会以鼓包形式向外传播。这种模型能较好地解释喷流的准直性、HH 天体等许多观测现象。

虽然到目前为止, 我们还不能对双极喷流提出一个令人满意的完善的物理机制, 但是越来越多的人相信, 在双极喷流的形成中, 磁场一定是重要的甚至是关键性的因素。

七、结 语

本文对磁场在恒星形成过程中的作用作了综述。恒星形成的理论目前虽取得了不少进展, 但远未达到完美的程度, 特别是一些细节问题, 如恒星在形成时通过什么机制决定其质量大小, 不参与恒星形成的暗云物质又如何能在 10^7 yr 内被驱散, 双极喷流的具体机制等等都还使人们感到困惑。但我们至少可以肯定, 不论从观测上还是从理论上, 磁场在恒星形成中都起着重要的作用, 这也可通过它对角动量等问题的较好解决而逐渐被天文学家们所接受。

参 考 文 献

- [1] Mouschovias, T. Ch., in IAU Symp. No. 93, p. 27, (1981).
- [2] Beichman, C. A. et al., *Ap. J. Lett.*, 190 (1974), L21.
- [3] Lada, C. J., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 23 (1985), 267.
- [4] Larson, R. B., *M.N.R.A.S.*, 194 (1981), 809.
- [5] Shu, F. H., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 25 (1987), 23.
- [6] L. 斯必泽, 星际介质物理学, 蔡冀德译, 科学出版社, (1988).
- [7] Mouschovias, T. Ch., *Ap. J.*, 230 (1979), 204.
- [8] Clark, F. O. et al., *Ap. J.*, 247 (1981), 104.
- [9] Goldsmith, P. F., *Ap. J.*, 283 (1984), 140.
- [10] Beichman, C. A., *Annu. Rev. Astro. Astrophys.*, 25 (1987), 521.
- [11] Kaifu, N. et al., *A. Ap.*, 134 (1987), 7.
- [12] Mendoza, E. E., *Ap. J.*, 143 (1966), 1010.
- [13] Spitzer, L., *Ap. J.*, 95 (1942), 329.
- [14] Mestel, L. and Spitzer, L., *M.N.R.A.S.*, 116 (1956), 503.
- [15] Nakano, T., *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 31 (1979), 697.
- [16] Mouschovias, T. Ch., in *Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. by G. E. Morfill and M. J. Scholer, p.453, (1987).
- [17] Mouschovias, T. Ch., *Ap. J.*, 228 (1979), 475.
- [18] Mouschovias, T. Ch., *Ap. J.*, 228 (1979), 475.
- [19] Shu, F. H., *Ap. J.*, 273 (1983), 202.
- [20] Warner, J. W. et al., *Ap. J.*, 213 (1977), 427.
- [21] Mouschovias, T. Ch., *Ap. J.*, 206 (1976), 753.
- [22] Mouschovias, T. Ch., *Ap. J.*, 207 (1976), 141.
- [23] Bodenheimer, P., in IAU Symp. No. 93, p. 5, (1981).
- [24] Myers, P. C., in *Protostars and Planets II*, ed. by D. C. Black and M. S. Matthews, p. 81, (1985).
- [25] Adams, M. T. et al., *Ap. J.*, 274 (1983), 920.
- [26] Zuckerman, B. et al., *Ap. J., Lett.*, 209 (1976), L137.
- [27] Pudritz, R. E. et al., *Ap. J.*, 274 (1983), 677.
- [28] Bieging, J. H., *Ap. J.*, 286 (1984), 591.
- [29] Uchida, Y. et al., *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 37 (1985), 515.
- [30] Draine, B. T., *Ap. J.*, 270 (1983), 519.
- [31] 岳曾元, G. Winnewisser, *天体物理学报*, 10 (1990), 374.

(责任编辑 刘金铭)

The Role of Magnetic Field in Star Formation

Deng Shibing Yue Zengyuan

(Department Of Geophysics, Peking University)

Abstract

Star formation is an important problem in astronomy. There have recently been a number of significant progress, both theoretical and observational, in the study of the role of magnetic field in star formation. Many investigations have shown that magnetic field plays an important role in supporting molecular clouds against self-gravity, in removing the "extra" angular momentum and the "extra" magnetic flux during the process of star formation. Moreover, the inefficiency of star formation and the bipolar outflows which were found by a lot of observations are in close relationship with magnetic field.