

论彗星的起源

胡中为

(南京大学天文系)

杨克中

(上海机械学院轻工分院)

摘 要

彗星富含挥发物,这表明它们形成并长期保存于太阳系外部低温区。本文分析了星云盘外缘区的结构,论证了那里不可能存在彗星形成带。作者认为,彗星是木星到海王星这个区域中的残存星子演变而成的。

一、引 言

彗星是太阳系的一类奇特的小天体,大多沿扁长轨道运行。特性多样:有椭圆、抛物线和双曲线三种不同形状的轨道;轨道的半长径、偏心率和倾角弥散也颇大;公转方向一般是顺向的,但也有逆向的;彗星在走近太阳时大多生出彗发和彗尾;彗星富含挥发物,这表明它们形成和保存在星云盘的低温($< 100\text{K}$)区,所以至今仍保留着很多的原始状态^[1]。

彗星的起源不仅作为太阳系起源的一个特殊问题,而且又为探讨整个太阳系起源(尤其是早期状况)提供了重要线索。然而,由于缺少彗星主要部分——彗核的资料,所以对彗星的本质还不够了解,因而对彗星起源的研究更为困难。至今已提出了很多种彗星起源说^[1],概括地说有恒星际起源和太阳系内起源说两大类。后者又有太阳系内部起源说和外部起源说两亚类。每类又有很多变种。

我们认为,彗星不可能先在恒星际形成,因为恒星际物质极为稀疏,不具备聚集形成彗星的条件,应当在整个太阳系起源演化总过程基础上来阐明彗星起源的特殊问题。我们还认为,彗星不会在木星区以内形成,因为那里的温度已高到不可能有很多挥发物聚集于彗星中了。彗星富含挥发物恰恰表明它们形成和保存在外部低温区。根据星云盘的物理-化学条件^[2,3],可以认为彗星形成于木星区以外。惠伯提出九大行星区域之外存在彗星形成带^[4,5],我们下面的分析表明,不存在这样的彗星形成带。我们认为,彗星是外行星形成过程中的残存星子,它们在外行星形成过程中被抛到奥尔特(彗星)云以至太阳系之外,后来被银河系引力场及附近恒星摄动,又返回太阳系内部。这样的过程导致彗星轨道多样化和结构性上的复杂性。

二、星云盘外缘区的结构

既然迄今寻找不到冥外行星,就说明大行星形成区域不超过现在九大行星所占范围. 我们认为,冥王星原来是海王星区的大星子^[6],所以,行星形成区在海王星区外边界(38AU, 如考虑到原始星云质量是太阳现质量的 β 倍时,则为 $38\beta^{-1}$ AU)以内,原始星云坍缩到38AU时,发生自转不稳定,形成了星云盘^[2]. 由于原始星云物质的粘滞性和质量及角动量转移,星云盘不会在38AU处有截然的边界,而是逐渐过渡到恒星际状况. 我们把星云盘38AU以外区域称为外缘区. 鉴于外缘区可能与彗星形成有密切关系,例如惠伯认为在海王星区之外,约50AU左右处有彗星形成带,所以我们先来分析外缘区的结构.

原始星云物质的主要组分是气态的. 我们把星云物质作为粘滞流体处理,则它们应遵守引力场中的 Navier-Stokes 方程:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \nabla\phi - \frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\Delta\mathbf{V}. \quad (1)$$

其中, $\mathbf{V}$ 为质元的运动速度, ϕ 为引力势, P 为压力, ρ 为密度, ν 为粘滞系数.

原始星云质量主要集中于中心区的原太阳上,因此,在以星云盘转动轴为对称的柱坐标 (r, θ, z) 中,对于星云盘外缘区有

$$\phi \simeq \frac{GM}{R} = \frac{GM}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

在稳定态时,(1)式简化为

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} + \frac{1}{\rho}\nabla P = \nabla\phi + \nu\Delta\mathbf{V}. \quad (3)$$

可假定, $V_r = V_z = 0$, $V_\theta = u(r)$, $P = P(r, z)$. 则(3)式的分量形式为

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = - \frac{GM r}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{u^2}{r}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = - \frac{GM z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

$$(\Delta\mathbf{V})_\theta = \Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u^2}{r} = 0. \quad (6)$$

把星云盘物质视作理想气体,则有

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T \equiv \kappa \rho T, \quad (7)$$

其中 $\mu = 2.4$ 为平均分子量, m_H 为氢原子质量, k 为玻尔兹曼常数, $\kappa = \frac{k}{\mu m_H} = 3.464 \times 10^7$ CGS 单位.

现在讨论外缘区的温度分布. 假定温度只是日心距的函数 $T = T(r)$,则有三种极端情况:(1)外缘区物质相当稀疏,消光效应小到可以不计,则由它们吸收太阳辐射和发射的热辐射的平衡,可得 $T \propto r^{-1/2}$;(2)如果外缘区物质消光情况与其它区一样,则

$T \propto r^{-1}$ [2]; (3) 若星光和宇宙线对外缘区的加热作用很大, 以至于使该区近似为等温, 即 $T \propto r^0$. 因此, 外缘区的温度分布可以写成

$$T \propto r^{-\xi/\zeta}, \quad 0 < \xi/\zeta < 1 \quad (\xi \text{ 和 } \zeta \text{ 取为整数}). \quad (8)$$

方程 (6) 的形式解为 $u(r) = C_1 r + \frac{C_2}{r}$, 利用边界条件 $r \rightarrow \infty$ 时, $u \rightarrow 0$ 和 $r = r_*$ 时, $u(r_*) = \left(\frac{GM}{r_*}\right)^{1/2}$, 得

$$u(r) = \frac{(GM r_*)^{1/2}}{r}. \quad (9)$$

由边界条件 $T(r_*) = T_*$, 可将 (8) 和 (7) 写成

$$T = T_* r_*^{\xi/\zeta} r^{-\xi/\zeta}, \quad (10)$$

$$P = \kappa T \rho = \kappa T_* r_*^{\xi/\zeta} \rho r^{-\xi/\zeta}. \quad (11)$$

当 $T = T(r)$ 时, (5) 式的解为

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) \exp \left\{ -\frac{GM}{\kappa T} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{(r^2 + z^2)^{1/2}} \right) \right\}. \quad (12)$$

对于薄盘体系 ($z < r$), 近似有

$$\rho(r, z) \simeq \rho(r, 0) \exp \left\{ -\frac{z^2}{h^2} \right\}, \quad (13)$$

其中

$$h(r) = \left(\frac{2\kappa T r^3}{GM} \right)^{1/2} = \left(\frac{2\kappa T_* r_*^{\xi/\zeta} r^{3-\xi/\zeta}}{GM} \right)^{1/2}.$$

将 (9) 和 (11) 代入 (4), 并考虑条件 $z < r$, 得

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\kappa T_* r_*^{\xi/\zeta}}{r^{\xi/\zeta}} \left[-\frac{\xi}{\zeta} \frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right] = -\frac{GM}{r^2} + \frac{GM r_*}{r^3},$$

积分后得解

$$\begin{aligned} \rho(r, 0) = \rho(r_*, 0) & \left(\frac{r_*}{r} \right)^{-\xi/\zeta} \exp \left\{ -\frac{GM\zeta}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{1}{\xi - \zeta} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1-\xi/\zeta} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{\xi - 2\zeta} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{2-\xi/\zeta} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

而面密度为

$$\begin{aligned} \sigma(r) &= 2 \int_0^\infty \rho(r, z) dz = \sqrt{\pi} \rho(r, 0) h(r) \\ &= \sigma(r_*) \left(\frac{r_*}{r} \right)^{-(3/2+\xi/2\zeta)} \exp \left\{ -\frac{GM\zeta}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{1}{\xi - \zeta} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1-\xi/\zeta} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{1}{\xi - 2\zeta} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{2-\xi/\zeta} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

下面以 $\xi/\zeta = 1/2$ 为例, 作数量估算. 此时 (14) 和 (15) 式变化为

$$\rho(r, 0) = \rho(r_*, 0) \left(\frac{r_*}{r} \right)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{2GM}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{2}{3} - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{3/2} \right] \right\}, \quad (14')$$

$$\sigma(r) = \sigma(r_*) \left(\frac{r_*}{r} \right)^{-7/4} \exp \left\{ -\frac{2GM}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{2}{3} - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{3/2} \right] \right\}. \quad (15')$$

取 $r_* = 38\text{AU}$, $\sigma(r_*) = 2.3126\text{g/cm}^2$ [2], 计算得出

$$\rho(1.2r_*) \simeq 10^{-20}\text{g/cm}^2, \quad \frac{\sigma(1.2r_*)}{\sigma(r_*)} = 5.92 \times 10^{-5}.$$

当 r 更大时, $\rho(r, 0)$ 及 $\sigma(r)$ 减小得更快并趋近恒星际密度.

星云盘外缘区的总质量为

$$M_c = \int_{r_*}^{\infty} \sigma(r) 2\pi r dr = 2\pi \sigma_* r_*^2 \int_{r_*}^{\infty} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{-11/4} \exp\left\{-\frac{2GM}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{2}{3} - \left(\frac{r_*}{r}\right)^{1/2}\right] + \frac{1}{3} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{3/2}\right\} d\left(\frac{r}{r_*}\right). \quad (16)$$

数值积分得

$$M_c = 1.76 \times 10^{29}\text{g} (T_* = 14.3\text{K})$$

或

$$= 2.61 \times 10^{29}\text{g} (T_* = 28.6\text{K})$$

星云盘外缘区的总角动量为

$$\begin{aligned} J_c &= \int_{r_*}^{\infty} \sigma(r) 2\pi r dr \cdot r \cdot V \\ &= 2\pi (GM r_*)^{1/2} \sigma_* r_*^2 \int_{r_*}^{\infty} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{-11/4} \\ &\quad \times \exp\left\{-\frac{2GM}{\kappa T_* r_*} \left[\frac{2}{3} - \left(\frac{r_*}{r}\right)^{1/2} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{3/2}\right]\right\} d\left(\frac{r}{r_*}\right). \end{aligned} \quad (17)$$

得

$$J_c = 5.82 \times 10^{49}\text{CGS 单位} (T_* = 14.3\text{K}),$$

或

$$= 8.61 \times 10^{49}\text{CGS 单位} (T_* = 28.6\text{K}).$$

计算表明, 甚至 $\xi/\zeta = 0$ 或 1 时, 总质量和总角动量仍不超过上述量级, 即外缘区的总质量和总角动量都仅占星云盘的总质量和总角动量的 1% 不到.

从上述分析, 可得到这样的结论: 由合理的温度分布条件和轴对称转动稳定态假设, 计算证明了星云盘外缘区的有效范围不太象惠伯所认为的那样: 在 50AU 处存在彗星形成带, 更排除了在几万 AU 处形成原始的奥尔特彗星云的可能性, 所以彗星的形成应该在太阳系后来的演化中找答案.

三、彗体的形成

在星云盘木星区之外区域里, 温度低于 100K, 那里土物质和冰物质都完全凝聚了, 这些凝聚物可聚集成星子 [2], 这种含冰物质的星子有彗星性质, 可称为彗体. 由于木星区及天海区形成星子(彗体)的问题已在文献 [2] 中研究过了, 所以这里仅讨论星云盘外缘区彗体的形成问题.

对于薄盘 ($z \ll r$)、局部 (扰动波长 $\lambda \ll r$) 小扰动, 出现引力不稳定的条件为 [2]

$$\omega^2 = K^2 + v_i^2 k^2 - 2\pi G \sigma_0 < 0. \quad (18)$$

其中

$$K^2 = 2Q \left[Q + \frac{\partial(rQ)}{\partial r} \right],$$

$$Q = \frac{u}{r} = \frac{(GM r_*)^{1/2}}{r^2},$$

$$v_s^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\gamma k T}{\mu m_H} = \gamma \kappa T.$$

对于星云盘外缘区,利用(9)式,有

$$\frac{\partial(rQ)}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{(GM r_*)^{1/2}}{r} \right] = - \frac{(GM r_*)^{1/2}}{r^2} = - Q$$

因而 $K = 0$, 这表明只有当扰动波长

$$\lambda > \lambda_T = \frac{2\pi}{k_\perp} = \frac{v_s^2}{G\sigma_0} \quad (19)$$

时,才会出现引力不稳定性. 数值计算表明 $v_s^2 > 10^8$ 和 $G\sigma_0 \leq 1.54 \times 10^7$. 因而有 $\lambda > 10^{15}$ cm. 外缘区的有效范围为 $r_* - 1.2r_*$, 因而 $r < 8 \times 10^{14}$ cm. 可见,那里不满足局部扰动的引力不稳定性前提 $\lambda \ll r$, 因此不存在引力不稳定性,从而不会瓦解成团并聚集成初始大星子(彗体),那里只能靠固态尘-冰颗粒直接碰撞结合成小星子(彗体). 根据文献[2]所述,星云盘中的固态颗粒沉降到中面形成尘(冰)层,在沉降过程中颗粒可能会碰撞结合. 沉降时间为

$$t = 5.228 \times 10^{-10} A^{3/7} \frac{r^{9/14}}{\alpha^{2/7} \rho_g^{2/7}}. \quad (20)$$

颗粒达到中面时,直径可生长到

$$b_R = \left(\frac{21\alpha\sigma_0^2(\mu m_H)^{1/2} h_s}{8 \sqrt{2\pi} \rho_g^{5/2} h_R} \right)^{2/7} \quad (21)$$

计算表明, t 仅为几百年,即沉降时间比行星形成时间要快得多,而颗粒大小则不超过 3.2×10^{-3} cm.

在尘(冰)层中,颗粒碰撞生长为星子(彗体),其生长率为^[2]

$$\frac{dm}{dt} = \frac{1+2\theta}{2} \left(\frac{3\pi G}{\rho_g \theta} \right)^{1/2} \frac{\sigma}{H} m \left(1 - \frac{m}{m_0} \right). \quad (22)$$

在彗体生长前阶段,可吸积物质密度减小的影响不大,可忽略因子 m/m_0 , 且取 $\rho = \frac{\sigma}{H} \simeq 0.1\rho_R$ (洛希密度),经过时间 t 彗体质量由 m_1 生长到 m_2

$$\ln \frac{m_2}{m_1} = \frac{1+2\theta}{20} \left(\frac{3\pi G}{\rho_g \theta} \right)^{1/2} \rho_R t. \quad (23)$$

四、外缘区可吸积物质的转移

在星云盘的海王星区,发生引力不稳定性,先形成 $m \sim 10^{20}$ 克的初始大星子^[2],由于海王星区可吸积物质的密度大,那里的星子生长也较快. 随着星子的生长,它们之间的摄动可产生相对速度^[2]

$$\Delta v = \left(\frac{Gm}{\theta b} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

其中 m 和 b 为星子的质量和半径. 其中部分大星子轨道变得可能穿过外缘区. 现在来计算发生这种情况的条件. 令这样星子的近日距为 r_1 , 远日距为 r_2 , 则其轨道偏心率和轨

道半径分别为

$$e = \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}, \quad a = \frac{r_1 + r_2}{2}. \quad (25)$$

轨道运动速度

$$V^2 = GM \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right),$$

或

$$V = V_{1c} \left(1 + \frac{e}{2} - \frac{1}{8} e^2 + \dots \right), \quad (26)$$

V_{1c} 为 r_1 处的圆开普勒速度.

当 $r_1 = r_* = 38\text{AU}$, 和 $r_2 = 1.2r_*$ 时, 由式 (25) 可近似地得

$$e = \frac{2(V - V_{1c})}{V_{1c}} = \frac{2\Delta V}{V_{1c}}. \quad (27)$$

由 (24) 和 (26) 得

$$\Delta V = \frac{e V_{1c}}{2} = \left(\frac{Gm}{\theta b} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

再利用 $m = (4/3)\pi\rho_g b^3$, 可得

$$m = \left(\frac{3}{\pi\rho_g} \right)^{1/2} \frac{(\theta M)^{3/2}}{16} \frac{e^3}{r_1^{3/2}} \quad (29)$$

取 $\rho_g = 1\text{g/cm}^3$, $\theta = 2$, $r_1 = r_* = 38\text{AU}$, $r_2 = 1.2r_* = 45.6\text{AU}$, 则得出结果是, 当海王星区外界处的大星子生长到 $m = 1.51 \times 10^{24}$ 克时, 就有部分大星子轨道可穿过外缘区. 由 (23) 可知, 当 $\theta \simeq 2$, $\sigma/H = 0.1\rho_R$, $\rho_g = 1$ 和 $m_1 = 1.4 \times 10^{20}$ 克时, 生长时间 $t = 3.2 \times 10^9$ 年. 而此时, 在外缘区 $r = 1.2r_* = 45.6\text{AU}$ 处的星子生长不到 1 克. 由于海王星区过来的大星子质量远大于外缘区星子质量, 从而可以吸积外缘区的可吸积物质 (包括星子), 把它们转移到海王星区. 这样, 外缘区的可吸积物质减少了, 该区星子 (彗体) 便不能生长到彗星大小, 这又进一步否定了海王星区之外形成彗星的可能性.

五、彗星起源于外行星区的残余彗体

从前面的分析结果表明, 彗星最初不可能形成于海王星区之外, 而只可能形成于低温外行星区到海王星区. 我们认为, 木星区到海王星的星子 (彗体) 大部分集聚形成大行星, 少部分残存的彗体成为彗星. 冥王星是海王星区的最大残存星子 (彗体) 演变成的^[6]. 在土星和天王星轨道之间的 1977 UB (Kowal) 天体也是较大彗体演变成的. 正如萨弗隆诺夫的分析所指出的^[7], 在土星、天王星和海王星以至木星形成过程中, 摄动作用把该区域的部分小物体抛到太阳系外几万 AU 的奥尔特云和太阳系外, 他得到从土星区, 天王星区和海王星区抛到奥尔特云的小物体的总质量分别为 0.4、0.6 和 $1.3m_\oplus$, 而抛出太阳系的总质量为 100 多个 $m_\oplus$. 这些在奥尔特云中甚至在恒星际的残存小物体 (彗体) 在长期受到银河系引力场及邻近恒星的摄动, 又会重返太阳系内部, 成为我们观测到的彗星. 上述过程导致彗星轨道的多样化. 由于彗星主要形成于从土星区到海王星区这样大的范围, 不同部位形成的彗星可能因其形成环境和条件的不同而有结构和性质上的差异. 若彗星是由两个 (或多个) 彗体低速碰撞结合而成, 就会有双彗核 (或多彗核) 结构, 后来它们走近

太阳受蒸发作用而发生彗星分裂现象;如果两个较大彗星的相对速度很大,它们碰撞时会碎裂为形状不规则的几个小彗星。小彗体生长慢,它们因相遇及行星胎的摄动而经常改变轨道,一边游荡在各广阔区域,一边生长,就可能形成有洋葱状层次结构的彗星。木星区以至小行星区的星子,也可能被摄动到星云盘的外部区,在那里吸积尘冰物质而生长成彗星,这样的彗星后来可能演化为小行星或陨星母体。

我们认为,彗星可能不是单一形式形成的。因而,观测到的各种彗星的性质差异,不仅有回归到太阳系内部次数(所谓“新”“老”)不同而受蒸发和演化程度不同的原因,也与其形成条件和环境有关。但是彗星的共同特征是形成和长期保存在太阳系低温外区,主要由尘冰物质组成,从而显示出脏雪球性质,它们又吸附和包裹着相当数量的挥发物,因而保持较高的原始程度。

彗星由小星子(彗体)吸积生长而形成,代表行星形成过程的中间步骤。与行星自转起源类似,被吸积物质的公转轨道角动量转化为彗星自转角动量,使彗星获得自转,其自转周期与行星自转周期量级相近(几小时)^[4,5],由于后来的演化,有的彗星的自转周期才发生一定程度的改变。

参 考 文 献

- [1] Delsemme, A. H., *Comets, Asteroids, Meteorites*, Univ. Toledo, 1977.
- [2] 戴文赛, 太阳系演化学(上册), 上海科学技术出版社, 1979.
- [3] 戴文赛, 胡中为, 中国科学, 3, 254, 1980.
- [4] Whipple, F. L., *IAU Symp.*, 45, 401, 1972.
- [5] Whipple, F. L., *The Moon and the Planets*, 19, 305, 1978.
- [6] 戴文赛, 胡中为, 科学通报, 5, 215, 1979.
- [7] Safronov, V. S., *IAU Symp.*, 45, 329, 1972.

ON THE ORIGIN OF COMETS

Hu Zhong-wei

(Department of Astronomy, Nanking University)

Yang Ke-zhong

(Light industry branch, Shanghai Machine College)

Abstract

Comets are rich in volatile material. It suggests that comets should form and keep for a long time in the low temperature region of the outer solar system. This paper analyses the structure of the outer edge region of the solar nebular disk, and shows that no formation zone of comets can exist there. We consider that comets would evolve from the surviving planetesimals in Jupiter-Neptune region. Such planetesimals make of both the rocky and icy materials and may be called as cometesimals.