

分子云的热平衡

唐 沅 向德琳

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

本文介绍了各种对分子云热平衡作出贡献的加热和冷却机制,如分子或原子的辐射冷却(或加热),尘埃-气体碰撞加热和引力坍缩加热等等。并且讨论了如何确定不同类型分子云的热平衡温度。

一、引 言

在分子云的研究中,对其热平衡问题的探讨,始终是一个吸引人的课题。分子云的能量平衡问题涉及到分子云的各种加热和冷却过程,对这些微观物理过程的研究,可以使我们对分子云的物理状况有更深入的了解,并可由此而考虑一些分子云的演化进程。

Dalgarno 和 McCray 在1972年就对一些双原子分子转动能级激发所产生的冷却速率进行了一些估计^[1]。自那以后,许多作者讨论了星际云中分子谱线辐射的冷却作用。Scoville 和 Solomon(1974)^[2]及Goldreich和 Kwan(1974)^[3]讨论了在一个具有大速度梯度的云中CO的冷却作用。Leung和 Liszt (1976)^[4]研究了在一个微湍云中CO的冷却作用。他们的结果都表明,CO是分子云中一种很重要的冷却剂。人们发现,分子谱线辐射的冷却是如此有效,以致若我们只考虑由于分子云引力坍缩而产生的加热,是不足以维持分子云的热平衡的。因此,人们进而又探讨了許多可能的、更为有效的加热机制,如:尘埃-气体碰撞加热、宇宙线加热、形成H₂分子的加热、磁离子-中性粒子滑移产生的加热、有远红外辐射场时H₂O的加热、湍流耗散加热等等。下面,我们将分别讨论各种可能的加热和冷却机制,再考虑由这些过程所制约的分子云的热平衡。

二、各种可能的加热和冷却机制

在星际分子云中,进行着形形色色、为数众多的微观过程,各种微观过程之间,又有着程度不一的相互耦合。正是这些相互联系着的物理过程,对分子云进行着加热和冷却,维持着分子云的平衡态。图1是中心有能源的分子云中所进行的各种能量传递过程的一个示意图。被分子云包围的恒星(或原恒星)所发出的辐射基本被尘埃所吸收,然后尘埃再发出红外辐射。这时尘埃温度 T_d 大于气体温度 T_k ,所以尘埃加热气体,当云中没有能源,尘埃只是被云外的

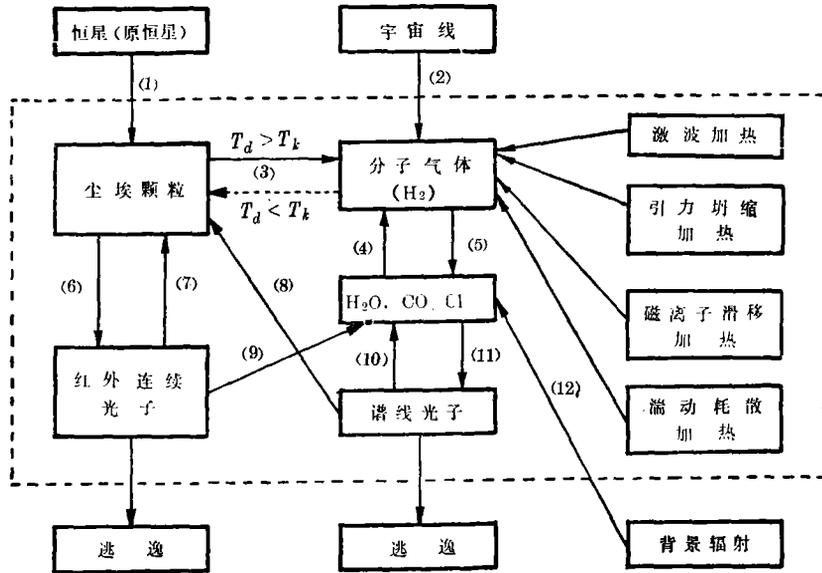


图1. 中心有能源的分子云中所进行的各种能量传递过程: (1)尘埃对恒星或原恒星(在内部或外部)辐射的吸收; (2)宇宙线对H₂分子的电离; (3)尘埃-气体碰撞 ($T_d > T_k$: 尘埃加热气体; $T_d < T_k$: 尘埃冷却气体); (4)CO、H₂O、Cl……等分子、原子的碰撞去激发; (5) CO、H₂O、Cl……等分子、原子的碰撞激发; (6)尘埃辐射; (7)尘埃对红外连续辐射的自吸收; (8)尘埃对谱线光子的吸收; (9)各分子、原子对尘埃辐射的谱线吸收; (10)各分子、原子对谱线光子的自吸收; (11)各分子、原子的谱线辐射; (12)各分子、原子对背景辐射的谱线吸收。

恒星所加热时, 尘埃温度较低, 这时 $T_d < T_k$, 因而尘埃冷却气体。因为尘埃由于辐射而失去的能量和尘埃由于吸收恒星辐射及自身热辐射而得到的能量要比尘埃-气体碰撞产生的能量传递高几个量级, 所以尘埃的热平衡温度基本和尘埃-气体的相互作用无关。

1. 某一种分子(原子或离子)对分子云的冷却(或加热)

在确定星际云的热平衡中, 分子(原子或离子)谱线的辐射起着重要的作用。在弥漫云中, 主要的冷却剂是C⁺; 在稠密云中, 则各种中性原子和分子是主要的冷却剂。我们可用下式来表示某一种分子(原子或离子)X每单位体积的冷却率

$$\Delta(X) = \sum_u \sum_l [n_l(X)C_{lu} - n_u(X)C_{ul}] \Delta E_{ul} \tag{1}$$

其中 ΔE_{ul} 是上能级 u 和下能级 l 间的能量差, $n_u(X)$ 和 $n_l(X)$ 分别是分子 X 在能级 u 和 l 上的粒子数, C_{lu} 和 C_{ul} 是碰撞激发与碰撞去激发速率系数。当处于热动平衡时, 细致平衡原理成立, 应有

$$n_l^0(X)C_{lu} - n_u^0(X)C_{ul} = 0 \tag{2}$$

其中 $n_l^0(X)$ 、 $n_u^0(X)$ 是热动平衡时的能级布居。这时 $\Delta(X) = 0$, 即分子 X 既不加热也不冷却气体。在辐射场的作用下, 粒子布居偏离热动平衡时, 若 $\frac{n_u}{n_l} < \frac{n_u^0}{n_l^0}$, 则分子 X 由于碰撞激发而得到的能量大于它碰撞去激发而失去的能量, 这时 $\Delta(X) > 0$, 分子 X 是冷却剂。反之, 若 $\frac{n_u}{n_l} > \frac{n_u^0}{n_l^0}$, 则 $\Delta(X) < 0$, 分子 X 起加热作用。由 (1) 式可见, 某一种分子的冷却

(或加热)速率是和它的粒子布居、碰撞速率系数和能级间距有关的。而粒子布居又和辐射场有关(即要联立求解辐射转移方程和粒子布居的统计稳态方程),因而又和所考虑的辐射源及

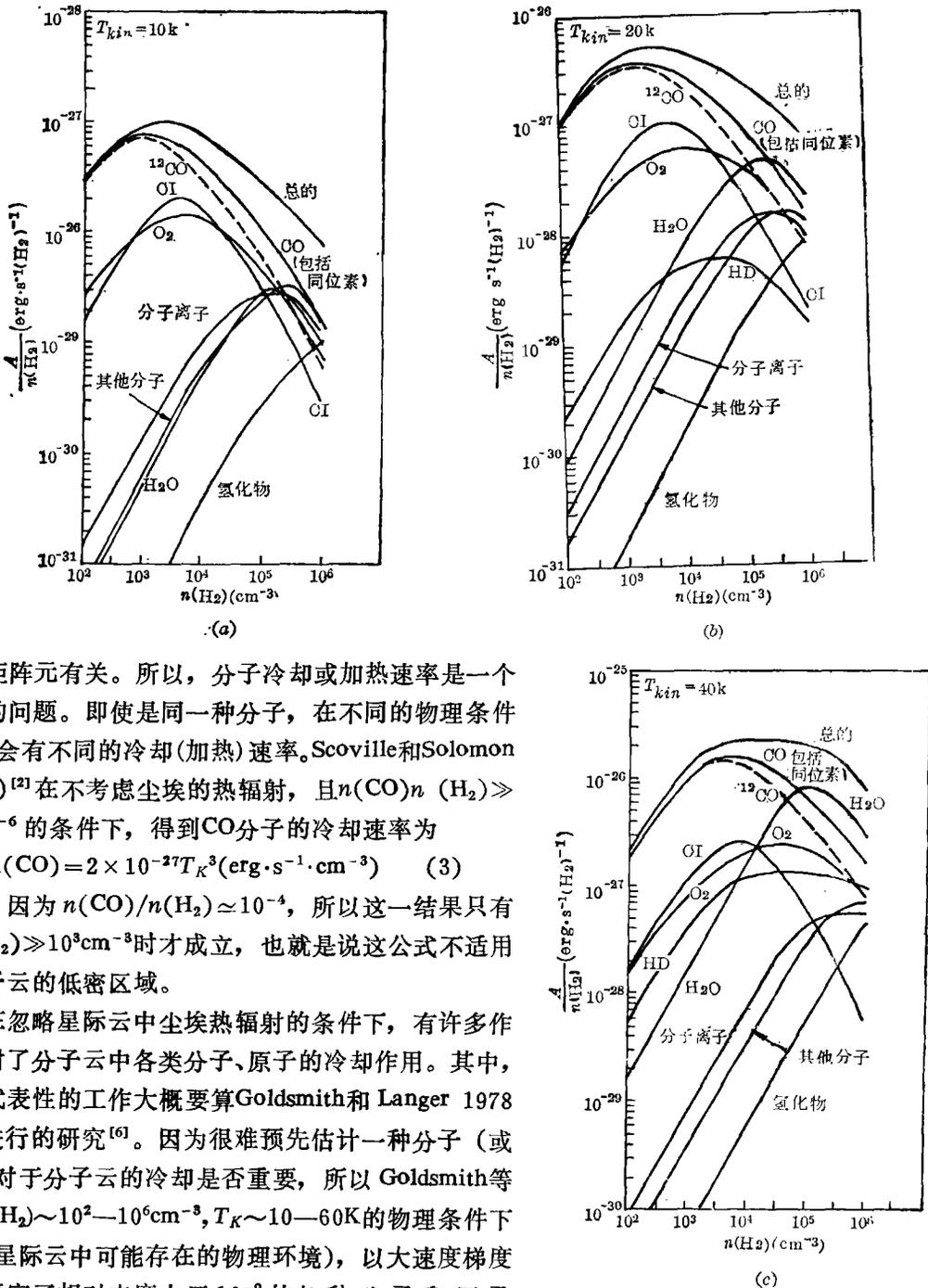


图2. 当运动温度分别为10K、20K、40K时, 每个H₂分子的总冷却率随密度n(H₂)的变化。

跃迁矩阵元有关。所以, 分子冷却或加热速率是一个复杂的问题。即使是同一种分子, 在不同的物理条件下, 也会有不同的冷却(加热)速率。Scoville和Solomon (1974)^[2]在不考虑尘埃的热辐射, 且 $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \gg 10^2 \text{cm}^{-6}$ 的条件下, 得到CO分子的冷却速率为

$$\Lambda(\text{CO}) = 2 \times 10^{-27} T_K^3 (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}) \quad (3)$$

但是, 因为 $n(\text{CO})/n(\text{H}_2) \approx 10^{-4}$, 所以这一结果只有当 $n(\text{H}_2) \gg 10^3 \text{cm}^{-3}$ 时才成立, 也就是说这公式不适用于分子云的低密区域。

在忽略星际云中尘埃热辐射的条件下, 有许多作者探讨了分子云中各类分子、原子的冷却作用。其中, 最有代表性的工作大概要算Goldsmith和Langer 1978年所进行的研究^[6]。因为很难预先估计一种分子(或原子)对于分子云的冷却是否重要, 所以Goldsmith等人在 $n(\text{H}_2) \sim 10^2 - 10^6 \text{cm}^{-3}$, $T_K \sim 10 - 60 \text{K}$ 的物理条件下(稠密星际云中可能存在的物理环境), 以大速度梯度模型研究了相对丰度大于 10^{-9} 的各种分子和原子的冷却速率。如: HD、CO(包括其同位素)、

H_2O 、 O_2 、 C_2 、 N_2 、氢化物、分子离子 (如 N_2H^+ 和 HCO^+ 等) 和中性原子 (最重要的是 Cl , Langer(1976)^[17], Gerola 和 Glassgold(1978)^[18] 指出 Cl 的丰度可能和 CO 相当, 甚至超过它)。他们对所有重要冷却剂的冷却作用的大小都进行了计算 (见图 2 (a)、(b)、(c))。结论是: (1) 当 $n(\text{H}_2) \leq 10^3 \text{cm}^{-3}$ 时, ^{12}CO 对分子云的冷却是主要的; (2) 当 $10^3 \cdot \text{cm}^{-3} \leq n(\text{H}_2) \leq 10^5 \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, CO 分子的同位素 ^{13}CO 、 C^{18}O 和 Cl 、 O_2 的贡献占总冷却率的 30%—70%, 主要是 CO 同位素的贡献; (3) 当 $n(\text{H}_2) \geq 10^5 \text{cm}^{-3}$ 时, 所考虑的大多数冷却剂的贡献都可和 ^{12}CO 相比较; 当 $T_K > 10\text{K}$ 时, 在这样的密度下, H_2O 成为最重要的冷却剂。Goldsmith 等在 $T_K = 10$ — 60K 这样的范围内, 对不同的密度, 用一个幂律关系拟合了总冷却率 Λ 对 T_K 的依赖关系 (见表 1), 其精度约为 10%。以上这些结果仅适用于那些内部没有恒星或原恒星的分子云。因为当分子云内部有高温能源时, 就不能忽略尘埃的热辐射作用。

表 1 总冷却速率与温度的关系

$n(\text{H}_2)(\text{cm}^{-3})$	$\Lambda(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3})$
10^3	$1.5 \times 10^{-27} T^{1.4}$
3×10^3	$4.7 \times 10^{-27} T^{1.6}$
10^4	$6.8 \times 10^{-27} T^{1.8}$
4×10^4	$2.3 \times 10^{-26} T^{2.3}$
10^5	$1.5 \times 10^{-26} T^{2.7}$
10^6	$3.8 \times 10^{-26} T^{3.3}$

在人们研究各种分子谱线辐射的致冷作用的同时, Scoville 和 Kwan (1976)^[9] 以及 Evans II 等(1981)^[10] 就指出, 对有红外发射的分子云, H_2O 分子可能对分子云有重要的加热作用。而这类有强红外辐射的分子云尤其引起天文学家的兴趣, 因为通常认为这种红外辐射是由被包围在这些云中的年轻星或原恒星所加热的尘埃发出的。因此, 这些云被认为是刚形成恒星或正在形成恒星的场所。Takahashi, Hollenbach 和 Silk (1983)^[5] 及张承岳、唐沅和向德琳(1985)^{[11], [12]} 对 H_2O 在这类云中的加热作用进行了详细的研究。他们的研究表明, 在一定的物理条件下, H_2O 分子的加热确实是一种重要的加热机制, 甚至可能是最主要的加热机制, 尤其在分子云的微湍模型下, 这一加热机制更为有效。值得注意的是, 文[5]的结果表明, 在微湍模型下, 当 $A_v/1.086 = 100$, $n(\text{H}_2) = 3 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$, 多普勒频率宽度 $\Delta v_D = 3 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, $X(\text{H}_2\text{O}) = 0$, $T_d > 75\text{K}$ 时, CO 分子竟然起加热作用! 由此可见, 分子云中的物理环境决定了分子 (或原子) 是加热剂或冷却剂, 也决定了其加热或冷却速率的大小。因此, 不可用暗云中的 CO 分子冷却速率来考虑有红外源的分子云中的能量平衡问题, 否则会造成很大的误差。

2. 尘埃-气体碰撞加热

对那些内部有能源, 因而尘埃温度 T_d 较高的分子云, 尘埃加热被认为是一种重要的加热机制。我们可以这样描述尘埃-气体的碰撞加热: 气体分子和尘埃颗粒相碰撞, 并吸附于尘埃表面。在进行能量交换后, 气体分子又带有 $3kT_d/2$ 的动能离开尘埃 (T_d 是尘埃温度)。这样单位时间、单位体积内, 气体分子与尘埃颗粒发生碰撞的次数是 $n(\text{H}_2)v_{H_2}\sigma_d n_d$, 其中 H_2 的平均热速度 $v_{H_2} = \left(\frac{8\pi T_K}{\mu m_{H_2}}\right)^{1/2}$, σ_d 是尘埃截面, n_d 是尘埃数密度。发生碰撞并能吸附于尘埃颗粒

上的气体分子数是 $n(\text{H}_2)v_{\text{H}_2}\sigma_d n_d \alpha_{\text{H}_2}$, α_{H_2} 是吸附系数。而每经过一次碰撞-吸附-离去这一过程, 平均说来气体分子都将得到 $3k(T_d - T_K)/2$ 的能量。因此, 假定气体温度为 T_K , 尘埃温度为 T_d , 则 Leung (1975)^[13] 给出了尘埃-气体碰撞加热的表达式:

$$I_{d-g} = n(\text{H}_2)v_{\text{H}_2}\sigma_d n_d \alpha_{\text{H}_2} \cdot 3k(T_d - T_K)/2 \quad (4)$$

采用文[13]所给出的尘埃参量, 可得到

$$I_{d-g} = 2.4 \times 10^{-33} T_K^{1/2} (T_d - T_K) n^2(\text{H}_2) \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (5)$$

过去 α_{H_2} 常取 0.5 (如 Goldreich 和 Kwan 1974^[3]; Leung 1975^[13]), 1983 年 Burke 和 Hollenbach 对这一系数作了详细的研究^[14]。Takahashi 等 (1983)^[15] 发现可用下式表示 Burke 等人的数值结果:

$$\alpha(T_d, T_K) \approx \left[\frac{\alpha_{\max} + \alpha_{\min}}{2} \right] - \left[\frac{\alpha_{\max} - \alpha_{\min}}{2} \right] \tanh \left[\gamma \lg \left(\frac{T_K}{T_0} \right) \right] \quad (6)$$

对于硅酸盐颗粒和 H_2 的碰撞, 取 $\alpha_{\min} = 0.20$, $T_0 = 223.9$, $\gamma = 3/(1 + \lg T_d)$, $\alpha_{\max} = 1.13(1 - 2^{16} T_d^{-4})$, 这时 (6) 式和数值结果相比精度为 10%。因此, 当 $n(\text{H}_2) \geq 1.5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$, $T_d - T_K \geq 10\text{K}$, $T_K \geq 30\text{K}$ 时, α 的变化范围是 0.2—1.0, 这时尘埃加热超过宇宙线加热^[5]。

较冷的气体 and 热尘埃碰撞而增加了气体的热能这一加热机制, 只有当 $T_d > T_K$, 且气体密度 $n(\text{H}_2)$ 较大时才有效。对于浓密的、温暖的分子云的观测确实表明, 通常是 $T_d > T_K$, 但 T_K 常常是接近 T_d 的。1981 年 Phillips 等人对自反转的 CO 谱线轮廓的分析表明: T_K 要比所预计的更为接近 T_d ^[16]。这样, 若认为尘埃加热是唯一的热源, 则必须密度 $n(\text{H}_2) \geq 10^5 \text{cm}^{-3}$ ^[5], 这比我们经常观测到的分子云密度要高一个量级甚至更多。因此, 这表明一定还存在其他有效的加热机制。

式 (5) 清楚地表明, 当 $T_d < T_K$ 时, 尘埃-气体碰撞将冷却气体。在较冷的没有内部能源的暗云中, 正是这种情况。和尘埃的加热一样, 通常只有当 $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{cm}^{-3}$ 时, 尘埃的冷却才是重要的。我们以 $T_K = 10\text{K}$, $T_d = 5\text{K}$ 时尘埃的冷却速率为例子。按式 (5), 可得到

$$A_{d-g} = 3.8 \times 10^{-32} n^2(\text{H}_2) \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (7)$$

这样, 当 $n(\text{H}_2) > 1.5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ 时, 它超过分子和原子谱线辐射的冷却速率。而当 $T_K = 20\text{K}$, $T_d = 15\text{K}$ 时, 只有 $n(\text{H}_2) \approx 10^5 \text{cm}^{-3}$ 时, 尘埃的冷却速率才超过谱线辐射的冷却速率。

3. 宇宙线加热

在基本是由 H_2 分子组成的气体中, 宇宙线加热的过程包括: 振动、转动激发, 分子的离解及电离。Glassgold 和 Langer (1973)^[16] 广泛研究了这一加热机制及 X 射线产生的加热, 通常认为后者对于分子云是不重要的。因为由外部源产生的 X 射线光子只能穿透光学厚的云 (如氢的柱密度 $N_{\text{H}} > 10^{22} \text{cm}^{-2}$) 的一个很薄的表层, 一个 0.1keV 的 X 射线光子的吸收柱密度只有 $\sim 10^{19} \text{cm}^{-2}$, 而一个能量为 E_p 的宇宙线质子的穿透范围为 $\sim 10^{21} (E_p/1\text{MeV})^2 \text{cm}^{-2}$, 这样 $E_p > 10\text{MeV}$ 的宇宙线就能通过电离 H_2 对稠密云的加热作出贡献。宇宙线加热速率通常写为

$$I_{CR} = \zeta_p(\text{H}_2) Q_{CR} n(\text{H}_2) \quad (8)$$

其中 $\zeta_p(\text{H}_2)$ 是 H_2 分子的一次宇宙线电离速率, Q_{CR} 是平均每次电离所得到的能量。如上所述, 对稠密分子云来说, 能量大于 10MeV 的宇宙线就能对整个云的加热作出贡献。由大于 100MeV

的高能宇宙线流量外推得到的一次电离速率是 $\zeta_p(\text{H}_2) = 3 \times 10^{-16} \text{s}^{-1}$ ^[17]。如果包括能量为 10—100 MeV 范围的宇宙线, 则电离速率将更大。对弥漫云模型的计算表明, 为了解释观测到的 HD 和 OH 丰度, 应有 $\zeta_p(\text{H}_2) \approx 1-3 \times 10^{-17} \text{s}^{-1}$ ^[18-20]。这可能是由于 10—100 MeV 能量质子的作用, 所以应采用 $\zeta(\text{H}_2) \approx 2 \times 10^{-17} \text{s}^{-1}$ 。对 10 MeV 的质子, $Q_{CR} \approx 17 \text{eV}$; 而对 100 MeV 的质子, $Q_{CR} \approx 26 \text{eV}$ 。这里取 $Q_{CR} = 20 \text{eV}$ ^[6], 可得到

$$\Gamma_{CR} = 6.4 \times 10^{-28} n(\text{H}_2) \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (9)$$

4. 形成 H_2 分子的加热

在尘埃颗粒表面形成 H_2 是另一种可能的加热机制。在这一过程中, H_2 分子 4.48 eV 结合能的一部分转化为逃离尘埃的 H_2 分子的动能, 因而加热气体^[21]。由这一过程而产生的加热率为

$$\Gamma_{\text{H}_2} = R Q_{\text{H}_2} (1-f) n^2 \quad (10)$$

R 是在尘埃颗粒表面 H_2 分子的形成速率系数, $n = 2n(\text{H}_2) + n(\text{H})$ 是总的氢密度, Q_{H_2} 是释放能量中加热气体的部分, 原子氢的百分比丰度为 $(1-f) = n(\text{H})/n$ 。形成 H_2 分子的加热速率 Γ_{H_2} 是很不确定的, 主要是很难确切估计 Q_{H_2} 的大小。由于很多原因, 形成 H_2 分子所释放出的 4.48 eV 的能量不能对加热气体作出贡献。例如, Allen 和 Robinson (1976)^[22] 指出, 4.48 eV 能量的大部分都将化为尘埃的内能。另外, 这一能量还会转化为 H_2 分子的内能, 并由辐射损失掉, 而不加热气体。最后, 就是逃离尘埃的 H_2 所带有的动能, 也会由于和周围 H_2 分子碰撞, 由碰撞激发-辐射去激发这一过程而失去。

若考虑稳态(即 H_2 的数密度不随时间变化), 并认为仅有宇宙线瓦解 H_2 , 则有

$$(1-f)n = \zeta(\text{H}_2) / [2R + \zeta(\text{H}_2)/n] \quad (11)$$

其中 $\zeta(\text{H}_2)$ 是包括二次电子作用的 H_2 总的瓦解速率。在高密度时, $n \approx 2n(\text{H}_2)$, 这时

$$\Gamma_{\text{H}_2} = Q_{\text{H}_2} \zeta(\text{H}_2) n(\text{H}_2) \quad (12)$$

和 R 无关。由此看来, 一旦达到稳态, 形成 H_2 的加热机制可看作是宇宙线加热速率 Γ_{CR} 的一项。因为在使 H_2 分子瓦解时, 是宇宙线提供了克服 4.48 eV 结合能的能量, 那么这一能量最终部分转化为热能应该与 $\zeta(\text{H}_2)$ 有关。在这些稳态的云中, $\zeta(\text{H}_2) \approx 1.5 \zeta_p(\text{H}_2)$, Γ_{H_2} 的最大值约为 $\Gamma_{CR}/3$ (取 $Q_{\text{H}_2} = 4.48 \text{eV}$)。由此看来, 在稳态时 Γ_{H_2} 是不大的。当然, 若考虑非稳态, 即与时间有关的加热时, Γ_{H_2} 将变大^[6]。

5. 引力坍缩的加热

当云坍缩时, 引力势能克服气体的热压力而对气体做功, 部分引力势能转换为气体分子的热能。通过引力坍缩而产生的加热速率通常由自由落体时间 τ_{ff} 来描述, Evans II (1977)^[23] 给出了 τ_{ff} 的一个表达式, 徐兰平等人 (1981)^[24] 验证了在条件

$$V \left(\frac{dE}{dt} \right)_c = P_r \frac{dV}{dt} \quad (13)$$

下, Evans II 所给出的 τ_{ff} 对分子云也是适合的。其中 V 是云的体积, 为 $4\pi R^3/3$ (R 是云的半径),

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = \frac{3}{R} V v_s \quad (14)$$

这里 v_s 是云表面的坍缩速度, 热压力 $P_T = n(\text{H}_2) k T_K = 2E/3$, E 是云单位体积的内能。因此

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_c = \frac{2v_s E}{R} = \frac{E}{\tau_{ff}}, \quad \tau_{ff} = R/2v_s \quad (15)$$

对均匀密度的分子云, 在热压力远小于自引力时, 忽略克服热压力而做的功, 可有

$$\frac{1}{2}v_s^2 = \frac{4}{3}\pi R^2 G \rho = \frac{4}{3}\pi R^2 G n(\text{H}_2) m_{\text{H}}, \quad (16)$$

从而得到

$$\tau_{ff} = 3.66 \times 10^{14} n(\text{H}_2)^{-1/2} \quad (17)$$

这样在只有热压力存在的情况下, 由压缩气体做功的速率而得到引力坍缩的加热速率

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{grav}} &= \left(\frac{dE}{dt}\right)_c = \frac{3}{2} n k T_K / 3.66 \times 10^{14} n(\text{H}_2)^{-1/2} \\ &= 5.66 \times 10^{-31} T_K n(\text{H}_2)^{3/2} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \end{aligned} \quad (18)$$

徐兰平等人(1981)^[24]对由于引力坍缩而产生的加热和CO分子的辐射致冷进行了比较, 发现一般有 $\Delta_{\text{CO}} > \Gamma_{\text{grav}}$, 因此, 仅有引力坍缩加热是不足以维持星际云的能量平衡的, 还必须考虑其他的加热机制。

6. 磁离子-中性粒子滑移产生的加热

以上所讲的引力坍缩加热机制存在的必要条件是: 云内要有压力。除了热压力以外, 星际气体中磁场的存在也提供了这种抵抗坍缩的压力, 因而使得引力坍缩加热了云。如果磁场是冻结的, 那么对于各向同性的压缩, 磁场 $B \propto n^{2/3}$ 。在离子密度足够低而磁场冻结不再适用时, 星际气体中离子和中性分子之间的摩擦产生了加热。Scalo(1977)对这种由于磁离子-中性粒子滑移所产生的加热进行了详细的讨论, Goldsmith 和 Langer(1978)^[6]对这一加热速率的估计是

$$\Gamma_{\text{is}} = \frac{5.0 \times 10^{-28}}{[X(e)/10^{-7}]} \left(\frac{B_0}{1\mu\text{G}}\right)^4 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot}\right)^{-2/3} n(\text{H}_2)^{4r-4/3} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (19)$$

其中 $X(e)$ 是电子百分比丰度。在上式中, 磁场与密度的关系假定为 $B = B_0 n^r$, B_0 是星际介质平均密度为 1cm^{-3} 时相应的磁场, 单位是 μG 。参量 r 取值范围是 $0 < r \leq 2/3$ 。

对质量 M 和密度 $n(\text{H}_2)$ 已知的云来说, 离子-中性粒子滑移加热速率 Γ_{is} 依赖于三个不太确定的参量: 电子丰度 $X(e)$, 初始磁场强度 B_0 以及 r 。浓密云的 $X(e)$ 值并不清楚, 如果金属(如 Mg、Fe、Na)的丰度低于它们的太阳值, 则理论计算得出 $X(e) < 10^{-6}$ ^[25]。在浓密云中, 电子丰度强烈地依赖于金属丰度, 但与宇宙线电离速率和氢密度的关系较弱, $X(e) \sim [\zeta(\text{H}_2)/n]^{1/3}$ ^[26]。关于浓密云的 $X(e)$ 的观测资料很少, Guélin 等人(1977)通过对 $n(\text{H}_2) > 10^4\text{cm}^{-3}$ 的暗云区域 $\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$ 比率的测量, 估计 $X(e) < 3 \times 10^{-8}$ ^[27]。Goldsmith 和 Langer (1978)^[6]由此而近似地导出作为 $\zeta(\text{H}_2)$ 和总的气体金属丰度 $\xi_M = [n(M^+) + n(M)]/n(\text{H}_2)$ 的函数的 $X(e)$ 的解析式, 将 $X(e)$ 的关系式代入 Γ_{is} , 且采用 $r = 2/3$ (使加热率最大), 并取 $\zeta(\text{H}_2) = 2 \times 10^{-17}\text{s}^{-1}$, 可得:

$$\Gamma_{\text{is}} = \frac{5 \times 10^{-28}}{(\xi_M/10^{-6})^{1/3}} \left(\frac{B_0}{1\mu\text{G}}\right)^4 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot}\right)^{-2/3} \left(\frac{n(\text{H}_2)^{5/2}}{10^3}\right)^{2/3} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (20)$$

若式中 ξ_M 取 10^{-6} , 则相当于比太阳中金属丰度低30倍。

7. 其他加热机制

观测到的分子云谱线轮廓一般宽度为 $5\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右, 而其热运动产生的宽度一般小于 $0.2\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 通常用具有很大速度梯度的系统运动或无规则湍动来解释所观测到的线宽。如果假定观测谱线宽度主要是由于湍动造成的, 则可估计湍动的加热如下。设分子云的尺度为 l , 湍动速度为 v_t , 则湍动耗散时标为

$$\tau_t = l/v_t \quad (21)$$

因而湍动加热速率为

$$\Gamma_t = \frac{1}{2} \rho v_t^2 / \tau_t = \frac{1}{2} \rho v_t^3 / l \quad (22)$$

R. Güsten等(1985)^[28]用湍动加热解释了在银河系中心区域分子云中气体温度相当高的原因($T_K \sim 60-120\text{K}$, 并且高于云中尘埃温度)。因为湍动耗散时标约为 10^6 年, 所以认为湍动可能是由银河系较差自转所驱动的。

另外, 若有高速星风作用于分子云, 则会产生激波加热。由于激波面两侧动量守恒, 则

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (23)$$

其中 p 是压力, ρ 是质量密度, u 是相对于激波的速度, 下标1、2分别表示激波前和激波后。假设 p_1 和 u_2 可忽略不计, 则有

$$p_2 = n_2 k T_2 = \rho_1 u_1^2 \quad (24)$$

再假设激波前气体原是静止的, 则 u_1 也就是激波速度。这样可估计激波的加热速率为

$$\Gamma_s = \rho_1 u_1^3 / 2 \Delta x \quad (25)$$

其中 Δx 是被激波加热的气体的特征长度。B. G. Elmegreen等(1978)^[29]对边缘明亮的分子云, 用上述方法研究了可能的激波加热机制。他们的结论是: 若压力只是热压力, 则通常速度的激波的加热不能弥补CO分子的辐射冷却; 而若假设压力项中还有磁场或湍动的贡献, 而使其压力大大超过热压力, 则通常速度的激波的加热就可以补偿辐射冷却。

三、分子云的热平衡温度 T_K^E

分子云的运动温度 T_K 是一个最重要的物理参量。若假定分子云处于热平衡状态, 则应有

$$\sum_i \Gamma_i = \sum_j A_j \quad (26)$$

即总的加热速率等于总冷却速率。一般说来, 总加热速率和总冷却速率都是温度 T_K 、数密度 $n(\text{H}_2)$ 等分子云物理参量的函数。所以, 由(26)式可得到分子云的平衡温度 T_K^E 。由此可知, 若要建立分子云的热模型, 从理论上预计在一定物理环境下分子云的温度 T_K^E , 则首先要确定应考虑哪些加热和冷却过程。考虑的标准有两条: (1)这种加热(或冷却)机制在分子云热平衡中有不可忽略的作用; (2)这一过程的加热(或冷却)速率的不确定性较小。但是, 除了各种分子、原子的冷却或加热速率可以在一定的物理条件下较准确地计算得到外, 其他各种加热速率则多少存在不确定性。例如, 与宇宙线加热速率有关的宇宙线能谱和流量的不

确定性；与尘埃-气体碰撞加热速率有关的吸附系数 α_{H_2} 的不确定性；形成 H_2 分子时其释放的能量中用于加热气体的部分 Q_{H_2} 的不确定性；至于磁离子-中性粒子滑移加热速率，其中磁场强度、电子丰度和参量 r 都是不确定的。这样就对平衡温度的确定带来一些困难，但我们总还可以从对某一加热速率量级的估计来判断是否需要考虑这一机制，并且在一定的误差范围内，得到平衡温度 T_K^E 。

另外，还应注意，既然决定分子云 T_K^E 的各加热和冷却速率通常是其数密度 $n(\text{H}_2)$ 等参量的函数，而分子云中 $n(\text{H}_2)$ 等参量一般并非均匀的，而是有一个分布，所以，由此得到的运动温度 T_K^E 也将有一个分布。当然，若分子云中不同部分的物理环境有较大的差异，而其中起主要作用的加热和冷却机制也各不相同，那更会造成不同部分有不同的 T_K^E 。总之，一般说来分子云存在一个热结构。

由已观测到的分子云来看，其温度范围大致为6—80K。对分子云的分类，至今还没有确切的标准。在这里，我们考虑两类有明显区别的分子云：一类是中心有光学或红外源的分子云（或者是在这些能源附近的分子云），这种云的温度较高，通常为40—80K，被称为暖云；而另一类分子云，其附近没有较强的能源，温度只有6—15K，被称为暗云。因为物理环境有很大的差异，故在考虑这两类云的加热和冷却机制以求得平衡温度时，应有不同的考虑。

对于暖云，由于它和高温能源（恒星或原恒星）成协，这时必须考虑尘埃热辐射的作用。否则，由理论计算所得到的平衡温度 T_K^E 就会和实际观测到的 T_K 有很大的偏差。例如，Goldsmith和Langer (1978)^[6]曾研究过这种温度为40—80K暖云中的能量平衡问题。他们考虑了各种分子、原子的总冷却速率 $\Lambda_{\text{总}}$ 与尘埃加热速率 Γ_{d-g} 的热平衡。在假定 $T_d=70\text{K}$ ， $n(\text{H}_2)=10^4\text{cm}^{-3}$ 时，得到平衡气体温度为 $T_K^E \approx 23\text{K}$ ，这大大低于云中的实际温度。这一误差的产生，正是因为他们只在计算 Γ_{d-g} 时考虑了尘埃温度 T_d ，而没有考虑尘埃热辐射对云内辐射场的贡献。如文[5]、[11]、[12]所指出的，在尘埃远红外辐射的影响下， H_2O 分子一般是加热剂。但是，在Goldsmith等不考虑尘埃辐射的计算中， H_2O 却是冷却剂。这样显然会造成理论计算的 T_K^E 低于实际值。Takahashi等(1983)^[5]在简化的物理条件下，在对这类暖云的热平衡研究中，考虑了尘埃辐射的作用，他们的结果表明，在适当的条件下，平衡时的气体温度 T_K^E 可达 $0.8T_d$ ，这和观测结果比较一致。

对于低温暗云，因为没有内部能源，并且也不在强源附近，这时云内的尘埃温度 T_d 低于气体温度 T_K 。Leung(1975)^[13]的研究表明：在云外恒星辐射场的作用下，暗云中的尘埃温度 $T_d \sim 6-9\text{K}$ 。因此在考虑暗云的热平衡时，不需要考虑尘埃的热辐射。因为暗云中 $T_d < T_K$ ，所以这时尘埃-气体碰撞起冷却作用，但是若 $n(\text{H}_2) \lesssim 10^4\text{cm}^{-3}$ ，则这一冷却机制和分子、原子的辐射冷却相比是可以忽略的。Goldsmith等(1978)^[6]考虑了这些低温暗云的热平衡后认为，在暗云中， H_2 分子的形成和引力坍缩（若只有热压力）等都不能提供有效的加热机制。当然，他们也指出：若存在磁场，当 $B_0 \geq 1\mu\text{G}$ ， $r \geq 1/2$ 时，磁离子-中性粒子滑移将是暗云中重要的加热机制。最后，他们在假定宇宙线加热是这些暗云唯一的加热机制的条件下，研究了这一加热机制和分子、原子冷却之间的热平衡。他们的研究表明，这时 $T_K^E \sim 8-12\text{K}$ ，并且这一结果基本不依赖于云的密度，这和所观测到的几乎不变的暗云温度是一致的。

参 考 文 献

- [1] Dalgarno, A. and McCray, R. A., *Ann. Rev. A. Ap.*, 10(1972), 375.
 [2] Scoville, N. Z. and Solomon, P. M., *Ap. J. Lett.*, 187(1974), L67.
 [3] Goldreich, P. and Kwan, J., *Ap. J.*, 189(1974), 441.
 [4] Leung, C. M. and Liszt, H. S., *Ap. J.*, 208(1976), 732.
 [5] Takahashi, T., Hollenbach, D. J. and Silk, J., *Ap. J.*, 275(1983), 145.
 [6] Goldsmith, P. F. and Langer, W. D., *Ap. J.*, 222(1978), 881.
 [7] Langer, W. D., *Ap. J.*, 210(1976), 328.
 [8] Gerola, H. and Glassgold, A. E., *Ap. J. Suppl.*, 37(1978), 1.
 [9] Scoville, N. Z. and Kwan, J., *Ap. J.*, 206(1976), 718.
 [10] Evans II, N. J. et al., *Ap. J.*, 250(1981), 200.
 [11] 张承岳, 唐沅, 向德琳, 天文学报, 26(1985), 213.
 [12] 张承岳, 唐沅, 向德琳, 紫金山天文台台刊, 4(1985), 1.
 [13] Leung, C. M., *Ap. J.*, 199(1975), 340.
 [14] Burke, J. R. and Hollenbach, D. J., *Ap. J.*, 265(1983), 223.
 [15] Phillips, T. G. et al., *Ap. J.*, 245(1981), 512.
 [16] Glassgold, A. E. and Langer, W. D., *Ap. J.*, 186(1973), 859.
 [17] Takayanagi, K., *Pub. Astr. Soc. Japan*, 25(1973), 327.
 [18] O'Donnell, E. J. and Watson, W. D., *Ap. J.*, 191(1974), 89.
 [19] Glassgold, A. E. and Langer, W. D., *Ap. J.*, 206(1976), 85.
 [20] Black, J. H. and Dalgarno, A., *Ap. J. Suppl.*, 34(1977), 405.
 [21] Glassgold, A. E. and Langer, W. D., *Ap. J.*, 193(1974), 73.
 [22] Allen, M. and Robinson, G. W., *Ap. J.*, 207(1976), 745.
 [23] Evans II, N. J., *Ap. J.*, 217(1977), 448.
 [24] 徐兰平等, 天体物理学报, 1(1981), 234.
 [25] Langer, W. D., *Ap. J.*, 206(1976), 699.
 [26] Oppenheimer, M. and Dalgarno, A., *Ap. J.*, 192(1974), 29.
 [27] Guélin, M., Langer, W. D., Snell, R. L. and Wootten, H. A., *Ap. J. Lett.*, 217(1977), L165.
 [28] Güsten, R., Walmsley, C. M., Ungerechts, H. and Churchwell, E., *A. Ap.*, 142(1985), 381.
 [29] Elmegreen, B. G., Dickinson, D. F. and Lada, C. J., *Ap. J.*, 220(1978), 853.

(责任编辑 谢应纯)

The Thermal Equilibrium of Molecular Clouds

Tang Yuan Xiang Delin

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, some heating and cooling mechanisms which determine the thermal equilibrium of molecular clouds are introduced, such as radiative cooling (or heating) by molecules or atoms, heating through dust-gas collisions and gravitational collapse, and so on. Some discussions about how to determine the thermal equilibrium temperature of different kinds of molecular clouds are also given.