

密级: \_\_\_\_\_



中国科学院大学  
University of Chinese Academy of Sciences

# 博士学位论文

## 大质量恒星形成过程中的反馈 ——外向流与红外尘泡的多波段观测研究

作者姓名: \_\_\_\_\_ 袁敬华

指导教师: 李金增 研究员 中国科学院国家天文台

吴月芳 教授 北京大学天文学系

学位类别: 理学博士

学科专业: 天体物理

培养单位: 中国科学院国家天文台

2014年5月

Typeset by L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>&</sub> at May 27, 2014

With package C<sub>A</sub>Sthesis v0.2 of CT<sub>E</sub>X.ORG

Multi-wavelength investigations  
on feedback of massive star formation

By  
**Jinghua Yuan**

A Dissertation Submitted to  
University of Chinese Academy of Sciences  
In partial fulfillment of the requirement  
For the degree of  
**Doctor of Astrophysics**

**National Astronomical Observatories,**  
**Chinese Academy of Sciences**

**May, 2014**



## 摘要

尽管大质量恒星在星系演化中扮演重要角色，但其具体诞生过程却仍未被充分认识。嵌埋深、距离远、演化快等特点使得揭示大质量恒星形成过程困难重重。现有三种用来阐释大质量恒星形成的主流模型：单体坍缩与盘吸积、竞争吸积及星体碰撞与并和。

大质量恒星形成过程中，以外向流、电离辐射、强星风等形式呈现的反馈对近邻环境和母分子云产生深刻影响。为深入探索这些反馈在恒星形成中的作用和对下一代恒星形成的促进或抑制，我们优选了分别处于热核（G22.04+0.22）、外向流（IRAS 18114-1825）、电离氢区（N6）和光学可见（L1174 中的 HD 200775）阶段的 4 个天体，利用多波段数据在不同分辨率上开展了细致研究。

四个天体中，处于最早期阶段的是 EGO G22.04+0.22（简称 G22）。亚毫米波阵（SMA）探测到的 1.3 mm 连续谱示踪了一个致密的大质量云核。丰富的来自复杂有机分子的发射和约为 212 K 的气体温度，表明 G22 尚处于大质量恒星形成的热核阶段。我们首次揭示了 G22 中复杂的多极外向流。外向流南侧红移瓣正与周围致密介质发生强烈作用。G22 中呈现出显著的物质下落特征，并具有较大的吸积率。在该源中还探测到  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 和  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 毫米波甲醇脉泽。其中，频率为 218.440 GHz 的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 脉泽属于首次证认。

处于稍晚阶段的是一个新发现的大质量外向流（IRAS 18114-1825）。该项工作中，我们基于 *Spitzer/GLIMPSE* 数据发现一例由大质量原恒星驱动的红外亮双极外向流系统。该外向流在中红外呈现出的沙漏形态较为稀少。对这种罕见的双极系统开展更高分辨率的研究，可以揭示其运动学、动力学和化学特性，为探究大质量恒星形成早期阶段和完善外向流模型提供重要约束。

N6 是一例由电离氢区与星际介质相互作用产生的具有复杂结构的红外尘泡。我们使用紫金山天文台（PMO）13.7 m 望远镜对该源进行了  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  成图，结合多波段巡天数据详细考察了其星际介质状态和恒星形成活动。PMO 的观测揭示了沿西北-东南方向的速度梯度，表明环形结构正在膨胀。我们证认出了 10 个分子团块，其中 5 个沿环形结构分布，

且顺着环形结构拉伸。基于双色图证认出的 1 000 多个 YSOs 倾向于成团分布，且在环形结构上聚集。这些特点表明“聚集与坍缩”过程在 N6 的结构演化和恒星形成中曾经并正在扮演重要角色。

L1174 在 4 个源中处于最晚阶段，由一颗质量约为  $10 M_{\odot}$  的 Herbig Be 星 HD 200775 照亮。使用 KOSMA 3 m 望远镜对该源进行的  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  成图及红外存档数据共同揭示了 L1174 中的分子气体状态与恒星形成活动。基于  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  积分强度证认出的 6 个分子云核均处于湍动状态。但在考虑外部作用情况下，它们依然具有坍缩并孕育恒星的潜力。其中一个云核同时呈现了坍缩与外向流特征。普遍存在的红不对称轮廓和探测到的速度梯度表明 L1174 在 HD 200775 的作用下发生整体膨胀。基于 2MASS 色指数，我们证认出 17 个 YSO 候选体。其中，距 HD 200775 最近的 10 个 YSOs 的年龄随到 HD 200775 距离的增加而递减，表明即使像 HD 200775 这样的 Herbig Ae/Be 星也能触发恒星形成。在仅有  $10 M_{\odot}$  的年轻恒星周围探测到触发迹象，对研究更大质量恒星附近的相应过程具有启示意义。

**关键词：**大质量恒星形成，星际介质，分子云，外向流，电离氢区，红外尘泡

## Abstract

In the course of massive star formation, outflows, ionizing radiation and intense stellar winds could heavily affect their adjacent environs and natal clouds. There are several outstanding open questions related to these processes: i) whether they can drive turbulence in molecular clouds; ii) whether they are able to trigger star formation; iii) whether they can destroy natal clouds to terminate star formation at low efficiencies.

This thesis investigates feedback in different stages of massive star formation. Influence of such feedback to the ambient medium has been revealed. A new type of millimeter methanol maser is detected for the first time. An uncommon bipolar outflow prominent in the mid-infrared is discovered. And features of triggered star formation are found on the border of an infrared bubble and in the surroundings of a Herbig Be star.

Extended green objects (EGOs) are massive outflow candidates showing prominent shocked features in the mid-infrared. We have carried out a high resolution study of the EGO G22.04+0.22 (hereafter, G22) based on archived SMA data. Continuum and molecular lines at 1.3 mm reveal that G22 is still at a hot molecular core stage. A very young multi-polar outflow system is detected, which is interacting with the adjacent dense gas. Anomalous emission features from  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) and  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) are proven to be millimeter masers. It is the first time that maser emission of  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) at 218.440 GHz is detected in a massive star-forming region.

Bipolar outflows have been revealed and investigated almost always in the microwave or radio domain. It's sort of rare that hourglass-shaped morphology be discovered in the mid-infrared. Based on GLIMPSE data, we have discovered a bipolar object resembling an hourglass at  $8.0 \mu\text{m}$ . It is found to be associated with IRAS 18114-1825. Analysis based on fitted SED, optical spectroscopy, and infrared color indices suggests IRAS 18114-1825 is an uncommon bipolar outflow driven by a massive protostar. Multi-wavelength observations based on classical tracers of outflows are highly necessary. Extensive investigations of IRAS 18114-1825 may contribute to our understanding of massive star formation in early stage.

N6 is an infrared bubble originating from the expansion of an H II region. Mapping observations in  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  and  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  have been carried out using the Purple Mountain Observatory 13.7 m telescope. The detected prominent velocity gradient indicates the ongoing expansion of the ring. Ten molecular clumps have been identified. Five of them are located on the ring border and four clumps are elongated along the shell. More than 1,000 potential young stellar objects (YSOs) have been identified. The distribution of clumps and the enhancement of YSO surface density on the ring border suggest that “collect and collapse” process has been playing an important role in the reconstruction of N6 and the star-forming activities therein.

L1174 is a star-forming molecular cloud illuminated by the massive Herbig Be star HD 200775. Lines of  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  and  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  observed using the KOSMA telescope have revealed ubiquitous turbulence in this region. A systematic velocity gradient and large areas of red-skewed  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  profiles are detected, which is suggestive of a scenario of global expansion. Intense winds from HD 200775 have blown away the ambient material and a large cavity was thus formed. The gas surrounding the cavity has been severely compressed by stellar winds from HD 200775. Seventeen potential YSOs were identified based on their 2MASS colors. The spatial distribution of the these YSOs indicates that some of them have a triggered origin. This suggests that feedback from a Herbig Ae/Be star might also be able to induce the formation of new stars in its surroundings.

**Keywords:** Massive star formation, Interstellar medium, Molecular clouds, Outflows, H II regions, Infared dust bubble

# 目 录

摘要 .....	i
<b>Abstract</b> .....	iii
目录 .....	v
<b>第一章 绪论</b> .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 低质量恒星形成基本图景 .....	3
1.3 大质量恒星形成 .....	5
1.3.1 辐射压难题 .....	5
1.3.2 理论模型 .....	8
1.3.3 演化序列 .....	13
1.4 外向流 .....	15
1.4.1 基本观测性质 .....	15
1.4.2 驱动模型 .....	16
1.4.3 对恒星形成的影响 .....	18
1.5 红外尘泡与触发恒星形成 .....	19
1.6 本文研究内容与章节安排 .....	21
<b>第二章 热核源 EGO G22.04+0.22: 多极外向流和毫米波甲醇脉泽</b> .....	23
2.1 引言 .....	23
2.2 观测 .....	24
2.3 结果 .....	25
2.3.1 连续谱发射 .....	25
2.3.2 分子谱线发射 .....	27

2.4	热核	35
2.4.1	云核温度	35
2.4.2	云核质量	38
2.4.3	云核本质	39
2.5	运动学特征	40
2.5.1	高速气体	40
2.5.2	多极外向流性质	40
2.5.3	物质下落	44
2.6	毫米波甲醇脉泽	46
2.7	小结	47
<b>第三章 外向流源 IRAS 18114-1825：罕见红外亮沙漏状双极系统的发现</b>		<b>49</b>
3.1	数据的获取	49
3.1.1	存档数据	49
3.1.2	光学光谱观测	49
3.2	结果	50
3.2.1	物理参数	52
3.3	年轻星天体 vs. 演化晚期天体	53
3.4	演化状态	54
3.4.1	形态分析	54
3.4.2	能谱拟合	54
3.4.3	双色图	55
3.5	小结	57
<b>第四章 电离氢区激发的红外尘泡 N6：膨胀壳环与触发恒星形成</b>		<b>59</b>
4.1	观测与数据获取	59
4.1.1	分子谱线数据	59
4.1.2	巡天数据	60
4.2	结果	61

---

4.2.1	分子云	61
4.2.2	IRAS 点源	72
4.2.3	N6 中的候选年轻星天体	73
4.3	讨论	76
4.3.1	激发星	77
4.3.2	分子团块的演化状态	80
4.3.3	膨胀环结构	84
4.3.4	触发恒星形成	86
4.4	小结	87
<b>第五章 光学可见发射线星对母云的作用：L1174 中的分子环境与恒星形成</b>		<b>89</b>
5.1	引言	89
5.2	观测与数据获取	90
5.2.1	KOSMA 观测	90
5.2.2	存档数据	91
5.3	结果	91
5.3.1	分子云核	91
5.3.2	$^{12}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 成图	96
5.3.3	成协的 IRAS 点源	98
5.3.4	2MASS 年轻星候选体	98
5.4	讨论	100
5.4.1	分子云核	100
5.4.2	整体运动特征	105
5.4.3	触发恒星形成	107
5.5	小结	110
<b>第六章 总结与展望</b>		<b>111</b>
6.1	本文总结	111
6.2	工作展望	113

6.2.1	典型源的进一步研究 .....	113
6.2.2	外向流对母云的作用 .....	114
6.2.3	下一代恒星形成环境 .....	115
参考文献 .....	<b>117</b>	
发表文章目录 .....	<b>137</b>	
简历 .....	<b>139</b>	
致谢 .....	<b>141</b>	

## 表 格

2.1 G22 尘埃核峰值位置的谱线参数.....	28
2.2 G22 中 $^{12}\text{CO}$ 外向流参数 .....	43
3.1 IRAS 18114-1825 的测光性质.....	52
3.2 双极系统能谱拟合结果 .....	55
4.1 N6 中的分子团块: 观测结果 .....	67
4.2 N6 中的分子团块: 参数 .....	70
4.3 N6 中的 IRAS 点源 .....	72
4.4 N6 的候选激发源 .....	79
5.1 L1174 中分子云核的拟合参数 .....	94
5.2 L1174 中分子云核的物理参数 .....	94
5.3 L1174 区域成协的 IRAS 点源的性质 .....	99
5.4 2MASS 年轻星候选体.....	101



## 插 图

1.1 恒星质量-光度关系 .....	2
1.2 低质量恒星形成基本图景 .....	4
1.3 恒星形成时标 vs. 恒星质量 .....	7
1.4 大质量年轻星吸积盘示意图 .....	9
1.5 吸积盘碎裂形成多星系统 .....	10
1.6 年轻星团引力势示意图 .....	12
1.7 外向流示意图 .....	18
2.1 G22 1.3 mm 连续谱成图 .....	26
2.2 G22 中心云核处的上下边带谱线 .....	27
2.3 G22 中云核探针分子的积分强度图 .....	29
2.4 G22 中的 $^{12}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 线翼积分强度图 .....	31
2.5 G22 中的 SiO $J = 5 - 4$ 线翼积分强度图 .....	32
2.6 G22 中心云核位置处的 $^{13}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 和 $\text{C}^{18}\text{O}$ $J = 2 - 1$ 谱线 ..	33
2.7 G22 中的甲醇发射成图与谱线 .....	34
2.8 G22 云核位置 $\text{CH}_3\text{OH}$ 和 $\text{CH}_3\text{CN}$ 转动图 .....	36
2.9 G22 中心云核位置处 $\text{CH}_3\text{OH}$ 和 $\text{CH}_3\text{CN}$ 考虑光学厚度的布居图 拟合结果 .....	37
2.10 G22 中心红外点源的 SED .....	39
2.11 G22 中 $^{12}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 速度通道图 .....	41
2.12 G22 中沿不同方向的 $^{12}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 位置-速度图 .....	42
2.13 G22 区域 JCMT 观测到的 $^{13}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 和 $\text{HCO}^+$ $J = 2 - 1$ 谱 线与成图 .....	45
3.1 新发现外向流的形态 .....	51
3.2 双极系统的低分辨率光学光谱 .....	53

3.3 双极系统的能谱分布 .....	55
3.4 近红外到远红外双色图 .....	56
4.1 红外尘泡 N6 的多波段合成图 .....	62
4.2 N6 区域 $^{12}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 和 $^{13}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 平均光谱 .....	63
4.3 N6 区域 $^{12}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 速度通道图 .....	64
4.4 N6 区域 $^{12}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 四个速度成分的积分强度图 .....	65
4.5 N6 区域 $^{13}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 在 $16.0$ 和 $45.7 \text{ km s}^{-1}$ 两个成分上的积分 强度图 .....	68
4.6 N6 中团块 E 的 non-LTE 模型拟合 .....	71
4.7 用于 N6 区域 YSO 证认的 IRAC 双色图 .....	74
4.8 用于 N6 区域 YSO 证认的 Ks、3.6 和 $4.5 \mu\text{m}$ 双色图 .....	75
4.9 用于 N6 区域 YSO 证认的 WISE 双色图 .....	76
4.10 N6 区域 YSOs 面密度分布 .....	77
4.11 IRAS 18121-1825 的能谱分布 .....	80
4.12 N6 中团块 A 的局部特写 .....	81
4.13 N6 中团块 B 局部特写 .....	82
4.14 N6 中团块 C 和 D 局部特写 .....	83
4.15 N6 中团块 E 局部特写 .....	84
4.16 N6 区域 $^{12}\text{CO}$ $J = 1 - 0$ 在 $16.0$ 和 $45.7 \text{ km s}^{-1}$ 两个速度成分的联 合积分强度 .....	85
5.1 L1174 $^{13}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 和 $^{12}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 谱线栅格 .....	92
5.2 $^{13}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 积分强度图 .....	93
5.3 L1174 中分子云核的 $^{13}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 和 $^{12}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 谱线 .....	95
5.4 L1174 $^{12}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 积分强度图 .....	97
5.5 L1174 区域 2MASS 近红外双色图 .....	100
5.6 L1174 中云核 1 的位置-速度图和外向流 .....	103
5.7 L1174 中云核 5 的 $^{12}\text{CO}$ $J = 3 - 2$ 位置-速度图和谱线轮廓 .....	104
5.8 L1174 分子云 $^{13}\text{CO}$ $J = 2 - 1$ 线心速度分布 .....	106

5.9 L1174 中心区域放大 .....	108
5.10 L1174 中心区域 YSOs 的 2MASS 指数与到激发星距离间关系 .....	109
6.1 VLA 在 G22 中探测到的 NH <sub>3</sub> (1,1) 谱线及其积分强度图 .....	114
6.2 Vela B 区域的 WISE 多波段合成图 .....	115



# 第一章 绪论

## 1.1 引言

大质量恒星是指质量大于 8 个太阳质量、光谱型为 O 型或早型 B 型的恒星。满足这一条件的恒星在其演化末期可发生 II 型超新星爆炸。如果恒星初始质量函数 (IMF) 是普适的且符合 Salpeter 分布 ( $dN/d\log M \propto M^{-1.35}$ ) [1]，那么大质量恒星仅占恒星总数目的不足 3%。尽管相对稀少，然而其整个演化过程中呈现出的剧烈物理和化学活动使得大质量恒星在星团、星系，乃至整个宇宙的演化中扮演重要角色 [2]。

大质量恒星是可视宇宙中最重要的发光源。基于对已知质量和光度的双星参数的统计，质–光关系可由如下公式表示 [3,4]：

$$L_*/L_\odot = \begin{cases} (M_*/M_\odot)^a & (M_*/M_\odot \geq 0.4) \\ 0.23 (M_*/M_\odot)^{2.3} & (M_*/M_\odot \leq 0.4) \end{cases} \quad (1.1)$$

此处  $a$  取值在 3–4 之间，一般取为 3.5。图 1.1 展示了这一经典的质–光关系 [5]。从公式 1.1 和图 1.1 可以直观地得到大质量恒星远亮于低质量恒星的结论。一个拥有 8 个太阳质量的恒星，其单位时间发光量是太阳的约 1 450 倍；而一个质量为  $100 M_\odot$  的恒星，这一比值可达  $10^7$ 。在一个星系中，大质量恒星贡献了约 99.7% 的光度。可见，大质量恒星虽说数目偏少，却是主要的发光源。

大质量恒星是宇宙增丰的重要贡献者和重金属元素的主要合成场所。在整个宇宙空间中的多核子元素主要通过两个途径被合成。轻元素 ( $\text{D}$ 、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ) 可在宇宙大爆炸 (the Big Bang) 发生的前几分钟内产生 [10]，而其他的金属元素（重于氦的元素）则只能在恒星内部被合成。不同质量恒星热核反应的程度有较大差异。小于  $0.26 M_\odot$  的恒星仅发生氢燃烧合成氦的反应；类太阳恒星和中等质量恒星通过热核反应可以合成碳元素；而一颗质量为  $30 M_\odot$  的恒星可以进行更为彻底的核合成，直至形成平均核子能最低的铁元素。重于铁的元素可通过快速 (r-process) 和慢速 (s-process) 中子捕获过程来合成。这些重金属元素随着大质量恒星的演化和死亡，通过星风、超新星爆发等过程被抛射到星际空间。它们作为重要的冷却剂，在星际介质演化、下一代恒星形成与演

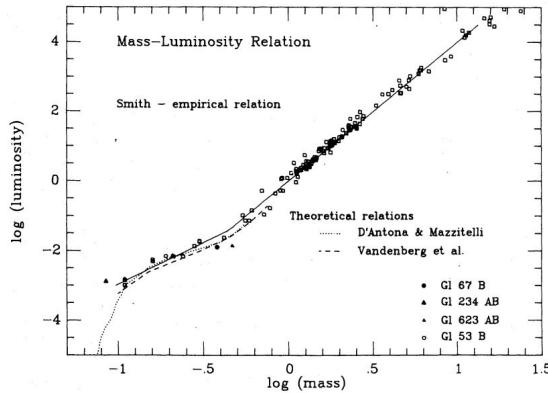


图 1.1: 恒星质量-光度关系<sup>[5]</sup>。恒星参数来自文献 [6] 和 [7]。实线展示了来自文献 [3] 的经验关系。低质量端的理论关系来自文献 [8] 和 [9]。

化、星系形成与演化等过程中扮演重要角色。

大质量恒星在形成与演化过程中对周围介质有剧烈而影响深远的反馈。在诞生早期，强烈的外向流便开始通过向近邻物质注入能量与动量来影响母分子云的物理性质及其中的恒星形成活动<sup>[11]</sup>。进入主序后，大质量恒星释放出的大量 UV 光子将电离周围介质形成电离氢区（H II 区）。H II 区的膨胀将对分子云的结构、形态与演化产生重大影响，进而触发或抑制恒星形成<sup>[12–16]</sup>。在大质量恒星的演化过程中往往还伴有强烈的星风。在演化末期，大质量恒星将通过超新星爆炸来结束自己光辉的一生。这些过程都将向星际空间注入大量能量和重金属元素，从而影响星际介质乃至整个星系的动力学和物质组成。

大质量恒星演化的终产物是重要的天文研究对象。在经历超新星爆炸后，大质量恒星将最终演化成中子星或黑洞等极端天体。伴有强磁场并高速转动的中子星转动轴与磁轴一般有一定夹角，导致电磁辐射以脉冲方式到达地球，成为脉冲星<sup>[17, 18]</sup>。自上世纪 60 年代末被发现以来<sup>[19]</sup>，呈现独特性质的脉冲星便成为重要的天文研究对象，并在计时与地球参考架（The International Terrestrial Reference Frame, ITRF）的维护等领域发挥关键作用<sup>[20]</sup>。当初始恒星质量大于  $15\text{--}20 M_{\odot}$  时，演化末期形成的致密天体将突破奥本海默-沃尔科夫极限（Oppenheimer-Volkoff Limit），从而坍缩成为黑洞<sup>[21]</sup>。黑洞的出现往往伴随诸如强吸积、喷流等剧烈天文现象，并成为活动星系核的主要驱动源。类星体作为一类特殊的活动星系核，更是在天球参考架（The International Celestial Reference Frame, ICRF）的建立与维护领域得到重要应用<sup>[22]</sup>。

综上，大质量恒星在天文研究中占有重要位置。目前，众多天体物理研究（尤其是河外目标的观测研究）都要依赖于大质量恒星形成与演化过程中呈现出的物理与化学现象。然而，这一类重要天体是如何诞生的呢？他们的早期演化又有哪些特点呢？

## 1.2 低质量恒星形成基本图景

自上世纪 70 年代初 Wilson 等人在猎户座星云中探测到 CO 分子以来<sup>[23]</sup>，恒星形成研究取得了众多突破，确立的一个基本观点是恒星诞生于分子云中<sup>[24]</sup>，由分子云发生自引力坍缩而形成<sup>[25]</sup>。

在归纳总结已有研究结果的基础上，Shu et al. (1987) 等人给出了低质量恒星形成的基本图景<sup>[25]</sup>。基于该图景的恒星形成理论认为，低质量恒星在分子云中经过如下几个阶段而诞生（如图 1.2）：

### 1. 慢速转动云核的形成

在初始状态不同的分子云中，该过程的发生略有不同。处于亚临界状态（Subcritical）的团块中，磁场与湍动支撑通过双极扩散（Ambipolar Diffusion）缓慢变弱，从而形成慢速转动云核。而在超临界情况下（Supercritical），团块在整体收缩和扁平化的过程中会进一步碎裂，进而形成云核。由于形成过程相对缓慢（时标长于典型的弛豫时标），云核的密度结构趋于奇异等温球（Singular Isothermal Spheres）。

### 2. 伴有吸积盘的原恒星的形成

当满足不稳定性临界条件时，逐渐凝结的云核将自内向外（inside-out）发生引力坍缩。该阶段最典型的特征是中心出现了嵌埋于下落气尘包层的原恒星（Protostar）和吸积盘（Accretion Disk）。此后，下落物质将穿过吸积激波到达中心星与吸积盘。这一过程与盘内吸积共同主导了低质量原恒星质量的增长，并成为原恒星光度的主要来源。

### 3. 双极外向流的形成

随着吸积的进行，核区的氘将点燃导致小于  $2 M_{\odot}$  的星体内部接近完全对流。对流和星体的较差转动形成“发电机”（Dynamo），从而驱动星风的产生。起初，下落气体的冲压抑制了星风的喷发。随时间推移，气体将

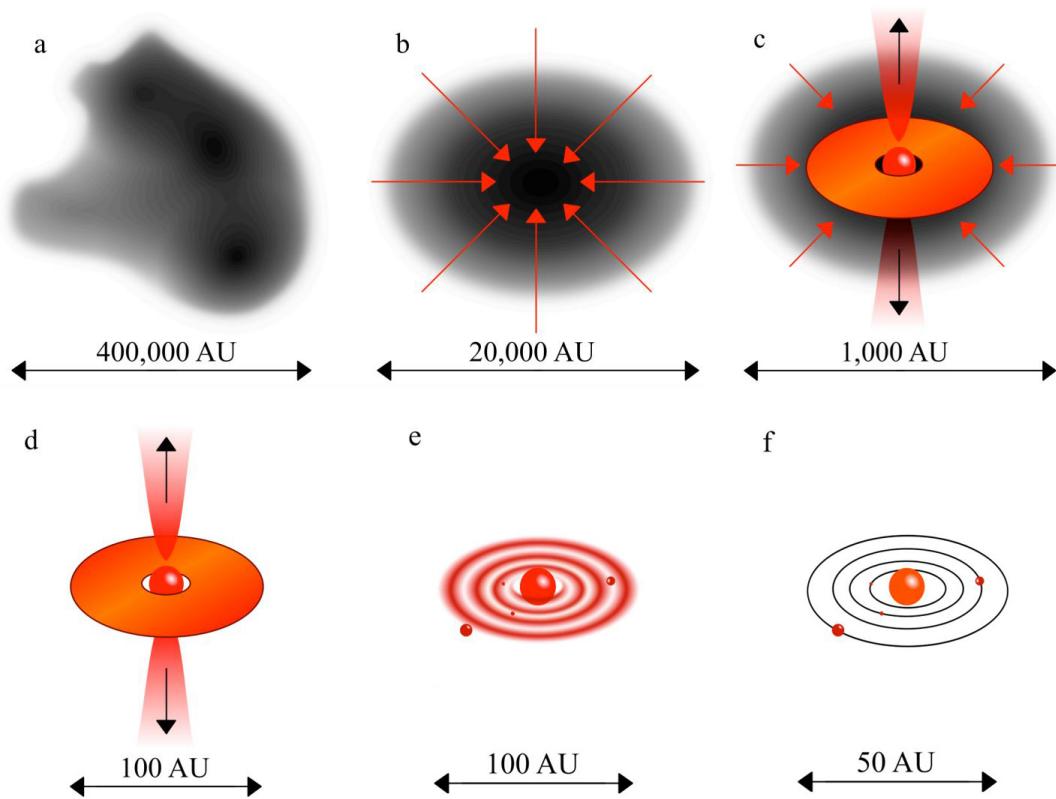


图 1.2: 低质量恒星形成基本图景<sup>[26]</sup>。本图是基于文献 [25] 中给出的图景重制的。

更趋于向盘上下落，导致垂直于盘面方向的冲压变弱。最终星风沿阻力最弱的两极喷出，从而形成准直喷流和双极外向流（Bipolar Outflow）。

#### 4. 伴有残存盘的主序前星的形成

随时间推移，越来越多的转动下落物质更倾向于落到盘上而非星体上。星风的张角也会越来越大，最终充满整个  $4\pi$  立体角。此时星周包层将全部被吹散，仅留下光学薄的残存盘（Debris Disk），使得中心星光可见，进入主序前（Pre-Main-Sequence）演化阶段。

主序前星将进一步收缩，并最终点燃中心氢，进入主序演化阶段。这一过程中，行星系统将在残存盘中形成。

## 1.3 大质量恒星形成

与低质量恒星形成相比，大质量恒星形成的研究相对滞后，存在着更多的悬而未决的问题。嵌埋深、距离远、演化时标短等特点致使大质量恒星形成相关研究更为棘手。“嵌埋深”使得它们几乎不能被工作在光学及近红外波段的设备探测到，中远红外及毫米、亚毫米波观测是研究大质量恒星形成的主要手段；“距离远”使得它们显得更暗弱、角尺度更小，使用更大的单口径望远镜或干涉阵进行更高灵敏度、更高角分辨率的观测是详细解析大质量恒星形成过程的关键；“演化时标短”使得它们数目少，至使可观测样本严重不足，开展更高灵敏度的远红外巡天是建立更大样本的重要途径。此外，大质量恒星形成过程中伴有剧烈的反馈<sup>[2]</sup>。这为还原大质量恒星形成初始状态带来困难。而成团形成的特点也使得大质量恒星的诞生过程变得更为扑朔迷离<sup>[27]</sup>。

### 1.3.1 各向同性坍缩中的辐射压难题

一个分子云核从发生自引力坍缩到形成恒星的过程中涉及两个重要的时标：开尔文–亥姆霍兹（Kelvin-Helmholtz, K-H）时标和恒星形成时标。

开尔文–亥姆霍兹时标是指原恒星从出现经收缩到中心氢点燃而进入主序所需要时间，是衡量恒星早期演化速度的重要指标。给定质量  $M$ 、光度  $L$  和半径  $R$ ，K-H 时标可由下式求得。

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM^2}{RL} \approx 3 \times 10^7 \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^{-1} \left( \frac{L}{L_\odot} \right)^{-1} \text{yr.} \quad (1.2)$$

对于一个类太阳恒星，K-H 时标约为  $3 \times 10^7$  yr；一个质量为  $8 M_\odot$  的早型 B 型星的这一时标约为  $5 \times 10^5$  yr；而一个质量为  $25 M_\odot$  的 O6 型星的 K-H 时标仅有约  $10^4$  yr。可见，大质量恒星的主序前演化远快于低质量恒星。

恒星形成时标 ( $t_{*f}$ ) 是分子云核从开始坍缩经吸积形成恒星所需要的时间，是衡量年轻星质量增长快慢的重要指标。这一时标与恒星形成的初始条件及形成过程中的吸积率密切相关。在 Shu et al. (1987) 给出的经典模型中这一时标与分子云核的自由下落 (free-fall) 时标相当<sup>[25]</sup>：

$$t_{*f} \sim t_{\text{ff}} \equiv \left( \frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2}. \quad (1.3)$$

对于一个经典的满足  $\rho = c_s^2 / 2\pi G r^2$  密度分布的奇异等温球，在仅考虑热支撑的情况下，吸积率可表示为  $\dot{m} \sim m_* / t_{\text{ff}} \sim c_s^3 / G$ <sup>[25]</sup>。此处， $c_s$  为声速。然而，恒星形成过程中真实情况远比这一经典模型复杂。

观测表明，云核中的物质密度分布呈幂率分布，满足  $\rho \propto r^{-k_\rho}$ ， $k_\rho$  一般为 1.5。在考虑磁场和湍动贡献的非热支撑以及随时间变化情况后，吸积率可以修正为<sup>[28]</sup>：

$$\dot{m} = \Phi_* \frac{m_{*f}}{t_{\text{ff}}} \left( \frac{m_*}{m_{*f}} \right)^j \sim 4.6 \times 10^{-4} \left( \frac{m_{*f}}{30M_\odot} \right)^{3/4} \Sigma^{3/4} \left( \frac{m_*}{m_{*f}} \right)^{0.5} M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (1.4)$$

此处，

$$j \equiv \frac{3(2 - k_\rho)}{2(3 - k_\rho)}. \quad (1.5)$$

$\Sigma = M_{\text{core}} / \pi r^2$  是云核的面密度。 $\Phi_*$  是一个表征非热支撑贡献的无量纲量，与云核磁场、湍动以及密度分布等有关。 $m_{*f}$  为最终形成的恒星的质量。 $M_*$  是某一时刻星体质量。修正后的恒星形成时标可以表示为（取  $k_\rho = 1.5$ ）<sup>[28]</sup>：

$$t_{*f} \sim 1.29 \times 10^5 \left( \frac{m_{*f}}{30M_\odot} \right)^{1/4} \Sigma^{-3/4} \text{ yr}. \quad (1.6)$$

图 1.3 展示了形成时标随恒星质量的变化关系<sup>[28]</sup>。对于一个类太阳恒星，星体完成质量增长需要约  $3 \times 10^4$  yr；一个质量为  $8 M_\odot$  的恒星需要  $8 \times 10^4$  yr；而形成一个  $25 M_\odot$  的恒星需要约  $10^5$  yr。

不难发现，对于一个大质量的 O 型星，其 K-H 时标是小于恒星形成时标的。这也意味着足够大的恒星在尚未完成质量增长的时候便已进入了主序演化阶段。进入主序且尚在吸积的大质量年轻星的光度将迅速增大，其辐射也将向 UV 端转移，并释放出大量的电离光子。对下落气尘的辐射加速将增大可以抗衡引力的辐射压，并有可能使得物质下落反转。

UV 辐射场对下落物质的支撑与尘埃的不透明度密切相关。在各向同性坍缩时，辐射压与引力需满足如下关系，物质才可以继续下落<sup>[29]</sup>：

$$\frac{GM_*}{r^2} > -(1/\rho)(dP_r/dr) = \bar{\kappa}F/c. \quad (1.7)$$

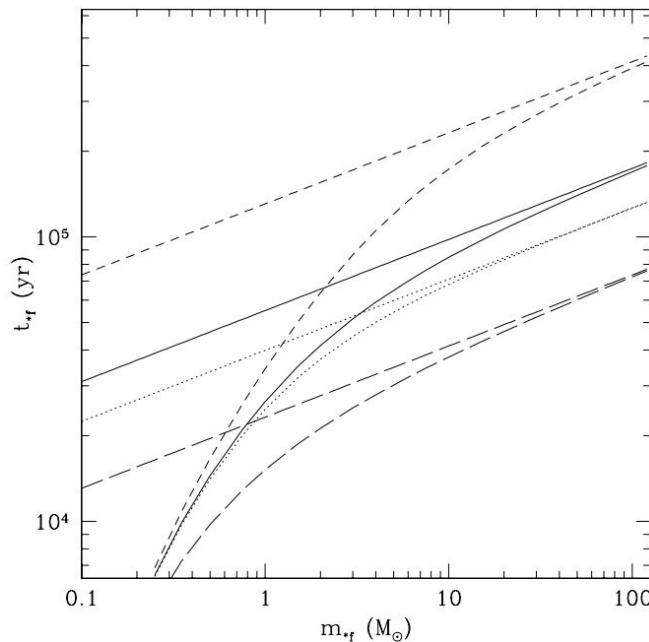


图 1.3: 恒星形成时标 vs. 恒星质量<sup>[28]</sup>。短虚线:  $k_\rho = 1.5$ ,  $\Sigma = 0.316 \text{ g cm}^{-2}$ 。实线:  $k_\rho = 1.5$ ,  $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$ 。长虚线:  $k_\rho = 1.5$ ,  $\Sigma = 3.16 \text{ g cm}^{-2}$ 。点线:  $k_\rho = 1.75$ ,  $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$ 。直线为仅考虑非热支撑的情形, 曲线为双成分(非热+热成分)的情形。

此处,  $\bar{\kappa}$  是尘埃不透明度的全频段流量加权平均值:

$$\bar{\kappa} = \frac{1}{F} \int_0^\infty \kappa_\nu F_\nu d\nu. \quad (1.8)$$

考虑到  $L_* = 4\pi r^2 F$ , 可以得到如下临界光-质比:

$$\frac{L_*}{M_*} = \frac{4\pi c G}{\bar{\kappa}}. \quad (1.9)$$

当光-质比大于该临界值时, 辐射压将占主导, 并抑制物质下落。当尘埃温度处在 300-1 000 K 时, 平均不透明度约为  $8 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ <sup>[30]</sup>, 对应的临界光-质比为 1,600 倍太阳光-质比, 即一个质量约为  $15 M_\odot$  的 B0.5 型星。大于该质量限制的恒星将不能通过球对称物质下落增长质量。而现实中观测到的恒星的质量上限远大于  $15 M_\odot$ 。精确测定的最重恒星的质量约为  $83 M_\odot$  (WR 20a)<sup>[31]</sup>, 而符合 Salpeter 分布的初始质量函数<sup>[1]</sup>预言的最大恒星质量可达  $750 M_\odot$  (基于对 R136 星团中的恒星计数)<sup>[32]</sup>, 这一数值在银河系中也可达到  $500 M_\odot$ <sup>[33]</sup>。普

遍被接受的恒星质量上限约为  $150 M_{\odot}$ <sup>[2,33]</sup>。那么这些大质量恒星又是怎么样形成的呢？

### 1.3.2 理论模型

在揭示大质量恒星形成机制的努力中，理论模型的建立占有重要地位。近些年来常被拿来讨论的大质量恒星形成模式有三种：i. 单体坍缩与盘吸积（Monolithic Collapse and Disk Accretion）；ii. 竞争吸积（Competitive Accretion）；iii. 星体碰撞与并合（Stellar Collisions and Mergers）。初始条件与环境对大质量恒星形成的具体模式和过程有决定性影响。分子云团块是磁超临界还是磁亚临界可能主导大质量恒星是孤立形成还是成团诞生<sup>[25,34]</sup>。而碰撞并合过程只有在极端恒星形成环境中才有可能发生。

#### 单体坍缩与盘吸积

单体坍缩的思想还需追溯到对分子云中云核质量函数（Core Mass Function, CMF）的研究结果。在上世纪 90 年代末期，对蛇夫  $\rho$  分子云<sup>[35,36]</sup> 及巨蛇星云<sup>[37]</sup>中云核的观测表明，云核质量函数在高质量端与恒星初始质量函数（IMF）有着相似的形态，意味着大质量恒星可能形成于大质量分子云核，低质量恒星形成于低质量云核。分子云核的这种质量分层是分子云发生湍动碎裂的自然结果<sup>[38]</sup>。

单体坍缩与盘吸积模型可以看做是经典的低质量恒星形成模式的放大版。在该模型中，大质量致密分子云核发生自内向外的引力坍缩，经历吸积盘、外向流等过程形成大质量恒星。关于这一模型的经典理论工作当推 Yorke & Sonnhalter 在 2002 年开展的数值模拟<sup>[39]</sup>。他们详细考察了质量为 30、60 和  $120 M_{\odot}$  的孤立转动大质量云核经坍缩、盘吸积等阶段形成大质量恒星的过程。在他们模拟中，吸积盘的出现使得星周的 UV 辐射场变得各向异性。在轴向出现辐射压驱动的空洞，大量电离光子可以通过极向逃出，产生所谓的闪光效应（Flashlight Effect）。下落物质可以继续通过吸积盘向中心星体聚集。模拟结果显示， $120 M_{\odot}$  的云核最终可以形成质量约为  $43 M_{\odot}$  的恒星。在 Yorke & Sonnhalter 的工作中，辐射压问题得到了一定的解决，并展示了通过盘吸积可以形成几十个太阳质量的恒星。但是由于受当时计算机性能限制，偏低的空间分辨率带来了大的偏差。在该项工作中，落进云核中心 80 AU 的空间（模拟的

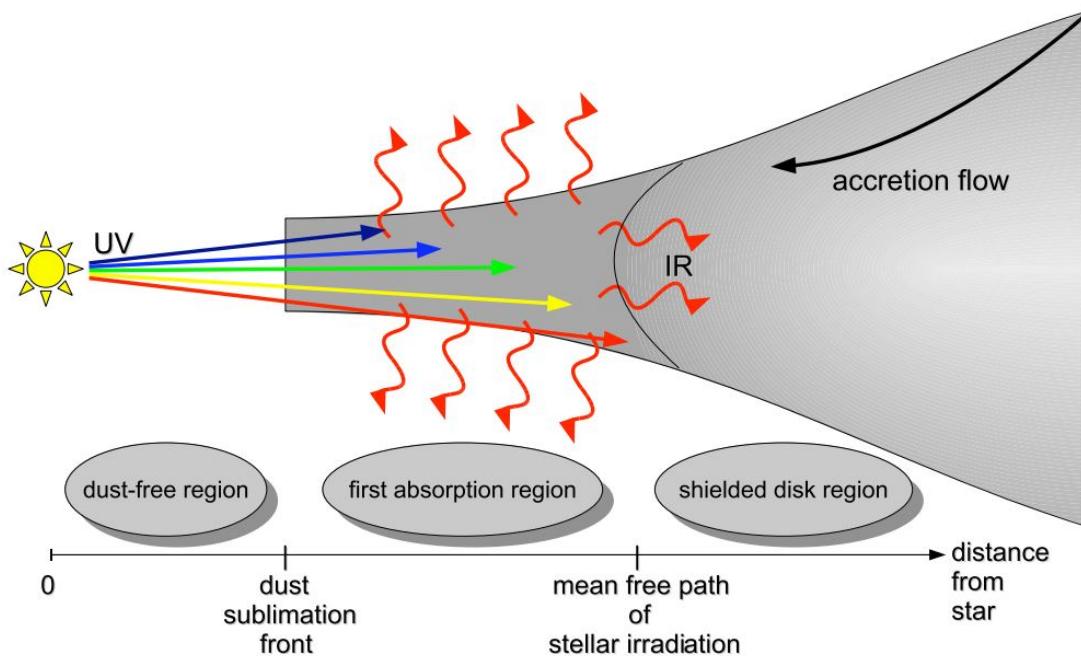


图 1.4: 大质量年轻星吸积盘示意图<sup>[40]</sup>。

最小格子)里的物质被认为转换成了恒星的一部分。那么, 星周吸积盘的内半径至少是 40 AU。这一偏大的数值使得吸积盘带来的辐射场各向异性被低估, 导致吸积过程提前被辐射压抑制<sup>[40]</sup>。

Kuiper 及其合作者在 2010 年开展了更高分辨率(约 1.3 AU)的模拟工作<sup>[40]</sup>。他们认为进入中心 10 AU (内格子) 的物质直接落到了中心星体上。同时, Kuiper et al. (2010) 还引入了尘埃升华波前 (Dust Sublimation Front) 的重要概念。认为只有当内格子小于尘埃升华波前时, 吸积盘的效果才能被真实地还原出来, 才能在星周产生足够的辐射场各向异性, 从而促使吸积过程可以在较长的时标内持续进行。图 1.4 展示了 Kuiper et al. (2010) 给出的大质量年轻星吸积盘的示意图<sup>[40]</sup>。中心星与尘埃升华波前之间的 UV 辐射基本保持各向同性。由于几乎没有尘埃, 辐射场对气体的压力不足以抗衡引力, 物质可以下落到星体上。尘埃升华波前往外, 高密度吸积盘的存在可以使得辐射场变得各向异性, 有效降低沿盘方向的辐射压。而内盘吸收 UV 光子再发射的红外辐射也多由轴向空腔逃逸。在 Kuiper et al. (2010) 的模拟结果中,  $240 M_{\odot}$  的云核可以形成  $92.6 M_{\odot}$  的恒星,  $480 M_{\odot}$  的云核可以孕育重于  $137 M_{\odot}$  的恒星 (模拟结束

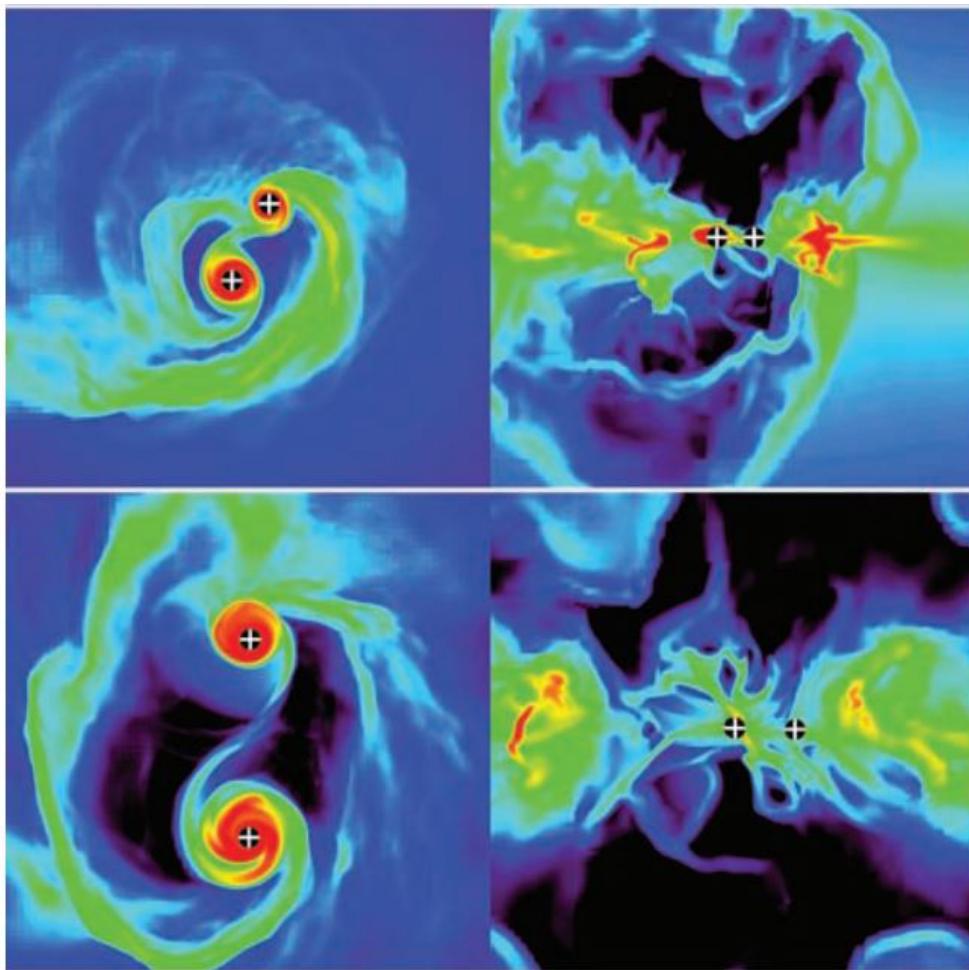


图 1.5: 吸积盘碎裂形成多星系统<sup>[41]</sup>。

时，吸积仍在进行)。

尽管上述理论工作很好地解决了辐射压的问题，使得恒星可以通过盘吸积增长质量到上百太阳质量，但依然存在不足。大质量恒星往往在巨分子云的最致密区域成团地形成<sup>[27]</sup>。形成过程必然受到近邻致密云核和年轻星的影响。此外，Yorke & Sonnhalter (2002) 和 Kuiper et al. (2010) 的工作都无法解释大质量恒星往往处于多星系统中的观测事实，也没有说明为什么这些大质量云核在坍缩过程中没有碎裂成多个低质量云核。此外，他们都没有考虑外向流的出现带来的质量流失，给出的恒星质量只是上限。

在 Krumholz 及其合作者开展的 3D 模拟工作中考虑了盘的不稳定性<sup>[41, 42]</sup>。他们发现多星系统可以通过盘的碎裂形成(如图 1.5 所示)。在恒星形成早

期，引力势能转化为内能引起的云核状态变化可以一定程度上抑制云核碎裂<sup>[41–44]</sup>。

近些年来，一些与外向流垂直的转动结构在大质量恒星形成区被观测到并被解释为星周盘<sup>[45–49]</sup>。然而目前为止仍然没有在大质量恒星形成区探测到符合开普勒转动的盘结构。迄今，对盘结构动力学进行的最高分辨率的观测研究见诸于 Beuther 及其合作者在 2013 年发表的文章<sup>[50]</sup>。他们利用 PdBI 对著名大质量恒星形成区 NGC 7538 IRS1 开展了空间分辨率高达 500 AU 的观测。虽然探测到了垂直于外向流的旋转结构，但依然没有揭示符合开普勒转动的吸积盘。寻找真正的盘结构还需要开展更高分辨率的观测。利用 ALMA 对大质量恒星形成区进行观测有望取得重要突破。

## 竞争吸积

虽然单体吸积模型可以很好地克服辐射压问题，使得大质量恒星能够通过盘吸积实现质量增长，但是依然存在许多问题。单体吸积模型不能直观地解释为什么大质量恒星多处于星团的中心，也无法阐释为什么大质量恒星普遍处在密近双星（多星）系统中。而竞争吸积却可以较好地对这些问题做出回答<sup>[51]</sup>。

两种吸积模型最核心的区别在于形成大质量恒星的物质是如何以及在哪个阶段完成的积累<sup>[51,52]</sup>。单体吸积模型中巨分子云发生湍动碎裂产生不同质量的致密分子云核，通过单体坍缩、吸积等过程，在大质量云核中形成大质量恒星，在低质量云核中形成低质量恒星。在竞争吸积模型中，大质量致密分子团块在坍缩过程中碎裂成具有金斯质量的小尺度云核，大质量恒星在星团环境下通过后续吸积完成最终质量的增长<sup>[51]</sup>。

在竞争吸积模式下，吸积过程会因为星团中的引力势而变得非常复杂。在一个大质量恒星形成区，年轻星团中的恒星与气体共同组成了如图 1.6 所示的引力势。该引力势的存在使得物质更容易下落到引力势最小的地方，致使在星团的中心形成大质量恒星，边缘形成低质量恒星<sup>[53–55]</sup>。

Zinnecker & Yorke (2007) 用两个经济学现象地对竞争吸积现象进行了生动的描述<sup>[2]</sup>。类似于房地产中的楼盘，分子云核在原恒星团中所处的位置对其最终形成的恒星的质量有重要影响，越靠近星团中心的云核形成大质量恒星的几率越大。另一个被拿来打比方是金融业中“富者越富”的现象，即在竞争中具有优势的年轻星在吸积物质方面会越来越有优势。

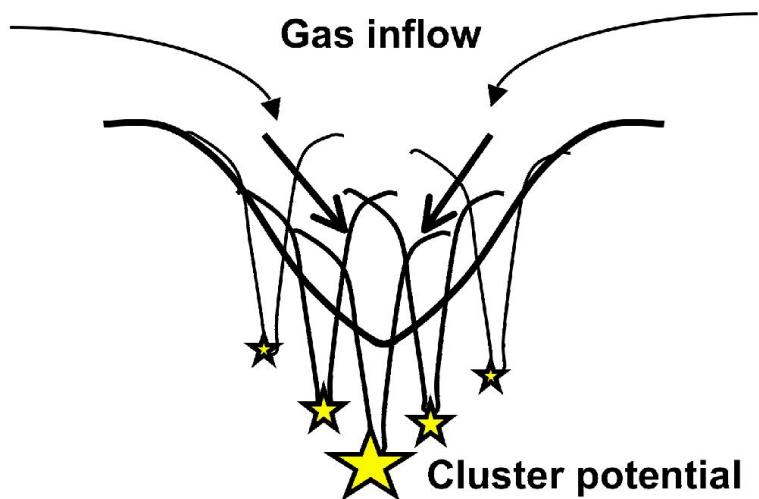


图 1.6: 年轻星团引力势示意图<sup>[55]</sup>。

竞争吸积模型可以自然地解释为什么大质量恒星总是出现在星团中心，也能解释为什么大质量恒星往往出现在双星或多星系统中<sup>[56]</sup>。在Bonnell & Bate (2005) 的模型中，多星系统出现在紧邻的云核中，也可在星团中心通过三体捕获生成<sup>[56]</sup>。此外竞争吸积还可以得到完整的恒星初始质量函数<sup>[55, 57, 58]</sup>，并能对星团中最大恒星的质量进行预言<sup>[59]</sup>：

$$M_{\max} \propto M_{\text{cluster}}^{2/3}. \quad (1.10)$$

这一关系亦得到了观测上的支持<sup>[60]</sup>。

### 星体碰撞与并合

追溯起来，提出星体碰撞作为大质量恒星形成的途径之一主要基于两点考虑：1) 上个世纪，人们认为 UV 光子对尘埃产生的辐射压可以严重阻碍气体吸积（如前面所述，这一问题已得到解决）；2) 在致密星团中心观测到的大质量恒星分布太过紧凑，发生单体坍缩的可能性不大<sup>[2]</sup>。

Bonnell & Bate (2002) 展示了一项含 1 000 颗恒星的数值模拟工作，并用  $10^6$  个粒子采用平滑粒子流体动力学 (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) 方法模拟星团中的气体<sup>[61]</sup>。初始状态下，这 1,000 颗恒星具有相同的质量 ( $0.5 M_{\odot}$ )，在 1 pc 空间中呈高斯密度分布，占整个系统总质量的 9%。整个系统在

引力作用下坍缩，星体通过吸积、并合等过程增长质量。当一个 SPH 粒子落到一颗恒星 20 AU 范围内且受星体引力束缚时，该粒子被吸积。当两颗恒星组成束缚系统且距离小于 2 AU 时，二者发生并和。模拟发现当恒星数密度达到  $10^8 \text{ pc}^{-3}$  时，并合可以有效发生。在模拟的整个过程中发生了 19 次并合，形成的最大恒星的质量约为  $50 M_\odot$ ，并得到了与 Salpter 轮廓相吻合的初始质量函数 ( $dN/dm \propto m^{-2.35}$ ) [1, 61]。

碰撞并合过程的发生需要极高的星体密度。然而目前的观测结果中尚未发现有密度可以达到碰撞并合要求的星团。即使在猎户星团的中心，星体密度也仅有约  $10^4 \text{ pc}^{-3}$  [29]。W3 IRS5 中星体密度也许可以达到  $5 \times 10^5 \text{ pc}^{-3}$  [62]，依然严重偏低。近些年来，人们开始在碰撞并合模型中引入非对等碰撞 [63–65]，并考虑吸积盘和双星带来的大的碰撞截面 [64–66]。这些考虑可使碰撞并合发生所需的临界密度降到  $10^6 \text{ pc}^{-3}$  [56]，但依然偏高。

### 1.3.3 演化序列

#### 观测阶段

基于从中红外到射电波段的观测，Menten, Pillai & Wyrowski (2005) 和 van der Tak & Menten (2005) 把大质量恒星光学可见前的嵌埋相划分为如下四个阶段 [67, 68]：

- 红外暗云 (Infrared Dark Clouds, IRDCs)

红外暗云是指在中红外观测到的，由冷且致密的尘埃气体对银河亮背景产生高消光而呈现的暗影轮廓 [69–71]。它们具有较高的密度 ( $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ )、较低的温度 ( $< 20 \text{ K}$ ) [72–74]，所含云核的尺度 ( $0.02 – 0.8 \text{ pc}$ )、质量 ( $10 – 1000 M_\odot$ ) 与热分子云核相似 [75]，被认为代表了大质量恒星形成的初始状态 [2, 75]。目前，人们已经在相当一部分红外暗云中探测到活跃的恒星形成活动 [76–83]。在部分源中探测到的水脉泽、宽线翼以及强的  $4.5 \mu\text{m}$  发射表征了外向流活动的存在 [84–87]。

- 热分子云核 (Hot Molecular Coress, HMCs)

热分子云核是致密 ( $\lesssim 0.1 \text{ pc}$ ,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) 且高温 ( $T \gtrsim 100 \text{ K}$ ) 的分子云核 [88, 89]。它们具有较大的质量 ( $10 – 1,000 M_\odot$ ) 和较高的光

度 ( $> 10^4 L_\odot$ )，被认为孕育有大质量原恒星<sup>[89]</sup>。高温导致原本附着在尘埃颗粒上的复杂有机分子被气化，使热分子云核呈现出丰富的分子化学<sup>[88-95]</sup>。大多数热分子云核中可以探测到水脉泽发射，表征了活跃的外向流活动<sup>[88]</sup>。

- 极致密和超致密电离氢区 (Hypercompact and Ultracompact H II Regions, HCH II and UCH II)

极致密电离氢区具有非常小的尺寸 ( $\leq 0.05 \text{ pc}$ )、极高的电子密度 ( $n_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) 和大的辐射量度 ( $EM \geq 10^{10} \text{ pc cm}^{-6}$ )，被认为处在大质量恒星形成的极早期阶段<sup>[96,97]</sup>。它们可能代表单体吸积中的光致挥发盘<sup>[98]</sup>，处于从早型 B 型星向 O 型星生长的暂态相<sup>[99]</sup>。相比较而言，超致密电离氢区的尺度  $\leq 0.1 \text{ pc}$ ，电子密度  $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ，辐射量度  $\geq 10^7 \text{ pc cm}^{-6}$ <sup>[97]</sup>，可能代表被电离的星周包层<sup>[2]</sup>。

- 致密与经典电离氢区 (Compact and Classical H II regions)

这样的区域中存在大量的被数个电离源激发的大范围电离气体<sup>[100,101]</sup>。电离氢区整体发生流体动力学膨胀并扰乱其母分子云，剥离开原本嵌埋的大质量和低质量恒星，使它们变得光学和近红外可见<sup>[102,103]</sup>。

## 理论阶段

在总结前人工作的基础上，Zinnecker & Yorke (2007) 认为，在巨分子云中大质量恒星形成的整个过程可分为如下四个阶段<sup>[2]</sup>：

- 压缩阶段 (Compression Phase)

分子云因重力湍动而碎裂 (Gravoturbulent Fragmentation) 形成致密的冷分子云核或纤维结构<sup>[104]</sup>。此过程中，超声速湍动迅速诱导产生被局部压缩的气团。其中一些气团可以维持引力束缚，提供了坍缩的初始条件<sup>[105,106]</sup>。这些结构具有  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  的典型密度和 10-15 K 的典型温度<sup>[107,108]</sup>。

- 坍缩阶段 (Collapse Phase)

上一阶段产生的致密核发生非各向同性引力坍缩，并形成具有  $10^{-3} M_\odot$  初始质量的由压力支撑的原恒星胚胎<sup>[109,110]</sup>。

- 吸积阶段 (Accretion Phase)

原恒星吸积物质并向主序演化。对于低质量恒星，在氢燃烧尚未开始时，吸积已经停止，并进入主序前阶段。这些质量相对固定的主序前星通过缓慢的准静力学收缩进入主序<sup>[111, 112]</sup>。然而，大质量恒星在其吸积尚未完成时，氢燃烧便已开始并产生辐射驱动星风。热核反应与仍在进行的吸积共同把处于早期阶段的大质量主序星推向更热更亮的状态<sup>[113]</sup>。

- 瓦解阶段 (Disruption Phase)

此处的瓦解是指母云的瓦解。分子云中第一批大质量恒星通过星风、外向流、UV 辐射甚至超新星爆发等对其形成环境产生巨大影响。其中最大质量恒星仅需约 3 Myr 即可发生超新星爆发。当母分子云被破坏殆尽时，留下的是伴有大量低质量星的 OB 星团或星协<sup>[103]</sup>。

通常情况下，在一个巨分子云中上述四个阶段是同时存在的

## 1.4 外向流

恒星形成过程中，年轻星系统以双极喷流的形式向外抛射物质。这些被抛出的物质能够加速被夹带的星周气体，从而形成分子外向流<sup>[11]</sup>。自第一例外向流在 L1551 恒星形成区被发现<sup>[114]</sup>以来，人们对外向流的产生机制及其在恒星形成过程中扮演的角色有了越来越多的认识<sup>[11, 115]</sup>。外向流现象同时在中低质量和大质量恒星形成的不同演化阶段被普遍观测到<sup>[116]</sup>，被认为是辐射压及剩余角动量转移的重要途径之一。通过向恒星形成包层及母云输送动量及能量，外向流可以深刻影响近邻分子气体的分布、形态<sup>[117]</sup>及运动学<sup>[118]</sup>。外向流还是局域湍动的重要来源<sup>[119]</sup>，并可有效降低分子云中恒星形成效率，限制星体的最终质量<sup>[11]</sup>。

### 1.4.1 基本观测性质

过去十余年，SMA、CARMA、PdBI 及 ALMA 等毫米与亚毫米波干涉仪的建造使得我们对外向流的认识能力得到了空前的提升。使用这些仪器开展的分辨率达角秒甚至亚角秒量级的观测成功揭示了外向流的众多性质。

目前，我们对低质量外向流有着较为充分的认识。它们一般有  $0.1 - 1 \text{ pc}$  大小，外流速度可达  $10 - 100 \text{ km s}^{-1}$ ，质量外流率可达  $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ <sup>[120]</sup>。大

部分低质量外向流呈双极形态，且具有更高的准直性，典型的准直因子约为 3<sup>[116]</sup>，可以高达 20<sup>[11]</sup>。

近些年来，大质量外向流的研究受到了更多的重视。来自大质量年轻星的外向流的质量外流率可以达到  $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ，机械光度可达  $10^2 L_{\odot}$ <sup>[11, 121]</sup>。相对来说，大质量外向流具有较低的准直性，典型的准直因子约为 2<sup>[116]</sup>。也有一些具有较高准直性的外向流或喷流在早型 B 型年轻星系统中被观测到<sup>[122, 123]</sup>，但它们一般都非常年轻 (age  $\leq 10^4 \text{ yr}$ )<sup>[11]</sup>。在年龄  $> 10^4 \text{ yr}$  的 B 型和 O 型年轻星系统中观测到的外向流具有大的张角和差的准直性。相对于低质量外向流，大质量外向流出现多极形态的几率更高。这些观测上的性质的差异起源于大质量恒星形成过程与低质量恒星形成过程的不同。形成大质量恒星时发生的更剧烈且复杂的物理过程和产生的强力反馈对大质量外向流的形态和准直性有着重要影响。此外，成团形成的特点也增加了大质量外向流的复杂性。

研究表明，低质量和大质量外向流间存在一些相对一致的观测特征。外向流的质量与速度存在一个分段的幂率关系  $dM(v)/dv \propto v^{-\gamma}$ 。在低速度端， $\gamma$  处在 1–3 之间，在高速度端  $\gamma$  值更大，有时可达 10<sup>[124–126]</sup>。该关系说明外向流的质量分布随外流速度的增加呈幂率下降。这一趋势在年老和高能的外向流中更为明显（对应更大的  $\gamma$ ）<sup>[127]</sup>。Wu et al. (2004) 对近 400 个不同质量的外向流的统计研究表明，外向流的质量、作用力、机械光度与激发源热光度间存在着密切的关系，它们都随着热光度的增加而递增<sup>[116]</sup>。这些特点符合更大质量年轻星具有更剧烈反馈的推论。

在外向流中往往可以探测到星际脉泽。作为一种极端的现象，脉泽成为我们研究一些特殊天文环境，特别是小尺度的物理过程的重要工具。常见的星际脉泽主要来自羟基、水和甲醇。其中水脉泽和 I 型甲醇脉泽常在外向流源中探测到，被认为是在激波环境下由碰撞抽运的。

### 1.4.2 驱动模型

前人提出了多个模型来解释外向流的起源。它们大致可以被分为风驱动壳层模型 (Wind-Driven Shells)、喷流驱动弓激波模型 (Jet-Driven Bow Shocks)、喷流驱动湍流模型 (Jet-Driven Turbulent Flows) 和环流模型 (Circulation Flows)<sup>[11, 128]</sup>。前三类模型中，外向流是由宽角星风夹带周围物质或因高准直喷流加速周围物质而形成。在环流模型中，下落气体的转向产生了外向流。

- 风驱动壳层模型

在风驱动壳层模型中，宽角径向星风吹向分层的星周近邻介质，产生一个被卷起的薄层，形成外向流的的壳层<sup>[129-131]</sup>。在这类模型中，一般假设近邻介质具有圆环面的密度分布  $\rho_a = \rho_{a0} \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$ ；而星风本质上是分层的，具有  $\rho_w = \rho_{w0} \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}$  的密度分布（这里， $\rho_{a0}$  是赤道处的介质密度， $\rho_{w0}$  是两级处的星风密度）<sup>[132]</sup>。这一类模型可以较好地解释具有较大侧向延展和低准直度的略微年老的外向流。

- 喷流驱动湍流模型

在喷流驱动湍流模型中，激波与环境作用的交界处发生开尔文-亥姆霍兹（Kelvin-Helmholtz）不稳定产生湍动粘滞混合层，通过这一过程夹带分子气体形成外向流<sup>[133-136]</sup>。混合层同时向环境介质和喷流中扩张，最终使得整个外向流变得湍动。湍流模型中外向流的速度随着到激发源的距离的增加而变慢，这一点与大部分观测事实相悖。

- 喷流驱动弓激波模型

在喷流驱动弓激波模型中，高准直喷流穿入周围近邻介质并与之发生作用，在激波的前端形成喷流激波（Jet Shock）和弓激波（Bow Shock）。夹在两层激波中的高压气体沿横向滑出产生更大的弓激波面与近邻湍动气体作用形成包围喷流的外向流壳层<sup>[137-142]</sup>。基于这类模型进行的数值模拟可以产生与观测相符的位置-速度分布<sup>[11]</sup>和速度通道图<sup>[143]</sup>。该类模型可以解释高准直外向流的一些观测特征，但在解释低准直外向流方面存在困难。

- 环流模型

在环流模型中，外向流并非产生于由星风或喷流夹带的星周气体。在这类模型中，环绕原恒星的具有高流体力学压力的中心环面中下落的物质转向并被加速到逃逸速度，从而形成外向流<sup>[144, 145]</sup>。在环流模型中，外向流依然受到星风或喷流对周围介质产生的夹带作用的影响，但这类影响被限制在原恒星的极区，并不主导外向流的加速<sup>[146, 147]</sup>。该类模型允许出现大于中心原恒星质量的外向流。

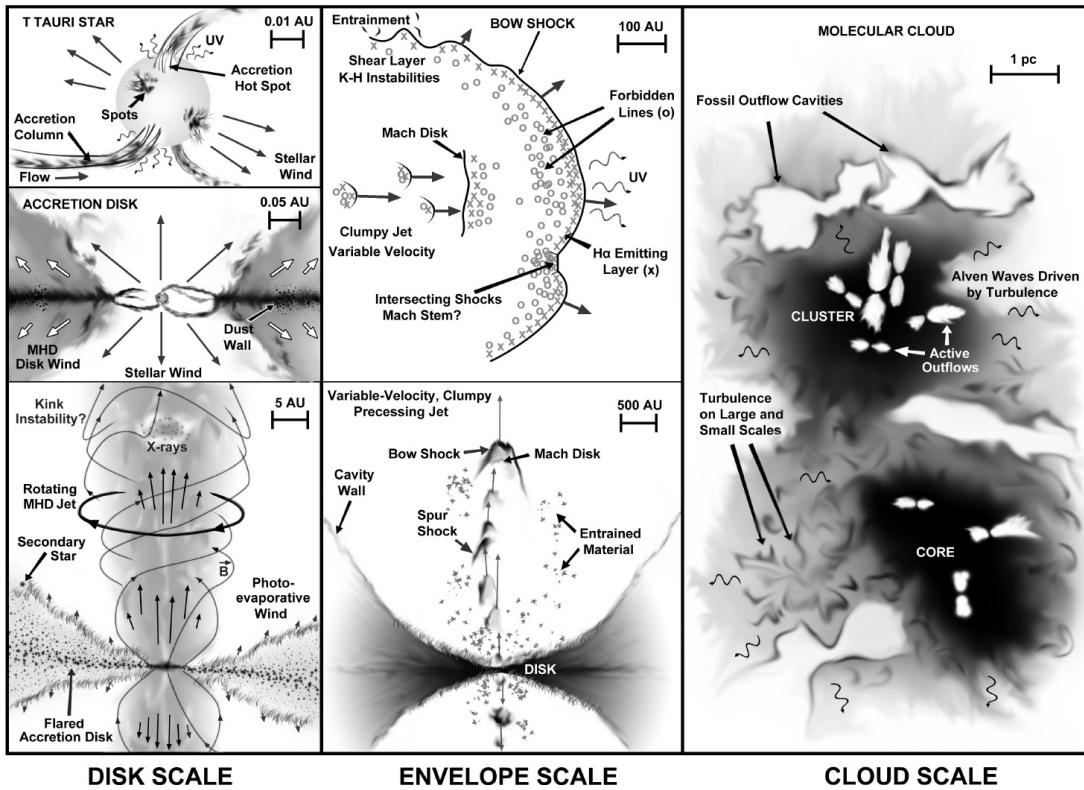


图 1.7: 外向流与喷流在跨越 7 个量级 ( $1 \text{ AU} - 10^2 \text{ pc}$ ) 的不同尺度上的示意图。该图展示了外向流与喷流在多个尺度上对恒星形成过程的影响。<sup>[115]</sup>

上述四类模型中，在观测和理论研究中被考虑最多的是风驱动壳层模型和喷流驱动弓激波模型。这两类模型都能产生与观测事实相吻合的质量-速度分布<sup>[11]</sup>，都能产生随到激发源距离变大而增加的速度分布。这两种模型的结合可以较为理想地阐释外向流的大多观测特征。在一些外向流中可以同时观测到的高速准直成分和低速宽角成分是对该类混合模型的支持<sup>[148-150]</sup>。

### 1.4.3 对恒星形成的影响

外向流不仅仅是恒星形成过程中出现的附带现象，它们在恒星诞生过程中扮演重要角色。图 1.7 展示了外向流与喷流在多个尺度上对恒星形成过程的影响。下面将分星体与盘 ( $1 - 10^2 \text{ AU}$ )、包层与云核 ( $10^2 \text{ AU} - 0.5 \text{ pc}$ )、星团与分子云 ( $0.5 - 10^2 \text{ pc}$ ) 三个尺度区间进行讨论。

- 星体与盘尺度 ( $1 - 10^2 \text{ AU}$ )

尽管外向流与喷流的确切起源尚有争议，但它们已被广泛认为与吸积过程密切相关<sup>[115]</sup>。在原恒星吸积物质增长质量的过程中，角动量的转移十分重要。理论模型中角动量转移的途径大致可以分为两类：一类途径是认为角动量可以通过介质的粘滞作用沿横向转移，另一类途径认为剩余角动量需要通过能够驱动喷流或外向流的星风或者盘风沿轴向转移出去。新近研究表明，通过粘滞转移角动量的作用较小<sup>[151–153]</sup>，星风或盘风在转移角动量方面占据主导地位。不同的星风或盘风模型可以解决不同位置的角动量转移问题。盘风（Disk Wind）可以转移外围的角动量<sup>[154, 155]</sup>，X-风（X-wind）可以转移吸积盘内沿的角动量<sup>[156–159]</sup>，磁流体星风和磁球层周期性的等离子体抛射带走了中心星的角动量<sup>[160–162]</sup>。

- 包层与云核尺度 ( $10^2$  AU – 0.5 pc)

从原恒星或吸积盘中吹出的星风或盘风驱动喷流和外向流，与原恒星包层发生相互作用，改变星周围致密气体的分布和运动学<sup>[155, 163–165]</sup>。随着原恒星的演化，外向流的张角逐渐变大，对星周包层物质的夹带作用范围变大，最终将带走整个包层上的物质，使得物质下落停止<sup>[149, 165, 166]</sup>。研究表明，在恒星形成的过程中，外向流主导了云核物质的耗散。外向流使得相当比例的下落物质被反抛出去，限制了星体质量的增长，可能是云核–恒星转化效率偏低（~30%）的主因<sup>[115, 167]</sup>。

- 星团与分子云尺度 (0.5 –  $10^2$  pc)

观测表明，大尺度 ( $> 1$  pc) 外向流普遍存在<sup>[168–170]</sup>，它们对母云有着重要影响。这些外向流可以加速母云中的气体，是母云中谱线致宽的重要贡献<sup>[171, 172]</sup>。有些外向流的动能与母云的湍动能和引力束缚能量相当<sup>[173]</sup>，可能是母云中湍动的重要来源<sup>[115, 174, 175]</sup>。一些大质量的外向流则具有更大的能量，能够破坏母分子云<sup>[11, 173, 176]</sup>，从而抑制其中的恒星形成活动，降低恒星形成效率<sup>[115, 177]</sup>。

## 1.5 红外尘泡与触发恒星形成

在大质量恒星形成过程中，电离辐射和强星风可以深刻影响近邻介质，从而对其中的恒星形成活动产生影响。基于大量理论与观测研究，先后有多种大质量年轻星的反馈触发恒星形成的模型被提出来<sup>[178, 179]</sup>。其中，辐射驱动内

爆 (Radiation-Driven Implosion, RDI) [180] 和聚集与坍缩 (Collect and Collapse, C&C) [181] 常用来解释在大质量恒星形成区中探测到的疑似触发现象。

在辐射驱动内爆模型中，暴露在大质量恒星电离辐射场中的致密分子团块受辐射压作用被雕刻成具有致密头部和拖长尾部的结构，在致密头部发生坍缩形成新的恒星 [180]。这种辐射驱动内爆模型可以很好地解释在电离氢区周围观测到的彗状、指状、柱状和象鼻状结构 [182, 183]。

在聚集与坍缩模型中，电离氢区膨胀时，电离波前与激波波前之间聚集起大量中性物质，形成致密壳层。满足一定条件时，致密壳层达到引力不稳定从而碎裂成大质量团块，并进一步坍缩孕育新的恒星 [181]。

近年来备受关注的红外尘泡成为检验这两种模型的重要实验室。基于 GLIMPSE 和 MIPSGAL 巡天数据资料，Churchwell et al. (2006, 2007) 在银道面上证认出多达 600 个红外尘泡 [184, 185]。这些尘泡因其在  $8.0 \mu\text{m}$  呈现环形结构而得名。Churchwell et al. (2006) 认为这些尘泡主要是由处在大质量恒星形成区中的 OB 恒星的反馈作用于星周介质产生的 [184]。Deharveng et al. (2010) 从 Churchwell et al. (2006) 的源表中选取了 102 个红外尘泡利用 MAGPIS 提供的 20 cm 连续谱数据对红外尘泡的性质进行了考察，在 86% 的源中探测到较强的 20 cm 连续谱发射，表明这些红外尘泡大多与电离氢区成协 [13]。最近，由超过 35 000 位志愿者参与的公众科学项目 The Milky Way Project 重新挖掘了 GLIMPSE 和 MIPSGAL 数据，把红外尘泡的数量扩展到了 5 000 余个 [186]。

Thompson et al. (2012) 对红外尘泡与大质量年轻星天体 (Young Stellar Objects, YSOs) 进行了相关分析，以探究红外尘泡周围的 YSOs 的成团性质，发现尘泡边沿位置大质量 YSOs 的密度显著增高，并认为在银河系中有 14% 的大质量恒星的形成与触发过程相关 [14]。Thompson et al. (2012) 使用的尘泡源表来自 Churchwell et al. (2006)。尘泡数量的低估可能对其结果带来较大的不确定。使用 The Milky Way Project 提供的 5 000 多个红外尘泡的数据，Kendrew et al. (2012) 拓展了这一研究，发现 67% 的大质量 YSOs 与尘泡成协，并提出不小于 22% 的大质量 YSOs 的诞生是被触发的 [187]。

亦有多项研究工作使用多段数据对个别红外尘泡开展细致研究，以揭示它们的性质和其中的恒星形成活动。这些工作中常常进行了分子谱线观测，用于探究中性气体的状态并提供速度信息。使用双色图等手段证认出的 YSOs 帮助研究人员了解尘泡中的恒星形成活动。基于探测到的 YSOs 的空间分布及它们

与分子气体间的位置关系，多个研究小组声称在这些尘泡的周围探测到了触发恒星形成活动<sup>[12, 188–191]</sup>。

近年来开展的众多巡天项目为探究大质量恒星反馈与触发恒星形成提供了难得的契机。与电离氢区成协的红外尘泡中存在的多种反馈机制在恒星的成团形成过程中扮演重要角色，对恒星形成率与恒星形成效率、处在束缚星团中恒星的比例、恒星初始质量函数等有着重要的影响。形成与演化早期的大质量恒星的反馈能否以及如何触发恒星形成，能否驱动巨分子云中的湍动，能否瓦解原星团并维持低的恒星形成效率等棘手问题还需深入探究。

## 1.6 本文研究内容与章节安排

得益于观测和理论研究能力的极大提升，大质量恒星形成相关研究在过去十年取得了可喜的突破，但依然存在众多悬而未决的难题。我们对大质量恒星形成过程中出现的剧烈反馈的认识还有许多不足。为了对相关过程进行探究，本论文优选了 4 个处于大质量恒星形成不同阶段的天体开展了多波段深入研究。主要内容与章节安排如下：

1. 第二章介绍了我们使用高品质 SMA 数据对年轻大质量外向流 G22.04+0.22 开展的高分辨率研究。SMA 的数据跨越 8 GHz 带宽，提供了高灵敏度的 1.3 mm 连续谱和丰富的分子谱线数据。基于这些观测资料，我们对 G22 的物理状态、运动学等进行了详细考察。
2. 第三章介绍了我们基于 GLIMPSE 巡天数据发现的罕见红外亮双极外向流系统。
3. 第四章介绍了基于多波段数据对红外尘泡 N6 的观测研究。我们使用紫金山天文台青海观测站的观测数据，结合多波段存档资料，对复杂尘泡 N6 进行探究，考察了电离氢区及星风对星际介质和周围恒星形成的影响。
4. 第五章介绍了使用 KOSMA 观测资料对分子云 L1174 开展的成图观测。使用这些数据并联合红外巡天资料，我们对 L1174 中的星际介质和恒星形成活动进行了考察，发现 Herbig Ae/Be 星触发恒星形成的迹象。
5. 第六章对本文做了总结，并对今后拟开展的研究工作做了展望。



## 第二章 热核源 EGO G22.04+0.22：多极外向流和毫米波甲醇脉泽

### 2.1 引言

Cyganowski et al. (2008) 基于 *Spitzer/GLIMPSE* 巡天数据在银道面中证认出 300 多个在  $4.5 \mu\text{m}$  波段呈延展结构的天体<sup>[86]</sup>。由于在证认这些天体时， $4.5 \mu\text{m}$  数据在三色图中被渲染为绿色，这些天体便得名“绿色延展体”(Extended Green Objects, EGOs)。呈现出较强  $4.5 \mu\text{m}$  发射（主要示踪激波活动）的 EGOs 被认为是大质量外向流候选体。Chen et al. (2013) 在内银盘中证认出 98 个新的 EGOs<sup>[87]</sup>，使得总样品数突破了 400。这些 EGO 样品源为考察大质量外向流提供了重要研究对象。后续研究在 EGOs 中探测到了普遍存在的 I 型甲醇脉泽和水脉泽（这两类脉泽被认为与外向流活动相关）<sup>[192–195]</sup>，进一步表明它们是外向流候选体。Chen et al. (2010) 使用紫金山天文台青海观测站 13.7 m 毫米波望远镜对北天 88 个 EGOs 进行了  $\text{HCO}^+$ 、 $\text{CO}$ 、 $^{13}\text{CO}$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $J=1-0$ ) 的单点谱线观测，在其中 29 个源（占 33%）中找到了坍缩的迹象，表明相当一部分 EGOs 处于恒星形成的早期阶段<sup>[196]</sup>。He et al. (2012) 使用亚利桑那射电天文台 10-m 亚毫米波望远镜 (Arizona Radio Observatory 10-m Submillimeter Telescope, ARO SMT) 在一批 EGOs 中探测到来自复杂有机分子 ( $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ 、 $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}$ 、 $\text{HCOOCH}_3$ ) 的发射<sup>[197]</sup>，表明它们的激发源为热核。相比较之前被研究的大质量外向流，EGOs 的动力学年龄较小 ( $< 10^4 \text{ yr}$ )<sup>[47]</sup>，是研究大质量恒星形成早期活动的优良样本。

目前对与 EGOs 的研究大多是进行低分辨率单点谱线观测，细致地考察其动力学及化学性质的研究较少。仅有 3 个 EGOs 被使用亚毫米波阵 (the Submillimeter Array, SMA) 或甚大阵 (the Very Large Array, VLA) 进行过成图观测研究<sup>[47, 198]</sup>。这些 EGOs 处于大质量恒星形成的哪个阶段，是否仍具有物质下落，如何与周围物质发生作用等问题尚需探究。

本项工作选取的目标天体 EGO G22.04+0.22（简称 G22）之前并未被系统研究过。然而，该源是多个巡天项目的样品之一。Cyganowski et al. (2009) 在 G22 中使用 VLA 观测到 65 个 6.7 GHz II 型甲醇脉泽斑和 262 个 44 GHz I 型甲

醇脉泽斑<sup>[192]</sup>。Chen et al. (2011, 2012) 在 G22 中探测到 95 GHz I 型甲醇脉泽发射<sup>[195, 199]</sup>。在使用 ARO SMT 在 1.1 mm 波段进行的谱线搜寻工作中, He et al. (2012) 在 G22 中探测到了来自 H<sup>13</sup>CO、CH<sub>3</sub>OH、SO 和 SiO 等分子的发射<sup>[197]</sup>。Cyganowski et al. (2011) 在使用 VLA 对 G22 进行的 1.3 和 3.6 cm 射电连续谱观测中并未探测到可信信号<sup>[200]</sup>, 表明该源可能处于早于极致密电离氢区的演化阶段。Rygl et al. (2010) 在 G22 中探测到 1.2 mm 连续谱发射和水脉泽<sup>[201]</sup>。此外, Rygl et al. (2010) 在 G22 中观测到的 <sup>12</sup>CO  $J = 2 - 1$ 、<sup>12</sup>CO  $J = 3 - 2$  和 HCO<sup>+</sup> 发射呈现出红不对称轮廓<sup>[201]</sup>, Cyganowski et al. (2009) 探测到宽的 SiO  $J = 5 - 4$  发射<sup>[192]</sup>, 表明该源中有活跃的外向流活动。

关于 G22 到观测者的距离, 前人给出了不同的结果。Cyganowski et al. (2009) 和 He et al. (2012) 分别认为该源处在  $3.62_{-0.34}^{+0.32}$  kpc 和  $3.54_{-0.34}^{+0.32}$  kpc 的距离上<sup>[192, 197]</sup>。本项工作采取二者的平均值, 认为 G22 距观测者  $3.58 \pm 0.7$  kpc。下面将详细介绍使用 SMA 观测数据对 G22 开展的细致研究。

## 2.2 观测

SMA 于 2010 年 8 月 10 日对 G22 在 1.3 mm 进行了观测。我们从 SMA 的存档中获取了已公开释放的数据资料。观测时, 8 面 6-m 天线处于致密阵组态 (Compact Configuration), 中心点指向  $\alpha = 18^{\text{h}}30^{\text{m}}34^{\text{s}}.70$ ,  $\delta = -09^{\circ}34'47''.0$ 。接收机上下边带带宽各为 4 GHz, 分别覆盖 216.8–220.8 GHz 和 228.8–232.8 GHz。每个边带被分为 48 个窗口, 每个窗口由 128 个通道组成。每个通道的带宽为 812.5 kHz, 对应速度分辨率约为  $1 \text{ km s}^{-1}$ 。投影基线长度处于 8 到 105  $k\lambda$  之间, 意味着该观测对大于  $20''$  的平滑结构不敏感。观测时天气良好, 225 GHz 不透明度约为  $T_{225} = 0.22$ , 各天线系统温度处在 90 到 210 K 之间。

此次观测中, 类星体 3c454.3 被用作带通定标源。另外两个类星体 J1733-130 和 J1911-201 与目标天体被轮流监测, 用于对时变的增益进行定标。木卫四 (Callisto) 被选作流量定标源在最后进行了观测。目标源 (G22) 和四个定标源 (3c454.3、J1733-130、J1911-201 和 Callisto) 的源上积分时间分别是 184、95、105、70 和 17 分钟。原始数据使用 MIRIAD 软件包经过带通定标、增益定标、流量定标并剔除坏点等基本处理后, 使用 UVLIN 命令把连续谱和谱线的可见度函数数据 (uvdata) 进行分离。上下边带连续谱数据使用没有谱线的通道进行一阶多项式拟合得到, 然后使用 INVERT 命令转成图像同时合并上

下边带连续谱数据。得到的连续谱的  $1\sigma$  噪声约为  $3.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ , 综合波束大小约为  $2''.91 \times 1''.89$  ( $PA = 69^\circ$ )。我们对连续谱数据进行了自校准，并应用于谱线数据。使用 INVERT 命令把每条谱线数据转为速度通道宽度为  $1 \text{ km s}^{-1}$  的图像数据块 (datacube)。得到的谱线数据块的单通道  $1\sigma$  噪声约为  $50 \text{ mJy beam}^{-1}$ 。最后，我们把所有的谱线数据块均使用  $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  的综合波束 ( $2''.92 \times 2''.29$ ,  $PA = 65^\circ$ ) 进行卷积得到洁化图像。我们估计最终得到的数据的流量密度有约 15% 的不确定度。

本项工作使用了 MIRIAD、GILDAS 和 APLpy<sup>1</sup> 对数据进行分析和可视化。

## 2.3 结果

### 2.3.1 连续谱发射

图 2.1 的等值线展示了 1.3 mm 连续谱发射，背景为 *Spitzer*/IRAC  $4.5 \mu\text{m}$  图像。在主波束内，SMA 连续谱仅探测到一个尘埃核。我们对这个尘埃核的连续发射强度进行了二维高斯拟合，得到一个解卷积后长轴为  $1.78''$  短轴为  $1.30''$  位置角为  $44.3^\circ$  的椭圆。由于尘埃核的尺度小于综合波束 ( $2''.91 \times 1''.89$ )，不能被进一步分辨。该云核的有效半径约为  $0.76''$ ，对应物理直径  $0.026 \text{ pc}$  (约 5300 AU)。该云核在 1.3 mm 的流量密度约为  $285 \text{ mJy}$ ，峰值处 ( $\alpha = 18^{\text{h}}30^{\text{m}}34^{\text{s}}.679$ ,  $\delta = -09^\circ34'47''.025$ ) 的强度约为  $198 \text{ mJy beam}^{-1}$ 。

在图 2.1 中，蓝色十字和黑色叉号分别标示了在 Cyganowski et al. (2009) 中探测到的 6.7 GHz II 型和 44 GHz I 型甲醇脉泽<sup>[192]</sup>。黑色实心三角给出了 Rygl et al. (2010) 探测到的 1.2 mm 连续谱核<sup>[201]</sup>，位于 SMA 1.3 mm 尘埃核的北略偏东  $1''$  处。二者之间的位置偏差可能起源于 Rygl et al. (2010) 使用 IRAM 30 m 进行的观测具有较差的指向 ( $> 1.7''$ ) 和较低的空间分辨率 (约  $10''.5$ )<sup>[201]</sup>。有一个中红外点源 (SSTGLMC G022.0387+00.2222) 与 SMA 1.3 mm 尘埃核较好地成协，在图 2.1 中由红色五角星标出。该中红外点源可能是在 G22 中探测到的外向流的激发星 (见 §2.4.3)。图 2.1 中的空心五角星代表的是远红外源 IRAS 18278-0936。该 IRAS 点源的位置误差刚好能够覆盖 SMA 1.3 mm 尘埃核。IRAS 18278-0936 具有约  $1.3 \times 10^4 L_\odot$  的总光度，说明其是一个大质量恒星形成区。

<sup>1</sup><http://aplpy.github.io/>

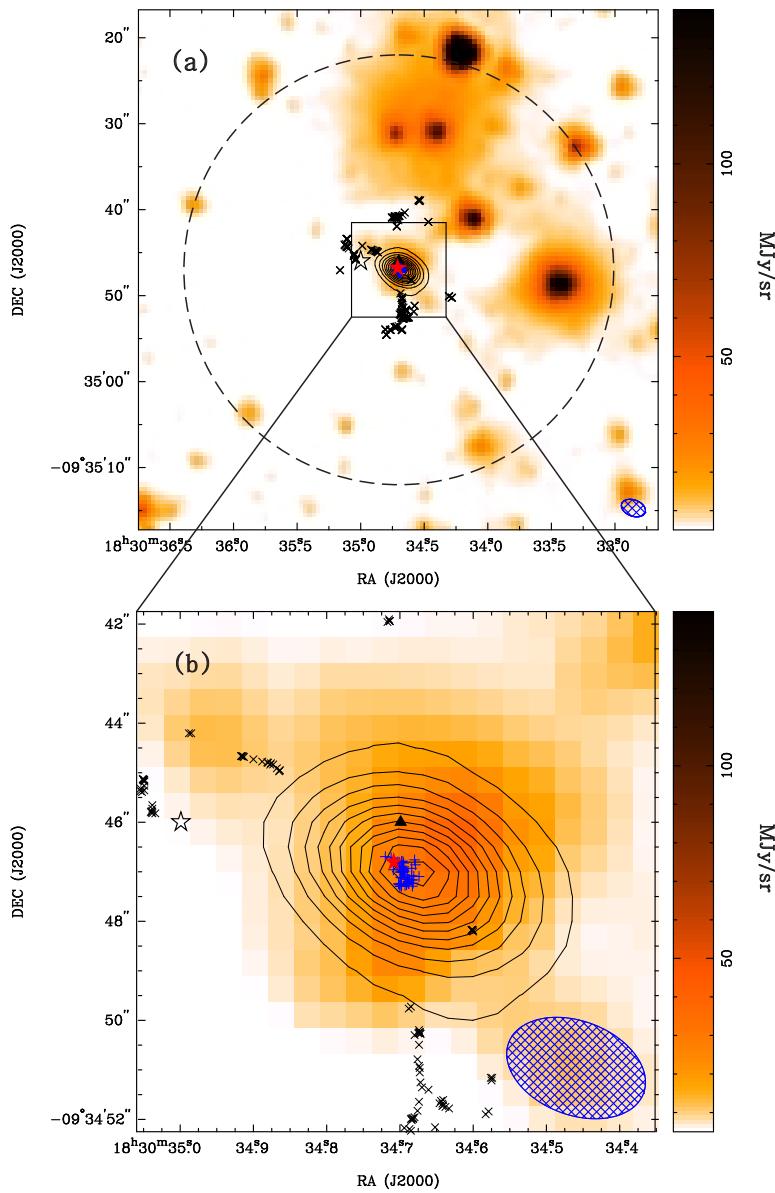


图 2.1: G22 1.3 mm 连续谱 (等值线) 叠在 *Spitzer*/IRAC 4.5  $\mu\text{m}$  发射 (背景) 上。等值线起始于  $5\sigma$ , 步长为  $5\sigma$ , 其中  $1\sigma = 3.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ 。大圆圈标出了 SMA 在 230 GHz 的主波束。十字 “+” 和叉号 “ $\times$ ” 分别代表 Cyganowski et al. (2000) 探测到的 6.7 GHz II 型和 44 GHz I 型甲醇脉泽<sup>[192]</sup>。实心五角星、空心五角星和实心三角分别标注了中红外点源 SSTGLMC G022.0387+0.2222、IRAS 18278-0936 和 Rygl et al. (2010) 探测到的 1.2 mm 连续谱核<sup>[201]</sup>。

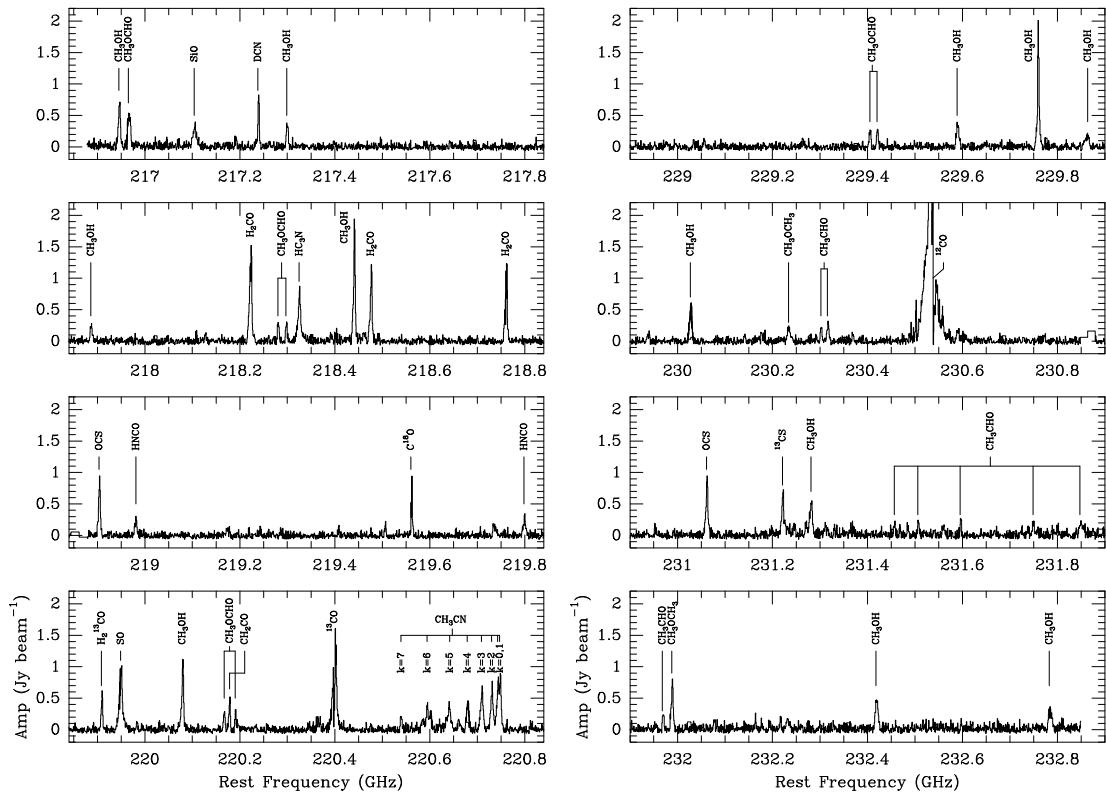


图 2.2: G22 中心云核处的上下边带谱线。图中标出了峰值强度大于  $3\sigma = 150$  mJy beam<sup>-1</sup> 的跃迁。

### 2.3.2 分子谱线发射

图 2.2 中给出了 1.3 mm 尘埃核峰值处的全波段谱线。在 SMA 观测的上下边带，有来自 18 种分子的多达 54 条跃迁的发射强度大于  $3\sigma$  (约 150 mJy beam<sup>-1</sup>)。这些谱线有来自含氮分子和复杂有机分子的跃迁，也有外向流运动的经典探针，对揭示 G22 的各类性质至关重要。

表 2.1 中给出了这 54 条分子谱线的基本参数。第 1 到 4 列给出了每条谱线的分子式、跃迁、静止频率和上能级温度。我们把每一条谱线从 MIRIAD 格式导出为 ASCII 文件，然后使用 CLASS 读取并进行了高斯拟合。拟合得到的峰值强度、线心速度、线宽和积分强度在表 2.1 的 5 到 8 列中给出。线宽小于 9 km s<sup>-1</sup> 峰值强度大于 0.4 Jy beam<sup>-1</sup> 的谱线的线心速度均值约为  $50.3 \pm 0.1$ ，在本工作中被作为 G22 的系统速度使用。

表 2.1: G22 尘埃核峰值位置的谱线参数

Species	Transition	Frequency (GHz)	$E_{\text{upper}}/\kappa$ (K)	Gaussian Parameters			
				Peak (Jy beam $^{-1}$ )	$V_{\text{LSR}}$ (km s $^{-1}$ )	FWHM (km s $^{-1}$ )	$\int S dv$ (Jy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ )
CO	2 – 1	230.538000	17	...	...	...	...
$^{13}\text{CO}$	2 – 1	220.398677	16	...	...	...	...
$\text{C}^{18}\text{O}$	2 – 1	219.560357	16	...	...	...	...
$^{13}\text{CS}$	5 – 4	231.220996	33	0.67	50.35(0.09)	4.89(0.24)	3.50(0.13)
SO	$5_6 - 4_5$	219.949442	35	0.99	51.46(0.17)	9.61(0.46)	10.09(0.38)
SiO	5 – 4, v = 0	217.104980	31	0.34	51.32(0.43)	14.45(1.21)	5.29(0.35)
DCN	3 – 2	217.238631	21	0.83	50.23(0.11)	4.57(0.27)	4.02(0.19)
OCS	18 – 17	218.903357	100	0.91	50.27(0.08)	6.05(0.23)	5.87(0.18)
OCS	19 – 18	231.060983	111	0.82	50.37(0.09)	6.92(0.23)	6.07(0.16)
$\text{H}_2\text{CO}$	$3_{0,3} - 2_{0,2}$	218.222192	21	1.48	50.94(0.06)	8.57(0.20)	13.50(0.21)
$\text{H}_2\text{CO}$	$3_{2,2} - 2_{2,1}$	218.475632	68	1.08	49.97(0.09)	5.72(0.22)	6.58(0.21)
$\text{H}_2\text{CO}$	$3_{2,1} - 2_{2,0}$	218.760066	68	1.15	50.01(0.08)	6.55(0.23)	8.02(0.21)
$\text{H}_2^{13}\text{CO}$	$3_{1,2} - 2_{1,1}$	219.908525	33	0.62	49.83(0.11)	5.44(0.29)	3.57(0.15)
HNCO	$10_{1,10} - 9_{1,9}$	218.981170	101	0.32	51.25(0.38)	7.92(1.57)	2.72(0.41)
HNCO	$10_{0,10} - 9_{0,9}$	219.798320	58	0.31	50.08(0.21)	10.19(0.70)	3.35(0.17)
HC <sub>3</sub> N	24 – 23	218.324788	131	0.82	50.41(0.13)	8.74(0.38)	7.68(0.26)
CH <sub>2</sub> CO	$11_{1,11} - 10_{1,10}$	220.178196	77	0.42	51.74(0.19)	5.94(0.44)	2.67(0.16)
CH <sub>3</sub> OH	$5_{1,4} - 4_{2,2}\text{E}$	216.945521	56	0.67	50.43(0.14)	7.02(0.34)	5.03(0.21)
CH <sub>3</sub> OH	$6_{1,1} - 7_{2,1}\text{A}$	217.299205	374	0.41	50.74(0.21)	6.68(0.49)	2.93(0.19)
CH <sub>3</sub> OH	$20_{1,19} - 20_{0,20}\text{E}$	217.886390	509	0.31	50.65(0.38)	10.51(1.17)	3.47(0.31)
CH <sub>3</sub> OH	$4_{2,2} - 3_{1,2}\text{E}$	218.440063	46	1.91	50.06(0.06)	5.72(0.17)	11.62(0.27)
CH <sub>3</sub> OH	$8_{0,8} - 7_{1,6}\text{E}$	220.078561	97	1.02	50.19(0.08)	7.31(0.24)	7.97(0.20)
CH <sub>3</sub> OH	$15_{4,11} - 16_{3,13}\text{E}$	229.589056	375	0.39	50.43(0.12)	8.61(0.28)	3.54(0.10)
CH <sub>3</sub> OH	$8_{-1,8} - 7_{0,7}\text{E}$	229.758756	89	1.85	49.95(0.03)	4.95(0.09)	9.76(0.14)
CH <sub>3</sub> OH	$19_{5,15} - 20_{4,16}\text{A+}$	229.864121	579	0.18	53.44(0.51)	14.19(1.28)	2.70(0.20)
CH <sub>3</sub> OH	$3_{-2,2} - 4_{-1,4}\text{E}$	230.027047	40	0.58	50.32(0.06)	8.39(0.14)	5.20(0.08)
CH <sub>3</sub> OH	$10_{2,9} - 9_{3,6}\text{A-}$	231.281110	166	0.49	50.89(0.11)	8.56(0.27)	4.49(0.12)
CH <sub>3</sub> OH	$10_{2,8} - 9_{3,7}\text{A+}$	232.418521	166	0.48	50.26(0.09)	8.63(0.18)	4.38(0.09)
CH <sub>3</sub> OH	$18_{3,16} - 17_{4,13}\text{A+}$	232.783446	447	0.32	49.52(0.16)	11.24(0.42)	3.81(0.11)
CH <sub>3</sub> CN	$12_7 - 11_7$	220.539324	419	0.23	50.75(0.28)	6.23(0.80)	1.53(0.20)
CH <sub>3</sub> CN	$12_6 - 11_6$	220.594423	326	0.41	51.15(0.23)	6.96(0.70)	3.02(0.23)
CH <sub>3</sub> CN	$12_5 - 11_5$	220.641084	248	0.43	52.26(0.32)	8.28(1.49)	3.79(0.54)
CH <sub>3</sub> CN	$12_4 - 11_4$	220.679287	183	0.51	50.49(0.15)	8.29(0.39)	4.48(0.17)
CH <sub>3</sub> CN	$12_3 - 11_3$	220.709017	133	0.65	50.69(0.19)	11.81(0.56)	8.18(0.29)
CH <sub>3</sub> CN	$12_2 - 11_2$	220.730261	98	0.66	50.27(0.13)	9.35(0.35)	6.54(0.20)
CH <sub>3</sub> CN	$12_1 - 11_1$	220.743011	76	0.82	50.00(0.26)	10.11(0.67)	8.84(0.51)
CH <sub>3</sub> CN	$12_0 - 11_0$	220.747261	69	0.87	49.97(0.13)	7.62(0.38)	7.05(0.28)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{2,11} - 11_{2,10}\text{A-}$	230.301923	81	0.25	50.44(0.13)	5.03(0.29)	1.32(0.07)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{2,-21} - 11_{-2,10}\text{E}$	230.315792	81	0.31	50.31(0.15)	6.18(0.45)	2.03(0.11)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{4,9} - 11_{4,8}\text{A-}$	231.456744	108	0.23	51.38(0.24)	5.01(0.52)	1.24(0.11)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{-4,9} - 11_{-4,8}\text{E}$	231.506291	108	0.25	50.61(0.24)	6.16(0.66)	1.67(0.14)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{3,10} - 11_{3,9}\text{A+}$	231.595273	93	0.27	49.85(0.20)	5.10(0.68)	1.49(0.13)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{-3,10} - 11_{-3,9}\text{E}$	231.748719	93	0.21	50.87(0.25)	6.35(0.66)	1.42(0.12)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{3,9} - 11_{3,8}\text{E}$	231.847580	93	0.21	47.29(0.25)	14.58(0.59)	3.18(0.11)
CH <sub>3</sub> CHO	$12_{3,9} - 11_{3,8}\text{A-}$	231.968385	93	0.25	49.85(0.16)	5.31(0.32)	1.41(0.08)
CH <sub>3</sub> OCHO	$20_{1,20} - 19_{1,19}\text{A}$	216.965900	112	0.59	50.14(0.22)	8.95(0.47)	5.62(0.27)
CH <sub>3</sub> OCHO	$17_{3,14} - 16_{3,13}\text{E}$	218.280900	100	0.34	51.59(0.29)	5.44(0.75)	1.99(0.22)
CH <sub>3</sub> OCHO	$17_{3,14} - 16_{3,13}\text{A}$	218.297890	100	0.33	51.28(0.29)	5.58(0.57)	1.95(0.20)
CH <sub>3</sub> OCHO	$17_{4,13} - 16_{4,12}\text{E}$	220.166888	103	0.32	50.71(0.19)	6.03(0.46)	2.03(0.13)
CH <sub>3</sub> OCHO	$17_{4,13} - 16_{4,12}\text{A}$	220.190285	103	0.40	50.83(0.18)	4.27(0.51)	1.80(0.17)
CH <sub>3</sub> OCHO	$18_{3,15} - 17_{3,14}\text{E}$	229.405021	111	0.32	50.68(0.17)	5.19(0.36)	1.76(0.11)
CH <sub>3</sub> OCHO	$18_{3,15} - 17_{3,14}\text{A}$	229.420342	111	0.27	50.66(0.16)	5.42(0.34)	1.58(0.09)
CH <sub>3</sub> OCH <sub>3</sub>	$17_{2,15} - 16_{3,14}$	230.233758	148	0.24	51.08(0.25)	8.64(0.56)	2.23(0.13)
CH <sub>3</sub> OCH <sub>3</sub>	$13_{0,13} - 12_{1,12}$	231.987820	81	0.67	50.27(0.08)	6.82(0.21)	4.84(0.12)

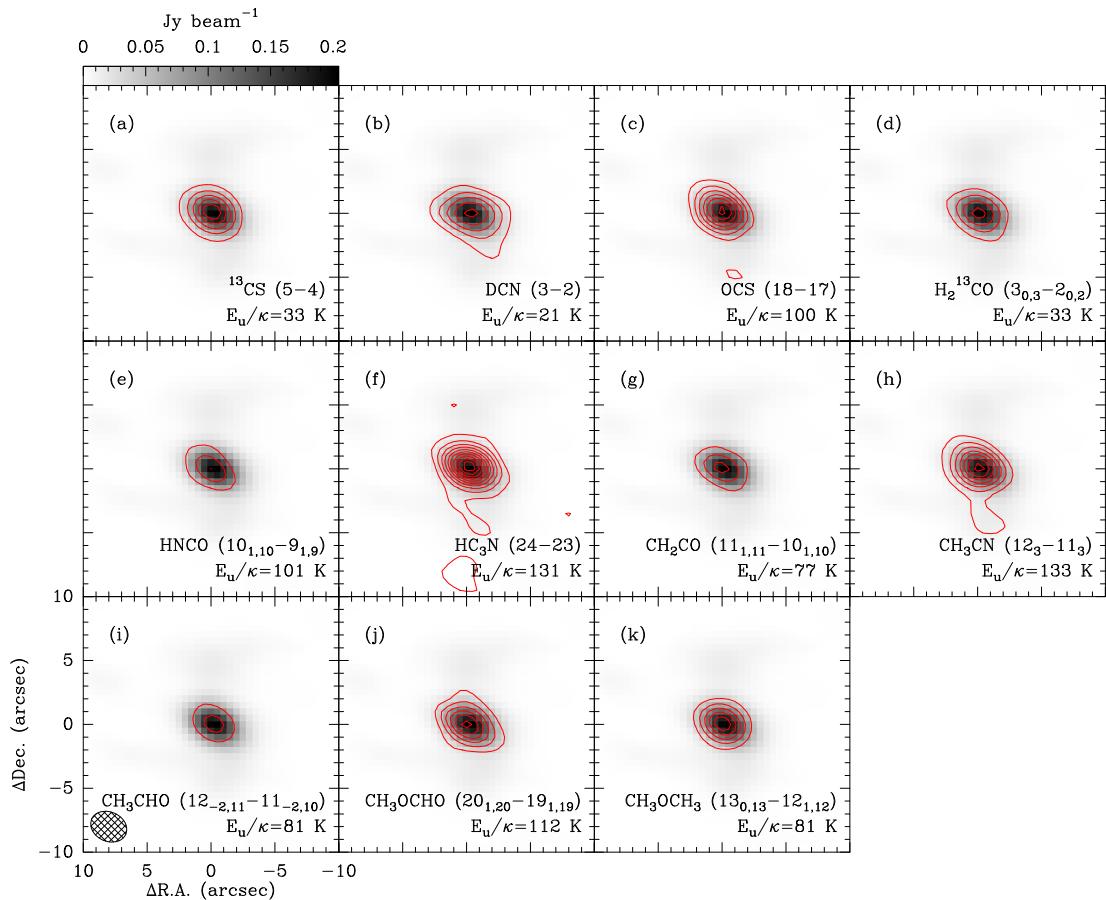


图 2.3: G22 中云核探针分子的积分强度图, 背景为 1.3 mm 连续谱发射。这里仅展示了每种分子的一条跃迁的成图。每幅图中右下角给出了对应的分子跃迁和上能级温度。所有子图中的等值线均起始于  $0.9 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ , 步长为  $0.9 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。

我们对每条谱线的积分强度进行了检视, 发现大部分示踪了单一的云核。 $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和 SiO  $J = 5 - 4$  揭示了一个多极外向流系统。 $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  的谱线轮廓表明 G22 中尚存在物质下落。来自 CH<sub>3</sub>OH 的 11 条发射中, 有 9 条示踪了与 1.3 mm 核一致的分子云核, 另外两条则具有较为复杂的异常结构。

### 2.3.2.1 分子云核

对来自  $^{13}\text{CS}$ 、DCN、OCS、 $\text{H}_2^{13}\text{CO}$ 、HNCO、HC<sub>3</sub>N、CH<sub>2</sub>CO、CH<sub>3</sub>CN、CH<sub>3</sub>CHO、CH<sub>3</sub>OCHO、和 CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub> 等分子的跃迁的积分强度的考察发现, 它

们全都示踪了一个结构单一的分子云核。图 2.3 展示了这些分子的积分强度。需要注意的是，这里我们仅选取了每种分子的一条跃迁。可以看出，这些分子跃迁的强度分布与连续谱发射很相似，都呈单峰结构。

这些示踪分子云核的跃迁多数具有大于  $6 \text{ km s}^{-1}$  的线宽。我们对这些分子谱线的速度场进行了考察，没有发现显著的速度梯度。

### 2.3.2.2 分子外向流

Ryal et al. (2013) 和 Cyganowski et al. (2009) 分别在 G22 中探测到红不对称轮廓和宽的谱线<sup>[192, 202]</sup>，表明有外向流活动的存在。本工作中展示的 SMA 观测结果进一步证实了这一推论。SMA 探测到的  $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  谱线具有大于  $70 \text{ km s}^{-1}$  的线宽。在图 2.4 中展示了  $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  红蓝线翼的积分强度。 $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  的线翼发射揭示了一个多极的外向流系统。在这里，两个红移瓣被标注为 R1 和 R2，两个蓝移瓣被标注为 B1 和 B2。其中，R1、B1 和 B2 呈拉伸形态，且可追溯到中心区域的中红外点源。

在图 2.5 展示了  $\text{SiO } J = 5 - 4$  的红蓝线翼积分强度，揭示了与  $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  示踪的外向流不同的形态。 $\text{SiO}$  的蓝翼发射集中在三个地方：与云核位置重合的 BK1、位于西北的 BK2 和 BK3、位于东北侧的 BK4 和 BK5。红翼发射主要集中出现在南面，从云核区域一直延伸到到 CO 红移瓣 R1 的顶端，并向东南出现一个长约  $6''$  的弯折。相对于 CO 的高速气体发射， $\text{SiO}$  的红蓝翼发射主要集中在几个致密的斑点处。

Cyganowski et al. (2009) 在 G22 中探测到大量的 44 GHz I 型甲醇脉泽<sup>[192]</sup>。它们在图 2.4 和 2.5 中被用叉号（“×”）表示，叉号的不同颜色代表了脉泽斑的视向速度。根据其空间分布，这些脉泽斑可以被分为四组。南边的一组脉泽斑沿南北方向延展分布，且与 CO 的红移瓣 R1 和 SiO 的红移斑点 RK1 与 RK2 成协，且大部分相对于系统速度 ( $50.3 \text{ km s}^{-1}$ ) 红移。在 CO 红移瓣 R1 的南端，一小撮脉泽斑沿西北–东南方向分布，而且速度略偏蓝。东北边的一组脉泽斑在空间上与 CO 蓝移瓣 B2 成协，速度主要偏蓝。在北侧有一组速度偏蓝的脉泽斑处在 CO 蓝移瓣 B1 和 B2 之间。在西南侧有几个速度偏蓝的脉泽斑处在没有 CO 高速气体的地方。

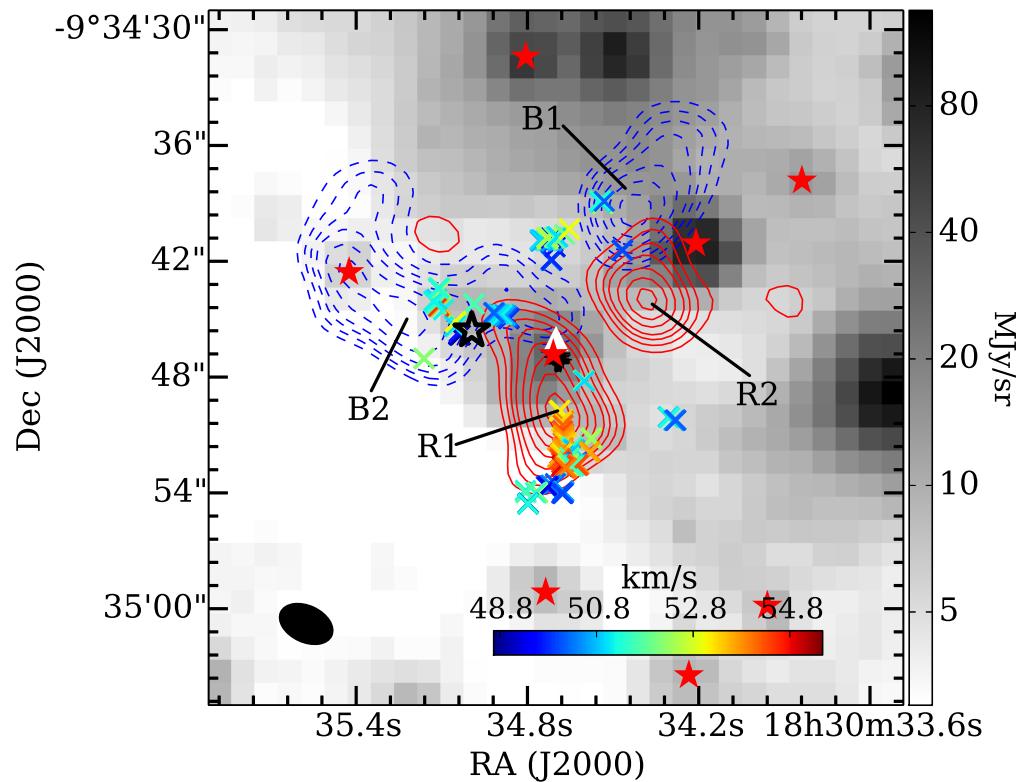


图 2.4: G22 中的  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  线翼积分强度图, 背景为  $\text{Spitzer}/\text{IRAC}$  4.5  $\mu\text{m}$  发射。蓝翼和红翼的速度区间分别为  $[-6, 38] \text{ km s}^{-1}$  和  $[64, 105] \text{ km s}^{-1}$ 。蓝色等值线代表的蓝翼积分强度为:  $6, 9, 12, 15, 20, 25, 30, 35 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。红色等值线代表的红翼积分强度为:  $6, 9, 12, 15, 20, 25, 30 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。十字“+”和叉号“×”分别代表 Cyganowski et al. (2000) 探测到的 6.7 GHz II 型和 44 GHz I 型甲醇脉泽<sup>[192]</sup>。实心五角星、空心五角星和实心三角分别标注了中红外点源 SSTGLMC G022.0387+0.2222、IRAS 18278-0936 和 Rygl et al. (2010) 探测到的 1.2 mm 连续谱核<sup>[201]</sup>。

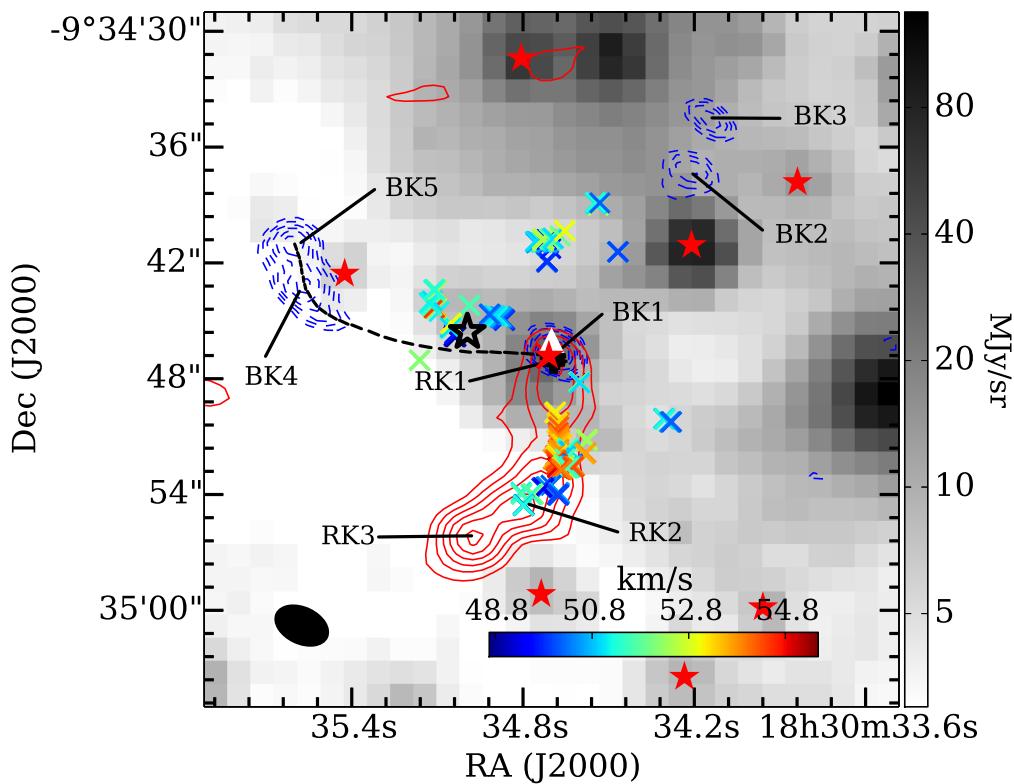


图 2.5: G22 中的  $\text{SiO } J = 5 - 4$  线翼积分强度图, 背景为 *Spitzer/IRAC*  $4.5 \mu\text{m}$  发射。蓝翼和红翼的速度区间分别为  $[38, 47] \text{ km s}^{-1}$  和  $[54, 66] \text{ km s}^{-1}$ 。蓝色等值线代表的蓝翼积分强度为:  $0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。红色等值线代表的红翼积分强度为:  $0.9, 1.5, 2.1, 2.7, 3.3, 3.9 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。各类符号与图 2.4 中一样。

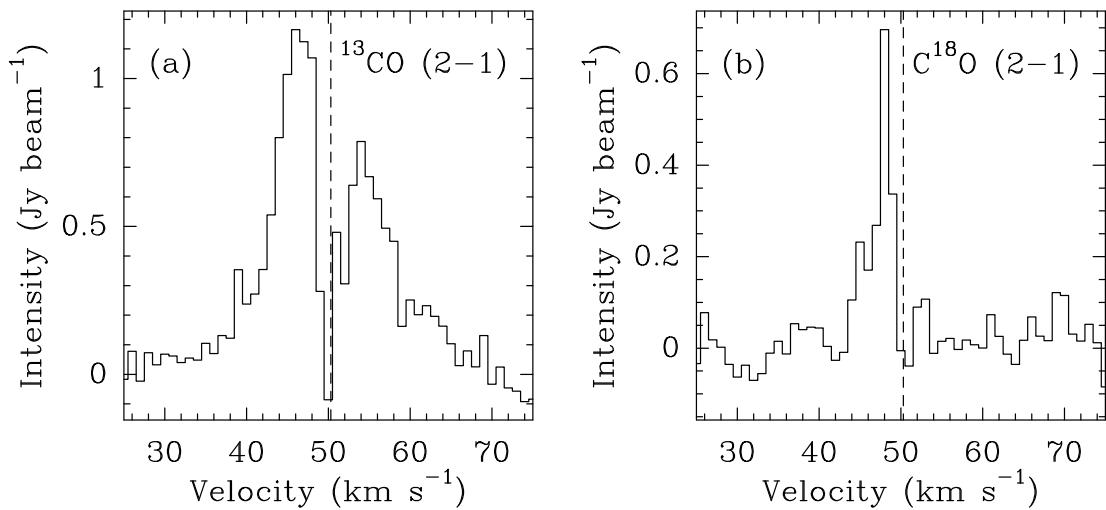


图 2.6: G22 中心云核位置处的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  谱线。图中虚线标出了 G22 的系统速度  $v_{\text{sys}} = 50.3 \text{ km s}^{-1}$ 。

### 2.3.2.3 下落特征

图 2.6 展示了 1.3 mm 尘埃核处的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  谱线轮廓，虚线标出了系统速度。此处， $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  谱线呈现反 P-Cygni 轮廓，表明存在物质下落的可能。 $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  虽说呈单峰轮廓，但整条谱线都相对系统速度蓝移。其成因可能是谱线的红段部分被完全吸收掉了，表明外层下落物质温度较低。

### 2.3.2.4 异常甲醇发射

在图 2.7a 到 i 中展示了来自  $\text{CH}_3\text{OH}$  的上能级温度跨越 40 到 509 K 的 9 条跃迁的积分强度图。可以看到，除了频率为 218.440 GHz 上能级温度为  $E_{\text{up}}/\kappa = 46 \text{ K}$  的  $4_{2,2} - 3_{1,2} E$  和频率为 229.759 GHz 上能级温度为  $E_{\text{up}}/\kappa = 89 \text{ K}$  的  $8_{-1,8} - 7_{0,7} E$  两条跃迁外，其它谱线的发射均呈单核形态。除了在云核位置处，在北面、南面和东北面都有较强的来自  $4_{2,2} - 3_{1,2} E$  和  $8_{-1,8} - 7_{0,7} E$  的发射，且在位置上与 44 GHz I 型甲醇脉泽成协。关于这两条异常甲醇发射，我们将在 §2.6 给予更详细的讨论。

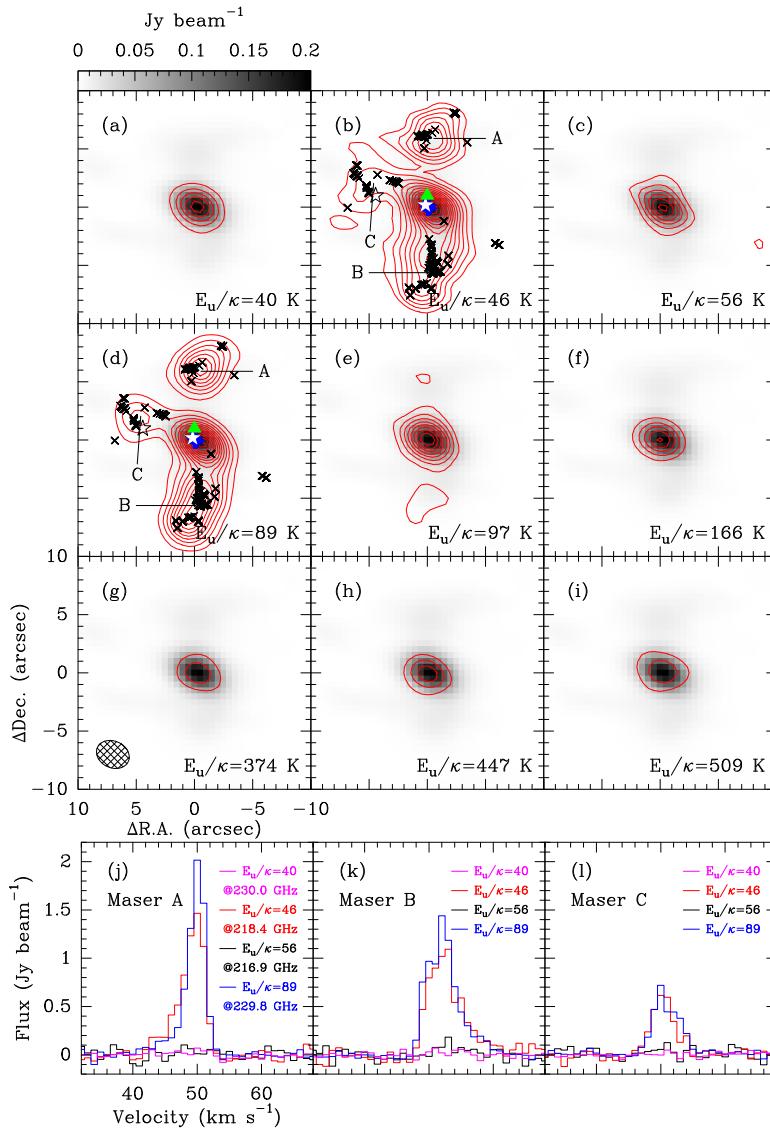


图 2.7: (a)-(i):  $\text{CH}_3\text{OH}$  谱线的积分强度图, 背景为 1.3 mm 连续谱。速度区间均为  $[40, 60] \text{ km s}^{-1}$ 。等值线起始于  $0.9 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ , 步长为  $0.9 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。(j)-(k): A、B、C 三处的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $3_{-2,2} - 4_{-1,4}$ )、 $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ )、 $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $5_{1,4} - 4_{2,2}$ ) 和  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 谱线。

## 2.4 热核

如前所述，我们使用 SMA 的观测资料探测到一个 1.3 mm 尘埃核。在该尘埃核位置有来自 18 种分子的多达 54 条谱线。这些分子谱线大部分示踪了一个与尘埃核位置基本一致的分子云核。这些分子谱线和尘埃连续谱数据将共同揭示云核的多种性质。

### 2.4.1 云核温度

在云核的峰值位置，有来自  $\text{CH}_3\text{OH}$  的上能级温度跨越 40 到 579 K 的 11 条跃迁和来自  $\text{CH}_3\text{CN}$  的上能级温度跨越 69 到 419 K 的 8 条跃迁。这些跨越较大上能级温度的发射使得  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  成为可靠的温度探针。

在光薄和局部热动平衡（Local Thermodynamic Equilibrium, LTE）的假设下，利用转动图的方法可以方便得到  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  的波束平均的转动温度与柱密度。一条跃迁的上能级柱密度与上能级温度之间存在如下关系<sup>[203]</sup>:

$$\ln \frac{N_u}{g_u} = \ln \frac{N}{Q(T_{\text{rot}})} - \frac{E_u/\kappa}{T_{\text{rot}}}, \quad (2.1)$$

其中，

$$N_u = \frac{8\pi\kappa\nu^2}{hc^3A_{ul}} \int T_b dv. \quad (2.2)$$

此处， $g_u$  为上能级简并度， $N$  为某一分子的柱密度， $Q(T_{\text{rot}})$  为某温度下的配分函数， $T_{\text{rot}}$  为转动温度， $A_{ul}$  为特定跃迁的爱因斯坦自发跃迁系数， $\int T_b dv$  是特定跃迁的激发强度。

$\text{CH}_3\text{OH}$  的配分函数可以表示为：

$$Q(T_{\text{rot}}) = aT_{\text{rot}}^b. \quad (2.3)$$

其中的  $a$ 、 $b$  常数通过对 JPL 给出的在 9.375 到 300 K 的配分函数进行拟合得到，分别取值 0.37 和 1.77。 $\text{CH}_3\text{CN}$  的配分函数由下式给出<sup>[204]</sup>:

$$Q(T_{\text{rot}}) = \frac{2.89T_{\text{rot}}^{1.5}}{1 - \exp(-524.8/T_{\text{rot}})^2}. \quad (2.4)$$

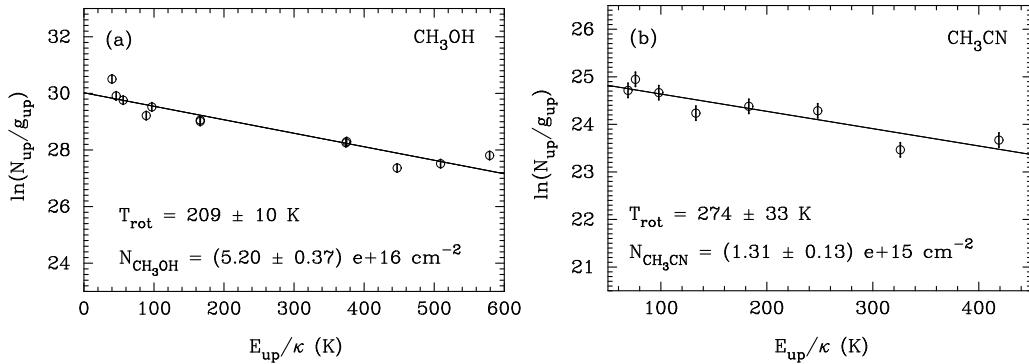


图 2.8: G22 云核位置 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 转动图。

如果观测了某一分子跨越较大的上能级温度的多条跃迁，则可以通过把  $\ln \frac{N_u}{g_u}$  看作  $E_u/\kappa$  的函数进行最小二乘拟合得到该分子的转动温度和柱密度。

转动图拟合结果在图 2.8 中给出。拟合得到的 CH<sub>3</sub>OH 的转动温度和柱密度分别是  $209 \pm 10$  K 和  $(5.2 \pm 0.37) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ，CH<sub>3</sub>CN 的转动温度和柱密度分别为  $274 \pm 33$  K 和  $(1.31 \pm 0.13) \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 。

可以看到，拟合得到的 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 转动温度有较大的差异。这种差异起因于如下可能：(i) 部分 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 跃迁是光厚的；(ii) CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 具有不同的空间分布，示踪了不同地方的温度特征；(iii) 单一温度拟合可能不合适。

考虑到光学厚度的影响后，公式 2.1 可以改写为：

$$\ln \frac{N_u^{\text{thin}}}{g_u} = \ln \frac{N}{Q(T_{\text{rot}})} - \frac{E_u/\kappa}{T_{\text{rot}}} - \ln \left( \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \right), \quad (2.5)$$

此处， $N_u^{\text{thin}}$  是光薄假设下的上能级柱密度，可由公式 2.2 求得。光学厚度  $\tau$  可由下式算出<sup>[205–207]</sup>：

$$\tau = \frac{8\pi^3 S \mu^2 \nu}{3\kappa \Delta v T_{\text{rot}}} \frac{N_{\text{rot}}}{Q(T_{\text{rot}})} e^{-\frac{E_u}{T_{\text{rot}}}} \quad (2.6)$$

$S\mu^2$  是总的扭转线强度和电偶极矩平方的乘积， $\Delta v$  为谱线宽度。

我们对 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 分别考察了 10 000 个模型格点，以限制出可靠的转动温度和体密度。对于 CH<sub>3</sub>OH，温度范围设为 50 到 500 K，密度范围设为  $10^{16}$  到  $10^{17} \text{ cm}^{-2}$ 。对于 CH<sub>3</sub>CN，温度范围取 50 到 500 K，密度范围取  $10^{14}$

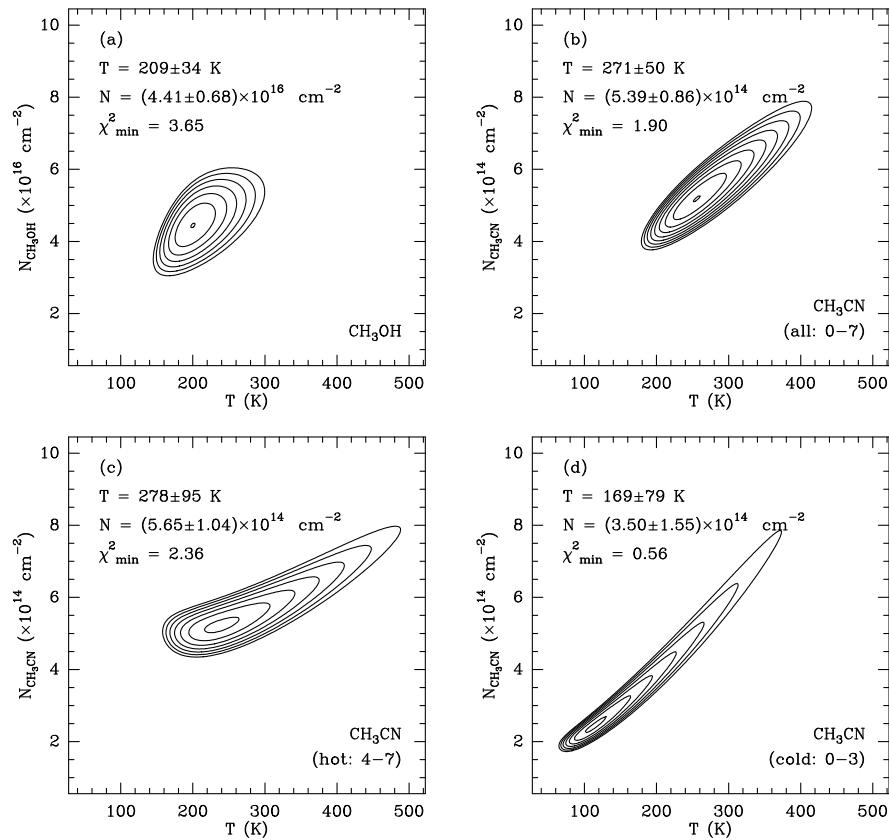


图 2.9: G22 中心云核位置处  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  考虑光学厚度的布居图拟合结果。

到  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 。每一对温度与密度对应一个模型。利用公式 2.6 和 2.5 可以求出每一个模型对应的光学厚度和理论上能级柱密度 ( $N_u^{\text{mod}}$ )。观测上能级柱密度 ( $N_u^{\text{obs}}$ ) 由公式 2.2 求得。通过对比理论与观测上能级柱密度，计算出每一组密度和温度对应的  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{N_u^{\text{mod}} - N_u^{\text{obs}}}{\delta N_u^{\text{obs}}} \right)^2. \quad (2.7)$$

此处， $\delta N_u^{\text{obs}}$  为  $N_u^{\text{obs}}$  的  $1\sigma$  误差。在最后得到的模型中，我们选取  $\chi^2 - \chi^2_{\min} < 3$  的模型对相应参数以  $1/\chi^2$  为权重做加权平均限制出最终的转动温度和柱密度。

图 2.9a 和 b 展示了  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  模型的  $\chi^2$  分布。上述过程得到的  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  的转动温度分别是  $209 \pm 34 \text{ K}$  和  $271 \pm 50 \text{ K}$ ，柱密度分别是

$(4.41 \pm 0.68) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  和  $(5.39 \pm 0.86) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 。可以看到考虑光学厚度后得到的温度与转动图方法的结果基本一致，说明观测到的 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 的跃迁在 G22 中基本是光薄的。

单一温度成分的假设可能并不太合理。我们使用上述考虑光学厚度的布居图分析方法把 CH<sub>3</sub>CN 的 8 条跃迁分成两组分别考察一个热成分和一个冷成分。模型拟合的结果在图 2.9c 和 d 中给出。热成分的温度和密度分别为  $278 \pm 95 \text{ K}$  和  $(5.65 \pm 1.04 \times 10^{14}) \text{ cm}^{-2}$ ，冷成分的温度和密度分别为  $T_{\text{rot}} = 169 \pm 79 \text{ K}$  和  $N = (3.50 \pm 1.55) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 。以柱密度作为权重得到的加权平均转动温度约为  $236 \pm 91 \text{ K}$ 。考虑到误差，最终得到的 CH<sub>3</sub>OH 和 CH<sub>3</sub>CN 转动温度基本一致。我们以误差的平方倒数为权重对二者求平均得到一个  $212 \pm 35 \text{ K}$  的温度用于后面的计算。

### 2.4.2 云核质量

毫米波连续谱往往具有光薄的特性，可以较好地示踪云核质量：

$$M = F_\nu D^2 / (\kappa_\nu B_\nu(T)). \quad (2.8)$$

此处， $F_\nu$  为测到的流量密度， $D$  为到观测者的距离， $\kappa_\nu$  为质量不透明度， $B_\nu(T)$  为普朗克函数。 $\kappa_\nu$  随频率呈幂率变化  $\kappa_\nu = \kappa_0(\nu/\nu_0)^\beta$ 。取 300 GHz 的  $\kappa_{300\text{GHz}} = 1.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  为参考，谱指数  $\beta$  取为 1.5，则  $\kappa_{230\text{GHz}} \simeq 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ <sup>[208]</sup>。在 LTE 假设下，使用前面求出的温度  $212 \pm 35 \text{ K}$  作为尘埃温度和 100 的气尘比，可以方便地算出云核的质量约为  $40 \pm 17 M_\odot$ 。我们使用连续谱峰值强度计算得到波束平均的柱密度约为  $(2.0 \pm 0.83) \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 。该云核的体密度约为  $(1.2 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 。

Rygl et al. (2010) 使用 IRAM 30 m 望远镜在 1.2 mm 波段在该位置探测到一个大小为  $14''.6 \times 11''.8$ , PA =  $64^\circ$  的尘埃核<sup>[201]</sup>。由于他们的观测使用的是单天线，波束约为  $10''$ <sup>[201]</sup>，并不能进一步分辨更小尺度的结构。Rygl et al. (2010) 给出的云核质量约为  $384 M_\odot$ <sup>[201]</sup>，比 SMA 在几乎同样波段探测到的云核质量高出一个量级。这可能是因为 SMA 的观测存在短基线缺失问题（Missing Short-Baseline Problem）致使对平滑延展结构的辐射不能被有效探测。

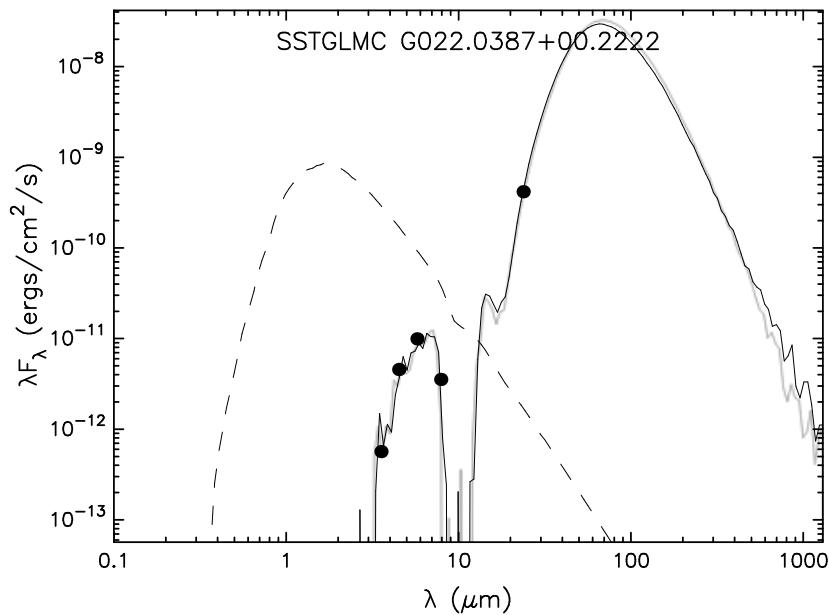


图 2.10: G22 中心红外点源 (SSTGLMC G022.0387+00.2222) 的 SED。

### 2.4.3 云核本质

紧邻云核中心的位置有一个中红外点源 (SSTGLMC G022.0387+00.2222)。该点源在  $24 \mu\text{m}$  的流量密度约为  $3.3 \pm 0.2 \text{ Jy}$ <sup>[86]</sup>。同时该源在 GLIMPSE 的源表中有可靠的  $3.6$ 、 $4.5$ 、 $5.8$  和  $8.0 \mu\text{m}$  波段的测光数据。我们使用 Robitaille et al. (2007) 提供的在线工具<sup>[209]</sup> 拟合了该红外点源的能谱分布 (Spectral Energy Distribution, SED)。图 2.10 中给出了拟合得到的 SED。拟合结果显示，该源具有  $16.7 \pm 0.5 M_\odot$  的星体质量， $(1.44 \pm 0.27) \times 10^4 L_\odot$  的总光度， $(2.03 \pm 0.26) \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  的吸积率和  $(7.47 \pm 2.50) \times 10^3 \text{ yr}$  的年龄。这些参数表明该中红外点源是一个处于形成早期阶段的大质量原恒星。这里得到的总光度与 IRAS 18278-0936 的总光度 ( $1.3 \times 10^4 L_\odot$ ) 基本一致。

回过头来看一下图 2.2 和表 2.1 可以发现，在  $1.3 \text{ mm}$  云核位置探测到的谱线大多来自复杂有机分子。既有的多种天体化学模型认为这些有机分子主要是通过颗粒化学过程形成。它们需要在一个相对热的环境中通过蒸发来增加其气相丰度。探测到丰富的来自复杂有机分子的发射，表明该云核是一个热分子云核<sup>[88,89]</sup>。前面求出的较高气体温度是对这一推论的直接支持。另一个有趣的现象是，在 G22 中探测到的有机分子中大部分是含氧分子，说明该区具有较高的

含氧分子丰度。前面求出的  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  密度也是对该推论的重要支持。在该源中  $\text{CH}_3\text{OH}$  的丰度约为  $4.8 \times 10^{-8}$ , 而  $\text{CH}_3\text{CN}$  的丰度约为  $6 \times 10^{-10}$  到  $12 \times 10^{-10}$ 。研究表明, 相对于氮丰化学(含氮分子丰度较高), 氧丰化学(含氧分子丰度较高)往往发生在恒星形成的早期演化阶段; 在恒星形成的较晚阶段,  $\text{CH}_3\text{CN}$  的丰度可以与  $\text{CH}_3\text{OH}$  相当, 甚至高于  $\text{CH}_3\text{OH}$  的丰度<sup>[95,210]</sup>。这些观测特点与前面 SED 拟合得到的中红外源年龄相符。

SMA 1.3 mm 连续谱探测到的尘埃核实际上是一个正处于恒星形成早期演化阶段的热分子云核。其中孕育的大质量原恒星正在以较高的吸积率增长质量。假如云核质量最终有 50% 的质量可以成功被星体吸积, 那么 G22 中心有希望形成一个大于  $30 M_{\odot}$  的 O 型星。

## 2.5 运动学特征

### 2.5.1 高速气体

图 2.11 展示了  $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$  的速度通道图。这里每个通道宽度被平滑到了  $3 \text{ km s}^{-1}$ 。可以在红移和蓝移部分都有高速 ( $|V - V_{sys}| > 30 \text{ km s}^{-1}$ ) 气体被探测到。靠近系统速度的通道上, 气体发射的情况极为复杂。在  $41$  到  $62 \text{ km s}^{-1}$  速度范围内主要呈现延展结构。 $47$  和  $50 \text{ km s}^{-1}$  两个通道上几乎没有发射。这可能是因为在系统速度附近的气体呈平滑延展分布。由于存在短基线缺失问题, 干涉仪对这类结构不敏感, 导致大尺度结构流量的丢失。使用单天线观测对这类结构的还原十分重要。

图 2.12a 到 d 展示了沿位置角为  $0^\circ$ 、 $70^\circ$ 、 $90^\circ$  和  $105^\circ$  方向切取的位置-速度 (Position-Velocity, P-V) 图。在系统速度附近由于短基线缺失导致丢流量引起的吸收在图中清晰可见。从 P-V 图中可以看到  $|V - V_{sys}| > 50 \text{ km s}^{-1}$  的超高速运动气体, 如在  $100 \text{ km s}^{-1}$  和  $0 \text{ km s}^{-1}$  处看到的红移与蓝移气体。这些高速气体的存在表明 G22 正在通过抛射物质对近邻星际介质产生强烈反馈。

### 2.5.2 多极外向流性质

如图 2.4 和 2.5 所示, 分布于南侧的一组 I 型甲醇脉泽虽说整体上是红移的, 但在南端出现了突然转为蓝移的现象。我们推测这可能是因为激发这些脉泽瓣的高速喷流碰到了致密气体引起的。SiO 外向流红移瓣的形态也支持这一

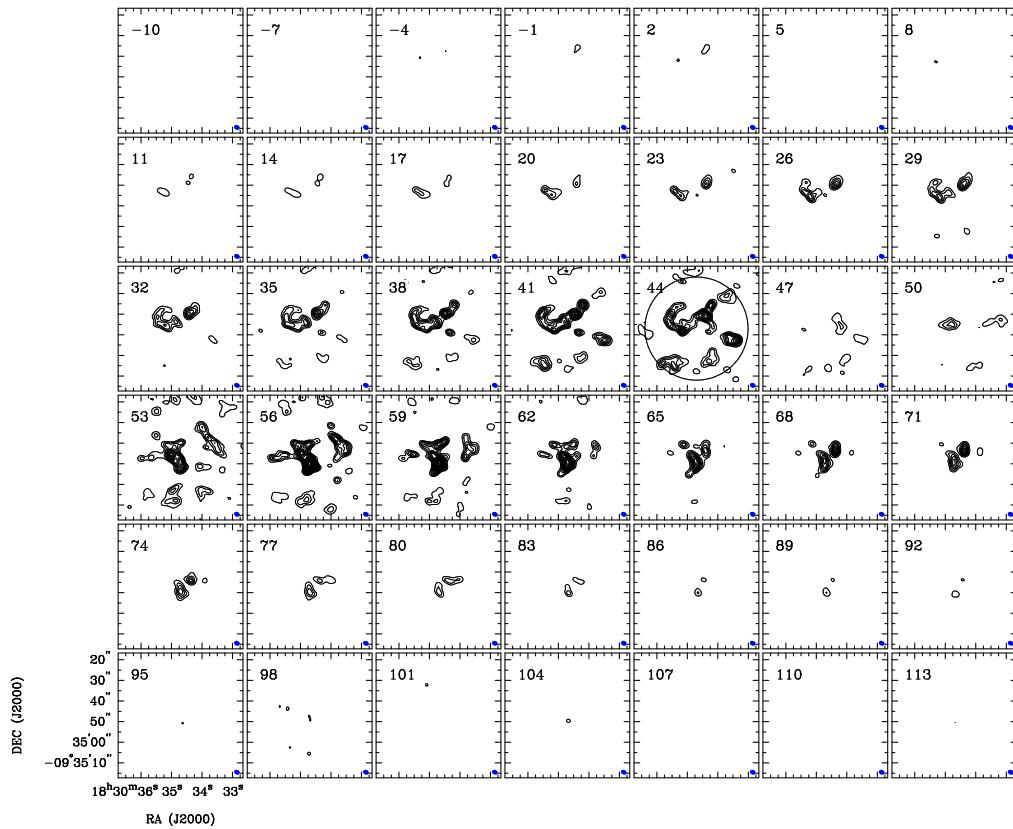


图 2.11: G22 中  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  速度通道图。等值线起始于  $0.3 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ , 步长为  $0.3 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ 。44  $\text{km s}^{-1}$  子图中的大圆圈给出了 SMA 在 230 GHz 的主波束大小。

推论。可以看到, 原本是沿南北方向分布的红移瓣在南端突然弯向了东南。在南面可能存在致密气体, 迫使喷流的方向发生了改变。

图 2.4 展示的外向流中, 红移瓣 R1 和 蓝移瓣 B1 的延伸方向都可以很好地追溯到中心区域的红外点源位置, 表明该红外点源是 G22 中外向流系统的激发源。这一点也得到了 SiO 外向流形态的支持。如图 2.5 所示, RK1、RK2 和 RK3 组成的红移瓣可以很好地追溯到红外点源。BK2 和 BK3 的连线也基本指向中心红外点源。即使 BK4 和 BK5 的连线是沿东北–西南方向分布的, 但 BK4 西南端却是弯向中心区域的。我们用一条虚线连接了 BK5、BK4 和西南端的突起, 发现也能很好地追溯到中心红外点源。这些特点都进一步支持了中红外点源 SSTGLMC G022.0387+00.2222 激发了 G22 中观测到的多极外向流这一推论。

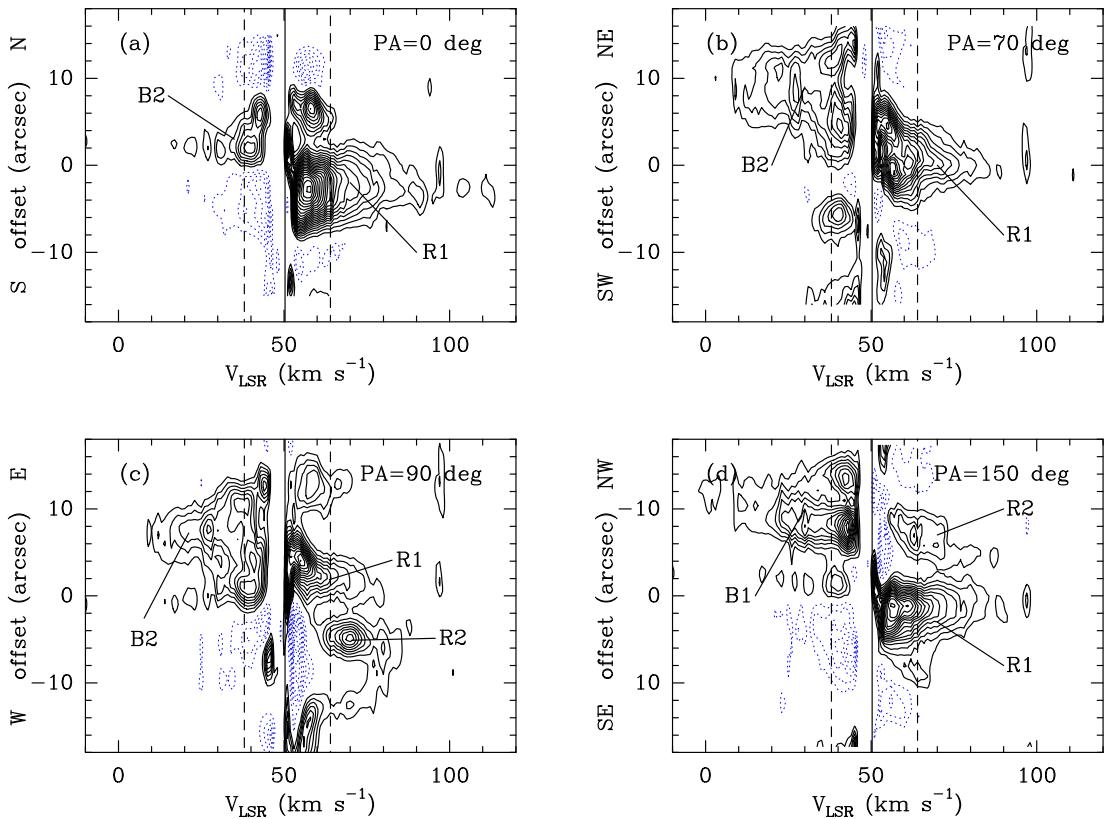


图 2.12: G22 中沿位置角为  $0^\circ$ 、 $70^\circ$ 、 $90^\circ$  和  $105^\circ$  方向切取的  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  位置-速度 (Position-Velocity, P-V) 图。实等值线起始于  $5\sigma$  步长为  $5\sigma$ , 虚等值线起始于  $-5\sigma$  步长为  $-5\sigma$ , 其中  $1\sigma = 50 \text{ mJy beam}^{-1}$ 。图中的竖直实线标注了 G22 的系统速度, 两条虚线标出了红蓝翼起始速度。

对于 SSTGLMC G022.0387+00.2222 如何驱动了观测到的复杂的外向流系统, 现有的数据尚不能给出很好的解释。如果有单天线的数据把因 SMA 观测缺失短基线问题带来的流量丢失给补回来, 我们可以通过模型拟合对 G22 中的外向流起源及动力学进行更为详细的探究。基于目前的数据, 我们只能对一些现象进行试探性的解释。G22 中的多极外向流有两种可能的起源: (i) 大质量年轻星的强烈反馈使得物质抛射并没有被限制在两级方向, 而导致类似于爆炸现象的喷射; 在图 2.12 中展示的沿不同方向的 P-V 图中都可以看到超高速气体, 是对这种猜想的一种间接支持; (ii) SSTGLMC G022.0387+00.2222 可能是一个双星或多星系统, 观测到的外向流可能由不同的年轻星驱动; 这一点需要更高分辨率的观测去检验。

表 2.2: G22 中  $^{12}\text{CO}$  外向流参数

Lobe	Velocity <sup>a</sup> (km s <sup>-1</sup> )	Length <sup>b</sup> (pc)	$t_{dyn}$ (10 <sup>3</sup> yr)	Flux (Jy)	$M_{out}$ ( $M_{\odot}$ )	$P_{out}$ ( $M_{\odot}$ km s <sup>-1</sup> )	$E_{out}$ (10 <sup>45</sup> erg)	$\dot{M}_{out}$ (10 <sup>4</sup> $M_{\odot}$ yr <sup>-1</sup> )
R1	33.04(2.30)	0.05(0.01)	2.06(0.43)	171.13(25.67)	0.20(0.08)	6.48(2.75)	2.13(0.92)	0.95(0.44)
R2	33.04(1.86)	0.10(0.02)	4.08(0.83)	95.68(14.35)	0.11(0.05)	3.62(1.53)	1.19(0.51)	0.27(0.13)
B1	35.47(2.41)	0.15(0.03)	5.80(1.20)	148.81(22.32)	0.17(0.07)	6.05(2.57)	2.13(0.92)	0.30(0.14)
B2	31.90(2.20)	0.14(0.03)	6.07(1.26)	270.48(40.57)	0.31(0.13)	9.89(4.20)	3.14(1.35)	0.51(0.24)
Total	...	...	...	686.10(102.92)	0.79(0.33)	26.06(11.05)	8.59(3.69)	2.02(0.95)

<sup>a</sup>Intensity weighted velocity with respect to the systemic velocity.

<sup>b</sup>Derived from the distance of peak of each lobe to the MIR point source.

我们统计了  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  两个红移瓣和两个蓝移瓣每一个通道上的强度，得到每个瓣的相对系统速度的强度加权平均速度，并在表 2.2 中给出（已取绝对值）。每个瓣的长度由峰值到云核位置处中红外点源的距离确定，动力学年龄 ( $t_{dyn}$ ) 由长度与加权平均速度的商得到（假设倾角为  $45^{\circ}$ ）。我们使用 MIRIAD 下的 `cgcurs` 命令限定好每个瓣的区域，然后使用 `imstat` 统计了线翼通道的流量密度。在 LTE 假设下，外向流的气体质量由下式求出<sup>[211]</sup>:

$$\frac{M_{out}}{M_{\odot}} = 1.39 \times 10^{-6} \exp\left(\frac{16.59}{T_{ex}}\right) (T_{ex} + 0.92) D^2 \int \frac{\tau_{12}}{1 - e^{-\tau_{12}}} S_v dv. \quad (2.9)$$

其中， $T_{ex}$ 、 $D$ 、 $\tau_{12}$  和  $S_v$  分别是  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的激发温度、源的距离、 $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的光学厚度和以 Jy 为单位的流量密度。在光薄假设下，求出的  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  外向流气体质量在表 2.2 中给出。外向流的动量 ( $P_{out}$ )、动能 ( $E_{out}$ ) 和质量外流率 ( $\dot{M}_{out}$ ) 可分别由如下公式给出：

$$P_{out} = \sum M_{out}(v)v, \quad (2.10)$$

$$E_{out} = \frac{1}{2} \sum M_{out}(v)v^2, \quad (2.11)$$

和

$$\dot{M}_{out} = M_{out}/t_{dyn}. \quad (2.12)$$

需要注意的是，上述三式中的  $v$  均为相对系统速度的速度绝对值。得到的参数同样在表 2.2 中给出。

$^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  外向流的 4 个瓣的动力学年龄在  $2.1 \times 10^3$  到  $6.1 \times 10^3$  yr 之间，均值约为  $4.5 \times 10^3$  yr，比 G240.31+0.0、NGC 7538、G24.78+0.08 等大质量外向流的动力学年龄小几倍<sup>[211-213]</sup>。几千年的动力学年龄与诸如 HH 80-81、EGO G11.92-0.61 和 EGO G19.01-0.03 等年轻外向流的时标基本相当<sup>[198, 214]</sup>，也与 SED 拟合出的中心星年龄相吻合。G22 中总的外向流气体质量仅有  $0.79 M_\odot$ ，显著偏小。典型的大质量外向流气体质量在几到几十太阳质量之间。我们认为 G22 中探测到的外向流气体偏低的可能原因有：(i) G22 中的外向流太年轻，尚不能夹带足够质量的气体；(ii) SMA 观测存在的短基线缺失问题使得外向流中平滑延展结构被滤掉；(iii) 在我们求解外向流参数时仅考虑了高速气体发射，导致部分参量被低估。

### 2.5.3 物质下落

如前所述， $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  谱线呈蓝不对称轮廓， $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  虽呈现单峰轮廓，但几乎整条谱线都相对系统速度蓝移。这些观测特征表明在 G22 核心位置存在物质下落活动。

Myers et al. (1996) 中给出了简单估算下落速度的方法<sup>[215]</sup>：

$$V_{\text{in}} = \frac{\sigma^2}{v_{\text{red}} - v_{\text{blue}}} \ln \left( \frac{1 + eT_{\text{BD}}/T_{\text{D}}}{1 + eT_{\text{RD}}/T_{\text{D}}} \right). \quad (2.13)$$

其中， $\sigma$  为速度弥散， $v_{\text{red}}$  和  $v_{\text{blue}}$  分别为蓝峰和红峰的速度， $T_{\text{D}}$  为自吸收位置的强度， $T_{\text{BD}}$  和  $T_{\text{RD}}$  分别为蓝峰强度和红峰强度与自吸收强度之间的差。在 G22 中，我们使用线宽小于  $9 \text{ km s}^{-1}$  且呈单峰的谱线的宽度计算得到光薄谱线的平均线宽为  $\Delta V = 6.5 \text{ km s}^{-1}$ ，速度弥散由  $\sigma = \Delta V / 2\sqrt{2\ln(2)}$  得到。使用  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的谱线参数，得到的气体下落速率约为  $0.36 \text{ km s}^{-1}$ 。

云核的物质下落率可由下式求出<sup>[216]</sup>：

$$\dot{M}_{\text{in}} = \frac{4}{3} \pi n_{\text{H}_2} \mu m_{\text{H}} r^2 V_{\text{in}}. \quad (2.14)$$

此处， $n_{\text{H}_2} = 1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  是云核的体密度， $r = 0.013 \text{ pc} = 2650 \text{ AU}$  为云核的半径。带入前面求出的下落速率  $V_{\text{in}} = 0.36 \text{ km s}^{-1}$ ，可以得到 G22 中心热核的物质下落率约为  $2 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 。这里得到的物质下落率比通过 SED 拟合得到的吸积率（约为  $2 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ）低了一个量级。需要注意的是 SED 拟

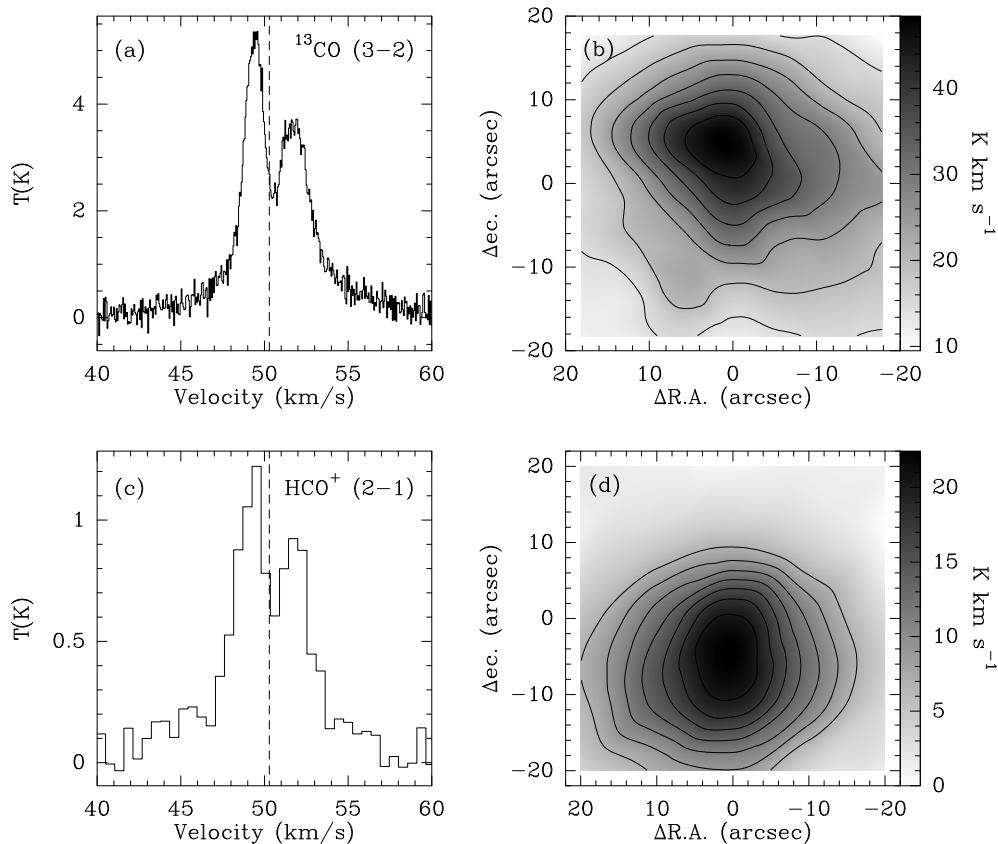


图 2.13: JCMT 观测到的  $^{13}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  和  $\text{HCO}^+$   $J = 2 - 1$  谱线与对应的积分强度图。

合给出的吸积率的主要贡献来自包层的物质下落。而 SMA 的观测仅对最核心区域敏感，大尺度上的下落并不能被有效探测到。

在 JCMT 的存档数据中有对该区域的  $^{13}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  和  $\text{HCO}^+$   $J = 2 - 1$  观测资料。图 2.13 展示了这两条跃迁在  $20'' \times 20''$  区域内的平均谱线和积分强度。在较大的尺度（相对于 SMA 1.3 mm 核）上， $^{13}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  和  $\text{HCO}^+$   $J = 2 - 1$  都呈现蓝不对称轮廓，是对 G22 中物质下落的进一步支持。由于缺少相应分辨率的光薄谱线，我们不能像处理  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  谱线那样估算出物质下落速度。但依然可以通过考察自吸收谷的位置对下落速率进行估计。 $^{13}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  自吸收谷的速度约为  $50.6 \text{ km s}^{-1}$ ，与系统速度 ( $50.3 \text{ km s}^{-1}$ ) 相差约为  $0.3 \text{ km s}^{-1}$ 。我们可以粗略地把它当作大尺度上的物质下落速率。在 Rygl et al. (2010) 中给出了一个大小为  $14.6'' \times 11.8''$  ( $\text{PA} = 64^\circ$ ) (在  $3.58 \text{ kpc}$  出对应的有

效物理半径约为 0.11 pc)，质量约为  $384 M_{\odot}$  的云核<sup>[201]</sup>。可以估算出，Rygl et al. (2010) 给出的 1.2 mm 云核具有约为  $1.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  的气体密度。把这些参数带入公式 2.14 可以得到在 0.1 pc 尺度上的物质下落率约为  $2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ，与 SED 拟合得到的吸积率相当。

## 2.6 毫米波甲醇脉泽

在 §2.3.2.4 中，我们提到来自 CH<sub>3</sub>OH 的发射大都示踪了单一的云核。但 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 的积分强度图呈现复杂结构。除了中心云核处，这两条跃迁在北面、南面和东北面亦有较强发射这三处在图 2.7b 和 d 中被标注为 A、B 和 C。需要注意的是，A、B、C 三处都恰好与 44 GHz I 型甲醇脉泽成协，表明这些地方的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 发射可能与非热过程相关。

图 2.7j、k 和 l 展示了 A、B 和 C 三处的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 谱线。为了做对比，还给出了 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (5<sub>1,4</sub> – 4<sub>2,2</sub>) 谱线。可以看到，在这三个位置，CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 都明显强于另外两条跃迁。在 A、B 和 C 处的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 谱线强度分别是 2、1.4 和 0.7 Jy beam<sup>-1</sup>，CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 谱线强度分别是 1.4、1.1 和 0.6 Jy beam<sup>-1</sup>。CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 的强度比被认为是判断 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 是否为热辐射的重要指标。当这一比值大于 3 时，意味着 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 为非热辐射<sup>[198,217]</sup>。我们发现，A、B 和 C 处的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 与 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 的强度比分别为 40、28 和 14，均远大于 3，表明这些地方探测到的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 为非热辐射。

类似地，我们使用 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 与 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 的强度比来区分热与非热的 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 发射。在 LTE 和光薄假设下，CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 与 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 的热辐射比可由下式获得：

$$R = \left( \frac{A_{ul1}}{A_{ul2}} \right) \left( \frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^2 \exp \left( \frac{E_{up2} - E_{up1}}{\kappa T} \right). \quad (2.15)$$

其中， $A_{ul1}$  和  $A_{ul2}$  分别是 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 和 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>) 爱因斯坦自发跃迁系数， $E_{up1}$  和  $E_{up2}$  分别是两条跃迁的上能级能量。假设在偏离中心尘埃核的地方的温度为 30 K，理论上 CH<sub>3</sub>OH (4<sub>2,2</sub> – 3<sub>1,2</sub>) 与 CH<sub>3</sub>OH (3<sub>-2,2</sub> – 4<sub>-1,4</sub>)

的热辐射比约为 3。在 A、B 和 C 处，这一比值分别是 28、22 和 12，均远大于 3，表明这些地方的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 也是非热辐射主导。

A、B、C 三处分布着三组 44 GHz I 型甲醇脉泽。这一良好的空间位置吻合和  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 与  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 的非热辐射特性表明这两条异常甲醇跃迁在 A、B 和 C 位置是毫米波脉泽。

频率为 229.759 GHz 的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 脉泽已在 DR21 (OH)、DR21 West、HH 80-81、IRAS 05345+3157、NGC 7538、EGO G11.92-0.61 和 EGO G18.67+0.03 等大质量外向流中被探测到<sup>[47, 211, 214, 217-219]</sup>。然而，频率为 218.440 GHz 的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 非热发射还鲜有报道。Zapata et al. (2012) 在 DR21 (OH) 中探测到了  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ )，并认为与外向流活动有关<sup>[220]</sup>。在一些脉泽模型中也预言了  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 跃迁的能级布居数反转<sup>[221]</sup>。具有  $J_2 - (J - 1)_1$  类型的跃迁，并与 44 GHz I 型甲醇脉泽成协，G22 中探测到的异常  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 发射特征很有可能是新的 I 型甲醇脉泽。在前人的研究中，鲜有  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 脉泽报道的原因可能有如下两个：(i) 之前对大质量恒星形成区的观测很少会覆盖这条跃迁；(ii) 218.440 GHz 的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 脉泽很可能仅存在于恒星形成的早期阶段，并具有较短的时标。

## 2.7 小结

在本项工作中，我们使用 SMA 在 1.3 mm 波段的观测资料详细考察了一个大质量外向流天体 EGO G22.04+0.22。1.3 mm 的连续谱揭示了一个质量约为  $40 M_\odot$ ，体密度约为  $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  的致密云核。在该云核峰值位置探测到来自 18 种分子的多达 54 条谱线。这些谱线大多来自复杂有机分子，表明该云核可能是一个热分子云核。基于  $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{CH}_3\text{CN}$  多条跃迁估算的云核温度约为 212 K，进一步证实了热核的猜想。我们发现，在该云核中含氧分子的丰度高于含氮分子，表明该云核尚处于恒星形成的早期。

在云核的中心位置有一个中红外点源。基于多波段测光数据进行的 SED 拟合显示，该点源的质量约为  $16 M_\odot$ ，总光度约为  $1.4 \times 10^4 L_\odot$ ，包层吸积率约为  $2.0 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ，年龄约为  $7.5 \times 10^3 \text{ yr}$ 。

G22 中探测到的  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  具有较宽的轮廓，揭示了速度大于 50  $\text{km s}^{-1}$  的超高速气体。对  $^{12}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的线翼成图发现，G22 中具有复杂的外向流活动。探测到的多极外向流的动力学年龄约为  $4.5 \times 10^3 \text{ yr}$ ，与 SED 拟

合给出的中心星年龄相当。SiO  $J = 5 - 4$  揭示了 G22 外向流的不同形态。多极外向流南侧的红移瓣的顶端正在与致密介质作用。

SMA 观测到的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 2 - 1$  谱线轮廓表明 G22 中心云核具有物质下落。我们估算得到的云核下落速度约为  $0.36 \text{ km s}^{-1}$ , 物质下落率约为  $2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 。JCMT 观测到的  $^{13}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  和  $\text{HCO}^+$   $J = 2 - 1$  显示, G22 在更大的尺度上依然具有显著的物质下落。我们基于 Rygl et al. (2010) 探测到的 1.2 mm 连续谱数据, 估算的 0.11 pc 尺度上的物质下落率约为  $2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , 与 SED 拟合给出的包层吸积率一致。

SMA 观测在 G22 中探测到来自  $\text{CH}_3\text{OH}$  的多达 11 条跃迁。除了  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 和  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 外的 9 条跃迁都示踪了中心的致密云核。在偏离中心热核的 A、B、C 三处,  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 和  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2} - 3_{1,2}$ ) 也有较强的发射。基于对谱线强度的分析, 两条跃迁在 A、B、C 处均为非热辐射。它们在空间位置上又刚好与 3 组 44 GHz I 型甲醇脉泽成协, 表明这些异常发射可能是毫米波 I 型甲醇脉泽。其中, 频率为 218.440 GHz 的  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $8_{-1,8} - 7_{0,7}$ ) 脉泽属于首次证认。

## 第三章 外向流源 IRAS 18114-1825：罕见红外亮沙漏状双极系统的发现

如 §1.4 所述，外向流在恒星形成过程中扮演重要角色。大多数双极外向流系统的形态主要是通过处在微波与射电波段的分子谱线被揭示，在中红外便呈现出双极轮廓的外向流系统稀少。本项工作中，我们基于 *Spitzer/GLIMPSE* 中红外银道面巡天数据资料发现一例罕见的在中红外亮的沙漏状双极外向流系统。

### 3.1 数据的获取

#### 3.1.1 存档数据

本项工作主要是基于对 GLIMPSE (the Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire) 巡天项目存档数据的挖掘。GLIMPSE (Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire) [222,223] 是一项使用 *Spitzer* 空间望远镜搭载的 IRAC (Infrared Array Camera) 设备在 3.6、4.5、5.8 和 8.0  $\mu\text{m}$  四个波段开展的银道面巡天项目。IRAC 在四个波段的空间分辨率处在 1.6'' 到 1.9'' 之间。GLIMPSE 项目观测银经跨 -65° 到 65°，银纬跨 -1° 到 1° 的内银道面。在 3.6、4.5、5.8 和 8.0  $\mu\text{m}$  四个波段的  $5\sigma$  灵敏度分别为 0.2、0.2、0.4 和 0.4 mJy。该项目不仅提供了高品质的图像数据，还给出了用 PSF (Point Spread Function) 进行测光得到的点源表。点源表中给出的四个波段测光数据误差小于 0.2 星等的极限星等分别是 14、12、10.5 和 9.0 mag。在 GLIMPSE 提供的点源表中还给出了对应的 2MASS 三个波段 (J、H、K<sub>s</sub>) 的测光数据。我们获取了目标天区的图像和点源测光数据分别用来分析研究对象的形态和外向流激发源的性质。

为了揭示外向流候选激发源的本质，本项工作还使用了 2MASS、MSX、DENIS 和 IRAS 的测光数据以及 BGPS (Bolocam Galactic Plane Survey) 的观测资料。

#### 3.1.2 光学光谱观测

在目标天体的中心有一颗与外向流候选激发源成协的光学勉强可见的

点源。我们利用国家天文台兴隆观测站 2.16 m 光学望远镜于 2010 年 9 月 11 日和 13 日对其进行了低谱分辨率的光学光谱观测。观测使用了一台 OMR (Optomechanics Research Inc.) 频谱仪、一个 PI 1340 × 400 CCD、一个刻度为  $200 \text{ \AA mm}^{-1}$  的光栅和一个宽为  $2''$  的狭缝。此处，狭缝沿赤纬方向放置。该套系统得到的谱分辨率为  $9.6 \text{ \AA}$  (两个像素)。我们还观测了氦氩灯和标准星 HR 7596 用来做波长和流量定标。由于目标源在光学波段较暗，我们对研究对象进行了 3 次曝光 (11 日一次，13 日两次)，每次曝光均为一个小时。

## 3.2 结果

图 3.1a 展示了一个大小为  $25' \times 25'$  的区域的 *Spitzer*/IRAC  $8 \mu\text{m}$  发射。在该图中，新发现的外向流结构用一个蓝色的虚线方框标示了出来。可以看到，该双极系统处在两个大尺度纤维状结构的连结处。最新的研究表明，这样的纤维状结构是恒星形成活跃地带<sup>[224–227]</sup>。位于图 3.1a 东侧的壳层结构是红外尘泡 N6，是一个活跃的恒星形成区 (关于该尘泡的详细信息，请阅读本论文的第四章)。除了东侧的壳层外，位于 3.1a 西南的纤维结构也被认为是 N6 的一部分。本项工作中新发现的外向流系统位于 N6 的这两个成分 (壳状结构和纤维结构) 之间，并在视觉上通过具有微弱 PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon, 多环芳香烃) 发射的尘埃与它们相连接。

如图 3.1b 中给出的用 IRAC 8.0 (红色)、4.5 (绿色) 和 3.6 (蓝色)  $\mu\text{m}$  数据合成的三色图所示，该源在中红外波段呈现沿东北–西南方向 ( $\text{PA} = 45^\circ$ ) 的沙漏状结构。值得注意的是，该源具有显著的呈延展结构的  $4.5 \mu\text{m}$  发射 (图 3.1b 中的绿色结构)。研究表明  $4.5 \mu\text{m}$  波段的发射主要来自  $\text{H}_2(v = 0 - 0)$ ,  $\text{s}(9, 10, 11)$  和  $\text{CO}(v = 1 - 0)$ ，是激波活动的重要示踪器<sup>[86, 228, 229]</sup>。这一  $4.5 \mu\text{m}$  延展结构的探测，表明该双极结构可能是由大质量恒星驱动的外向流系统<sup>[86]</sup>。这一双极系统的候选激发源—SSTGLMC G012.4013-00.4687—在图 3.1 中被用一个叉号 (×) 标示了出来。同时，我们还在图 3.1 中用一个椭圆给出了 IRAS 18114-1825 的位置误差。候选激发源刚好落在了 IRAS 18114-1825 的位置误差椭圆内，说明与该 IRAS 源成协。

该双极结构在 *Spitzer*/MIPS  $24 \mu\text{m}$  也被探测到了 (如图 3.1c)。此外，Bolocam 1.1 mm 的连续谱数据还揭示了一个与双极系统方向垂直的延展结构。该延展结构示踪了一个大质量的原恒星包层，其性质将在下面给出。

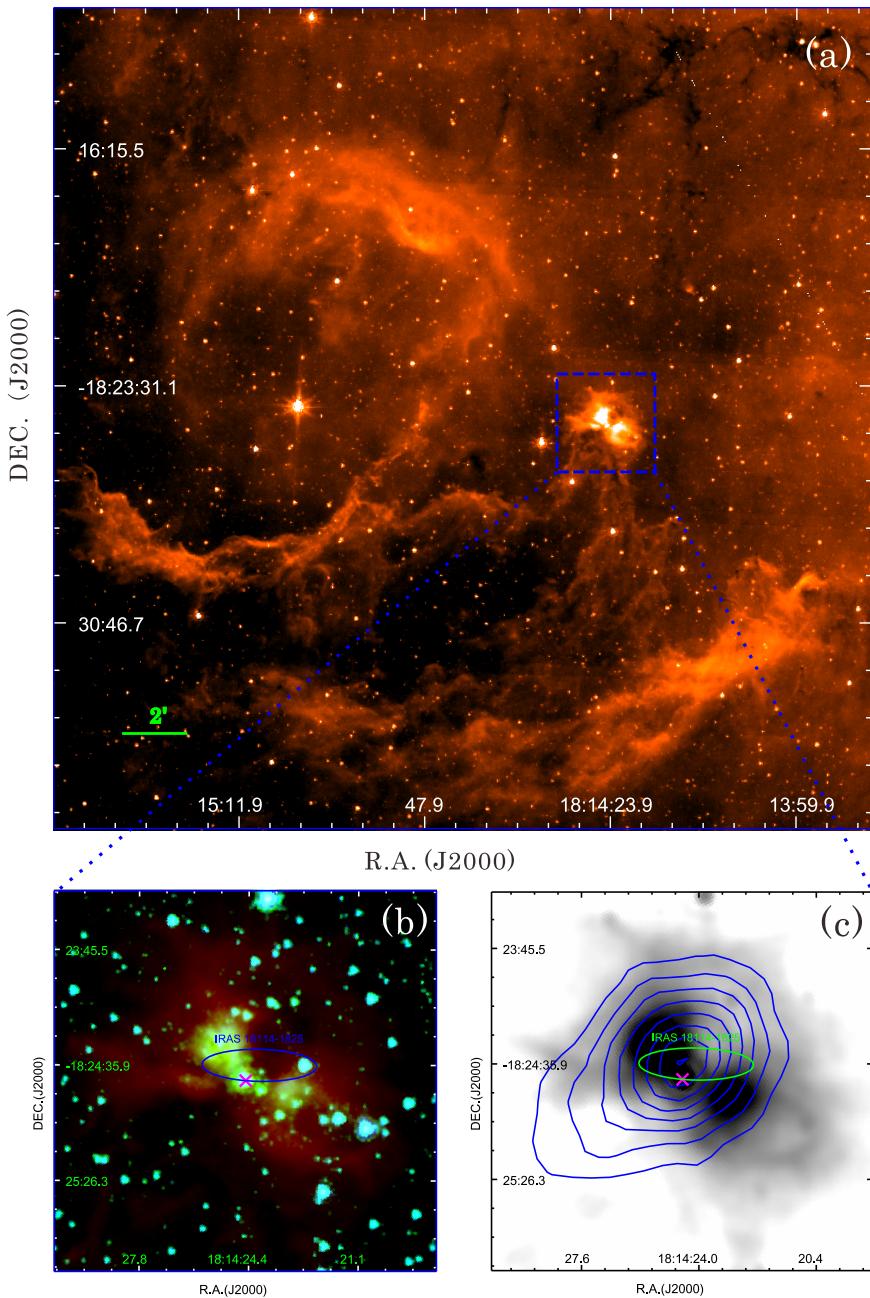


图 3.1: (a) 红外尘泡 N6 在 *Spitzer*/IRAC 8  $\mu\text{m}$  波段的成图。蓝色虚线方框标示了新发现外流结构的位置。(b) 新发现外向流系统的三色合成图。此处，红色、绿色和蓝色分别表示来自 8、4.5 和 3.6  $\mu\text{m}$  的发射。(c) 新发现外向流系统在 24  $\mu\text{m}$  波段的形态。蓝色等值线标示了 Bolocam 1.1 mm 的连续发射。等值线起始值为 0.1 Jy/beam，步长为 0.07 Jy/beam。在子图 (b) 和 (c) 中，用椭圆和叉号 ( $\times$ ) 标出了 IRAS 18114-1825 的位置误差和双极系统的中心点源 (SSTGLMC G012.4013-00.4687)。

表 3.1: IRAS 18114-1825 的测光性质

IRAS Name	$F_{12}$ (Jy)	$F_{25}$ (Jy)	$F_{60}$ (Jy)	$F_{100}$ (Jy)	$L_{IR}$ ( $L_\odot$ )	$T_d$ (K)
IRAS 18114-1825	7.2	22.1	339.0	659.8	13371	29.8

### 3.2.1 物理参数

表 3.1 给出了 IRAS 18114-1825 的 IRAS 四个波段的测光值。根据 Casoli et al. (1986) 中给出的关系，一颗 IRAS 点源的总流量密度可由下式求出<sup>[230]</sup>:

$$F(10^{-13} \text{Wm}^{-2}) = 1.75 \times \left( \frac{F_{12}}{0.79} + \frac{F_{25}}{2} + \frac{F_{60}}{3.9} + \frac{F_{100}}{9.9} \right), \quad (3.1)$$

此处， $F_{12}$ 、 $F_{25}$ 、 $F_{60}$  和  $F_{100}$  分别是  $12 \mu\text{m}$ 、 $25 \mu\text{m}$ 、 $60 \mu\text{m}$  和  $100 \mu\text{m}$  波段以 Jy 为单位的流量密度。考虑距离  $3.51 \text{kpc}$ ，可以得到与双极系统成协的 IRAS 18114-1825 的总光度为  $L_{total} = 1.3 \times 10^4 L_\odot$ 。这么大的光度意味着 IRAS 18114-1825 是一个大质量恒星形成区。

该区域的尘埃温度由 IRAS 18114-1825 的色温度给出<sup>[231]</sup>:

$$T_d \approx T_{c(60/100)} = \frac{96}{(3 + \beta) \ln(\frac{100}{60}) - \ln(\frac{F_{60}}{F_{100}})}. \quad (3.2)$$

此处， $\beta = 2$  是尘埃发射指数。代入表 3.1 中的测光值得到该区域的尘埃温度约为  $29.8 \text{ K}$ 。

Bolocam 在  $1.1 \text{ mm}$  探测到一个与 IRAS 18114-1825 成协的尘埃连续谱源（见图 3.1c）。假设该区域满足局部热动平衡，该 BGPS 源的质量可由下式得到<sup>[232]</sup>:

$$M = \frac{d^2 S}{B_\nu(T) \kappa_\nu}, \quad (3.3)$$

此处， $S_\nu$  是  $1.1 \text{ mm}$  波段的连续谱流量密度， $B_\nu$  为普朗克函数， $\kappa_\nu$  为尘埃的不透明度。在计算时， $\kappa_{1.1mm}$  取值  $1.14 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ <sup>[233]</sup>。代入  $S_{1.1mm} = 1.834 \text{ Jy}$ ，可得该 BGPS 源的质量约为  $183 \pm 80 M_\odot$ 。该质量是后面 SED 拟合给出的星周包层质量 2 倍，表明该 BGPS 源示踪了双极系统的母分子云核。

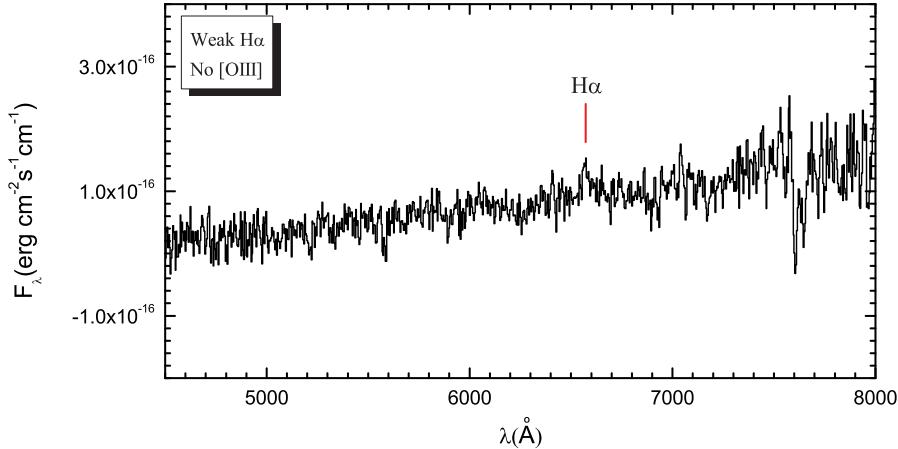


图 3.2: 双极系统的低分辨率光学光谱。

### 3.3 年轻星天体 vs. 演化晚期天体

图 3.1 中展示的双极结构也可以在行星状星云或原行星状星云中被观测到<sup>[234,235]</sup>。研究表明，在行星状星云的光学光谱中会有明显的来自金属元素的禁线发射特征，尤其是来自 [O III] 的  $\lambda\lambda 4960, 5008$  和  $4363$  的发射线<sup>[236,237]</sup>。然而，在本工作发现的双极系统的中心星的光学光谱中仅探测到非常微弱的  $H_{\alpha}$  发射，没有任何来自金属元素的禁线特征被探测到（见图 3.2）。这些光学光谱特点说明，该双极系统极有可能不是行星状星云。此外，SED 拟合显示该双极系统的中心星具有约  $10 M_{\odot}$  的质量，远大于行星状星云或原行星状星云的典型质量 ( $\sim 1 M_{\odot}$ )<sup>[238]</sup>。

该双极系统的长轴占据  $110''$  的尺度，在  $3.5 \text{ kpc}$  处对应  $1.8 \text{ pc}$  的物质尺度。原行星状星云的膨胀速度一般不超过  $30 \text{ km s}^{-1}$ <sup>[235]</sup>。假设一个  $30 \text{ km s}^{-1}$  的膨胀速度，那么双极系统的具有至少  $2.8 \times 10^4 \text{ yr}$  的动力学年龄，这一数值远大于原行星状星云的年龄（典型值在几百到几千年）<sup>[235]</sup>。此外，基于尘埃连续谱数据求出的气尘质量也远大于一个演化晚期的恒星向外抛射的物质质量。上述观测特征表明该双极系统不是一个原行星状星云。

在年轻星天体的光学光谱中也多存在来自氢元素的巴尔末系发射线（如， $H_{\alpha}$ ）和来自 [S II] 等的金属禁线发射。相对于主序前星（Class II 和 Class III 类型），对原恒星（Class I 型）进行的光学光谱观测研究相对不足<sup>[239]</sup>。White &

Hillenbrand (2004) 对 15 个 Class I 类型的原恒星进行了光学光谱观测，探测到强的  $H_{\alpha}$  发射<sup>[240]</sup>，看到的 P-cygni 谱线轮廓示踪了部分原恒星驱动的外向流或喷流。在 White & Hillenbrand (2004) 的部分样品源中可以探测到 [S II]  $\lambda 6731$  禁线发射<sup>[240]</sup>。该谱线的等效宽度常被用来估算喷流或外向流的质量外流率。在我们对双极系统中心星进行的光学光谱观测中，仅探测到了弱的  $H_{\alpha}$  发射，没有探测到任何可信的金属元素禁线发射。这可能是因为该源尚处于一个较早的演化阶段，深埋的特性可能是  $H_{\alpha}$  发射弱和禁线缺失的主因。使用更大口径望远镜进行更高灵敏度的观测可以提供更多的信息。

综上，图 3.1 中展示的双极结构很有可能是一个由年轻星天体驱动的外向流系统。

## 3.4 演化状态

### 3.4.1 形态分析

前人的观测研究发现，外向流的张角会随着年轻星天体的演化逐渐变大<sup>[166, 241]</sup>。比如，与 Class 0 型年轻星天体成协的外向流比与 Class I 类型红外源成协的外向流具有更高的准直性<sup>[11]</sup>。本项工作发现的外向流具有较大的张角（ $\sim 101^{\circ}$ ）和较差的准直性（准直因子约为 2），说明该源不可能处于恒星形成的极早期阶段。

Varricatt (2011) 展示了 IRAS 17527-2439 中的大尺度近红外亮的双极外向流系统<sup>[242]</sup>。IRAS 17527-2439 驱动的外向流系统具有较高的准直性，被认为是吸积驱动的<sup>[242]</sup>。相比较而言，我们发现的外向流系统准直性较差，其驱动机制尚不清楚。一种常用来解释类似的低准直外向流的模型是风驱动壳层模型，即盘风或 X-风吹出的高速气体夹带周围低速介质形成外向流<sup>[11]</sup>。对该外向流系统开展足够分辨率的分子谱线观测将可以提供更多的限制，帮助揭示其起源和动力学特征。

### 3.4.2 能谱拟合

为了进一步对双极系统的中心源的多项性质进行限制，我们结合多个波段的测光数据，使用 Robitaille (2006, 2007)<sup>[209, 243]</sup> 提供的在线工具对中心星的能谱分布进行了拟合。该在线工具提供了 20 000 个年轻星天体的模型，每个模型

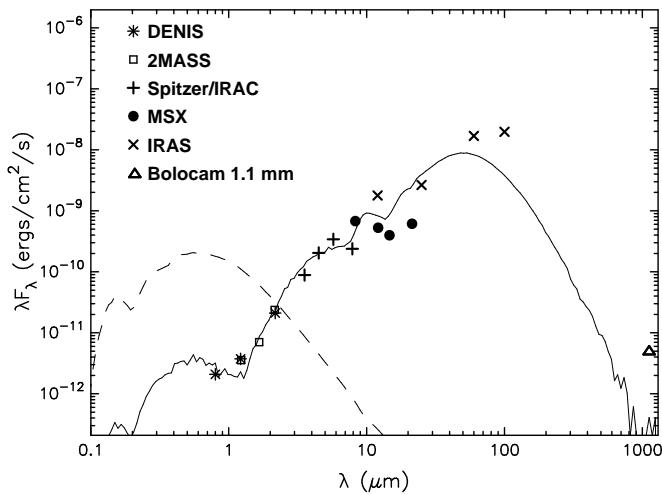


图 3.3: 双极系统的能谱分布。实线给出了拟合得到的 SED。虚线是中心星体(不考虑星周尘埃, 但考虑星际消光) 的 SED<sup>[209]</sup>。图中不同的符号标示了来自不同设备的数据。

表 3.2: 双极系统能谱拟合结果

Parameter	Value
Age ( $10^4$ yr)	4.8
$M_{\text{star}}$ ( $M_{\odot}$ )	9.9
$L_{\text{total}}$ ( $10^3 L_{\odot}$ )	3.3
$M_{\text{env}}$ ( $10^3 M_{\odot}$ )	2.0
$\dot{M}_{\text{env}}$ ( $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ )	2.7
$M_{\text{disk}}$ ( $10^{-3} M_{\odot}$ )	1.7
$\dot{M}_{\text{disk}}$ ( $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ )	1.3

中把年轻星系统分为中心星、吸积盘、星周包层进行拟合, 可以限制出质量、光度、吸积率等重要参数<sup>[209, 243]</sup>。

图 3.3 中的实线展示了拟合得到的 SED 轮廓, 与 Class I 类型的年轻星天体相吻合<sup>[244, 245]</sup>。表 3.2 中给出了 SED 拟合限制出来的参数。拟合给出的星体质量为  $9.9 M_{\odot}$ , 热光度为  $3.3 \times 10^3 L_{\odot}$ , 年龄约为  $5 \times 10^4$  yr, 并伴有较高吸积率。这些特点综合表明该系统是一个处于较早期阶段的大质量恒星形成区。

### 3.4.3 双色图

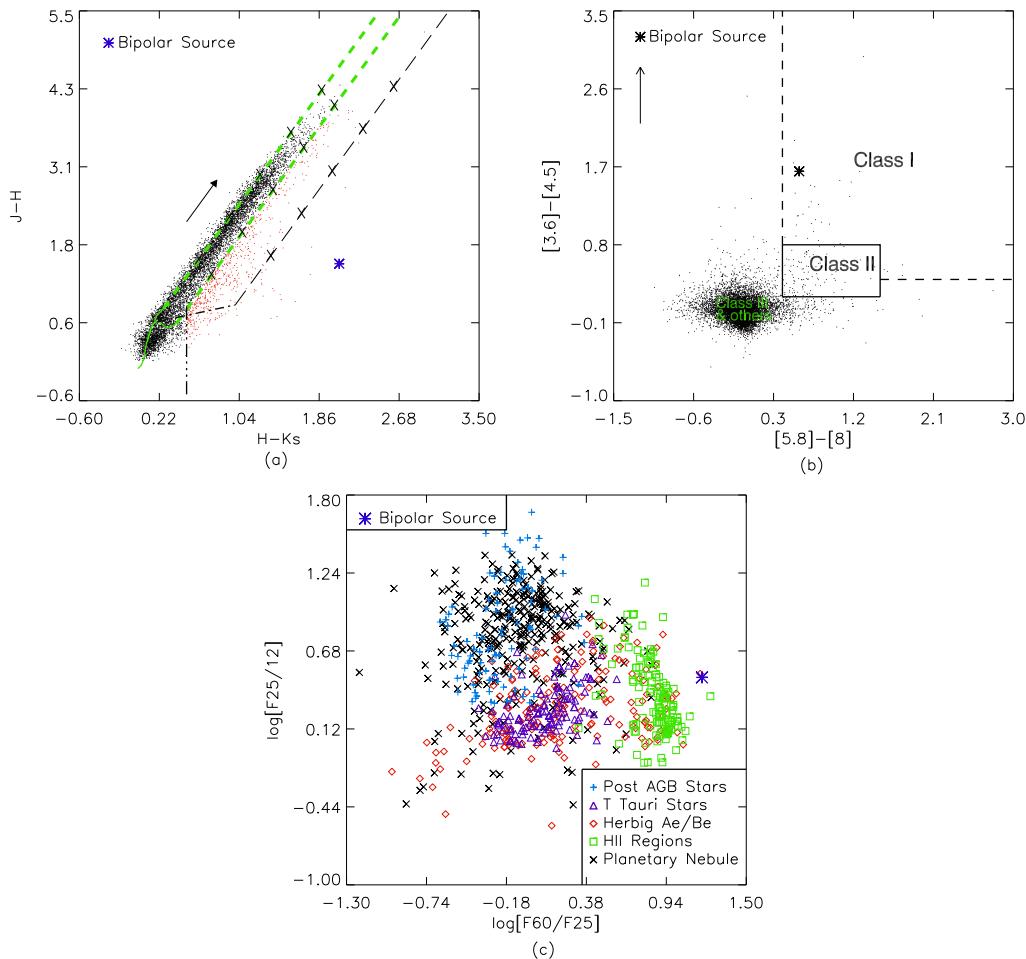


图 3.4: 近红外到远红外双色图。a):  $(J - H)$  vs.  $(H - K_s)$  双色图。绿色实线标出了主序矮星与巨星带<sup>[246]</sup>。箭头给出了  $A_V = 5 \text{ mag}$  的红化矢量<sup>[247]</sup>。点-虚线给出了退红化 T Tauri 星带<sup>[248]</sup>。与红化矢量平行的虚线限制出了红化的主序带和 T Tauri 星带。b):  $[3.6] - [4.5]$  vs.  $[5.8] - [8]$  双色图。YSO 划分方案来自 Megeath et al. (2004) 和 Allen et al. (2004,2007)<sup>[249-251]</sup>。箭头给出了  $A_V = 5 \text{ mag}$  的红化矢量<sup>[252]</sup>。c):  $\log[F60/F25]$  vs.  $\log[F25/F12]$  双色图。图中不同类型的源来自文献 [253-257]。在三幅子图中，双极系统的中心源均用星形 (\*) 表示。

由于年轻星天体往往嵌埋在分子云核中，受星周尘埃的影响，多呈现红色，而且是越年轻的 YSO 嵌埋越深，颜色也就越红。基于这一观测特征发展起来的双色图可以较好地用来区分不同演化阶段的年轻星天体。

图 3.4a 给出了围绕双极系统  $30' \times 30'$  区域内的 2MASS 点源的  $(J - H)$  vs.  $(H - K_s)$  双色图。具有红外超射的源在图中被标为红色。本工作中发现的双极外向流系统的候选激发源用星形标注。可以看出，该源具有较大的红外超射，表明其极有可能是一颗原恒星。

我们从 GLIMPSE 给出的源表中获取了围绕双极系统  $30' \times 30'$  区域内的点源测光数据，做出了中红外双色图。在图 3.4b 给出的  $[3.6]$ - $[4.5]$  vs.  $[5.8]$ - $[8]$  双色图中色指数满足  $0.2 \leq [3.6] - [4.5] \leq 0.8$  和  $0.4 \leq [5.8] - [8] \leq 1.5$  的源被认为是 Class II 类型的 YSOs，满足  $[3.6] - [4.5] \geq 0.4$  和  $[5.8] - [8] \geq 0.4$  的点源被认为是 Class I 类型的 YSOs<sup>[249-251]</sup>。用星形标注的双极外向流的激发源恰好落在 Class I 区域，进一步表明其是一颗原恒星。

图 3.4c 展示了  $\log[F60/F25]$  vs.  $\log[F25/F12]$  双色图。在该图中，来自文献 [253–257] 的不同类型的演化晚期天体和年轻星天体被用不同符号标示出来。可以看到，本工作中发现的双极外向流的激发源所处的区域正是电离氢区和 Herbig Ae/Be 星集中的区域，进一步为该源是年轻星天体的推论提供了支持。

### 3.5 小结

在该项工作中，我们发现了一例位于 R.A.= $18^h 14^m 24^s.56$ , Dec.= $-18^\circ 24' 42''.69$  (J2000) 的中红外亮的双极系统。该双极系统沿东北–西南方向分布，呈沙漏状。基于 IRAS 测光数据，估算出该源具有约 30 K 的尘埃温度和约  $1.3 \times 10^4 L_\odot$  的热光度，表明该区可能是一个大质量恒星形成区。

Bolocam 1.1 mm 连续谱数据揭示了一个与该双极系统成协的尘埃核。该尘埃核具有约  $183 M_\odot$  的质量。

使用多波段测光数据拟合的 SED 很好地与 Class I 类型的 YSO 吻合。SED 拟合还给出的中心星的质量为  $9.9 M_\odot$ ，总光度为  $3.3 \times 10^3 L_\odot$ ，进一步说明了该区是大质量恒星形成区。此外，SED 拟合给出的年轻星系统的年龄为  $5 \times 10^4$  yr，这与双色图限制出的结果相吻合，说明该外向流系统的激发源尚是一个正在快速增长质量的大质量原恒星。

本工作中新发现的双极外向流系统在红外波段展现出的沙漏状结构还是比较稀少的。对这类罕见的双极系统开展更高分辨率的研究，可以揭示其运动学、动力学和化学特征，为探究大质量恒星形成早期阶段和完善外向流模型提供重要约束。

## 第四章 电离氢区激发的红外尘泡 N6：膨胀壳环与触发恒星形成

在本项工作中我们从 Churchwell et al. (2006) 的源表<sup>[184]</sup>中选取了一个较大尺度的编号为 N6 红外尘泡开展多波段的观测研究，对其中的恒星形成活动进行综合探索。红外尘泡 N6 是一个落在银道面上处于人马座（Sagittarius）的恒星形成区，其银道坐标为  $l = 12^\circ.512, b = -0^\circ.609$ 。该红外尘泡的半径约为  $5.83'$ ，在  $3.5 \text{ kpc}$  的距离上对应的直径为  $12 \text{ pc}$ 。Deharveng et al. (2010) 认为红外尘泡 N6 由两部分组成：处于东北的开口泡状结构和位于西南的纤维状结构<sup>[13]</sup>。在这两个成分中间有一个具有较好对称性且红外亮的双极结构，被认为是由一个大质量原恒星驱动的双极外向流系统<sup>[258]</sup>（见第三章）。

在本章中，我们将展示使用紫金山天文台青海观测站对 N6 进行的  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  成图观测结果。利用这些观测数据我们详细探讨了 N6 的运动学特征和分子气体分布情况。结合多波段的存档数据，对该区的恒星形成活动进行了深入分析。

### 4.1 观测与数据获取

#### 4.1.1 分子谱线数据

在 2012 年 6 月 29 日，我们使用紫金山天文台青海观测站的  $13.7 \text{ m}$  望远镜 (PMO  $13.7 \text{ m}$ )，对红外尘泡 N6 进行了  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  ( $115.272 \text{ GHz}$ ) 和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  ( $110.201 \text{ GHz}$ ) 的成图观测。观测采取 On-The-Fly (OTF) 模式，以  $\alpha_{2000} = 18^\text{h}14^\text{m}39^\text{s}.3, \delta_{2000} = -18^\circ24'42''.9$  为参考扫描了大小为  $21' \times 25'$  的天区。观测时，望远镜的运行速度为  $50\text{arcsec/s}$ ，采样时间间隔为  $0.3 \text{ s}$ ，扫描间距为  $15$  角秒，总的源上时间为  $2 \text{ h}$ 。在 2012 观测季，PMO  $13.7 \text{ m}$  望远镜在  $115 \text{ GHz}$  和  $110 \text{ GHz}$  的主波束约为  $52''$ 。通过对行星（如，木星和金星）进行观测得到的望远镜指向和跟踪精度均好于  $5''$ 。

在观测时使用了一套  $3 \times 3$  的 9 波束超导接收机。中心波束在  $115 \text{ GHz}$  和  $110 \text{ GHz}$  的效率分别是  $0.44$  和  $0.48$ 。外围波束的效率稍低于中心波束效率。从 PMO  $13.7 \text{ m}$  得到的观测数据已进行了主波束改正。该套接收机系统可以同时

接收来自  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  (上边带) 和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  (下边带) 的数据。每个边带有 1 GHz 的带宽, 经快速傅立叶变换频谱仪 (Fast Fourier Transform Spectrometers, FFTS) 数字化后分配在 16384 个通道上。每个通道宽度为 61 kHz, 在 115 GHz 和 110 GHz 对应  $0.16 \text{ km s}^{-1}$  和  $0.17 \text{ km s}^{-1}$  的速度分辨率。PMO 13.7-m 望远镜使用标准的斩波轮方法进行流量定标<sup>[259]</sup>。

在我们观测时, 天气情况不是很理想, 较多水汽使得系统温度偏高 (在 115 GHz 和 110 GHz 的系统温度分别约为 550 K 和 350 K)。较差的天气使得  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  具有较高的噪声, 分别为 1.7 K 和 1.2 K。偏高的噪声使得一些发射较弱的区域的探测变得困难。然而, 我们依然获得了发射较强区域的有效数据。这些数据提供的速度信息还是能够帮助我们很好地了解观测天区中的运动学特征。

我们使用 GILDAS 软件包<sup>[260]</sup>中的 CLASS 和 GREG 对分子谱线数据进行了处理和可视化。在数据处理时, 所有谱线的基线通过拟合一阶多项式被扣除掉。

#### 4.1.2 巡天数据

本项工作中还使用了从红外到厘米波的多波段巡天存档数据, 这些数据来自 GLIMPSE、MIPSGAL 和 MAGPIE 等巡天。

在本项工作中, 我们从 IRSA<sup>2</sup> (NASA/IPAC Infrared Science Archive) 服务器中获取了以  $\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}14^{\text{m}}47^{\text{s}}.09$ ,  $\delta_{2000} = -18^{\circ}26'21''.2$  为中心大小为  $30' \times 30'$  区域的 GLIMPSE 巡天 (见§3.1.1) 提供的图像和点源测光数据。我们使用下面的条件对点源数据进行了筛选: a) 每一个被保留下来的点源必须同时具有误差不大于 0.2 mag 的  $3.6 \mu\text{m}$  和  $4.5 \mu\text{m}$  测光数据; b) 在  $5.8 \mu\text{m}$  和  $8.0 \mu\text{m}$  波段测光误差大于 0.2 mag 的数据被认为无效; c) 对于 2MASS 测光数据我们仅保留误差小于 0.1 mag 的值。

MIPSGAL<sup>[261]</sup> 是 GLIMPSE 项目的补充巡天项目, 使用同样搭载在 *Spitzer* 空间望远镜上的 MIPS (Multiband Infrared Photometer for *Spitzer*) 观测了与 GLIMPSE 相差无几的天区。在 MIPSGAL 释放的 3.0 版本数据中提供了  $24 \mu\text{m}$  的图像资料。我们从 IRSA 服务器上获取了与 GLIMPSE 截图大小一样的图像数据。

---

<sup>2</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/>

WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) 是 NASA 的一个中等级别探测器，在 3.4、4.6、12 和 22  $\mu\text{m}$  四个中红外波段（此后用 W1、W2、W3 和 W4 表示）开展了全天数字成像巡天。该探测器在 W1、W2、W3 和 W4 波段的空间分辨率分别是 6''.1、6''.4、6''.5 和 12''。其开展的巡天项目提供了在 4 个波段灵敏度分别为 0.08、0.11、1 和 6 mJy 的点源测光数据。我们从该巡天提供的源表中获取了以  $\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}14^{\text{m}}47^{\text{s}}.09$ ,  $\delta_{2000} = -18^{\circ}26'21''.2$  为中心大小为  $30' \times 30'$  区域内的点源，同样只保留测光误差不大于 0.2 mag 的数据。使用 TOPCAT<sup>3</sup>，我们采用 2'' 的位置误差对 GLIMPSE 源和 WISE 源进行了交叉。在得到的合并源表中给出了 2MASS、IRAC 和 WISE 波段的测光结果。

MAGPIS (the Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey)<sup>[262]</sup>在其官网<sup>3</sup>上提供了使用 VLA 在 90 cm 波段对银河系第一象限进行观测得到的图像数据。这些数据有 25'' 的角分辨率和 5 mJy 的  $1\sigma$  灵敏度<sup>[263]</sup>。我们获取了 N6 区域的相关数据，用来揭示其中的电离气体的分布情形。

## 4.2 结果

图 4.1 展示了红外尘泡 N6 的多波段合成图。如 Deharveng et al. (2010) 所述，N6 由位于东北部的环状结构和位于西南的纤维状结构组成<sup>[13]</sup>，其中环形结构在东侧有一个小的缺口。可以看到，这两个结构都呈现较强的 8.0  $\mu\text{m}$  发射。在图 4.1 的左图中我们用一个虚线长方形方框标注了 PMO 13.7 m 的观测范围。下面我们将展示观测得到的结果和使用红外数据进行的年轻星天体的证认。

### 4.2.1 分子云

我们对一个大小为  $21' \times 25'$  的区域进行了  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  两条谱线的成图观测。这些观测数据帮助揭示了红外尘泡 N6 中分子气体的性质和运动学特征。

#### 4.2.1.1 四个速度成分

图 4.2 展示了观测区域  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  的平均光谱。可以看到，N6 方向的分子气体分布情况十分复杂。基于平均光谱，我们证认出

<sup>3</sup><http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>

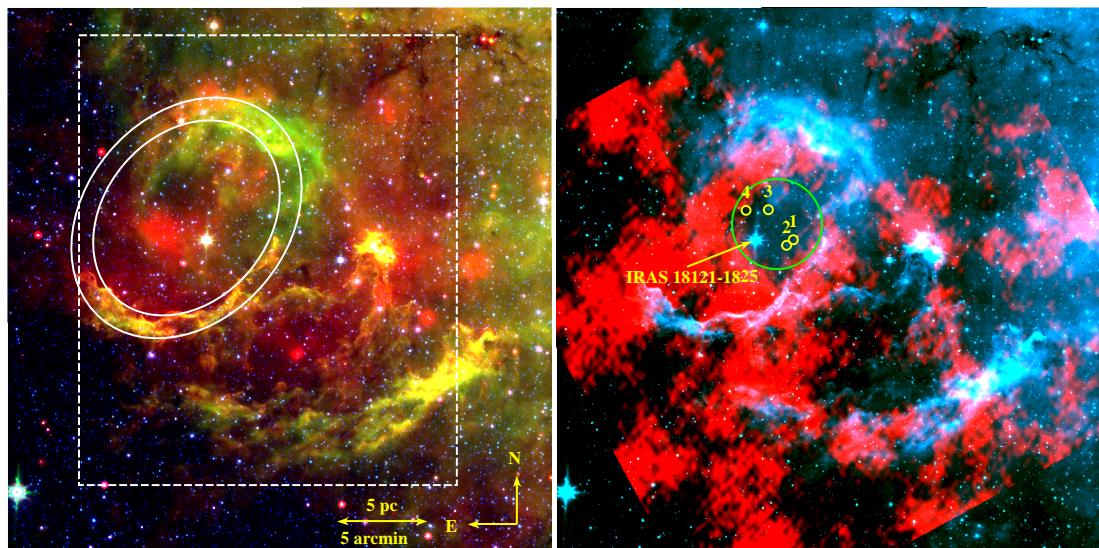


图 4.1: 红外尘泡 N6 的多波段合成图。左: 红色、绿色和蓝色分别表示来自  $24$ 、 $8.0$  和  $4.5 \mu\text{m}$  的发射。两个同心椭圆标注了 N6 的内外环。虚线框标出了 PMO 观测的天区。右: 红色和青色分别表示来自 MAGPIS  $90 \text{ cm}$  和  $8.0 \mu\text{m}$  的发射。绿色圆圈限制了候选激发源所处的区域。四个黄色的小圈标出了在 §4.3.1 中证认出的候选激发星。

分别以  $2.8$ 、 $16.0$ 、 $34.9$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  为中心的四个速度成分。为了进一步考察这些速度成分与红外尘泡 N6 之间的关系，我们考察了  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  的速度通道图。在图 4.3 展示的速度通道图中，每幅子图展示的是以标注速度为中心  $2 \text{ km s}^{-1}$  范围内的积分强度。可以看到， $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  的发射在大多速度上是比较弥散的，但在  $13$  到  $19 \text{ km s}^{-1}$  和  $43$  到  $49 \text{ km s}^{-1}$  范围内则有明显的分子气体凝聚区。这些凝聚区刚好与环状和纤维状结构在空间位置上相一致。这表明以  $16.0 \text{ km s}^{-1}$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  为中心的速度成分可能在物理上是和 N6 相关的。

在图 4.4 中展示了四个速度成分的积分强度图。每幅子图中的背景给出了  $8 \mu\text{m}$  的发射情况。可以看到，这是个速度成分的物质分布具有显著差异。

- 从图 4.4 左上子图中展示的  $2.8 \text{ km s}^{-1}$  速度成分的积分强度中可以看到，该成分的气体主要分布在南北两侧，总体比较弥散。与  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  速度成分相比，该成分可能与红外尘泡 N6 无关。使用 Reid et al. (2014) 中给出的银河系转动模型<sup>[264]</sup>，我们估算该速度对应的运动学距离

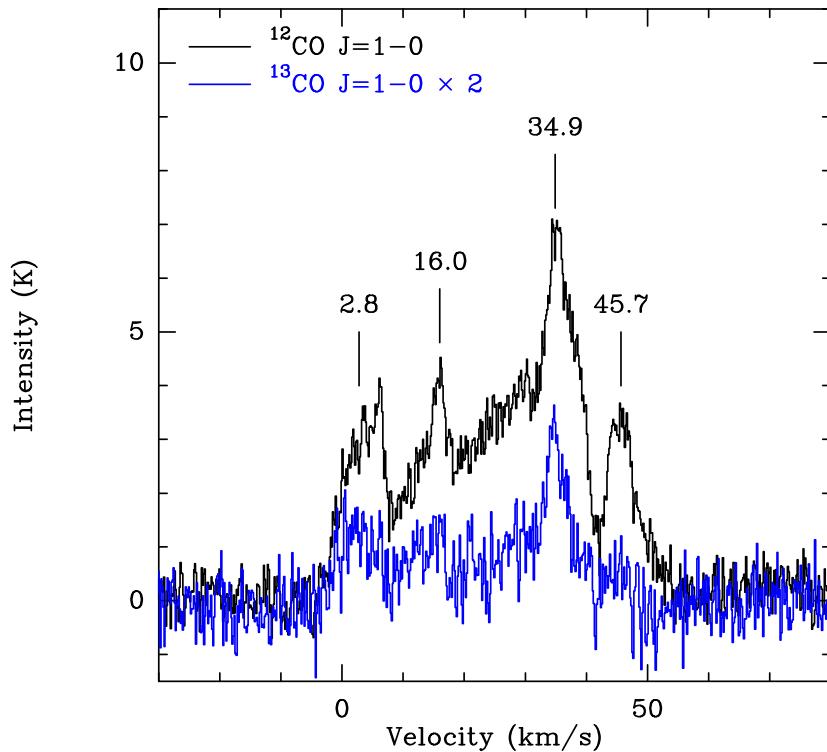


图 4.2: N6 区域  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  平均光谱。该图中,  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  的强度被放大了一倍。

为 0.4 或 15.9 kpc。15.9 kpc 的远距离使得该成分的物质落在了银心的对侧, 基本可以舍去。而 0.4 kpc 的近距离使得该成分恰好落在人马臂上, 可能示踪了属于前景的一块略微弥散的分子云。

- 在图 4.4 右上和右下子图中,  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  成分中出现的几个分子气体聚集体比在速度通道图中更为明显。其中 5 个气体聚集体刚好落在了环形结构上, 说明这两个速度成分是与 N6 是密切相关的。速度上的差异可能起因于环形结构的膨胀。
- $34.9 \text{ km s}^{-1}$  速度成分示踪的分子气体分布在整个观测区域内。该速度刚好处在与 N6 成协的两个速度成分之间, 可能示踪了孕育 N6 激发星的母分子云。在该速度成分的积分强度图中间有一个空洞, 与示踪电离气体的 90 cm 波段中看到的空洞在位置上一致。这一空洞的出现可能是激发星吹出的星风所致。

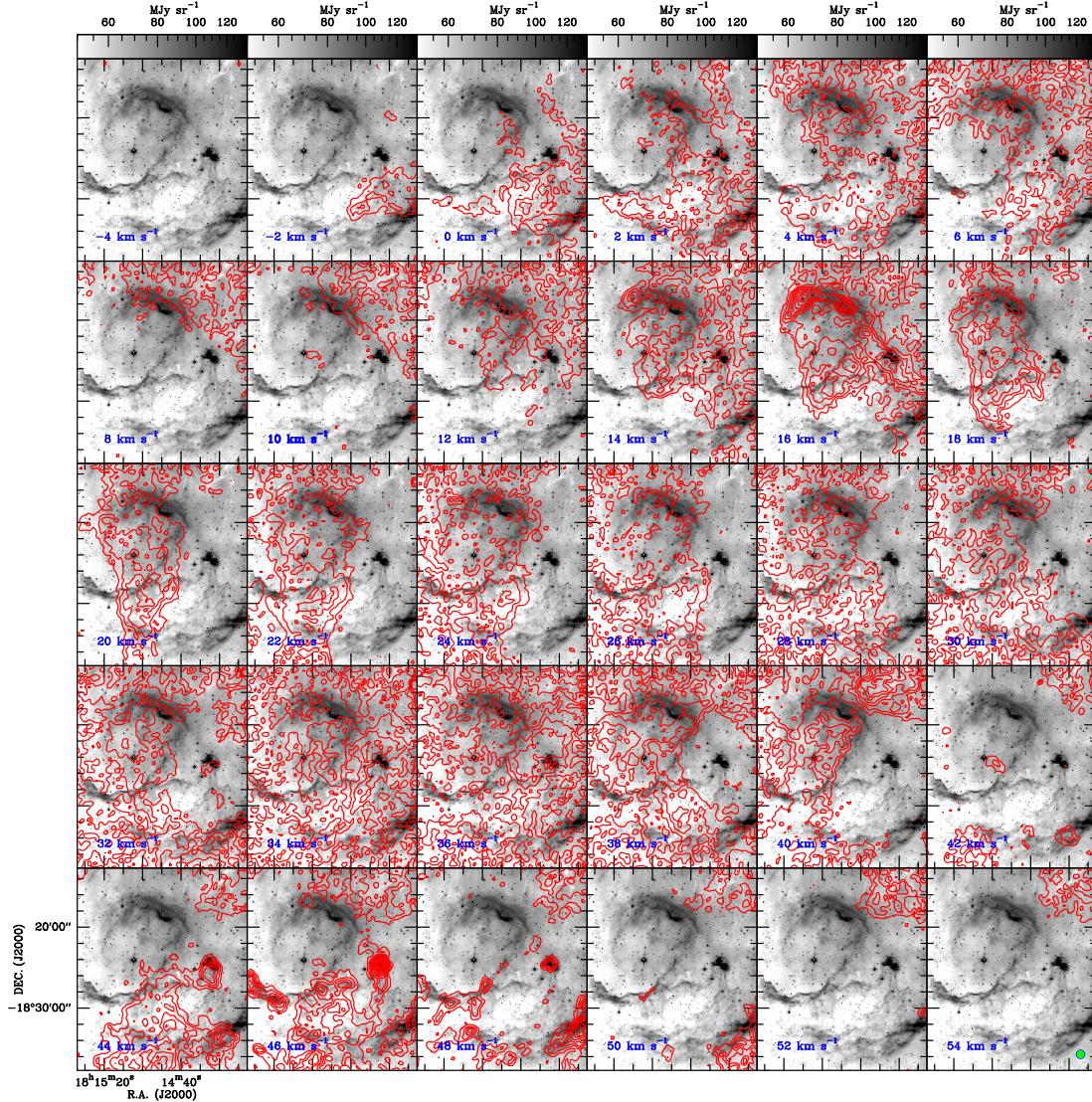


图 4.3: N6 区域  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  速度通道图 (等值线), 背景为 *Spitzer* 8.0  $\mu\text{m}$  发射。每一幅子图给出了以标注速度为中心,  $2 \text{ km s}^{-1}$  范围内的  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  积分强度。等值线起始于  $5\sigma$ , 步长为  $2.5\sigma$ , 其中  $1\sigma = 2 \text{ K km s}^{-1}$ 。最后一幅子图中的小圆圈标注了 PMO 观测的主波束大小。

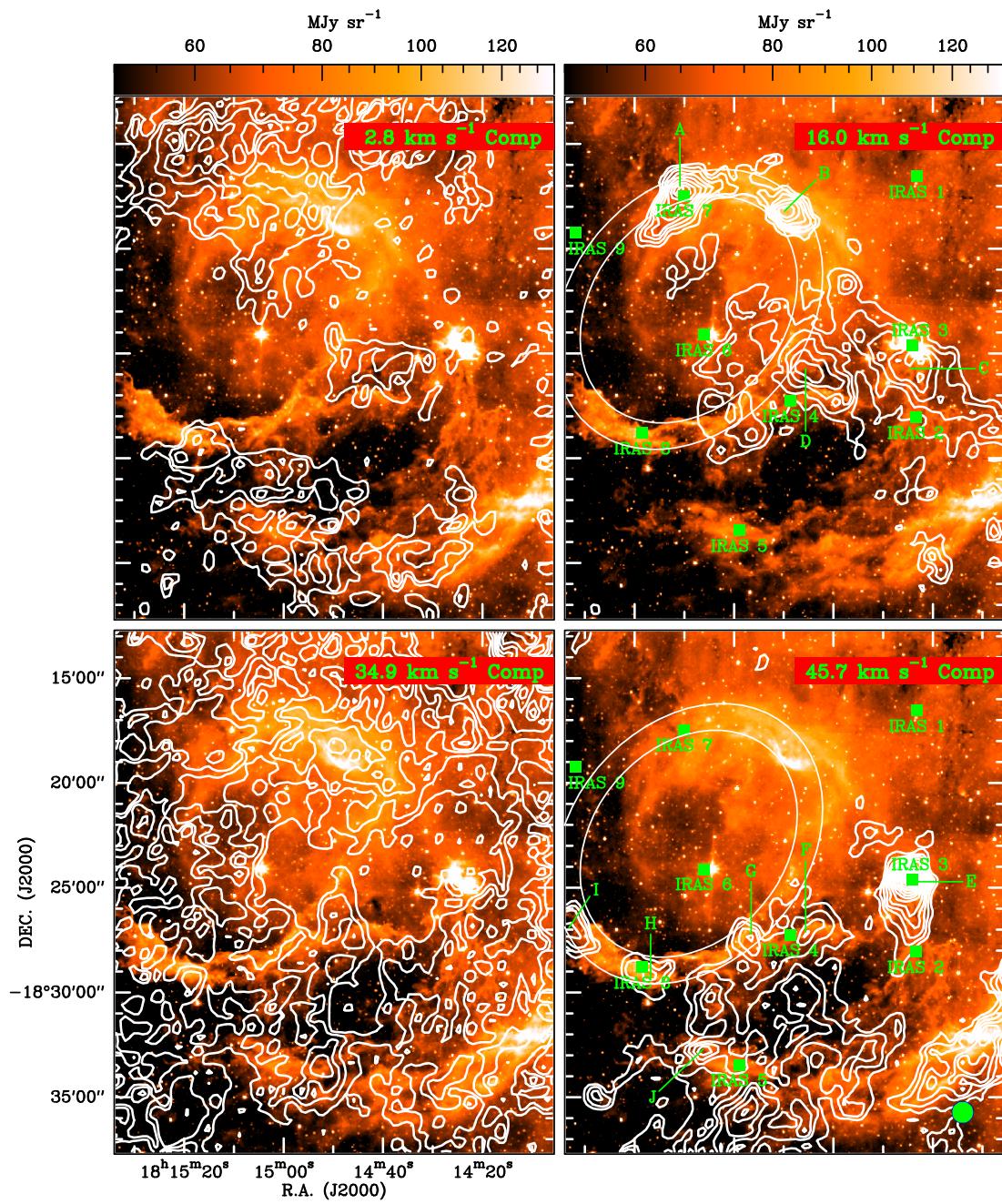


图 4.4: N6 区域  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  四个速度成分的积分强度图 (等值线), 背景为 *Spitzer*  $8\text{\AA}$  发射。 $2.8$ 、 $16.0$ 、 $34.9$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  四个成分使用的速度区间分别是  $[1, 9]$ 、 $[14, 18]$ 、 $[33, 40]$  和  $[43, 49] \text{ km s}^{-1}$ 。在右侧的两幅子图中, A–J 标注了证认出的分子团块, 实心小方块表示 IRAS 点源。

综上，我们推断  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  成分与红外尘泡 N6 密切相关， $34.9 \text{ km s}^{-1}$  成分示踪了母云。 $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  成分在速度上的差异可以归因于环形结构的膨胀。下面，我们将把  $34.9 \text{ km s}^{-1}$  看作系统速度对 N6 的距离进行估算。

#### 4.2.1.2 距离估算

之前，N6 到观测者的距离并没有很好的限制。基于一项射电复合线给出的  $40 \text{ km s}^{-1}$  的速度<sup>[265]</sup>，Deharveng et al. (2010) 给出了一个  $4.12 \text{ kpc}$  的近运动学距离和一个  $12.49 \text{ kpc}$  的远运动学距离<sup>[13]</sup>。然而，他们使用的谱线的速度分辨率约为  $4 \text{ km s}^{-1}$ <sup>[265]</sup>。这样差的速度分辨率给估算出的距离带来了较大的误差。比较而言，我们的观测具有约  $0.17$  的速度分辨率，高出了一个量级还要多。基于新的观测结果和之前对速度成分进行的分析，我们认为  $34.9 \text{ km s}^{-1}$  作为 N6 的系统速度更为可靠。使用 Reid et al. (2014) 给出的银河系旋转模型<sup>[264]</sup>，我们估算得到的运动学近距离和远距离分别为  $3.5$  和  $12.8 \text{ kpc}$ 。

前人研究表明，河内的大部分恒星形成区是落在旋臂上的<sup>[266, 267]</sup>。为了解决距离二重性问题，我们基于 Vallée et al. (2005) 给出的银河系四旋臂模型<sup>[268]</sup>检查了远近距离使得 N6 落在银河系的位置。我们发现， $3.5 \text{ kpc}$  的近距离使 N6 刚好落在了盾牌-南十字臂（Scutum-Centaurus）上，而  $12.8 \text{ kpc}$  的远距离则使 N6 落在了银心对侧的人马臂（Sagittarius）和英仙臂（Perseus）之间。因此，我们在后面的分析中将采用  $3.5 \text{ kpc}$  作为到 N6 的距离。

#### 4.2.1.3 分子团块

从  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个成分的积分强度图中，我们证认了 10 个分子气体聚集体。由于我们的分子谱线数据空间分辨率偏低，每个聚集体的大小都不小于  $0.9 \text{ pc}$ 。这样一个大小刚好是分子团块的尺度。它们被命名为团块 A-J。其中 4 个团块是与  $16.0 \text{ km s}^{-1}$  速度成分成协的，另外 6 个与  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  成分成协。在图 4.4 中可以看到，有 5 个团块（A、B、G、H 和 I）刚好沿着环状结构分布。其中，团块 E 刚好与第三章中新发现的双极系统是对应的。

图 4.5 中的等值线展示了  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  在  $16.0$  与  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  速度成分的积分强度，背景为  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  在这两个速度成分的积分强度图。在我们证认出的 10 个分子团块中，仅有 5 个（A 到 E）有可信的  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  探测。

表 4.1: N6 中的分子团块: 观测结果

ID	RA (J2000)	DEC (J2000)	Deconvolved Size			$^{12}\text{CO}$ (J=1-0)			$^{13}\text{CO}$ (J=1-0)				
			D <sub>major</sub> (arcsec)	D <sub>minor</sub> (arcsec)	P.A. (degree)	$\int T_r^* dv$ (K km s <sup>-1</sup> )	T <sub>r</sub> (K)	v <sub>lsr</sub> (km s <sup>-1</sup> )	FWHM (km s <sup>-1</sup> )	$\int T_r^* dv$ (K km s <sup>-1</sup> )	T <sub>r</sub> (K)	v <sub>lsr</sub> (km s <sup>-1</sup> )	FWHM (km s <sup>-1</sup> )
A	18h15m10.5s	-18d17m31s	200.38	92.68	-70.1	23.65(2.62)	12.96	15.77(0.09)	1.71(0.18)	14.04(1.36)	9.64	15.52(0.05)	1.37(0.16)
B	18h14m48.1s	-18d18m16s	111.63	64.19	30.9	26.87(1.51)	16.37	16.27(0.04)	1.54(0.11)	10.38(0.81)	8.10	16.15(0.05)	1.21(0.10)
C	18h14m27.5s	-18d25m09s	410.92	127.07	51.4	22.37(1.06)	12.96	15.80(0.04)	1.62(0.08)	11.21(0.79)	5.03	15.56(0.07)	2.09(0.18)
D	18h14m44.6s	-18d25m46s	185.51	69.01	71.2	18.32(0.94)	13.87	16.64(0.03)	1.24(0.08)	11.22(1.11)	7.83	16.52(0.06)	1.35(0.18)
E	18h14m24.3s	-18d24m36s	288.32	141.89	-10.2	87.10(2.06)	26.23	46.04(0.04)	3.12(0.09)	28.74(0.94)	12.83	46.03(0.03)	2.10(0.08)
F	18h14m45.5s	-18d27m03s	217.16	130.99	-46.4	35.79(1.86)	12.25	45.42(0.07)	2.75(0.16)	...	...	...	...
G	18h14m56.68s	-18d27m35s	131.35	99.39	27.7	35.02(2.89)	9.28	45.54(0.13)	3.55(0.40)	...	...	...	...
H	18h15m17.8s	-18d29m11s	193.64	127.21	49.8	33.36(1.56)	12.75	46.80(0.06)	2.46(0.14)	...	...	...	...
I	18h15m35.2s	-18d26m48s	283.47	120.88	75.3	34.26(1.51)	16.63	46.55(0.04)	1.94(0.10)	...	...	...	...
J	18h15m05.2s	-18d32m50s	161.82	78.64	-84.7	26.69(2.06)	8.23	47.26(0.12)	3.04(0.28)	...	...	...	...

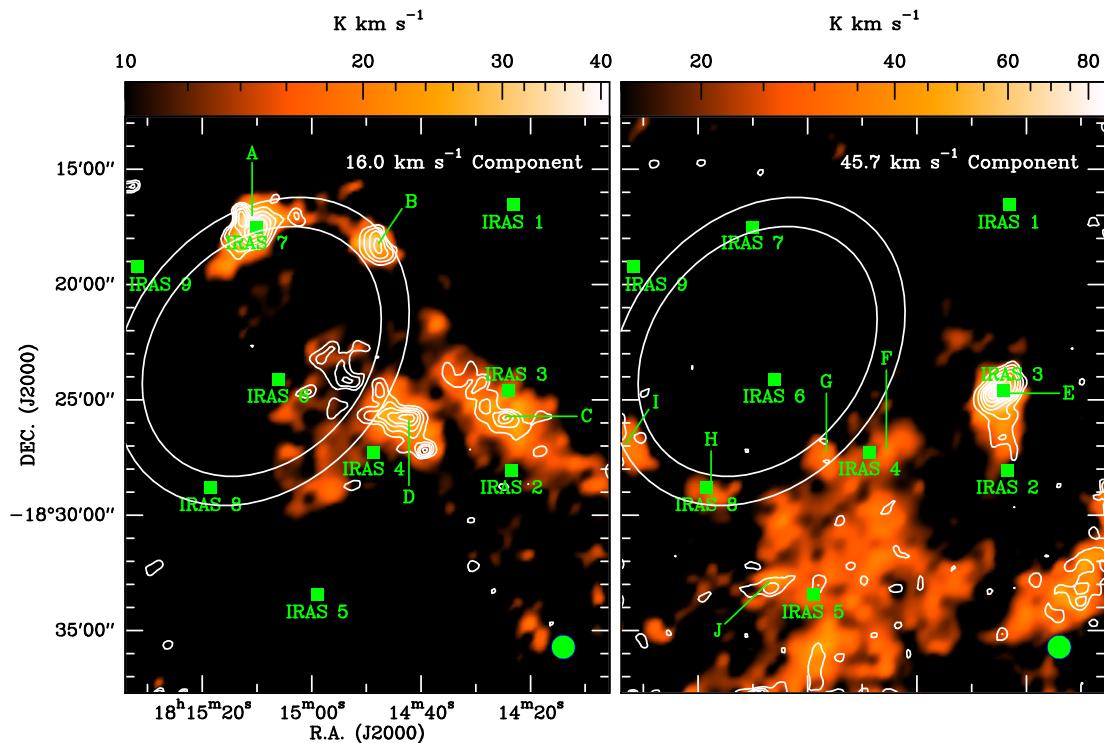


图 4.5: N6 区域  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个成分上的积分强度图(等值线), 背景为对应成分上的  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  积分强度。 $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7$  两个成分上的积分速度区间分别为  $[14, 18]$  和  $[42, 49] \text{ km s}^{-1}$ 。各种符号与图 4.4 中的相同。

我们通过二维高斯拟合得到了这些团块的尺寸。对于有可信的  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  探测的 5 个团块, 拟合时使用了  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  的积分强度, 另外 5 个使用的是  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  的积分强度。拟合得到了每个团块的长短轴和位置角, 在表 4.1 中给出。分子云核的有效半径由关系式  $R = \sqrt{D_{\text{major}} \cdot D_{\text{minor}}} / 2$  给出。其中  $D_{\text{major}}$  和  $D_{\text{minor}}$  分别是二维高斯拟合得到的长短轴。通过单成分一维高斯拟合, 我们获得了每一个分子团块峰值位置谱线的积分强度、峰值强度、线心速度和半高全宽, 并在表 4.1 中给出。

我们对同时具有可靠  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  探测的分子团块的局部热动平衡参数进行了估算。在 LTE 条件下, 一条谱线的观测亮温度 ( $T_r$ )

与激发温度 ( $T_{\text{ex}}$ ) 间存在如下关系：

$$T_r = \frac{h\nu}{\kappa} \left[ \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{\kappa T_{\text{ex}}}) - 1} - \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{\kappa T_{\text{bg}}}) - 1} \right] \times [1 - \exp(-\tau)]f. \quad (4.1)$$

此处， $T_{\text{bg}} = 2.73$  为宇宙背景辐射的温度， $f$  为波束填充因子， $\tau$  为光学厚度。 $^{12}\text{CO}$  和  $^{13}\text{CO}$  的光学厚度可以从观测到的谱线直接推导出来：

$$\frac{T_r(^{12}\text{CO})}{T_r(^{13}\text{CO})} \approx \frac{1 - \exp(-\tau_{12})}{1 - \exp(-\tau_{13})}. \quad (4.2)$$

其中， $\tau_{12}/\tau_{13} = [^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]$ 。在我们估算 N6 的距离时，发现 N6 处在距离银心约 4.9 kpc 的位置，刚好落在了银河系的 4.5 kpc 分子环上。在估算光学厚度和后面求氢分子柱密度时，我们均采用了分子环上  $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}] = 53$  的丰度比<sup>[269]</sup>。利用式 4.2 求解出的光学厚度在表 4.2 中给出。波束填充因子取 1 时，每一个分子团块的激发温度可以直接从公式 4.1 中求出，并在表 4.2 中给出。同时具有  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  有效探测的分子团块具有 17 到 32 K 的激发温度，与大质量恒星形成区的激发温度相吻合。

在 LTE 条件下，线性分子的转动能级布居符合玻尔兹曼分布。使用  $Q(T_{\text{ex}}) = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left[-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right] \approx \frac{k}{hB} (T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k})$  的配分函数，该线性分子在特定激发温度下的柱密度与光学厚度间存在如下关系<sup>[270]</sup>：

$$N = \frac{3\kappa}{8\pi^3 B \mu^2} \frac{\exp[hBJ(J+1)/\kappa T_{\text{ex}}]}{(J+1)} \times \frac{(T_{\text{ex}} + hB/3\kappa)}{[1 - \exp(-h\nu/\kappa T_{\text{ex}})]} \int \tau dv. \quad (4.3)$$

此处， $B$  和  $\mu$  为线性分子的转动常数和永久偶磁矩， $J$  为跃迁的下能级转动量子数。使用观测到的  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  数据，我们利用上述关系式求解了同时有  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  可靠探测的 5 个分子团块的  $^{13}\text{CO}$  柱密度。使用经典的  $[\text{CO}]/[\text{H}_2] = 10^{-4}$  丰度比和银河系分子环上的  $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}] = 53 \pm 4$  的 C 同位素丰度比<sup>[269]</sup>，可以获得团块的氢分子柱密度。团块质量由  $M_{\text{LTE}} = (4/3)\pi R^3 n_{\text{H}_2} \mu_g m(\text{H}_2)$  得到，其中  $\mu_g = 1.36$  是每个原子的有效原子量， $m(\text{H}_2)$  为氢分子的质量， $n_{\text{H}_2} = N_{\text{H}_2}/2R$  是氢分子的体密度。上述过程求解出的云核密度和质量在表 4.2 中给出。同时具有两条谱线可信探

表 4.2: N6 中的分子团块: 参数

ID	R (pc)	LTE						non-LTE						
		$\tau(^{12}\text{CO})$	$\tau(^{13}\text{CO})$	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{\text{H}_2}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_{\text{H}_2}$ ( $10^3 \text{ cm}^{-3}$ )	$M_{\text{LTE}}$ ( $M_{\odot}$ )	$T_{\text{kin}}$ (K)	$N_{\text{H}_2}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_{\text{H}_2}$ ( $10^3 \text{ cm}^{-3}$ )	$T_{\text{ex}}(^{12}\text{CO})$ (K)	$T_{\text{ex}}(^{13}\text{CO})$ (K)	$M_{\text{non-LTE}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{vir}}$ ( $M_{\odot}$ )
A	1.24	72.12	1.36	17.54	17.87(1.73)	2.33(0.28)	1258(79)	15.82(1.36)	29.51(18.49)	3.85(2.99)	15.69(1.25)	14.91(0.70)	2077(843)	488(87)
B	0.77	36.18	0.68	20.97	11.04(0.86)	2.32(0.14)	230(39)	20.62(1.34)	8.32(1.49)	1.75(0.24)	19.76(1.09)	15.11(0.91)	226(68)	235(56)
C	2.08	26.04	0.49	17.54	9.87(0.69)	0.77(0.11)	1954(32)	17.22(0.91)	10.50(0.58)	0.87(0.09)	16.37(0.72)	9.37(0.54)	2079(27)	1915(157)
D	1.03	44.06	0.83	18.45	11.81(1.16)	1.86(0.19)	573(53)	17.54(1.40)	10.88(1.92)	1.71(0.31)	17.17(1.25)	13.12(0.86)	528(87)	392(107)
E	1.84	35.60	0.67	30.87	39.57(1.30)	3.48(0.21)	6139(59)	31.57(1.22)	23.76(0.99)	2.09(0.16)	29.77(0.99)	25.15(1.22)	3686(46)	1713(93)
F	1.54	...	...	...	...	...	...	...	1.75	0.18	...	...	189	$\leq 2439$
G	1.04	...	...	...	...	...	...	...	0.85	0.13	...	...	42	$\leq 2745$
H	1.43	...	...	...	...	...	...	...	1.89	0.24	...	...	177	$\leq 1813$
I	1.69	...	...	...	...	...	...	...	12.50	1.20	...	...	1624	$\leq 1329$
J	1.03	...	...	...	...	...	...	...	0.53	0.08	...	...	26	$\leq 2004$

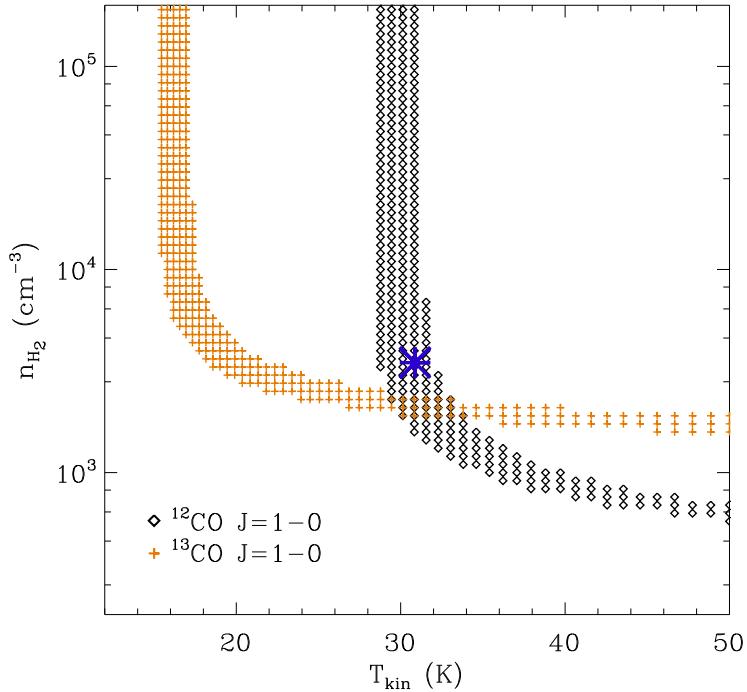


图 4.6: N6 中团块 E 的 non-LTE 模型拟合。星形给出了团块 E 的 LTE 结果。

测的 5 个分子团块具有几百到高达  $6\,000 M_{\odot}$  的气体, 表明它们可能孕育大质量恒星的场所。

RADEX 是由 van der Tak et al. (2007) 开发的对分子谱线数据进行快速非局部热动平衡 (non-LTE) 分析的程序<sup>[271]</sup>。RADEX 的代码中包含了碰撞与辐射转移过程, 可以被用来对同时有两条谱线探测的分子云核的密度和温度进行有效限制。我们考察了氢分子体密度跨  $10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  运动学温度跨 5-50 K 的  $100 \times 100$  的二维格子参数空间。每一对体密度和运动学温度组合对应一个模型, 可以输出一组对应的谱线强度、光学厚度等信息。在我们的模型拟合中使用了膨胀球几何形态。理论谱线强度 ( $T_{\text{mod}}$ ) 与观测谱线强度 ( $T_r$ ) 之间满足  $|T_{\text{mod}} - T_r| \leq \sigma$  关系的模型被保留下来做进一步分析。此处  $\sigma$  为观测到的谱线强度的标准偏差。我们对团块 A-E 的  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  谱线使用上述参数进行了拟合。最后通过对符合  $|T_{\text{mod}} - T_r| \leq \sigma$  关系的两条谱线的模型限制出需要的参数。图 4.6 以团块 E 为例展示了符合  $|T_{\text{mod}} - T_r| \leq \sigma$  条

表 4.3: N6 中的 IRAS 点源

	IRAS Name	$F_{12}$ (Jy)	$F_{25}$ (Jy)	$F_{60}$ (Jy)	$F_{100}$ (Jy)	$\log(\frac{F_{25}}{F_{12}})$	$\log(\frac{F_{60}}{F_{12}})$	$L_{IR}$ ( $L_{\odot}$ )
IRAS1	IRAS 18114-1817	1.6	6.2	27.4	296.2	0.59	1.24	3237
IRAS2	IRAS 18114-1828	2.5	3.0	24.0	659.8	0.07	0.98	5963
IRAS3	IRAS 18114-1825	7.2	22.1	339.0	659.8	0.49	1.68	13371
IRAS4	IRAS 18118-1828	2.0	2.2	40.7	184.6	0.03	1.31	2518
IRAS5	IRAS 18120-1834	2.5	2.6	52.4	645.4	0.02	1.32	6397
IRAS6	IRAS 18121-1825	15.1	12.9	31.4	623.9	-0.07	0.32	7439
IRAS7	IRAS 18122-1818	3.9	12.1	57.9	623.8	0.49	1.17	6839
IRAS8	IRAS 18123-1829	4.2	5.5	75.3	302.1	0.12	1.26	4456
IRAS9	IRAS 18126-1820	2.0	4.2	24.4	377.8	0.33	1.10	3769

件的  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  模型。只有在图 4.6 展示的相重合的模型才被认为是可信的模型。通过对可信模型的体密度和运动学温度求平均得到团块的 non-LTE 参数。通过上述过程限制出的 non-LTE 参数在表 5.2 中给出。值得注意的是通过 LTE 和 non-LTE 方法求解出的团块参数（如，密度、激发温度、质量等）还是基本一致的。non-LTE 方法求解出的激发温度比 LTE 激发温度和 non-LTE 运动学温度略微偏低。对于团块 B、C 和 D，我们到了非常接近的 LTE 和 non-LTE 质量。

由于团块 F-J 缺少有效的  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  探测，我们不能对它们的 LTE 参数进行估算。然而，利用 RADEX 却可以对部分 non-LTE 参数进行限制。使用 van der Tak et al. (2007) 提供的 *Python* 脚本并假设一个 20 K 的运动学温度，我们估计了这 5 个团块的  $^{12}\text{CO}$  柱密度，进而得到其氢分子柱密度和气体质量（见表 4.2）。与同时具有两条分子谱线有效探测的团块相比，团块 F-J 的柱密度和质量均偏小。

### 4.2.2 IRAS 点源

在我们的 PMO 观测天区内有 9 个 IRAS 点源。依照赤经递增的顺序，它们被编号为 IRAS 1 到 9，并在图 4.4 和 4.5 中被使用实心正方形标出。在表 4.3 中给出了这些源的 IRAS 名字和测光值。需要注意的是 IRAS 18114-1825（本工作中的 IRAS 3）、IRAS 18122-1818（本工作中的 IRAS 7）和 IRAS 18123-1829（本工作中的 IRAS 8）分别与云核 E、A 和 H 成协。如图 4.4 中所示，在环形结构的中心有一颗红外亮的点源刚好与 IRAS 18121-1825（本工作中的 IRAS 6）

在位置上是一致的。

我们利用公式 (3.1) 求解了这 9 个 IRAS 点源的总流量密度，并结合 3.5 kpc 的距离进一步得到了它们的热光度。同时我们求解了每个源的  $\log(\frac{F_{25}}{F_{12}})$  和  $\log(\frac{F_{60}}{F_{12}})$  色指数，连同热光度一起在表 4.3 中给出。

### 4.2.3 N6 中的候选年轻星天体

年轻星天体大多具有红外超射。红外超射的程度可以有效地区分场星 (Field Stars) 和 YSOs，并对 YSOs 进行分类。处于形成早期的原恒星往往深埋在尘埃包层中，呈现大的红外超射，具有较大红外谱指数  $\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log \lambda} > -0.3$  和在波长大于  $2 \mu\text{m}$  的近中红外波段呈上升或平坦的能谱分布 (Spectral Energy Distribution, SED) [272, 273]。具有光厚盘的主序前星的 SEDs 在中红外呈下降趋势，其红外谱指数处在 -1.6 和 -0.3 之间。“过渡盘” (Transition Disks) 源是一类演化更为充分的年轻星天体。这类天体中，星周盘的靠近星体的部分因光致蒸发或行星形成而被清空。它们一般仅在波长大于  $16 \mu\text{m}$  的波段呈现红外超射 [274]。

基于这些性质，我们可以通过近中红外的多波段测光对 YSOs 进行证认和分类。目前已发展出较为可行的基于色指数的 YSOs 证认与分类方案。下面我们将基于 Gutermuth et al. (2009) 提出的方案 [275] 筛选出候选的年轻星天体。作为补充，我们还使用了由 Koenig et al. (2012) 给出的基于 WISE 测光的 YSOs 证认与分类方案 [276]。

#### 4.2.3.1 污染源的排除

在原始的样本中有几类污染源可能会被误认为是 YSOs。这些污染源来自银河系内外。河外污染主要来自恒星形成星系与宽发射线活动星系核 (Active Galactic Nuclei, AGN)。二者具有 PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon, 多环芳香烃) 发射特征 [277, 278]，在  $5.8$  和  $8.0 \mu\text{m}$  呈现红外超射。Gutermuth et al. (2009) 提出了一套基于  $[4.5] - [5.8] vs. [5.8] - [8.0]$  和  $[3.6] - [5.8] vs. [4.5] - [8.0]$  双色图的方案用于剔除恒星形成星系 [275]，和一套基于  $[4.5] vs. [4.5] - [8.0]$  颜色-星等图的方案用于排除宽发射线 AGNs。在我们的银河系中，未分辨开的激波发射斑点和一些 PAH 发射特征往往可以在 IRAC 波段被探测到，成为额外的干扰。对于这两类源，可以根据其  $[3.6] - [4.5]$  和  $[4.5] - [5.8]$  色指数被排

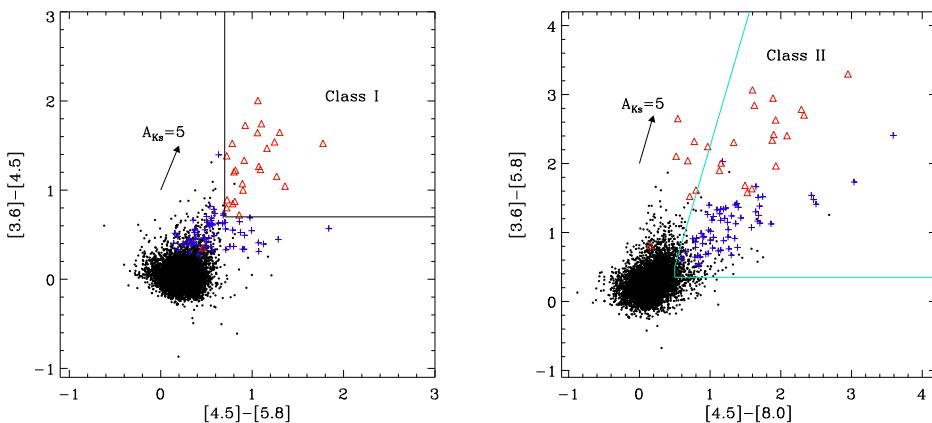


图 4.7: IRAC 3.6、4.5、5.8 和 8.0  $\mu\text{m}$  波段双色图。红色三角、蓝色十字和黑色小点分别代表 Class I 类型 YSOs、Class II 类型 YSOs 和场星。图中的实线给出了选源规则，详细内容请参考文献 [275]。

除。关于污染源更详细的描述和剔除使用的判据，可以参考 Gutermuth et al. (2009)<sup>[275]</sup>。

#### 4.2.3.2 YSOs 证认与分类

我们根据 Gutermuth et al. (2009) 和 Koenig et al. (2012) 中给出的方案<sup>[275, 276]</sup>分多步对 YSOs 进行了尽可能完备的证认与分类。

第一步，我们仅考察在 IRAC 4 个波段均具有可信测光（误差小于 0.2 mag）的源。首先，基于  $[3.6] - [4.5]$  vs.  $[4.5] - [5.8]$  双色图筛选出 Class I 类型的原恒星候选体。在剩下的源中基于  $[3.6] - [5.8]$  vs.  $[4.5] - [8.0]$  双色图选出 Class II 类型的候选 YSOs。在图 4.7 中展示了该步骤中用到的双色图。具体筛选规则，详见 Gutermuth (2009)<sup>[275]</sup>。

第二步，我们考察了在 5.8 和 8.0  $\mu\text{m}$  两个波段测光数据不全，但在 2MASS H 和 Ks 波段具有可靠探测（测光误差小于 0.1 mag）的源。由于近红外波段星际消光带来的影响较为严重，我们首先按照 Gutermuth et al. (2009) 中的方法<sup>[275]</sup>，使用 Flaherty et al. (2007) 给出的消光律求解出退红化的  $K - [3.6]$  和  $[3.6] - [4.5]$  色指数。然后，使用退红化后的  $[Ks - [3.6]]_0$  vs.  $[[3.6] - [4.5]]_0$  双色图（见图 4.8）证认出新的 YSOs。具体筛选规则，详见 Gutermuth (2009)<sup>[275]</sup>。

第三步，我们考虑剩下的源中 WISE 四个波段具有有效测光数据的源。

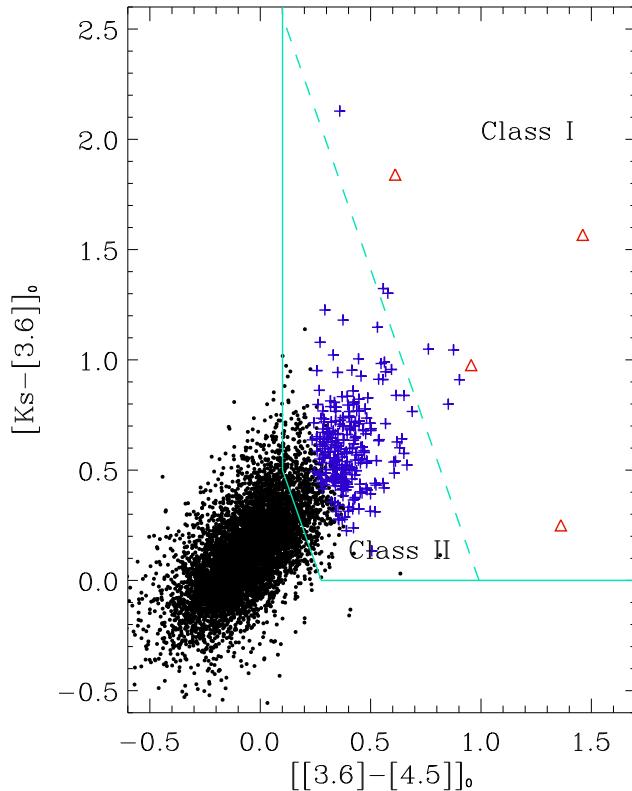


图 4.8:  $[Ks - [3.6]]_0$  vs.  $[[3.6] - [4.5]]_0$  双色图。红色三角、蓝色十字和黑色小点分别代表 Class I 类型 YSOs、Class II 类型 YSOs 和场星。图中的实线和虚线给出了选源规则，详细内容请参考文献 [275]。

基于  $[W1] - [W2]$  vs.  $[W2] - [W3]$  双色图，我们证认出更多的 YSOs。此外，我们把满足  $[W1] - [W2] > 0$  和  $[W2] - [W3] > 2$  的源认为是 Class II 类型的 YSOs。满足  $[W2] - [W4] > 2.5$  和  $[W1] < 14$  的源被认为是“过渡盘”源。在图 4.9 中展示了该步骤中用到的双色图。具体筛选规则，详见 Koenig et al. (2012)<sup>[276]</sup>。

经过上述步骤，我们共证认出 1092 个 YSOs，其中 31 个是 Class I 类型的，824 个是 Class II 类型的，237 个是“过渡盘”源。需要注意的是基于色指数进行的 YSOs 分类方案还是会带来一定的误认。比如，一个具有倾角的 Class II 类型的源在观测上会呈现出 Class I 的特征。因此，本工作中证认出的 YSOs 都只能是候选体。

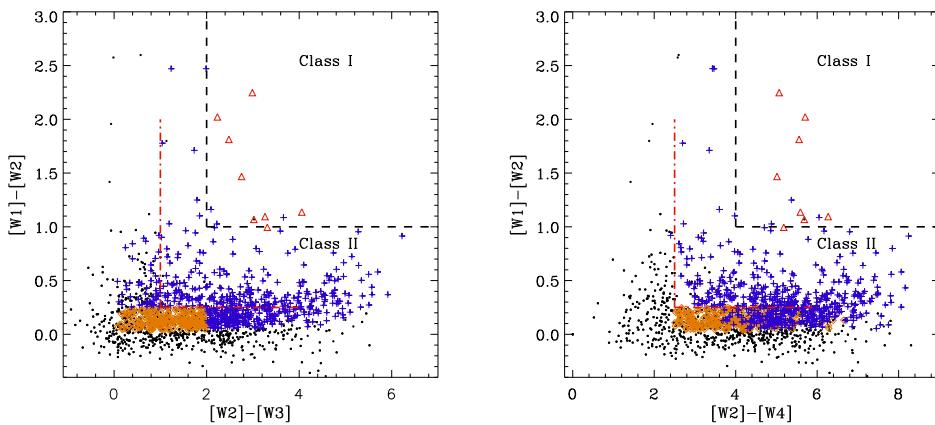


图 4.9: WISE 双色图。红色三角、蓝色十字、黄色菱形和黑色小点分别代表 Class I 类型 YSOs、Class II 类型 YSOs、“过渡盘”源和场星。图中的线条给出了选源规则，详细内容请参考文献 [276]。

#### 4.2.3.3 YSOs 的空间分布

为了考察证认出的这 1092 个 YSOs 的空间分布情况，我们做了这些源的面密度分布图。首先把  $30' \times 30'$  大小的区域分成均匀分布的  $60 \times 60$  个格点。以每个格点为中心数  $1' \times 1'$  (约  $1 \text{ pc}^2$ ) 内的 YSOs 的个数，作为该格点上的面密度值。图 4.10 中的等值线展示了得到的 YSOs 面密度分布，背景为 IRAC 8  $\mu\text{m}$  的发射。可以看到，这些 YSOs 组成了大小不一的年轻星团。值得注意的是，沿环形与纤维结构 YSOs 的面密度显著增大。我们将在 S4.3.4 中对这些特征进行深入讨论。

### 4.3 讨论

通过前面展示的结果可以看出，红外尘泡 N6 是一个结构非常复杂的恒星形成活跃区。下面我们将基于得到的结果做更深入的分析。我们将限制出可能的激发星，分析分子团块的演化状态，阐释环形结构的运动学特征，揭示 N6 中的恒星形成情景。

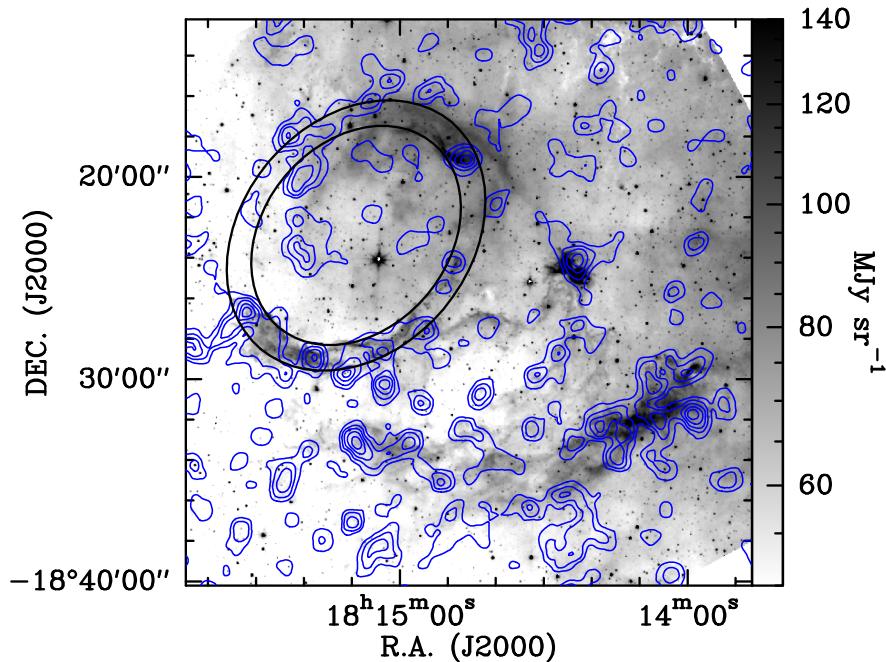


图 4.10: N6 区域 YSOs 面密度分布, 背景为  $8.0 \mu\text{m}$  发射。等值线开始于  $2 \text{ pc}^{-2}$ , 步长为  $1.5 \text{ pc}^{-2}$ 。

### 4.3.1 激发星

Churchwell et al. (2006) 提议大部分红外尘泡是由 OB 型恒星激发的<sup>[184]</sup>。激发出红外尘泡的大质量恒星可以释放远紫外光子电离近邻中性气体形成电离氢区。自由-自由发射主导的射电连续谱可以帮助观测者限制出红外尘泡与电离氢区激发源的光谱型。

我们测量了被 N6 围起来的 90 cm 连续谱的总流量, 约为 6.3 Jy。粗略地, 某一频率的射电连续流量与电离光子率之间存在如下关系<sup>[279]</sup>:

$$\left( \frac{N_{\text{Ly}}}{\text{s}^{-1}} \right) \approx 4.76 \times 10^{48} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left( \frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-0.45} \left( \frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right) \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2. \quad (4.4)$$

假设电子温度为  $T_e = 10^4 \text{ K}$ , 则在 90 cm 辐射 6.3 Jy 的流量每秒需要的电离光子约为  $N_{\text{Ly}} = 6.1 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ 。这一数值意味着需要至少一个光谱型为 O7 或两颗 O7.5 星<sup>[280]</sup>。

从图 4.1 右图中可以看到，在环形结构包围的 90 cm 发射中有一小空腔。我们推测该空洞起源于激发星的星风对电离气体的作用。类似的被电离气体围绕的空洞结构在其它的红外尘泡中也有过报道，同样被归因于星风的影响<sup>[281]</sup>。此外，Martins et al. (2010) 提议在厘米连续发射区中这种小洞的出现是激发星吹动星风的重要特征<sup>[282]</sup>。因此，这个空腔是寻找 N6 激发星的合理场所。我们把寻找激发星的天区限制在图 4.1 右图中标出的绿色圆圈内。

能够产生 N6 这样的大尺度尘泡，候选激发源应该已经处于主序阶段，不能是在 §4.2.3.2 中证认出的 YSOs，并且极有可能拥有可靠的 2MASS 三个波段的测光数据。满足这些初选条件的点源一共有 135 个。首先我们计算了这些候选源的 J、H 和 Ks 波段的绝对星等。我们使用了 Rieke & Lebofsky (1985) 中给出的近红外消光律<sup>[247]</sup>和 Martins & Plez (2006) 中给出的 O 型星的本征色指数<sup>[283]</sup>  $[J - H]_0 = 0.11$  以推算出每个候选源的星际消光。考虑 3.5 kpc 的距离，可以直观地得到它们的绝对星等。把得到的绝对星等与 Martins & Plez (2006) 中给出的 O 型星参数<sup>[283]</sup> 进行比较，最终限制出 4 个候选的激发源。它们的星际消光、绝对星等、本征色指数和光谱型在表 4.4 中给出。在图 4.1 右图中，我们用黄色小圆圈标出这 4 个候选激发源的位置。需要注意的是，候选源 3 和 4 相对来说更靠近 N6 环形结构的中心，更可能是真正的激发源。其中候选源 3 (SSTGLMC G012.5039-00.5783) 的本征色指数  $[H - Ks]_0$  与 O 型星基本一致<sup>[283]</sup>，是这 4 个候选激发源中最有可能的一个。

在图 4.1 右图中的绿色圆圈内有一颗异常亮的红外点源。这颗源在 IRAC 的四个波段都饱和了，并没有在 GLIMPSE 的源表中给出。IRAS 18121-1825 (本工作中的 IRAS 6) 与这个源成协。我们按照 Yuan et al. (2013) 中的方法<sup>[284]</sup>找到该源的多个波段的成协体，发现其在 2MASS、MSX 和 WISE 等巡天中有可靠探测。利用 Robitaille et al. (2007) 提供的在线工具<sup>[209]</sup>，我们拟合了 IRAS 18121-1825 的 SED，并在图 4.11 中给出。拟合结果显示，该源为 Class III 类型天体或被红化的主序星。拟合还给出了  $21.6 M_\odot$  的恒星质量和  $3.6 \times 10^4$  K 的有效温度，表明该星的光谱型处在 O8.5 和 O6.5 之间<sup>[280]</sup>。因而，IRAS 18121-1825 也可能是 N6 的激发源。

表 4.4: N6 的候选激发源

ID	GLIMPSE name	$m_J$	$m_H$	$m_{Ks}$	$A_V$	$M_J$	$M_H$	$M_{Ks}$	$[J - H]_0$	$[H - Ks]_0$	Spectral Type
1	SSTGLMC G012.4684-00.5713	11.54	10.73	10.41	8.6	-3.53	-3.42	-3.20	-0.11	-0.22	O9.5-O9
2	SSTGLMC G012.4669-00.5793	10.82	9.77	9.31	10.8	-4.89	-4.78	-4.56	-0.11	-0.22	O5-O4
3	SSTGLMC G012.5039-00.5783	11.05	10.26	9.86	8.4	-3.98	-3.87	-3.74	-0.11	-0.13	O7.5-O7
4	SSTGLMC G012.5133-00.5968	15.18	12.64	11.31	24.8	-4.47	-4.36	-4.12	-0.11	-0.24	O6.5-O5.5

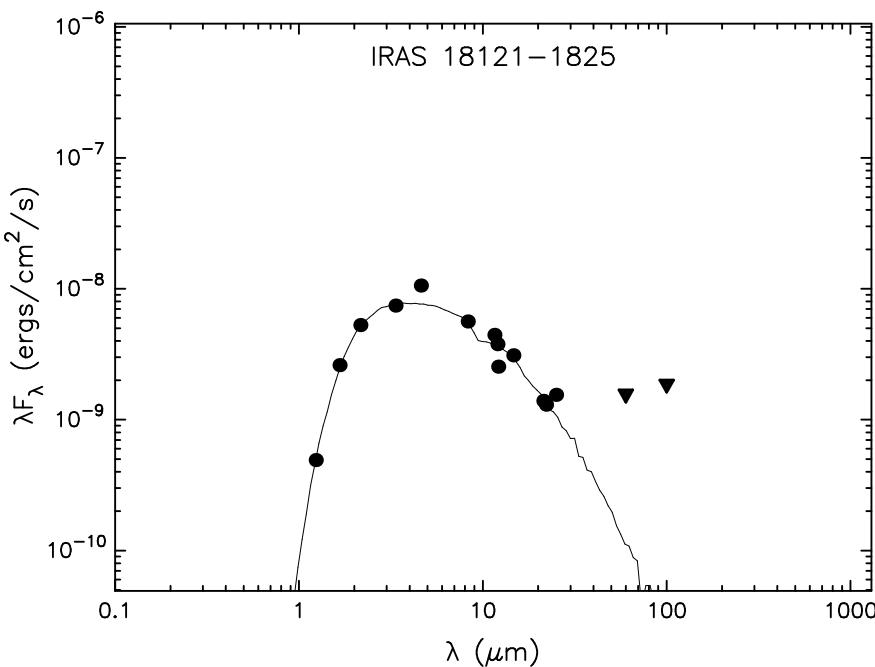


图 4.11: IRAS 18121-1825 的能谱分布。黑色点为来自 2MASS、MSX、WISE 和 IRAS 的测光点。实心倒三角代表测光上限。

### 4.3.2 分子团块的演化状态

前面我们在 N6 中证认出 10 个分子团块，并求解了一些基本参量。这些团块尺寸处在 0.8 到 2.1 pc 间，氢分子柱密度在  $0.53 \times 10^{21}$  到  $3.96 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  之间，质量在  $26$  到  $6139 M_{\odot}$  之间。基本参量之间的这些差异说明这些团块可能处在不同的演化状态。

为了考察这些团块的动力学状态，我们依照 MacLaren et al. (1988) 中给出的关系<sup>[285]</sup> 估算了均匀密度假设下的维理质量：

$$\frac{M_{\text{vir}}}{M_{\odot}} = 210 \left( \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{R}{\text{pc}} \right). \quad (4.5)$$

这里， $\Delta v$  是观测谱线的线宽， $R$  是团块的有效半径。对于有  $^{13}\text{CO}$  可靠探测的 5 个团块，我们使用了  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  的线宽。对于另外 5 个，使用了  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  的线宽。计算得到的维里质量在表 4.2 中给出。需要注意的是，由于  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  可能是光学厚的，估算出的团块 F-J 的维里质量只能被看作是

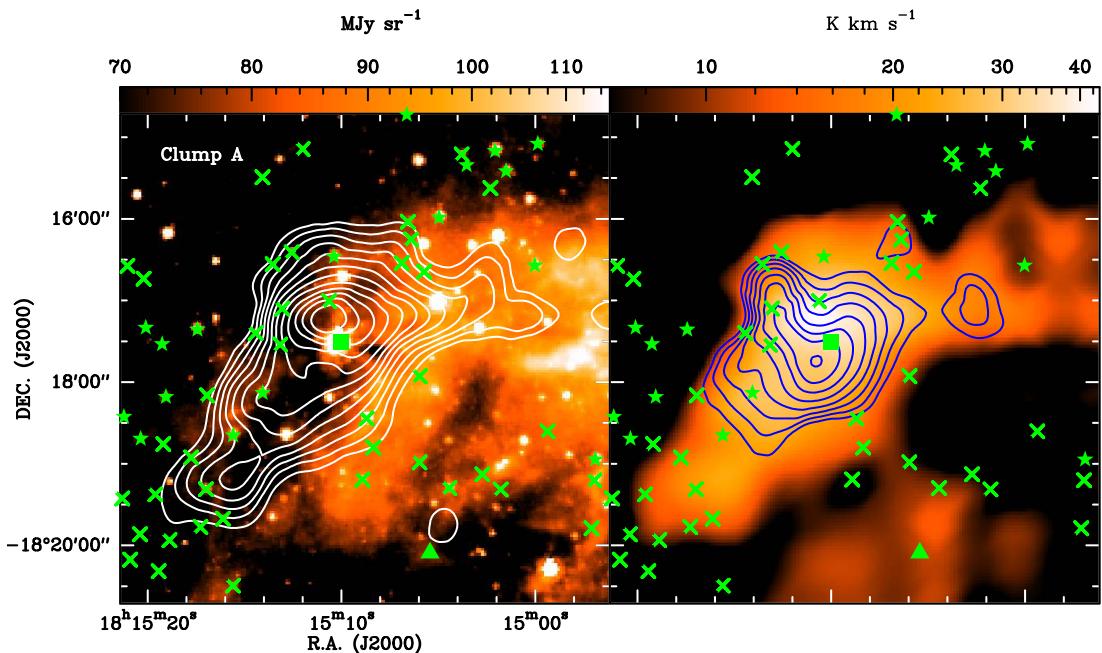


图 4.12: N6 中团块 A 的局部特写。左:  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  积分强度 (等值线) 与  $\text{Spitzer}$   $8.0 \mu\text{m}$  发射叠图 (背景)。右:  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  积分强度 (等值线) 与  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  积分强度 (背景) 叠图。图中的三角、十字和五角星分别代表 Class I 类型 YSOs、Class II 类型 YSOs 和 “过渡盘” 源。方块表示 IRAS 点源。

上限。

团块 A、C、D、E 和 J 的维里质量要小于观测得到的分子气体质量, 说明它们处于引力不稳定状态, 具有坍缩形成恒星的潜力。团块 B 的维里质量与气体质量相当, 可能处于维里平衡状态。其它 4 个团块的维里质量要比其 non-LTE 质量高出几个量级。

团块 A 的  $^{12}\text{CO}$  发射呈沿西北-东南方向的拉伸形态 (见图 4.12)。该团块刚好落在环形结构的边沿上。它的形成可以归因于聚集壳层的碎裂。在 2 pc 的尺度内汇聚了多于  $1000 M_{\odot}$  的气体物质, 团块 A 具有足够的密度和质量孕育大质量恒星。如图 4.12 所示, 有几个 YSOs 落在了团块 A 的位置。在靠近  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  发射峰值的位置有一个  $8.0 \mu\text{m}$  亮的点源与 IRAS 18122-1818 成协 (本工作中的 IRAS 7)。IRAS 18122-1818 具有  $\log(F_{25}/F_{12}) = 0.49$  和  $\log(F_{60}/F_{12}) = 1.17$  的色指数, 与大质量恒星形成区相吻合<sup>[253]</sup>。

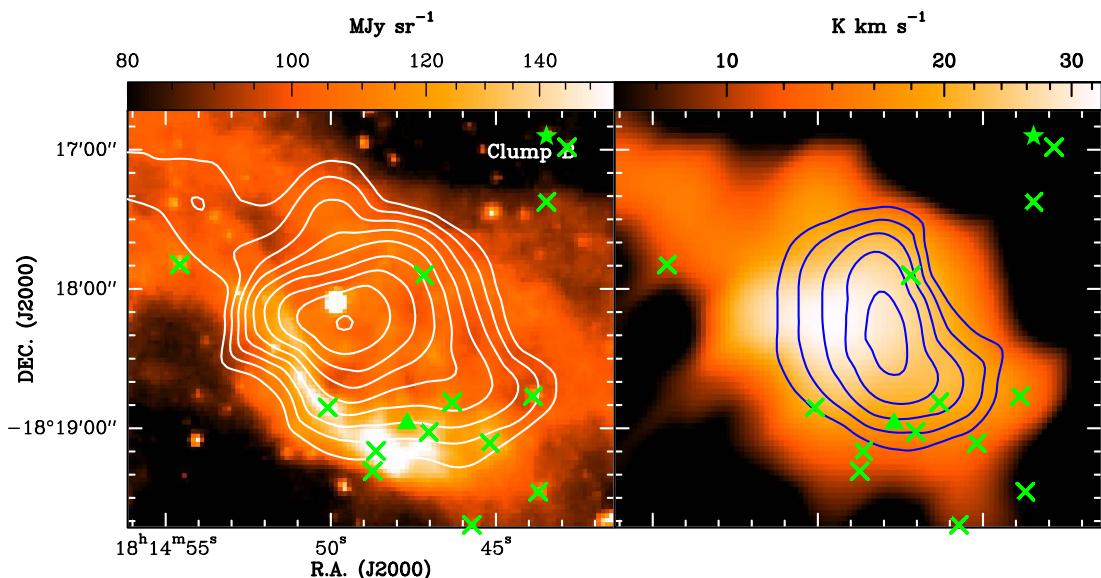


图 4.13: N6 中团块 B 局部特写。等值线、背景和各种符号与图 4.12 中相同。

团块 B 是尺度最小的一个。在该团块的中心区域没有探测到 YSOs，说明其仍处在恒星形成的较早阶段。如图 4.13 所示，该团块的东南侧有一个红外亮边。该红外亮边是环形结构的组成部分。值得注意的是，团块 B 的拉伸方向刚好是顺着环形结构的。这些观测特征都表明环形结构的膨胀可能是该团块的成因。具有基本相当的维里质量和 LTE 质量，团块 B 可能正处于坍缩形成恒星的临界状态。

团块 C 和 D 相对细长，具有大于 2.5 的轴比。如图 4.14 所示，这两个团块与一个  $8.0 \mu\text{m}$  吸收特征在空间位置上相一致。该  $8.0 \mu\text{m}$  吸收特征对应于红外暗云 SDC G12.419-0.536<sup>[286]</sup>。在这两个团块  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  发射峰的位置没有探测到候选 YSOs，意味着恒星形成活动可能尚未开始。然而，它们具有大于维理质量的 LTE 和 non-LTE 质量，还是有潜力发生坍缩形成恒星的。

团块 E 是质量最大、最致密的一个，拥有高达  $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  的柱密度和  $6000 M_{\odot}$  的 LTE 质量，是可以孕育大质量恒星的区域。如图 4.15 所示，在强度峰值附件有 3 颗原恒星与之成协。在这团块中还有 10 颗 Class II 类型的 YSOs，说明它是一个活跃的恒星形成区。该团块有较强的 PAH 发射。在  $8 \mu\text{m}$  波段可以看到一个具有良好对称性的呈沙漏状的双极结构。该双极结构的中心基本与分子发射的峰值重合。基于多波段数据的分析，我们认为该双极系统是一个由

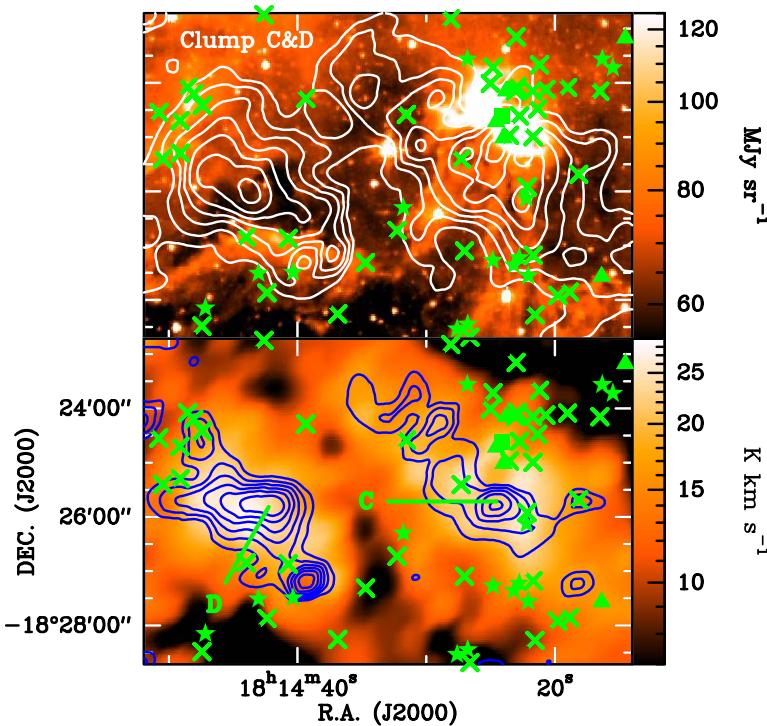


图 4.14: N6 中团块 C 和 D 局部特写。等值线、背景和各种符号与图 4.12 中相同。

大质量原恒星驱动的双极外向流。在这个团块的峰值位置, Lim et al. (2012) 探测到了  $\text{H}_2$  和 22 GHz 水脉泽发射特征<sup>[287]</sup>, 进一步说明有外向流活动。然而, 由于我们观测数据的分辨率较低, 尚不能分辨开该外向流系统。在峰值附近, IRAS 18114-1825 (本工作中的 IRAS3) 与团块 E 成协。IRAS 18114-1825 有较高的红外光度和大的 IRAS 色指数, 符合大质量恒星形成区的观测特征<sup>[253]</sup>。

团块 F-J 均没有可信的  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  探测。这 5 个团块中, 仅有团块 I 拥有比其维里质量大的 non-LTE 质量。其它 4 个团块的体密度均小于  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ 。团块 G、H 和 I 都沿着环形结构分布。团块 H 与 IRAS 18123-1829 成协。该 IRAS 源有较高的红外光度和大的 IRAS 色指数, 符合大质量恒星形成区的观测特征<sup>[253]</sup>。

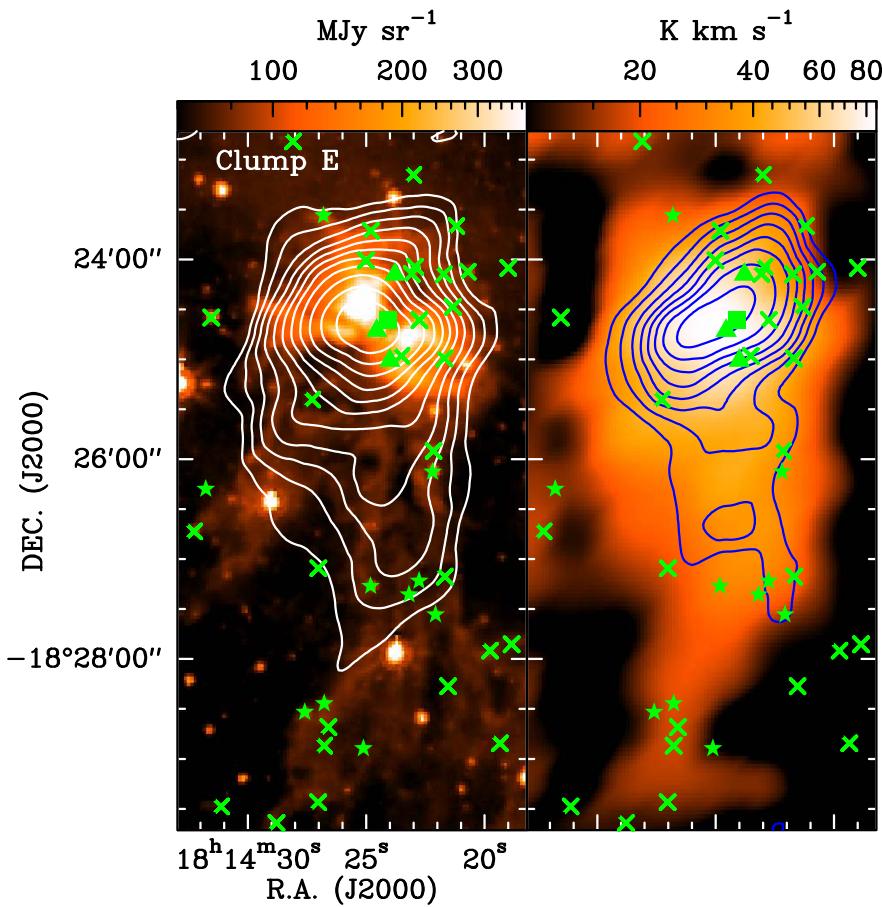


图 4.15: N6 中团块 E 局部特写。等值线、背景和各种符号与图 4.12 中相同。

### 4.3.3 膨胀环结构

如图 4.1 所示, N6 有一个在  $8.0 \mu\text{m}$  波段亮的环形结构。有意思的是, 这个环形结构在我们的 PMO 观测中也探测得到。在图 4.16 左图中, 我们以等值线的形式展示了  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个速度成分的联合积分强度, 背景为  $8.0 \mu\text{m}$  发射。值得注意的是, 红外波段探测到的环形结构可以被团块 A、B、G、H 和 I 的分布较好地描绘出来。其中, 团块 A、B 与  $16.0 \text{ km s}^{-1}$  速度成分成协, 而团块 G、H 和 I 则是在  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  速度成分上被观测到的。这些团块和  $8.0 \mu\text{m}$  示踪的结构很好地成协, 说明  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个速度成分可能源于同一结构。这两个成分上的速度差异可能起因于环形结构的膨胀。和系统速度相比, 与  $16.0 \text{ km s}^{-1}$  速度成分成协的北侧正在蓝移, 与

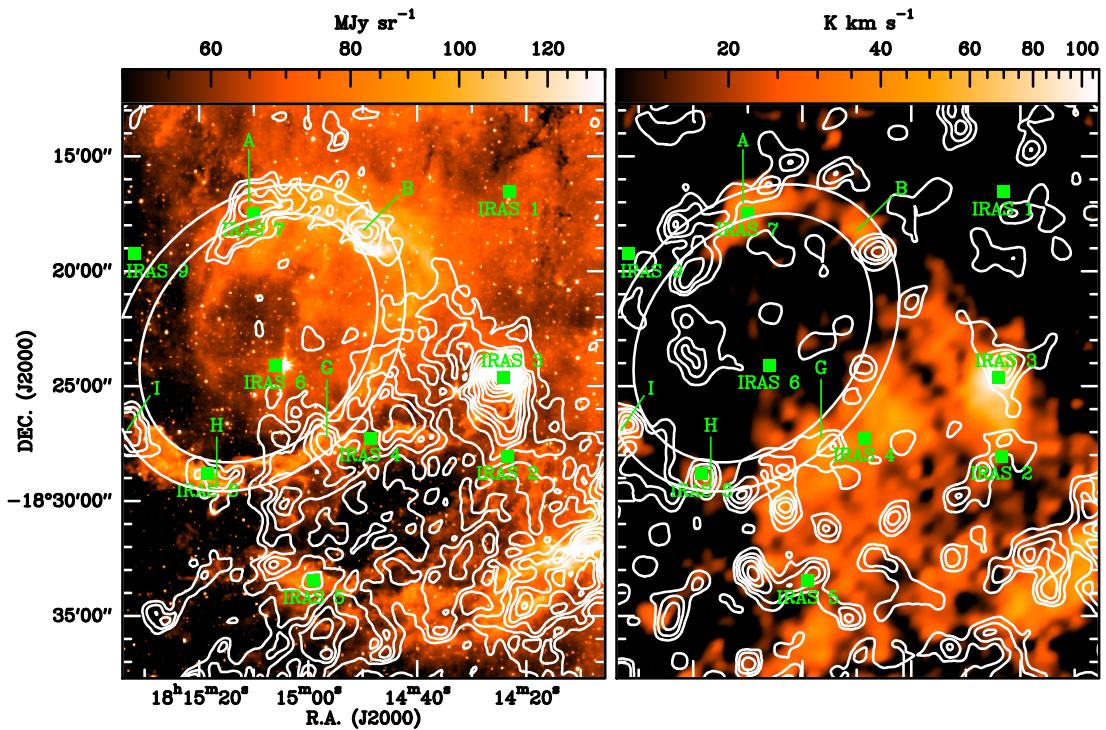


图 4.16: 左: N6 区域  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个速度成分的联合积分强度, 背景为  $\text{Spitzer}$   $8.0 \mu\text{m}$  发射。等值线起始于  $3\sigma$ , 步长为  $1.5\sigma$ , 其中  $1\sigma = 5 \text{ K km s}^{-1}$ 。右: 候选 YSOs 的面密度 (等值线) 叠于  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  在  $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个速度成分的联合积分强度之上 (背景灰度)。等值线与图 4.10 中相同。

$45.7 \text{ km s}^{-1}$  速度成分成协的南侧正在红移。

若要产生 N6 中这样的膨胀环形结构, 激发星需要诞生于一个具有扁平结构的分子云中。Beaumont & Williams (2010) 对这种有内嵌环形尘泡的扁平分子云进行了研究, 认为红外尘泡往往形成于具有几个 pc 厚度的分子云中<sup>[12]</sup>。此外, 数值模拟研究结果表明, 在银河系中这种扁平状的分子云是星际介质演化的自然结果<sup>[288, 289]</sup>。

我们推测激发 N6 形成的 O 型星或星团诞生于一个倾斜的具有一定厚度的扁平分子云中。激发源产生的电离氢区的膨胀促使了泡状结构的形成。当直径突破了分子云厚度的限制后, 尘泡沿扁平轴爆裂开, 形成环形结构。这样的爆裂使得电离压迅速下降, 并有可能导致膨胀停止。然而, 如果有星风存在, 环形结构还是可以继续膨胀的<sup>[12]</sup>。在 Capriotti & Kozminski (2001) 和 Freyer et al.

(2003, 2006) 对电离氢区进行的数值模拟工作中发现, 激发星的星风随着演化会逐渐增强<sup>[290–292]</sup>。如当真如此, N6 中的环形结构还是可以继续膨胀的。

Liu et al. (2012) 展示了一个类似的由沃尔夫–拉叶 (Wolf–Rayet) 星驱动的膨胀环形结构<sup>[293]</sup>。他们提出了一个示意模型解释观测到的几何形态。在各向同性星风的假设下, Liu et al. (2012) 很好地阐释了他们观测到的椭圆形态<sup>[293]</sup>。然而, 相比之下, 本项工作中探测到的膨胀环结构不能依赖各项同性星风维持膨胀。各项同性星风吹出的环形结构本质上应具有圆形几何形态, 投影后的椭圆结构的速度差异应是沿着短轴分布的。这一特点与 N6 中的情况是相反的。在 N6 中我们探测到了沿投影椭圆长轴的显著速度差异。然而, 如果星风被限制在环形结构长轴方向 (西北–东南), N6 中的环形结构则可以较为直观地被解释。假设 N6 具有  $45^\circ$  的倾角, 我们估计中心激发星至少在  $4 \times 10^5$  yr 前便开始吹出强烈的星风。

N6 中的环形结构的东侧有一个破缺, 有几种可能的成因。第一种可能是, 沿西北–东南方向的星风撕裂了环形结构, 破坏了其完整性。第二种可能是, 母分子云本身是不均匀的, 东侧的物质密度偏低、更易破裂。另外一种可能是, 在环形结构的东侧新形成的恒星破坏了局域分子环境。如图 4.10 所示, 在靠近东侧开口的位置确实探测到了一个小的年轻星团。

#### 4.3.4 触发恒星形成

如前所述, 我们在 N6 区域证认出 1 000 余个候选 YSOs。它们的空间分布具有显著的成团特性。如图 4.10 所示, 大部分 YSOs 与  $8.0 \mu\text{m}$  发射成协。有相当一部分落在了环形结构、纤维结构和双极结构上。在  $^{12}\text{CO}$  发射强的地方也有大量候选 YSOs 的出现 (见图 4.16 右图)。非常有意思的是, 环形结构可以同时被 PAH 发射 (示踪光致离解区和电离波前)、分子气体发射和 YSOs 的空间分布所示踪。所有的这些观测特点都支持了通过“聚集与坍缩” (Collect and Collapse) 过程触发恒星形成的情景。

对于这一初步假设的更多支持来自于分子团块的分布。如图 4.16 左图所示, 有 5 个团块是围绕环形结构的边沿分布的。其中 4 个的拉伸方向沿着环形结构, 而且这些团块的出现并没有破坏环形结构。上述特征说明这些团块形成于被聚集起来的物质, 并和电离波前与激波波前一同向外运动<sup>[13]</sup>。

为了评估 N6 尘泡中是否能够发生“聚集与坍缩”过程进而触发恒星形成,

我们使用如下关系估算了被包围的电离氢区的动力学年龄 ( $t_{\text{dyn}}$ ) [294]：

$$t_{\text{dyn}} = \left( \frac{4R_s}{7c_s} \right) \left[ \left( \frac{R}{R_s} \right)^{7/4} - 1 \right]. \quad (4.6)$$

此处， $R = 6.4 \text{ pc}$  是环形结构的有效半径， $c_s = 10 \text{ km s}^{-1}$  是电离气体的等温声速。 $R_s = [3N_{ly}/(4\pi n_0^2 \alpha_B)]^{1/3}$  为斯特龙根球半径，其中  $\alpha_B = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$  是氢元素除基态外所有能级的复合系数 [295]， $N_{ly} = 6.1 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$  是激发星的电离光子率， $n_0$  是周围介质的初始密度。假设，初始密度为  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ ，我们估算 N6 包围的电离氢区的动力学年龄约为  $2.1 \times 10^6 \text{ yr}$ 。由于尘泡的破裂可能已经发生了一段时间，这里得到的时标很有可能是被低估了的。

“聚集与坍缩”的发生需要在一个不长于电离氢区动力学年龄的时间内碎裂成单独的团块。Whitworth et al. (1994) 提出了一个“聚集与坍缩”的分析模型 [296]，并被证实是可行的 [297]。对于一个由聚集物质组成的壳层，其碎裂时标由下式给出 [296]：

$$\left( \frac{t_{\text{frag}}}{\text{Myr}} \right) \approx 1.56 \left( \frac{a_s}{0.2 \text{ km s}^{-1}} \right)^{7/11} \left( \frac{N_{ly}}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1/11} \left( \frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-5/11}, \quad (4.7)$$

此处， $a_s$  为中性介质的声速。在一个聚集壳层中，典型的声速处在  $0.2\text{--}0.6 \text{ km s}^{-1}$  之间 [296]。那么，可以得到 N6 环形结构的碎裂时标为 1.6 到 3.3 Myr。如果声速取下限，碎裂时标是小于电离氢区的动力学时标的，则 N6 中满足“聚集与坍缩”过程发生所需的条件。

Dale et al. (2007) 开展的数值模拟工作发现，光谱型早于 O7 的恒星驱动的电离氢区是能够聚集足够的物质形成致密壳层并发生坍缩形成新的恒星的 [297]。若果真如此，N6 中探测到的疑似触发恒星形成是可以通过“聚集与坍缩”过程发生的。

## 4.4 小结

在本项工作中，我们使用多波段观测数据资料对复杂红外尘泡 N6 开展了细致研究。联合紫金山天文台青海观测站 13.7 m 望远镜开展的  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  与  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  成图观测数据和红外巡天存档资料，我们对 N6 中的分子气体状态和恒星形成活动进行了系统探究。

尘泡 N6 在红外波段呈现复杂形态，由一个处于东北侧的环形结构和一个处于西南的纤维结构组成。在环形与纤维结构之间存在一个具有良好对称性的红外亮的双极结构，被我们认为是一个由大质量原恒星驱动的双极外向流系统。

$^{12}\text{CO}$  和  $^{13}\text{CO}$  的观测揭示了以  $2.8$ 、 $16.0$ 、 $34.9$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  为中心的 4 个速度成分。经过对速度通道图和积分强度的分析，我们推测后 3 个成分是与 N6 有物理联系的。其中， $16.0$  和  $45.7 \text{ km s}^{-1}$  两个速度成分起源于膨胀的环形结构，而  $34.9 \text{ km s}^{-1}$  成分则示踪了母云。以  $34.9 \text{ km s}^{-1}$  作为系统速度，我们估算 N6 的距离约为  $3.5 \text{ kpc}$ 。

基于分子谱线积分强度，我们证认了 10 个分子团块。由于观测时天气情况不佳，系统温度偏大，带来较大的噪声，致使仅有 5 个团块同时具有可信的  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  和  $^{13}\text{CO } J = 1 - 0$  探测。这些团块具有  $230$  到  $6\,000 M_{\odot}$  的气体，均大于自身的维里质量，处于引力束缚态，具有坍缩形成恒星的潜力。另外 5 个团块仅有可信的  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  探测。其中仅有团块 I 具有大于维里质量的 non-LTE 质量。

在这 10 个团块中，有 5 个（A、B、G、H 和 I）是沿环形结构分布的。其中 4 个是顺着环形结构拉伸的。这些特点都符合“聚集与坍缩”的情景。

基于双色图的方法，我们在 N6 中证认出了 1 000 余颗候选 YSOs。这些 YSOs 倾向于成团分布。它们大多与红外及  $^{12}\text{CO}$  发射成协。而且，YSOs 的分布可以较好地再现红外波段探测到的环形结构。

PMO 的观测揭示了环形结构中沿西北-东南方向的速度梯度，表明环形结构可能正在膨胀。我们认为这个环形结构是由一个电离氢区产生的。但是由于尘泡的破损，该电离氢区已不能提供足够动力驱动尘泡继续膨胀。来自激发源的星风是环形结构维持膨胀的重要原因。

我们估算了电离氢区的动力学年龄约为  $2.1 \text{ Myr}$ ，与环形结构碎裂需要的时标（ $1.6$  到  $3.3 \text{ Myr}$ ）相当。这一结果与沿环形结构分布的大量 YSOs 共同表明“聚集与坍缩”过程可能在 N6 的结构演化与恒星形成中扮演重要角色。

## 第五章 光学可见发射线星对母云的作用：L1174 中的分子环境与恒星形成

### 5.1 引言

L1174 是一个落在仙王座的中低质量恒星形成区<sup>[298]</sup>，是 L1167/L1174 分子云复合体的一部分，由 Lynds (1962) 首次发现<sup>[299]</sup>。前人利用多波段连续谱及谱线观测对 L1174 开展过众多研究。针对该源进行的首次分子谱线成图观测是由 Myers, Linke & Benson (1983) 使用  $^{13}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  和  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J = 1 - 0$  开展的<sup>[300]</sup>。之后，Myers et al. (1988), Wu et al. (1992), Butner, Lada & Loren (1995), Bontemps et al. (1996), Williams et al. (1998), Buckle & Fuller (2002) 和 Walsh, Myers & Burton (2004) 等研究团队用  $^{12}\text{CO}$  及其同位素替代分子的谱线对 L1174 进行了研究<sup>[120,301–306]</sup>。Wu et al. (1992) 在 L1174 中探测到了较宽的  $^{12}\text{CO}$   $J = 1 - 0$  线翼，认为该区域有外向流活动<sup>[302]</sup>。Goodman et al. (1993) 使用  $\text{NH}_3(1, 1)$  在 L1174 中探测到了  $0.87 \pm 0.32 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  的速度梯度<sup>[307]</sup>。前人还利用多种其它分子对 L1174 进行了单点与成图观测，这些分子有 HCN、HNC、 $\text{C}_3\text{H}_3$ 、CS、 $\text{HC}_3\text{N}$ 、 $\text{DCO}^+$ 、 $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ 、 $\text{N}_2\text{H}^+$ 、 $\text{C}_3\text{H}_2$ 、 $\text{CH}_3\text{OH}$  和  $\text{c-C}_3\text{H}_2$  等<sup>[303–305,308–313]</sup>。

被充分研究过的知名反射星云 NGC 7023 正处在分子云 L1174 中。该反射星云由一颗名为 HD 200775 的 Herbig Be 星照亮<sup>[298]</sup>。在 NGC 7023 中有三个分处于激发源东面、南面和西北的光致离解区（Photodissociation Regions, PDRs）。在过去十数年，前人利用多波段的中红外和毫米波观测对这些 PDRs 的物理和化学状态开展过细致研究<sup>[314–322]</sup>。其中许多工作对这些区域中的多环芳香烃（Polycyclic Aromatic Hydrocarbon, PAH）的性质进行了探究。此外，NGC 7023 还是首个探测到足球烯（ $\text{C}_{60}$ ）的天体<sup>[315,320,323]</sup>。Abergel et al. (2010) 利用 *Herschel* 红外空间天文台搭载的 SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver) 和 PACS (Photodetecting Array Camera and Spectrometer) 首次在 NGC 7023 中的光致离解区中探测到远红外与亚毫米纤维结构<sup>[317]</sup>。

NGC 7023 的激发源 HD 200775 是具有  $1.5 \times 10^4 L_\odot$  热光度的光谱型为 B3( $\pm 1$ )e 型的大质量 Herbig Be 星<sup>[324]</sup>。实际上 HD 200775 是一个双星系统<sup>[325]</sup>，

主星和伴星的质量分别为  $10.7$  和  $9.3 M_{\odot}$ ，其中主星的年龄约为  $10^5$  yr<sup>[326]</sup>。在 HD 200775 的近邻有一个由早期外向流挖出的空洞<sup>[327]</sup>。在近期的一项工作中，Okamoto et al. (2009) 展示了一个围绕 HD 200775 的扩口盘（Flared Disk）[328]。

分子云 L1174 到观测者的距离尚存争议。在文献资料中出现了不同的数值： $440$  pc<sup>[120,302,307]</sup>、 $429^{+159}_{-90}$  pc<sup>[329]</sup> 和  $288$  pc<sup>[330]</sup>。在本项工作中，我们采用了 Wu et al. (1992) 中给出的  $440$  pc<sup>[302]</sup>。

下面我们将展示使用 KOSMA 望远镜对 L1174 进行的  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  成图观测。利用这些数据我们对 L1174 的物理状态和运动学进行深入探讨，并结合红外存档数据详细考察其中的恒星形成活动。

## 5.2 观测与数据获取

### 5.2.1 KOSMA 观测

在 2003 年 4 月 16 日，我们的合作者使用放置在瑞士的 KOSMA (Kölner Observatorium für SubMillimeter Astronomie) 3 米望远镜对围绕 L1174 大小为  $23' \times 17'$  的区域进行了  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  成图。观测以  $\alpha = 21^h00^m22^s.13, \delta = 68^{\circ}12'52''.9$  (J2000) 为参考点，采取 On-The-Fly (OTF) 模式进行。总的源上积分时间为 85 分钟。

观测时使用的双通道 (230/345 GHz) 超导接收机可以同时覆盖  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$ ，具有  $120$  K 的噪声温度。使用的声光频谱仪在 230 GHz 和 345 GHz 的带宽分别是 248 和 442 MHz，各分布在 1501 和 1301 个通道上。这样的配置在 230 GHz 和 345 GHz 对应的谱分辨率分别是 165 kHz 和 340 kHz，转化为速度分辨率为  $0.22 \text{ km s}^{-1}$  和  $0.29 \text{ km s}^{-1}$ 。进行本项工作中的观测时，230 GHz 和 345 GHz 的系统温度分别为 186 K 和 245 K。通过对木星进行连续谱十字扫描确定的 230 GHz 和 345 GHz 波段的主波束分别是  $130''$  和  $80''$ 。在 2003 观测季，KOSMA 望远镜在 230 GHz 和 345 GHz 的主波束效率分别是 0.68 和 0.72，前向效率为 0.93。观测时的指向精度好于  $10''$ 。

我们使用 GILDAS 软件包内的 CLASS 和 GREG 子程序对 KOSMA 观测数据进行处理和可视化。在数据处理时，所有谱线的基线通过拟合一阶多项式被扣除掉。本章中使用到的谱线强度使用  $T_{mb} = T_A^* F_{\text{eff}} / B_{\text{eff}}$  进行了主波束和前向效率改成。

### 5.2.2 存档数据

*Spitzer* 古德带遗产巡天项目<sup>[331]</sup>（项目编号：30574）使用 *Spitzer* 空间望远镜搭载的 IRAC 和 MIPS 于 2006 年 11 月和 2007 年 2 月对分子云 L1174 进行了观测。这些观测的数据已面向天文界公开释放。我们从 IRSA<sup>2</sup> 上抓取了感兴趣区域的已进行基本定标与改正处理的图形数据，用来对 L1174 中的尘埃分布及与分子气体的相互作用关系进行定性分析。

我们还使用了 2MASS（Two-Micron All-Sky Survey）巡天项目提供的点源测光数据。为了保障数据的可靠性，使用如下条件对数据进行了筛选：(i) 每一个被保留下来的点源必须同时具有可信的 J、H、K<sub>s</sub> 三个波段的测光数据；(ii) 所有点源在 K<sub>s</sub> 波段的测光数据都需要满足信噪比大于 15。利用这些测光数据，我们使用双色图的方法从 2MASS 点源中筛选出了落在研究区域内的候选年轻星天体，并探讨了这些候选 YSOs 的空间分布和相互之间的联系。

此外，我们从 IRAS 点源表中获取了落在兴趣区域内的 6 个 IRAS 点源的测光数据，并对它们的性质和与周围的分子气体及该区内的恒星形成活动进行分析。

## 5.3 结果

图 5.1 展示了 L1174 区域的 <sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  和 <sup>12</sup>CO  $J = 3 - 2$  谱线栅格。几乎所有位置的 <sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  谱线都呈现符合高斯的单峰轮廓。相比较而言，<sup>12</sup>CO  $J = 3 - 2$  的谱线展现出了更为复杂的情形，出现了大范围的双峰结构，表明该谱线在 L1174 分子云中相对光厚，而 <sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  相对光薄。<sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  示踪的分子气体受到光学厚度的影响相对较少，可被用来较好地获得该分子云的相关物理性质。

### 5.3.1 分子云核

如图 5.1a 所示，<sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  的谱线强度随位置在发生显著变化，说明该区域的分子气体具有较为复杂的空间分布。可以看到，在中西部存在一个由致密气体（谱线发射强）包围的空洞（谱线发射弱）。在下面的分析中，我们基于 <sup>13</sup>CO  $J = 2 - 1$  的观测数据，在分子云 L1174 中证认出了具有不同物理性质的分子云核。

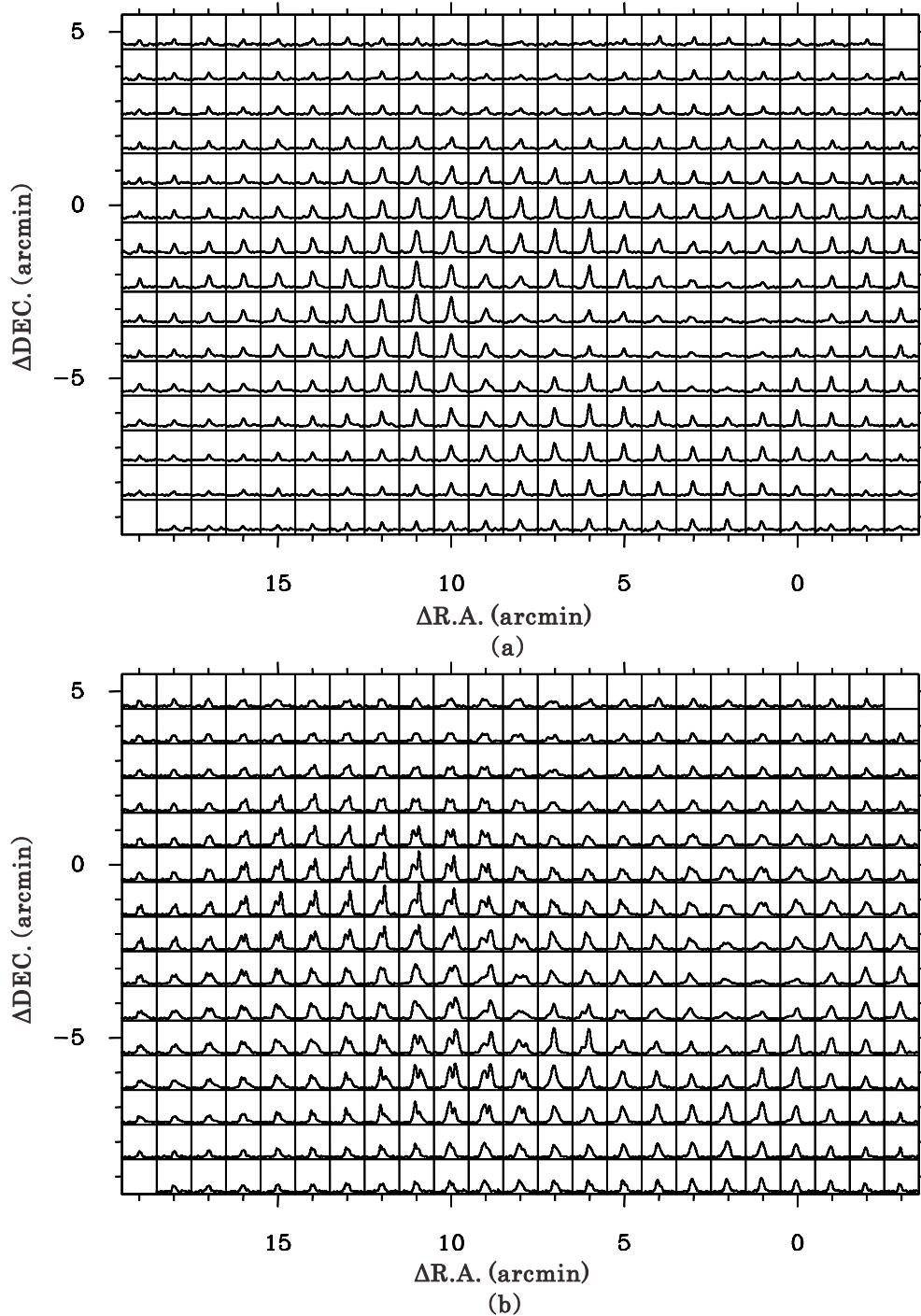


图 5.1: 分子云 L1174 的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线栅格。a).  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  谱线栅格。每一个格子中的谱线速度范围为  $-5$  到  $10 \text{ km s}^{-1}$ , 强度范围为  $-1$  到  $6 \text{ K}$ 。b).  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线栅格。每一个格子中的谱线速度范围为  $-5$  到  $10 \text{ km s}^{-1}$ , 强度范围为  $-1$  到  $13 \text{ K}$ 。

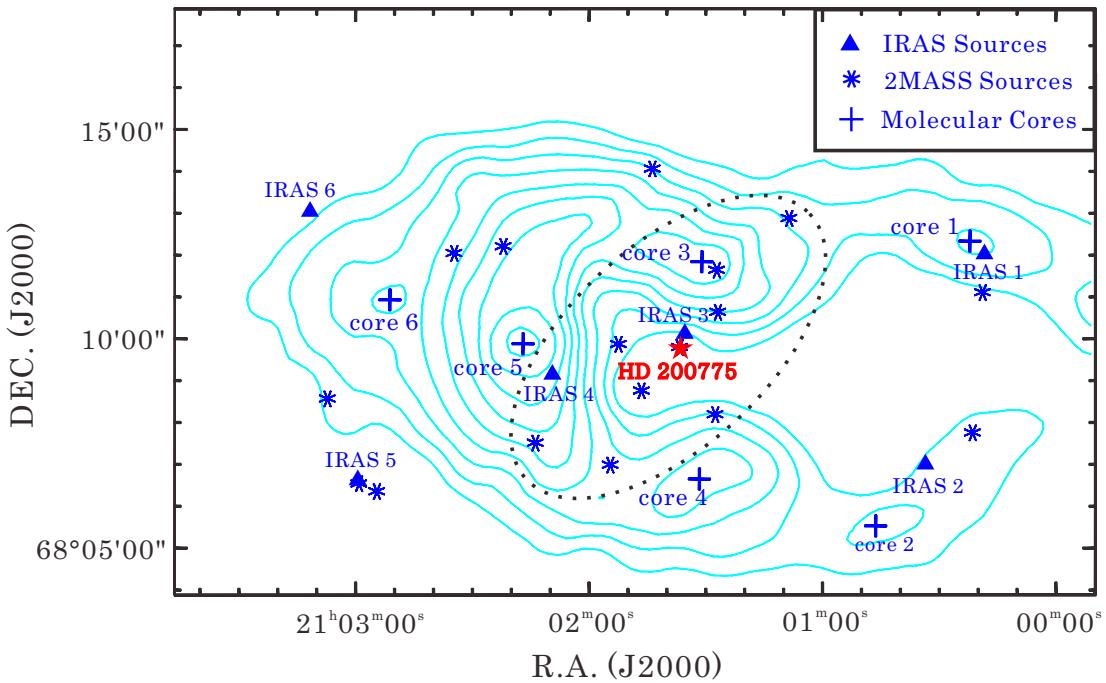


图 5.2:  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  积分强度图。速度积分范围为  $-2$  到  $7 \text{ km s}^{-1}$ 。等值线跨越的积分强度范围是  $4.8$  到  $13.1 \text{ K km s}^{-1}$ , 步长为  $1.5\sigma$  ( $1\sigma = 0.69 \text{ K km s}^{-1}$ )。在本项工作中证认出的 6 个分子云核被用“+”标出。图中的星形“\*”代表从 2MASS 点源中证认出的年轻星候选体。实心三角形标出了落在该区内的 IRAS 点源。在图的中心略偏右的位置，一颗红色的五角星标注反射星云 NGC 7023 的激发星 HD 200775。

### 5.3.1.1 云核的证认

图 5.2 展示了  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  积分强度图。基于该图，我们证认 6 个局域强度峰值为分子云核。按照赤经升序，它们被编号为云核 1 到 6。在表 5.1 的第 2、3 列给出了这些分子云核的赤道坐标。每个云核的大小由云核峰值到  $1/2$  局部峰值等值线的最近距离确定，并转化为物质尺度在表 5.2 的第 2 列中给出。我们估计，这样定出的尺度决定的球中可以包含 80% 的云核质量。

从图 5.2 中可以看到，云核 1-5 围绕一个空腔分布。前人研究表明，该空腔由大质量 Herbig Be 星 HD 200775 在形成与演化早期伴有的强力双极外向流挖出<sup>[327]</sup>。云核 6 落在偏离空腔的东面。云核 1 与红外源 IRAS 2059+6800 成协。云核 3 与一个 2MASS 年轻星候选体 (2MASS J21013520+6810086) 在空间上相关。在其它 4 个云核中没有成协的 IRAS 点源或 2MASS 年轻星候选体。

表 5.1: L1174 中分子云核的拟合参数

Label	R.A. (J2000)	DEC. (J2000)	$^{13}\text{CO}$ ( $J=2-1$ )			$\text{CO}$ ( $J=3-2$ )		
			$T_A^*$ (K)	$v_{LSR}$ (km/s)	FWHM (km/s)	$T_A^*$ (K)	$v_{LSR}$ (km/s)	FWHM (km/s)
core 1	21:00:22.13	68:12:25.9	2.74	2.64(0.01)	2.23(0.04)	5.21	2.40(0.03)	3.97(0.08)
core 2	21:00:45.84	68:05:30.7	2.59	2.29(0.01)	2.13(0.03)	7.94	2.14(0.01)	2.66(0.04)
core 3	21:01:31.11	68:11:46.3	4.60	2.36(0.01)	2.12(0.03)	5.37	1.72(0.02)	3.08(0.05)
core 4	21:01:31.76	68:06:39.1	4.29	2.44(0.01)	1.84(0.02)	8.42	1.91(0.02)	3.05(0.04)
core 5	21:02:17.13	68:09:52.9	5.47	2.54(0.02)	2.20(0.02)	7.97	2.50(0.02)	3.44(0.04)
core 6	21:02:51.30	68:10:54.7	3.06	2.77(0.02)	2.39(0.04)	9.33	3.12(0.01)	3.08(0.04)

表 5.2: L1174 中分子云核的物理参数

Label	R (pc)	$\int T_{mb} dv$ ( $\text{K km s}^{-1}$ )	$N_{^{13}\text{CO}}$ ( $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )	$N_{H_2}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_{(H_2)}$ ( $10^3 \text{ cm}^{-3}$ )	$M_{LTE}$ ( $M_\odot$ )	$M_{vir}$ ( $M_\odot$ )	$P_{ex}/\kappa$ ( $10^5 \text{ K cm}^{-3}$ )
core 1	0.17	8.9(0.2)	4.9(0.2)	3.8(0.5)	3.6(1.0)	4.9(2.2)	174.3(28.1)	3.2(2.5)
core 2	0.18	8.0(0.1)	4.4(0.2)	3.4(0.5)	3.0(0.8)	5.0(2.1)	171.2(25.6)	2.5(1.8)
core 3	0.20	14.2(0.2)	7.8(0.3)	6.0(0.9)	4.8(1.2)	10.9(2.1)	187.6(26.1)	3.5(2.9)
core 4	0.26	11.5(0.1)	6.4(0.3)	4.8(0.7)	3.0(0.7)	15.0(1.8)	183.4(19.8)	1.5(0.7)
core 5	0.24	17.5(0.2)	9.7(0.4)	7.4(1.0)	5.0(1.1)	19.3(2.2)	247.7(26.9)	3.6(1.8)
core 6	0.39	10.6(0.1)	5.9(0.3)	4.5(0.6)	1.9(0.4)	31.0(2.4)	463.0(40.3)	1.7(0.6)

在云核 3、4 和 5 面朝 HD 200775 的方向可以看到明显的强度梯度，说明该 Herbig Be 星对周围星际介质有强烈的反馈作用。

在图 5.3 中给出了 6 个分子云核峰值位置的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线。在所有云核中的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  谱线都呈现单峰高斯轮廓，而  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  的谱线轮廓则不尽相同。在云核 1 中， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现蓝不对称轮廓（双峰结构中的蓝峰强于红峰）并具有较宽的线翼。这条线在云核 2 和 4 中呈现单峰并具有蓝翼，在云核 3 和 5 中呈现微弱的蓝不对称轮廓。不同的是，云核 6 的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现明显的红不对称轮廓。

### 5.3.1.2 局部热动平衡参数

为了以进一步对这些分子云核的性质进行探究，有必要对一些诸如温度、质量等基本参量进行求解。我们对这 6 个分子云核峰值处的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线进行了一维高斯拟合，得到每条谱线的峰值强度、线心速度、半高全宽（FWHM）和积分强度，并在表 5.1 中给出。对于具有双峰轮廓的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线，我们在进行高斯拟合时忽略自吸收位置的数据（在 CLASS 中通过设置 MASK 值来实现）。

在局部热动平衡条件下，联合公式 (4.1) 和 (4.3)，可以得到仅与激发温

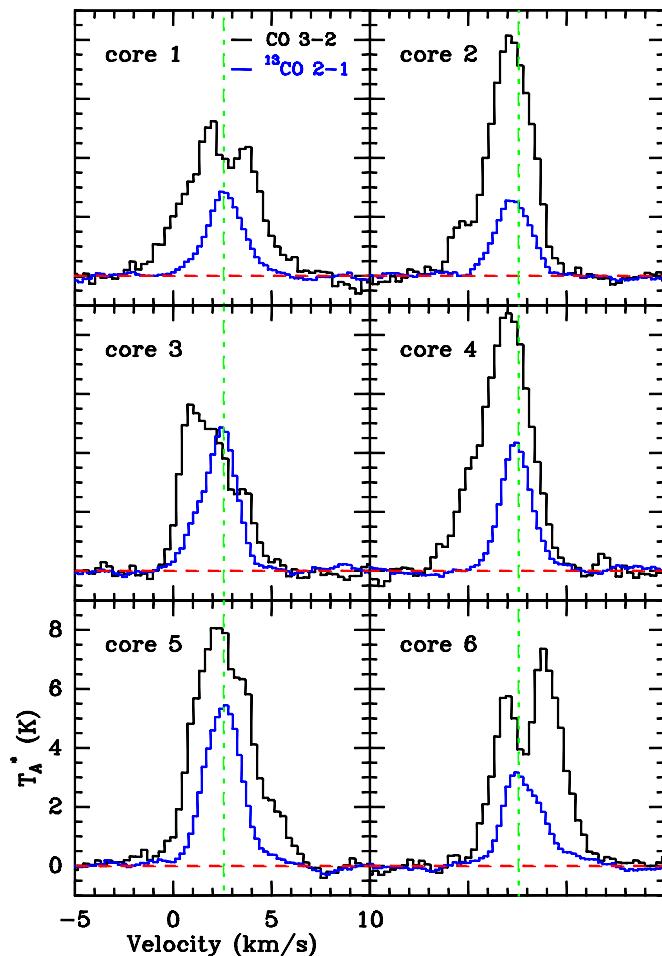


图 5.3: L1174 中分子云核峰值位置的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线。每幅子图中的绿色点-虚线给出了这个区域的系统速度 ( $2.58 \text{ km s}^{-1}$ )。

度和光学厚度相关的线性分子的柱密度表达式：

$$\begin{aligned}
 N_{^{13}\text{CO}} = & \frac{3\kappa^2}{16\pi^3\mu^2hB^2} \frac{\exp[hBJ(J+1)/\kappa T_{ex}]}{(J+1)^2} \times \frac{(T_{ex} + hB/3\kappa)}{[1 - \exp(\frac{-h\nu}{\kappa T_{ex}})]} \\
 & \times \frac{1}{[\frac{1}{\exp(h\nu/\kappa T_{ex})-1} - \frac{1}{\exp(h\nu/\kappa T_{bg})-1}]} \int T_{mb} \frac{\tau dv}{1 - \exp(-\tau)} \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

这里， $\tau$  为线性分子的光学厚度。考虑到  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  相对光薄的特点，上式中  $\frac{\tau}{1-\exp(-\tau)} \sim 1$ 。我们基于 IRAS 点源的平均尘埃温度估计该区域的平均激发温度约为  $20 \pm 4 \text{ K}$ 。带入高斯拟合得到的  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的积分强度，我们

可以得到每个云核的  $^{13}\text{CO}$  的柱密度。在进一步求解氢分子柱密度时，我们使用了经典的  $[\text{CO}]/[\text{H}_2] = 10^{-4}$  丰度比<sup>[332,333]</sup>。考虑到 L1174 距离较近，本工作中使用了本地星际介质的同位素比  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77$ <sup>[269]</sup>。在计算时，我们假设丰度比存在 10% 的误差。上述运算过程得到的密度参数在表 5.2 中给出。

假设所有的云核具有球状形态，它们的质量可以由下式给出：

$$M_{\text{LTE}} = \frac{4}{3}\pi R^3 n_{\text{H}_2} \mu_g m(\text{H}_2). \quad (5.2)$$

这里， $\mu_g = 1.36$  是每个原子的有效原子量， $m(\text{H}_2)$  为氢分子的质量， $n_{\text{H}_2} = N_{\text{H}_2}/2R$  是氢分子的体密度。计算得到的云核质量在表 5.2 的第 7 列中给出。这些云核的质量处在  $4.9$  到  $31 M_{\odot}$  之间，中值为  $14 M_{\odot}$ 。

### 5.3.1.3 维里质量

一个分子云核如果要坍缩，气体质量需超过其维里质量。我们利用 McLaren et al. (1988) 中给出的如下关系<sup>[285]</sup>，在假设物质均匀分布的条件下估算了每个分子云核的维里质量。

$$\frac{M_{\text{vir}}}{M_{\odot}} = 210 \left( \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{R}{\text{pc}} \right). \quad (5.3)$$

此处， $\Delta v$  使用的是  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  的谱线宽度（由高斯拟合得到，在表 5.1 中给出）。在表 5.2 中给出了估算得到的云核维里质量，它们的值在  $171.2$  到  $463 M_{\odot}$  之间，明显大于局部热动平衡假设下求得的气体质量。

### 5.3.2 $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$ 成图

在图 5.4 中以等值线的方式给出了  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  的积分强度。背景为  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  的积分强度。可以看到， $^{12}\text{CO}$  的分布要比  $^{13}\text{CO}$  更为延展。这是因为  $^{12}\text{CO}$  的丰度更高，可以示踪分子云外延相对弥散的区域。 $^{12}\text{CO}$  积分强度的峰值位置也与  $^{13}\text{CO}$  积分强度的峰值位置有偏差。 $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  跃迁在致密区域的自吸收可能是引起二者差异的重要原因。在云核位置，较高的柱密度使得  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  变得光厚，这可以解释  $^{12}\text{CO}$  气体分布在观测上的偏离。

另一个有趣的现象是  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  谱线轮廓表现出的多样性。在 L1174 分子云中成片的区域中存在非对称的双峰谱线轮廓。这样的非对称双峰轮廓

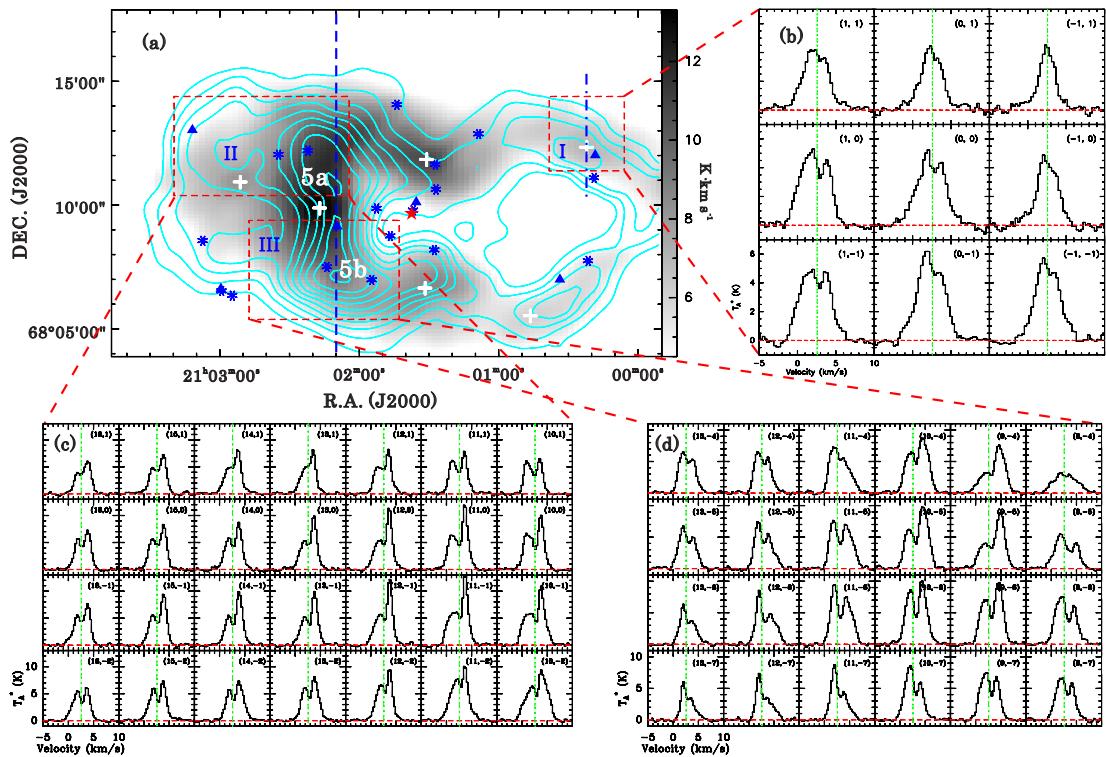


图 5.4: a): L1174  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  积分强度 (等值线) 与  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  积分强度 (灰度) 的叠图。速度积分范围为  $-2$  到  $7 \text{ km s}^{-1}$ 。等值线跨越的积分强度范围是  $14.6$  到  $39.3 \text{ K km s}^{-1}$ , 步长为  $1.5\sigma$  ( $1\sigma = 1.83 \text{ K km s}^{-1}$ )。红色长方形标出了三个子区。其他的符号与图 5.2 中相同。b): 子区 I 中的谱线轮廓。c): 子区 II 中的谱线轮廓。d): 子区 III 中的谱线轮廓。

可以有效示踪分子气体团块运动。蓝不对称轮廓 (双峰中蓝峰较强) 常被认为是存在向内运动的重要观测特征。这样的向内运动可以是坍缩, 也可以是下落等<sup>[334–337]</sup>。对比之下, 红不对称轮廓 (双峰中红峰较强) 可能示踪了向外的运动, 比如膨胀、外向流等。

在图 5.4b-d 中展示了在图 5.4a 中标出的三个子区的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线轮廓。子区 I 刚好与云核 1 对应。该子区中的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线主要以蓝不对称轮廓为主导, 可能与该区域中正在发生的物质下落活动相关 (见 §5.4.1.1)。子区 II 中探测到了大面积的红不对称轮廓。在后面的分析中, 这一现象的出现被归因于 L1174 的整体膨胀 (见 §5.4.2)。子区 III 中的情况更为复杂, 可以看到红不对称与蓝不对称轮廓的交替出现。该子区内复杂的谱线轮廓可能由星风的回流或临近的两个候选 YSOs 的反馈引起 (见 §5.4.2)。

### 5.3.3 成协的 IRAS 点源

在 KOSMA 观测天区范围内有 6 个 IRAS 点源。我们按照赤经递增的顺序把它们编号为 IRAS 1-6，并用实心三角在图 5.2 和图 5.4 中标出。在表 5.3 中给出了这 6 个源的 IRAS 名字和测光数据。如图 5.2 所示，IRAS 20597+6800（本工作中的 IRAS 1）和 IRAS 21009+6758（本工作中的 IRAS 3）分别与云核 1 和 HD 200775 成协。

我们利用公式 (3.1) 求解了这 6 个 IRAS 点源的总流量密度，并结合 440 pc 的距离进一步得到了它们的热光度。同时我们求解了每个源的  $\log(\frac{F_{25}}{F_{12}})$  和  $\log(\frac{F_{60}}{F_{12}})$  色指数，连同热光度一起在表 5.3 中给出。

我们把 IRAS 点源与 2MASS 点源进行了交叉证认。证认 IRAS 点源的 2MASS 对应体时，要求满足如下条件：(i) 符合条件的成协 2MASS 点源必须落在一个 IRAS 点源的误差椭圆内；(ii) 如果在一个 IRAS 点源的误差椭圆内存在多于一个的 2MASS 点源，把颜色最红的一个认为是 IRAS 点源的 2MASS 对应体。在 IRAS 1、IRAS 2、IRAS 4 和 IRAS 6 的误差椭圆内，没有找到 2MASS 对应体。仅有一个 2MASS 点源落在了 IRAS 3 的误差椭圆内，无争议地被认为是该 IRAS 源的 2MASS 对应体。在 IRAS 5 的误差椭圆内存在两个 2MASS 点源。其中距离 IRAS 5 最近的一个呈现出更红的颜色，被认为是该 IRAS 源的 2MASS 对应体。交叉认证的结果在表 5.3 的第 12 列中给出。

### 5.3.4 2MASS 年轻星候选体

我们基于近红外色指数 ( $[J - H]$  和  $[H - K_s]$ ) 对筛选出的高品质 2MASS 点源进行了进一步的审查，以证认出候选的年轻星天体。我们把获取的 L1174 天区内的 2MASS 源点在图 5.5 所示的  $[J - H]$  vs.  $[H - K_s]$  双色图中。其中色指数同时满足  $[J - H] < 1.8[H - K_s] - 0.103486$  和  $[H - K_s] > 0.5$  的源被认为是候选 YSOs<sup>[338]</sup>。在本工作研究的天区内，共证认出 17 个具有红外超射的年轻星候选体，在图 5.5 中被用红色十字表示。根据到 HD 200775 的投影距离，这 17 个候选 YSOs 被命名为 2MASS 1 到 2MASS 17。这 17 个源中，有 3 个被 Kun et al. (2009) 证认为主序前星<sup>[339]</sup>，有 11 个被 Kirt et al. (2009) 证认为是年轻星候选体<sup>[340]</sup>。在表 5.4 中给出了这些 2MASS 年轻星候选体的测光数据和色指数等信息。

表 5.3: L1174 区域成协的 IRAS 点源的性质

	IRAS Name	$F_{12}$ (Jy)	$F_{25}$ (Jy)	$F_{60}$ (Jy)	$F_{100}$ (Jy)	$f_{qual}^a$	$\log(\frac{F_{25}}{F_{12}})$	$\log(\frac{F_{60}}{F_{12}})$	$L_{IR}$ ( $L_\odot$ )	$T_d^b$ (K)	2MASS Association
IRAS 1	IRAS 20597+6800	0.250	0.823	4.48	55.13	1331	0.52	1.25	7.85	18.96	Null
IRAS 2	IRAS 20599+6755	0.677	0.595	18.98	1095.00	1231	-0.06	1.45	122.94	14.53	Null
IRAS 3	IRAS 21009+6758	26.660	76.770	637.70	1095.00	3333	0.46	1.38	364.98	31.02	J21013520+6810086
IRAS 4	IRAS 21015+6757	1.524	4.252	48.07	1095.00	3311	0.45	1.50	133.86	16.90	Null
IRAS 5	IRAS 21023+6754	0.266	0.387	0.40	15.46	3311	0.16	0.18	2.31	15.46	J21025943+6806322
IRAS 6	IRAS 21025+6801	0.357	0.796	10.66	25.17	3333	0.35	1.48	6.46	28.13	Null

<sup>a</sup>Flux density quality, 1 for an upper limit, 2 for moderate quality, and 3 for high quality.<sup>b</sup>Dust temperatures were derived from color temperatures  $T_{c(60/100)}$  defined by Henning et al. (1990) [231];  $T_d \approx T_c(60/100) = \frac{96}{(3+\beta)\ln(\frac{100}{60}) - \ln(\frac{F_{60}}{F_{100}})}$ .

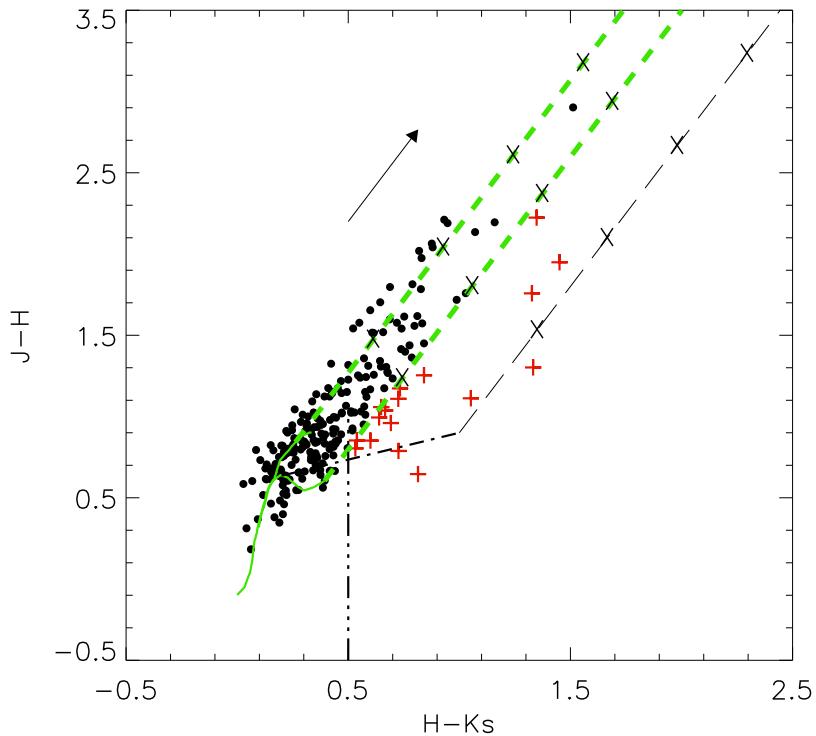


图 5.5:  $[J - H]$  vs.  $[H - Ks]$  双色图。在本项工作中证认出的 YSOs 被用红色十字表示。图中线条与图 3.4a 中相同。

## 5.4 讨论

### 5.4.1 分子云核

#### 5.4.1.1 云核演化状态

在不同的云核中  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线呈现多样的轮廓特征。这一特点和它们与红外源间的成协关系，表明这些云核可能处在不同的演化阶段。

云核 1 是这些云核中个头最小的一个。它与红外源 IRAS 20597+6800 成协，意味着可能正在孕育新的恒星。该云核峰值位置的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线呈蓝不对称轮廓，说明可能存在物质下落。基于 Myers et al. (1996) 中给出简易辐射转移解析模型<sup>[215]</sup>，我们估算该云核具有约  $0.43 \text{ km s}^{-1}$  的下落速度。在图 5.6a 中给出了穿过云核 1 沿南北方向切取的位置-速度图。这是一个典型的反映蓝不对称轮廓的 P-V 图，是有物质下落的重要支持<sup>[341]</sup>。此外，在该 P-V 图

表 5.4: 2MASS 年轻星候选体

	2MASS Name	$m_J$ (mag)	$m_H$ (mag)	$m_{Ks}$ (mag)	$J - H$ (mag)	$H - Ks$ (mag)	$J - Ks$ (mag)	$\alpha^*$	$D_{Angle}^*$ (armin)
2MASS 1#	J21013691+6809476	6.111	5.465	4.651	0.65	0.81	1.46	0.47	0.00
2MASS 2# <sup>†</sup>	J21012706+6810381	12.323	11.150	10.417	1.17	0.73	1.91	0.96	1.24
2MASS 3# <sup>†</sup>	J21014672+6808453	11.792	10.798	10.159	0.99	0.64	1.63	0.95	1.38
2MASS 4#	J21015265+6809520	14.062	13.004	12.356	1.06	0.65	1.71	1.00	1.47
2MASS 5	J21012774+6808114	13.999	13.195	12.663	0.80	0.53	1.34	0.94	1.82
2MASS 6#	J21012734+6811383	15.378	13.154	11.806	2.22	1.35	3.57	0.96	2.05
2MASS 7	J21015475+6806590	14.116	13.264	12.664	0.85	0.60	1.45	0.87	3.26
2MASS 8#	J21010870+6812525	14.736	13.627	12.902	1.11	0.73	1.83	0.92	4.05
2MASS 9#	J21021404+6807306	15.768	14.656	13.604	1.11	1.05	2.16	0.62	4.14
2MASS 10#	J21014391+6814033	15.036	13.734	12.402	1.30	1.33	2.63	0.57	4.31
2MASS 11	J21022228+6812121	16.434	15.180	14.339	1.25	0.84	2.10	0.89	4.86
2MASS 12	J21023492+6812024	15.337	14.377	13.685	0.96	0.69	1.65	0.84	5.84
2MASS 13	J21002149+6807452	17.019	15.261	13.934	1.76	1.33	3.09	0.77	7.30
2MASS 14	J21001891+6811062	15.386	14.533	13.994	0.85	0.54	1.39	0.98	7.37
2MASS 15#	J21025484+6806210	15.661	13.712	12.261	1.95	1.45	3.40	0.78	8.02
2MASS 16# <sup>†</sup>	J21025943+6806322	13.871	13.083	12.357	0.79	0.73	1.51	0.65	8.34
2MASS 17#	J21030756+6808339	12.435	11.398	10.732	1.04	0.67	1.70	0.95	8.52

\* 2MASS index defined as  $\alpha = \frac{[J - H]}{1.8[H - Ks] - 0.1035}$ , where  $[J - H]$  and  $[H - Ks]$  are 2MASS color indices. While  $\alpha = 1$ , a 2MASS point source will be located on the right dashed line in Figure 5.5 which is the locus dividing reddened normal field stars and T Tauri stars [231, 248, 338]. An younger YSO would possess a smaller 2MASS index.

\* Angle distance to HD 200775.

# Identified to be YSO candidate by Kirk et al. (2009) [340].

† Identified to be pre-main-sequence star by Kun et al. (2009) [339].

中可以看到云核 1 位置有明显的线翼。这一观测特征常被归因于恒星形成区中的外向流活动 [342]。Wu et al. (1992) 使用  $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$  对该位置进行了单点观测，探测到显著的线翼发射，并提议有外向流活动的存在 [302]。在 Wu, Huang, & He (1996) 给出的外向流源表中，L1174（对应于本工作中的云核 1）被划分为双极外向流源 [343]。在图 5.6b 中展示了线翼的积分强度。该图中，外向流的红瓣较为明显，而蓝瓣相对更延展且与东南位置的大尺度结构混在了一起。这可能是受 HD 200775 的反馈影响所致。

云核 2 是所有云核中柱密度最小的一个。该云核峰值位置的  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  呈现单峰轮廓。相对而言，云核 2 较为弥散。在该云核位置没有成协的 IRAS 源或 2MASS 年轻星候选体。这些观测特征说明云核 2 正处于恒星形成尚未开始的极早演化阶段。

云核 3 与一个候选年轻星天体 2MASS J21022734+6811383（本工作中的 2MASS 6）成协。该 2MASS 点源具有较大的红外超射 ( $[J - H] = 2.22$ ,  $[H - Ks] = 1.35$ )，可能尚处于深嵌埋相的早期演化阶段。云核 3 峰值位置的

$^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现非高斯的单峰轮廓，其谱线峰值相对系统速度显著蓝移，表明该云核可能存在下落运动。如图 5.2 中所示，该云核的南侧明显受到 HD 200775 反馈作用的挤压而呈现出显著的强度梯度。

云核 4 峰值位置的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现单峰轮廓。该云核的密度偏低，与云核 2 相当。同样没有发现成协的红外源，说明它可能处在与云核 2 相似的演化阶段。

云核 5 是所有云核中最致密的一个。从图 5.2 中可以看到，该云核西侧具有大的强度梯度，表明它被 HD 200775 的星风强烈挤压。在  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  的成图中，该云核被分辨为两个（即云核 5a 和 5b，见图 5.4）。红外源 IRAS 21015+6775 刚好落在了云核 5a 与 5b 之间。其中云核 5b 与候选年轻星天体 2MASS J21021404+6807396（即本工作中的 2MASS 9）成协。与 2MASS 6 相比，2MASS 9 具有略小的红外超射 ( $[J - H] = 1.11$ ,  $[H - K_s] = 1.05$ )，表明云核 5b 可能处在比云核 3 略晚的演化阶段。在图 5.7a 中给出了穿过云核 5a 和 5b 沿南北方向切取的 P-V 图。相比较图 5.6a，这里呈现的是典型的红不对称轮廓<sup>[341]</sup>。如图 5.7b 所示，在云核 5a 和 5b 峰值位置的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线均呈现红不对称轮廓。L1174 的整体膨胀可能是该观测特征的诱因。

云核 6 是所有云核中最大、最重、最弥散的一个。在该云核峰值位置的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现红不对称轮廓。没有探测到与云核 6 成协的红外源。这些特点说明，该云核可能尚处于较早的演化阶段。如图 5.4 所示，云核 6 刚好落在由红不对称轮廓主导的子区 II 中。该云核中的红不对称轮廓可以归因于 L1174 的整体膨胀。

#### 5.4.1.2 潜在坍缩

相较于其它中低质量恒星形成区，L1174 中的云核线宽明显偏大（见表 5.1）。在一个温度约为 20 K 的分子云中，热声速大约为  $0.27 \text{ km s}^{-1}$ <sup>[28]</sup>，远小于我们观测到的线宽。这说明，非热运动是 L1174 中谱线致宽的主要来源。这些非热致宽可以有多种来源。比如，云核可能形成于湍动的分子云中并在较长时间内保持湍动<sup>[344]</sup>。此外，在恒星形成过程中的一些团块运动也可以引起谱线致宽。这些团块运动可以是下落、外向流、星风、转动等<sup>[337, 345]</sup>。在有恒星形成活动的云核 1 和 3 中，团块运动可能对谱线的致宽做出了重要贡献。而其它没有发现成协红外源的云核则大多可能尚处于湍动状态。

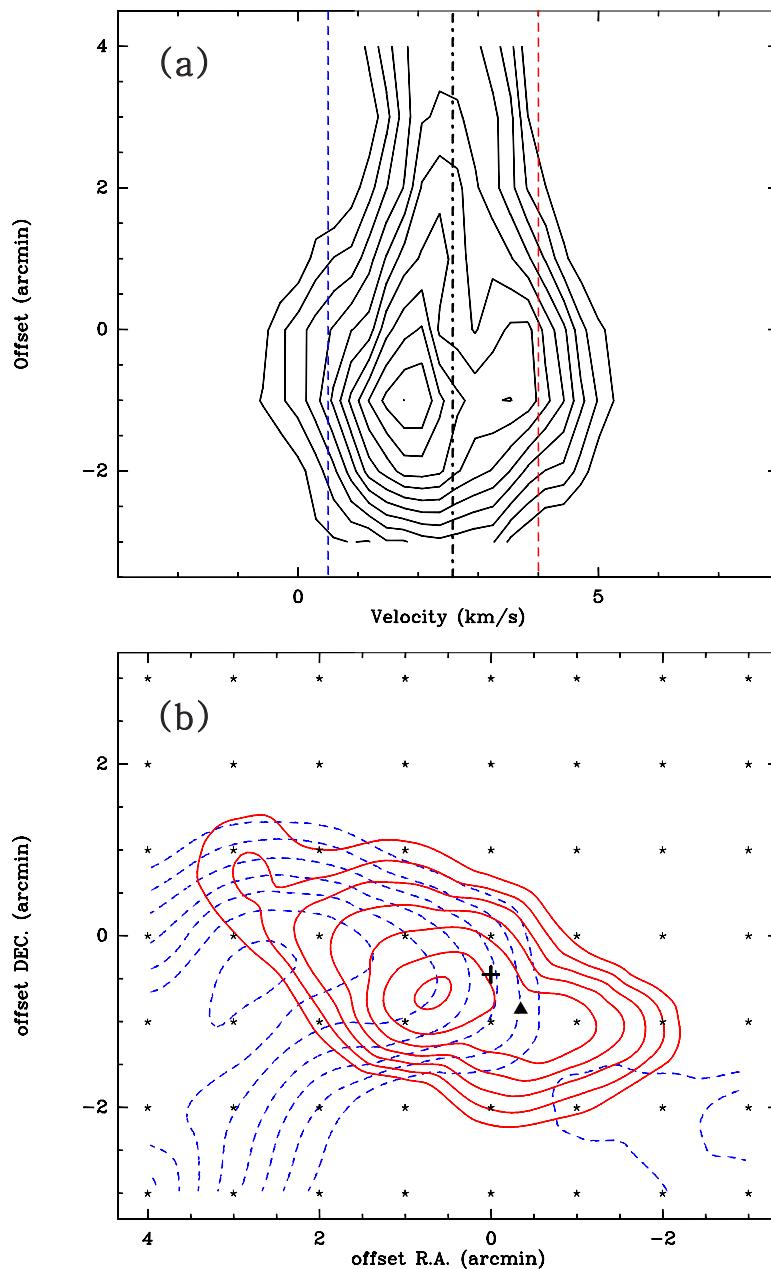


图 5.6: a): 穿过云核 1 沿南北方向切取的  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  位置-速度图。等值线从峰值的 20% 开始, 步长为 8%, 峰值强度为 6.18 K。垂向的点-虚线标出了系统速度  $2.58 \text{ km s}^{-1}$ 。两条虚线分表给出了蓝翼和红翼开始的位置。b):  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  线翼积分强度图。红翼的积分速度范围为  $4\text{--}6 \text{ km s}^{-1}$ , 等值线开始于  $2.11 \text{ K km s}^{-1}$ , 步长为  $0.33 \text{ K km s}^{-1}$ 。蓝翼的积分速度范围是  $-1\text{--}0.5 \text{ km s}^{-1}$ , 等值线起始于  $1.95 \text{ K km s}^{-1}$ , 步长为  $0.37 \text{ K km s}^{-1}$ 。十字标注了云核 1 的位置, 实心三角代表 IRAS 20597+6800。

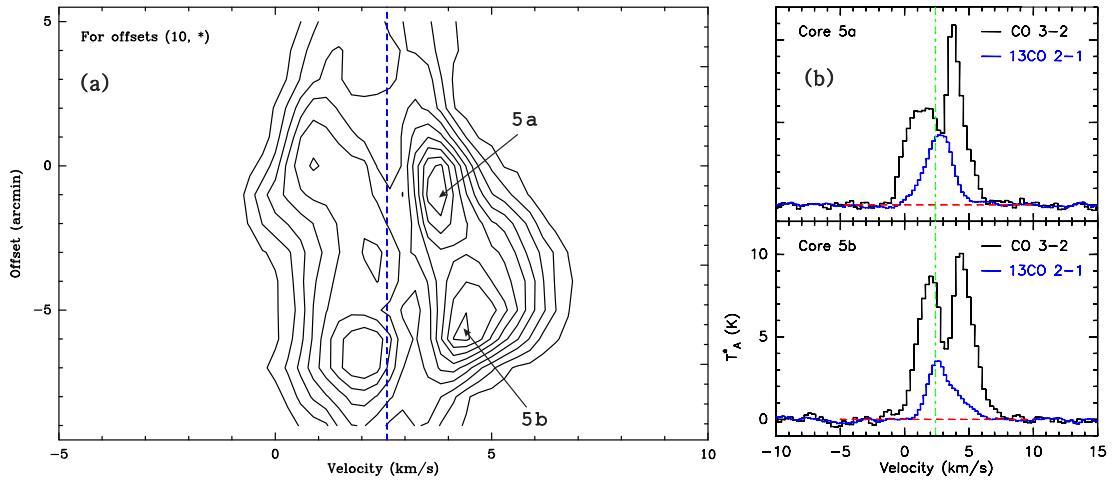


图 5.7: a): 沿图 5.4a 中垂向虚线切取的  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  位置-速度图。等值线从峰值的 15% 开始, 以 7.5% 为步长, 峰值强度为 10.9 K。虚线给出了 L1174 的系统速度  $2.58 \text{ km s}^{-1}$ 。b): 云核 5a 和 5b 峰值位置的  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO } J = 3 - 2$  谱线。

如表 5.2 所示, 所有云核的维里质量均大于自身的 LTE 质量, 说明单靠引力不足以使它们处在束缚状态。Lee et al. (2011) 和 Wang et al. (2008) 在恒星形成区 IRAS 05345+31571 和 MWC 1080 中得到了具有类似质量关系的云核状态<sup>[346, 347]</sup>。Saito et al. (2006) 指出, 非湍动云核往往具与 LTE 质量相当的维里质量, 而在湍动云核中维里质量往往大于 LTE 质量<sup>[344]</sup>。这样的云核需要外界压力的帮助才能维持束缚状态。

我们按照 Saito et al. (2006) 中的方法估算了 L1174 中云核维持束缚状态所需的外界压力。在考虑外界压力的情况下, 维里方程可以改写为<sup>[344]</sup>:

$$F = 2U + \Omega - 4\pi R^3 P_{ex} \quad (5.4)$$

这里,  $U = \frac{1}{2}M\sigma^2$  是云核动能,  $\Omega = -\frac{3GM^2}{5R}$  是云核引力势能,  $R$  是云核的半径。公式中用到的速度弥散  $\sigma$  由  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  的线宽确定 ( $\sigma = \Delta v / 2\sqrt{2\ln(2)}$ )。当合力  $F = 0$  时, 我们可以得到所需的外界压力的下限。得到的压力与玻尔兹曼常数的比值放在了表 5.2。我们发现, 在 L1174 中探测到的这 6 个分子云核均需要约  $P_{ex}/k \sim 10^5 \text{ K cm}^{-3}$  的外界压力方能维持引力束缚状态。

McKee & Tan (2003) 提出作用于一个分子云核表面的外界压力与分子云核

的面密度之间存在如下关系<sup>[28]</sup>：

$$P_{s,core} = 0.85 \times 10^9 \Sigma^2 \text{ K cm}^{-3}. \quad (5.5)$$

此处， $\Sigma = 1.36 N_{H_2} m(H_2)$  是以  $\text{g cm}^{-2}$  为单位的云核面密度。把该式应用于本项工作，我们发现所有的云核表面均应受到了约  $10^5 \text{ K cm}^{-3}$  的外界压力。这与它们维持束缚状态所需的外界压力基本相当。此外，来自中心 Herbig Be 星 HD 200775 的星风还可以提供额外的压力帮助临近的云核保持束缚系统。因此，我们认为在 L1174 中探测到的这些湍动分子云核在外界压力的帮助下依然是束缚系统。

如上所述，在本工作中探测到的云核中，湍动在抗衡引力方面扮演重要角色。然而，前人的研究表明，这种抗衡作用也许不能长期存在并真正阻挡云核发生坍缩。研究发现，云核中湍动在较短的时标内会耗散掉。在一个密度约为  $10^3 \text{ cm}^3$  的云核中，湍动的耗散时标约为  $10^5 \text{ yr}$  远小于其自由下落时标（约为  $10^6 \text{ yr}$ ）<sup>[177]</sup>。基于这些观测事实和考虑，我们认为在 L1174 中探测到的这些分子云核还是有潜力发生坍缩并孕育恒星的。

#### 5.4.2 整体运动特征

对比图 5.4 中展示的子区 I、II、III 中的谱线可以看到系统的差异。处于西边的子区 I 中的谱线的线心相对系统速度是偏蓝的，而在子区 II 和 III 中谱线的线心则是偏红的。这样的速度差异在  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  中的谱线中也有所体现。表 5.1 中给出的 6 个云核的  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  线心速度是随着赤经的增加而变大的（向红端移动）。在图 5.8 中展示的  $^{13}\text{CO } J = 2 - 1$  线心速度的分布中，可以看到系统的速度变化。我们估计在 L1174 中存在约  $0.94 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  的速度梯度，这一数值与 Goodman et al. (1993) 中得到的结果基本一致<sup>[307]</sup>。这可能要归因于该区域内最大质量恒星 HD 200775 的星风作用。然而，类似的速度梯度也可能是由分子云的转动引起的。

大质量恒星 ( $M_* \geq 8 M_\odot$ ) 的强烈反馈可以对母分子云产生深刻的影响。强烈的辐射压和星风可以破坏分子云，从而限制里面的恒星形成活动；相反，它们也可以帮助形成致密的分子云核或引起既有分子云核的提前坍缩，从而促进近邻恒星形成活动的发生。在 L1174 中，拥有约  $10 M_\odot$  的大质量 Herbig Be 星 HD 200775 可以产生强烈的星风，吹动整个分子云使之发生整体膨胀。由该

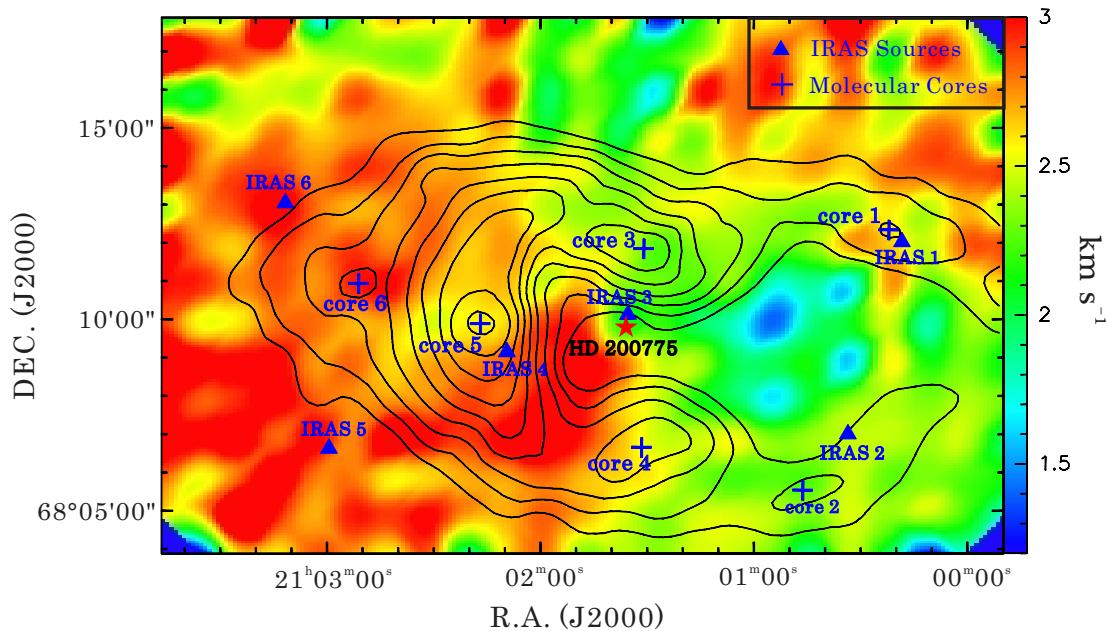


图 5.8:  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  线心速度分布图。等值线为  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的强度, 与图 5.2 中相同。

年轻恒星驱动的强力星风或外向流已经吹走了近邻物质并在其西侧挖出了一个空腔。被吹散的物质在空腔的周围再次聚集, 形成了当下看到的纤维状结构。在 HD 200775 的东侧, 物质更为致密, 并没有被星风吹散。然而, 星风的作用还是足以使之发生膨胀的。

$^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  谱线的轮廓特征也为该区域的整体膨胀图景提供了进一步的支持。如图 5.1b 所示, 该谱线呈现出大范围的红不对称轮廓。如 §5.3.2 中所述, 这样的红不对称轮廓可以在膨胀的分子云 (或云核) 或外向流中探测到。在 L1174 中, 我们观测到的红不对称轮廓更像源于分子云的膨胀。由于外向流往往具有被限制在一定方向的瓣, 引起的红不对称轮廓应该被限制在较小的张角内。在一个中心具有加热源的膨胀分子云的图景中, 红移的发射来自于离观测者较远的一侧, 而蓝移的发射来源于离观测者较近的一侧。由于紧邻中心激发星最近的区域温度最高, 那么观测者将看到蓝移部分的偏冷的成分和红移部分偏热的成分。这样一来, 红移的发射峰将永不低于蓝移的发射峰, 出现观测到的红不对称轮廓。

然而, 并非整个 L1174 中  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  的发射均呈现红不对称轮廓。

这一点看起来像是与整体膨胀的情景不符。经仔细分析，这些看似矛盾的地方还是可以解释的。从图 5.1 和 5.4 中可以看到，在 L1174 的西北部， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  主要以蓝不对称轮廓轮廓为主。这与处在该位置的云核 1 中正在发生的物质下落有关。在西南部分， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  主要以单峰为主。这可能是因为此处的物质分布较为弥散， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  变得光薄，不具备发生自吸收的密度条件。另外一点不符来自子区 III 中的复杂谱线轮廓。在该子区中， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现红蓝交替的不对称双峰轮廓。除了受到膨胀的影响外，其它破坏谱线轮廓一致性的因素也需要考虑。在图 5.4d 最右列中的蓝不对称轮廓可能是星风回流引起的。在分子云的东南侧，有两个候选年轻星天体。它们是 2MASS J21025484+6806210 和 2MASS J21025943+6806322，分别对应本工作中的 2MASS 15 和 2MASS 16。从图 5.2 和 5.4a 中可以看到这两个源的反馈正在挤压分子气体。特别地，2MASS 15 具有较大的红外超射，可能处在一个较早的伴有外向流活动的演化阶段，也许是图 5.4d 左边 3 列蓝不对称轮廓的诱因。

### 5.4.3 触发恒星形成

在图 5.9 中展示了以 HD 200774 为中心的局域情况。图中的灰度背景为 *Spitzer*/IRAC 的  $4.5 \mu\text{m}$  发射。该波段的发射主要来自  $\text{H}_2(v = 0 - 0)$ ,  $\text{s}(9, 10, 11)$  和  $\text{CO}(v = 1 - 0)$ ，是激波活动的重要示踪器<sup>[86, 228, 229]</sup>。在 HD 200775 的南北两侧可以看到明显的激波特征。这些激波可能是由 HD 200775 的超声速星风与周围慢速气体作用产生的。在 HD 200775 东侧靠近 IRAS 4 的地方还可以看到微弱的  $4.5 \mu\text{m}$  发射。这可能是早期激波活动残留的踪迹。我们认为在 L1174 中存在由 HD 200775 星风引起的间歇性激波的存在。

在图 5.9 中，我们用等值线给出了  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的积分强度分布，可以间接反映分子气体的密度分布。可以看到，云核 3、4、5 朝向 HD 200775 的一侧均呈现出明显的强度梯度，说明它们受到了来自 HD 200775 强星风的挤压。来自 HD 200775 的反馈有可能促使了这些云核的形成，并帮助它们维持束缚状态，甚至帮助它们坍缩从而形成新的恒星。如果这是真的，我们期待能在 HD 200775 的周围看到大的速度梯度。如图 5.8 中所示，HD 200775 的周围的速度梯度确实略微增加，但并不显著。这可能是和 KOSMA 在 230 GHz 的分辨率偏低有关。 $130''$  的主波束将把 0.3 pc 内的变化特征抹平。

在图 5.9 中我们用星形 (\*) 标出了距离 HD 200775 最近的 11 候选年轻星

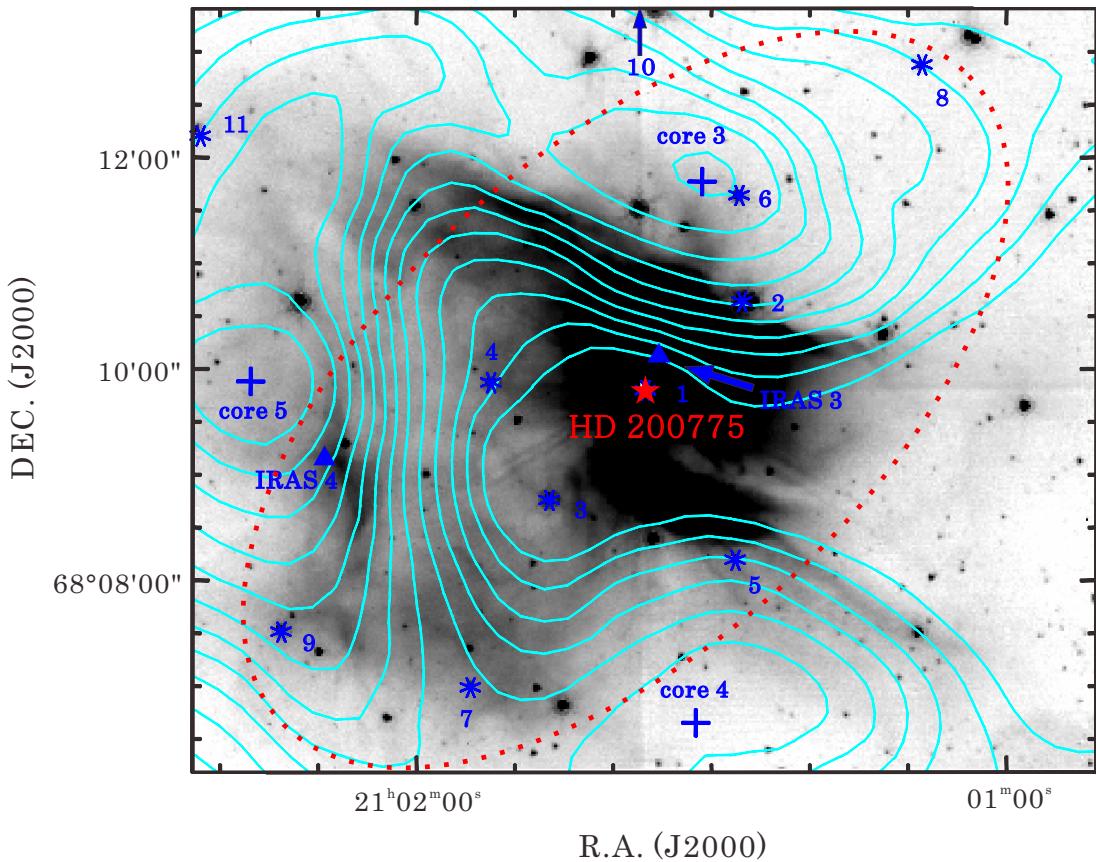


图 5.9: L1174 中心区域特写。灰度给出的是 *Spitzer*/IRAC 4.5  $\mu\text{m}$  波段的发射。等值图是  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的积分强度。十字、三角和星形分别标注了分子云核、IRAS 源和 2MASS YSO 候选体的位置。

天体。值得注意的是，距离中心激发源最近的 9 颗候选 YSOs 恰好沿西北–东南方向分布，与图 5.8 中展示的速度梯度方向一致。这一特征说明该区域有可能存在触发恒星形成。我们定义一个点源的 2MASS 指数  $\alpha$  为：

$$\alpha = \frac{[J - H]}{1.8[H - K_s] - 0.1035}. \quad (5.6)$$

此处， $[J - H]$  和  $[H - K_s]$  为 2MASS 色指数。我们计算了 L1174 中 17 个候选 YSOs 的 2MASS 指数，在表 5.4 中给出。当  $\alpha = 1$  时，一个 2MASS 点源刚好落在图 5.5 中右侧的虚线上。2MASS 指数小于 1 的源被认为是年轻星候选体。2MASS 指数越小的源可能处于一个更早的演化阶段。

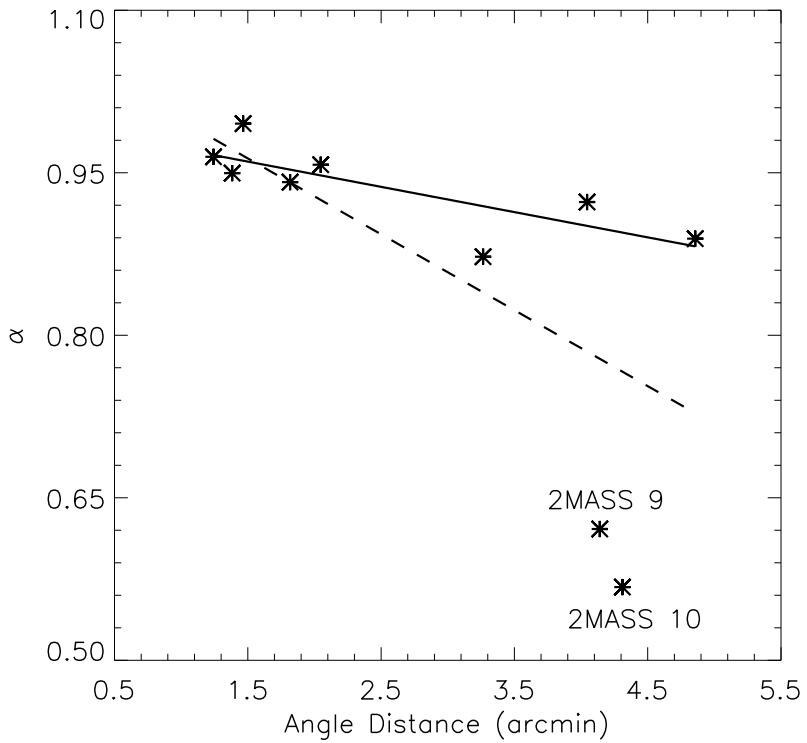


图 5.10：L1174 中心区域距离 HD 200775 最近的 10 个 YSOs 的 2MASS 指数与它们到激发星的角距离间的关系。

在图 5.10 中给出了距离 HD 200775 最近的 10 个候选 YSOs 的 2MASS 指数随其到 HD 200775 距离间的关系。可以看出，2MASS 指数有随到 HD 200775 距离的增加而递减的趋势。为了进一步对这一关系进行考察，我们对数据进行了最小二乘拟合。在图 5.10 中的虚线给出的是使用了全部十个点的数据得到的拟合结果。该拟合给出  $\alpha = (-0.070 \pm 0.028)d + (1.068 \pm 0.089)$ ，其中  $d$  代表到 HD 200775 的角距离。这一关系意味着年龄大的 YSOs 距离 HD 200775 更近，而处于更早演化阶段的 YSOs 则离 HD 200775 更远。然而，这一拟合结果的相关系数  $R^2 = 0.44$  偏小，可信度不高。我们去掉 2MASS 指数最小的 2MASS 9 和 10，对剩下的点重新进行拟合得到  $\alpha = (-0.023 \pm 0.007)d + (0.995 \pm 0.021)$ （图 5.10 中的实线）。这一拟合具有更高的可信度 ( $R^2 = 0.62$ )。有趣的是，随到 HD 200775 距离的增加，年龄变小的趋势依然存在。这一恒星序列形成的特点是对 HD 200775 触发恒星形成的又一重要支持<sup>[181,348]</sup>。

## 5.5 小结

在本项工作中我们使用 KOSMA 3 m 望远镜对分子云 L1174 进行了  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  和  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  两条谱线的成图观测。基于这些观测和存档数据，详细探讨了 L1174 中的分子气体状态和其中的恒星形成活动。

基于  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的积分强度图，证认出 6 个分子云核。它们具有  $5-31 M_{\odot}$  的 LTE 质量。6 个云核中的谱线宽度较宽，表明这些云核和整个 L1174 分子云均处于湍动状态。它们具有  $171-463 M_{\odot}$  的维里质量，比 LTE 质量高出至少一个量级。然而，综合考虑外部压力的作用和 Herbig Be 星 HD 200775 的反馈，这些云核依然具有坍缩并孕育恒星的潜力。

在整个 L1174 分子云中， $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现普遍的非对称双峰轮廓，表明在该恒星形成区中有气体的成块运动。在云核 1 位置观测到了纯粹的蓝不对称轮廓，说明该云核正在发生物质下落。在云核 1 出观测到的线翼揭示了一个双极外向流系统。

在 HD 200775 的东侧，有大片的区域中  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$  呈现红不对称轮廓。 $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  的线心速度分布显示，L1174 中存在沿西北-东南方向的速度梯度。这些特征共同表明 L1174 正在发生整体膨胀。HD 200775 在母云中形成后产生强烈的星风吹走了近邻物质并在其西侧密度偏低的区域挖出了一个空腔。在该源的东侧，高密度的气体没有被吹散。星风与气体作用的结果是使得重构后的分子云 L1174 整体发生膨胀。

基于 2MASS 色指数，我们在 L1174 中证认出 17 个候选年轻星天体。针对距离 HD 200775 最近的 10 个候选 YSOs 进行的细致研究发现这些源的年龄随它们到 HD 200775 距离的增加而递减。这一特点与在云核 3、4、5 中观测到的强度梯度和由  $4.5 \mu\text{m}$  发射示踪的激波特征，共同说明即使像 HD 200775 这样的 Herbig Ae/Be 星也可以触发恒星形成。

## 第六章 总结与展望

### 6.1 本文总结

与低质量恒星形成相比，大质量恒星形成研究相对滞后，尚存诸多悬而未决的难题。嵌埋深、距离远、演化时标短等特点使得大质量恒星形成相关研究更为棘手。在其形成与演化早期便出现的强烈反馈也为还原大质量恒星初始状态带来困难。而成团形成的特性使得大质量恒星的诞生过程更为扑朔迷离。目前存在三种解释大质量恒星形成的模型：(i) 单体坍缩与盘吸积模型；(ii) 竞争吸积模型；(iii) 碰撞与并和模型。近些年来的讨论较多地集中在前两种，且越来越多的观测结果倾向于支持单体坍缩与盘吸积模型。

恒星形成过程中，年轻星系统以双极喷流的形式向外抛射物质。这些被抛物质能够加速被夹带的星周气体，从而形成分子外向流。外向流这种反馈在不同尺度上对恒星形成活动产生深远的影响，被认为是辐射压和剩余角动量转移的重要途径之一。通过向恒星形成包层及母云输送能量和动量，外向流可以深刻影响近邻分子气体的分布、形态及运动学。外向流还是局域湍动的重要来源，并可有效降低分子云中的恒星形成效率，限制星体的最终质量。在早期演化阶段，大质量恒星释放的紫外（UV）辐射，电离周围的分子气体形成电离氢区，深刻影响母云的物理和化学性质及其中的恒星形成活动。与电离氢区成协的红外尘泡中存在的多种反馈机制在恒星的成团形成过程中扮演重要角色，对恒星形成率与恒星形成效率、处在束缚星团中恒星的比例、恒星初始质量函数等有着重要的影响。形成与演化早期的大质量恒星的反馈能否以及如何触发恒星形成，能否驱动巨分子云中的湍动，能否瓦解原星团并维持低的恒星形成效率等棘手问题还需深入探究。

为了对大质量恒星形成过程中出现的反馈进行深入探索，我们针对 4 个处于不同演化阶段的天体或天区开展了多波段、多尺度的观测研究。

- 大质量外向流  $EGO\ 22.04+0.22$  的高分辨率观测研究

近年，基于 *Spitzer* 银道面巡天数据资料，人们证认出 400 余例在  $4.5\ \mu m$  呈延展结构的天体，被命名为“绿色延展体”（Extended Green Objects，

EGOs)。作为大质量外向流候选体，EGOs 是探究大质量恒星形成早期阶段的优良样本。我们使用品质优良的 SMA 高分辨率观测数据资料对一例优选 EGO G22.04+0.22 进行了详细考察。不仅揭示了复杂的外向流活动，还探测到处于 1.3 mm 的两条异常甲醇发射谱线，并首次揭示频率为 218.440 GHz 的 CH<sub>3</sub>OH (8<sub>-1,8</sub> – 7<sub>0,7</sub>) 为 I 型甲醇脉泽。G22 中的高速外流气体正在与周围发生强力作用，表明年龄仅有数千年的大质量原恒星已能够对其诞生环境产生深刻影响。频率为 218.440 GHz 的 I 型甲醇脉泽是否在大质量恒星形成早期普遍存在还需要进一步研究。在具有类似性质的 EGOS 中开展 218.440 GHz 的 I 型甲醇脉泽巡天将有助于揭示该脉泽发射的起源和其在恒星形成过程中扮演的角色。

- 罕见红外亮双极外向流的发现

我们基于公开的 *Spitzer/GLIMPSE* 巡天数据资料，发现一例罕见的由大质量原恒星驱动的红外亮双极外向流系统。该外向流具有较强的中红外发射。其在中红外呈现出的沙漏状形态极为罕见。该外向流具有的良好对称性在某种程度上支持了单体坍缩与盘吸积的大质量恒星形成模式。对这一罕见的双极系统开展多波段深入研究，揭示其物理和化学特性，可为探究大质量恒星形成早期阶段和完善外向流模型提供重要约束。

- 红外尘泡 N6 的多波段观测研究

由 Churchwell et al. (2006) 发布的数百个红外尘泡是开展大质量恒星形成和触发恒星形成研究的理想场所。我们选取了一个大尺度的编号为 N6 的尘泡开展了细致研究。基于多波段的观测数据，我们发现 N6 的壳层结构正在膨胀。分子气体及候选年轻星天体的分布表明 N6 在膨胀过程中通过“聚集与塌缩”(Collect and Collapse) 这一机制触发了新一代恒星的形成。对这类大尺度的红外尘泡开展进一步系统研究将揭示电离氢区膨胀在母云演化和下一代恒星形成中扮演的重要角色。

- 暗云 L1174 的多波段观测研究

L1174 是一个处在仙王座 (Cepheus) 的著名恒星形成区，由一颗大质量 Hergig Be 星 HD 200775 照亮。我们利用 (亚) 毫米波分子谱线观测资料对其气体分布进行了较为详细的定性和定量分析。探测到的 6 个分子云核均处于湍动状态，它们的形成和状态受到了 HD 200775 的深刻影响。

复杂的谱线轮廓和显著的大尺度速度梯度表明 L1174 正在发生整体膨胀。结合 2MASS 的观测资料，我们分析了 L1174 中的恒星形成活动。候选年轻星天体的空间和年龄分布表明，HD 200775 极有可能诱导了邻近年轻星的诞生。在仅有  $10 M_{\odot}$  的 Herbig Ae/Be 星周围探测到触发现象，对研究更大质量恒星附近的类似过程具有重要的启示意义。

## 6.2 工作展望

大质量恒星形成过程中出现的反馈对自身诞生环境和母云中下一代恒星形成有着深刻影响。近些年，新观测设备的建造和多波段大天区巡天的开展为相关研究提供了重要发展机遇，增加了人们对相关过程的认识，但依然存在许多悬而未决的难题有待攻克。基于本文已完成的工作和进行的积累，我们拟开展与大质量恒星形成中的反馈相关的如下工作。

### 6.2.1 典型源的进一步研究

- **G22 VLA 数据挖掘**

VLA 在 K 波段对 EGO G22.04+0.22 观测了包含  $\text{NH}_3$  (1,1) 到  $\text{NH}_3$  (6,6) 及数条  $\text{CH}_3\text{OH}$  发射在内的多达 16 条分子跃迁。我们从 NRAO 的数据库中获取了 G22 的 VLA 观测资料，并对其中的部分数据进行了初步处理。图 6.1 展示了 VLA 在 G22 中探测到的  $\text{NH}_3$  (1,1) 发射及其积分强度。可以看到， $\text{NH}_3$  (1,1) 积分强度图的右下方有明显的强度梯度。该强度梯度与图 2.4 和 2.5 中展示的外向流的南面红瓣的弯折在位置上一致，揭示了来自外向流激发源对星周介质的强烈反馈。

- **IRAS 18114-1825 的细致研究**

我们在第三中展示的罕见红外亮沙漏状双极外向流系统尚缺少足够分辨率的分子谱线观测研究。下面，我们希望能够通过合作为 IRAS 18114-1825 申请大口径单天线或干涉阵观测时间，以探究其运动学特征，揭示该罕见结构的更多细节。

- **Vela B 分子云复合体**

Vela B 是一个位于船帆座的拥有  $5 \times 10^5 - 1 \times 10^6 M_{\odot}$  气体的分子云复合体。该分子云复合体与一些高光度 IRAS 点源和多达 15 个电离氢区成

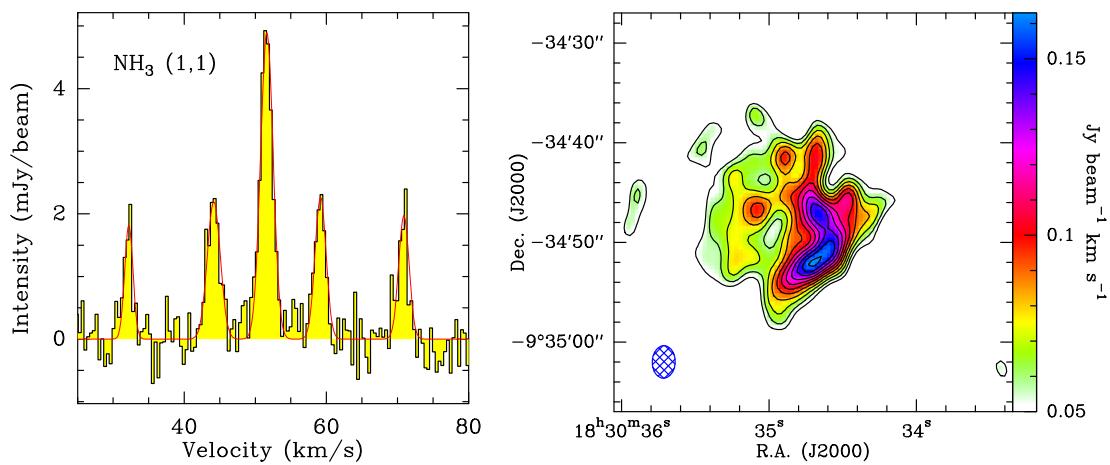


图 6.1: VLA 在 G22 中探测到的  $\text{NH}_3$  (1,1) 谱线及其积分强度图

协，是一个活跃的大质量恒星形成区。由于位于南天且远离内银道面，之前一直缺少高分辨率、高灵敏度的红外及射电观测，致使人们对其中的星际介质性质和恒星形成活动的认识不足。Murphy & May (1991) 利用哥伦比亚大学毫米波望远镜对该区域进行了  $^{12}\text{CO}$  和  $^{13}\text{CO}$  的低分辨率 (FWHM = 8.8') 成图观测，给出了 Vela B 的运动学距离约为 2.6 kpc<sup>[349]</sup>。如今，*Herschel* 重点项目 Hi-GAL 在银道面的 360° 巡天以及 WISE 在中红外的全天巡天提供的多波段数据，为系统研究该复合体中星际介质性质和恒星形成活动提供了重要机遇。我们将利用 *Herschel* 观测资料，结合多波段近中红外数据对 Vela B 及成协的电离氢区中的星际介质与恒星形成活动进行详细探究。图 6.2 展示了 Vela B 区域的 WISE 多波段合成图。

### 6.2.2 外向流对母云的作用

如 1.4 中所述，外向流在不同尺度上对恒星形成活动有着深刻影响。尤其是大质量外向流呈现出的剧烈过程在母云的形态、动力学演化中扮演重要角色。对于它们如何影响分子云中的物质分布，能否维持分子云中的湍动，能否抑制恒星形成等问题还需要深入研究。我们拟基于中红外巡天资料选取一批伴有较大尺度热尘埃发射的 EGOS 天体，对上述问题进行探索。

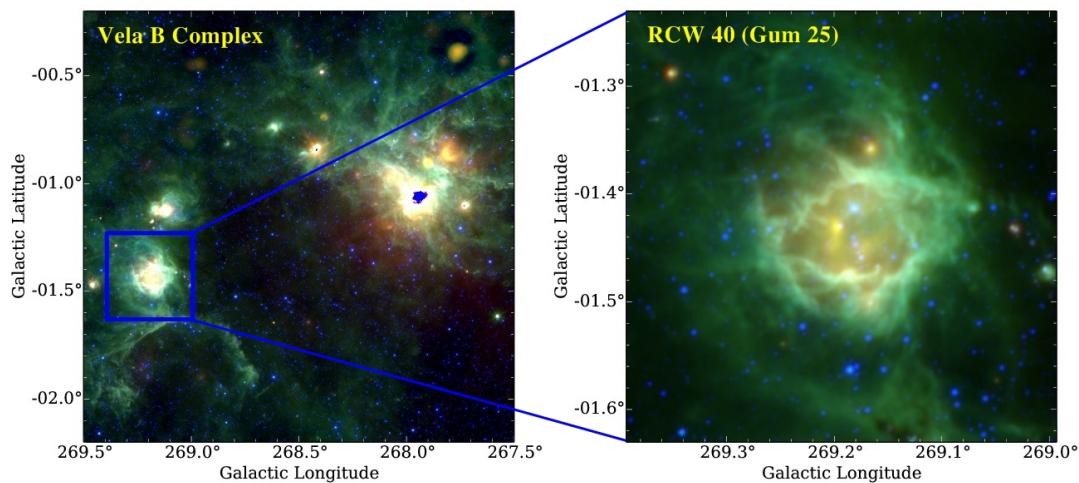


图 6.2: Vela B 区域的 WISE 多波段合成图: 红色表示  $22 \mu\text{m}$  发射、绿色表示  $12 \mu\text{m}$  发射、蓝色表示  $3.4 \mu\text{m}$  发射。右图展示了处在 Vela B 中的电离氢区 RCW 40。

### 6.2.3 下一代恒星形成环境

大质量恒星形成与演化早期, 大量的 UV 辐射和强烈的星风作用于母分子云。无论它们是促进还是抑制母云中的恒星形成, 下一代恒星的诞生环境都不可避免地发生变化。受强烈反馈影响的分子云中温度、密度、速度场、化学组成等的变化都是值得深究的问题。电离氢区的存在对分子云碎裂、云核坍缩、云核质量函数等的影响也是备受关注的热门话题。我们拟通过系统研究一些大尺度电离氢区和具有活跃恒星形成活动的分子云复合体对相关问题进行攻坚。



## 参考文献

- [1] E. E. Salpeter. 1955, *ApJ*, 121:161.
- [2] H. Zinnecker and H. W. Yorke. 2007, *ARA&A*, 45:481–563.
- [3] R. C. Smith. 1983, *The Observatory*, 103:29–31.
- [4] M. Harwit. 2006, *Astrophysical Concepts*.
- [5] N. Reid. 1987, *MNRAS*, 225:873–901.
- [6] D. M. Popper. 1980, *ARA&A*, 18:115–164.
- [7] D. W. McCarthy, Jr. 1983, In A. G. D. Philip and A. R. Upgren, editors, *IAU Colloq. 76: Nearby Stars and the Stellar Luminosity Function*, page 107.
- [8] D. A. Vandenberg, F. D. A. Hartwick, P. Dawson, et al. 1983, *ApJ*, 266:747–754.
- [9] F. Dantona and I. Mazzitelli. 1985, *ApJ*, 296:502–513.
- [10] G. Steigman. 2007, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:463–491.
- [11] H. G. Arce, D. Shepherd, F. Gueth, et al. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 245–260.
- [12] C. N. Beaumont and J. P. Williams. 2010, *ApJ*, 709:791–800.
- [13] L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, et al. 2010, *A&A*, 523:A6.
- [14] M. A. Thompson, J. S. Urquhart, T. J. T. Moore, et al. 2012, *MNRAS*, 421:408–418.
- [15] J. E. Dale, B. Ercolano, and I. A. Bonnell. 2013, *MNRAS*, 430:234–246.

- [16] L. G. Hou and X. Y. Gao. 2014, *MNRAS*, 438:426–437.
- [17] F. Pacini. 1967, *Nature*, 216:567–568.
- [18] T. Gold. 1968, *Nature*, 218:731–732.
- [19] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, et al. 1968, *Nature*, 217:709–713.
- [20] A. Lyne and F. Graham-Smith. 2012, *Pulsar Astronomy*.
- [21] H. Karttunen, P. Krüger, H. Oja, et al., editors. *Fundamental Astronomy*, 2007.
- [22] C. Ma, E. F. Arias, T. M. Eubanks, et al. 1998, *AJ*, 116:516–546.
- [23] R. W. Wilson, K. B. Jefferts, and A. A. Penzias. 1970, *ApJL*, 161:L43.
- [24] P. Goldreich and J. Kwan. 1974, *ApJ*, 189:441–454.
- [25] F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano. 1987, *ARA&A*, 25:23–81.
- [26] C. Braiding. 2011, *Star Formation and the Hall Effect*. PhD thesis.
- [27] C. J. Lada and E. A. Lada. 2003, *ARA&A*, 41:57–115.
- [28] C. F. McKee and J. C. Tan. 2003, *ApJ*, 585:850–871.
- [29] P. H. Bodenheimer. 2011, *Principles of Star Formation, Astronomy and Astrophysics Library*. ISBN 978-3-642-15062-3. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [30] T. Preibisch, V. Ossenkopf, H. W. Yorke, et al. 1993, *A&A*, 279:577–588.
- [31] A. Z. Bonanos, K. Z. Stanek, A. Udalski, et al. 2004, *ApJL*, 611:L33–L36.
- [32] C. Weidner and P. Kroupa. 2004, *MNRAS*, 348:187–191.
- [33] D. F. Figer. 2005, *Nature*, 434:192–194.
- [34] R. M. Crutcher and T. H. Troland. 2007, In B. G. Elmegreen and J. Palous, editors, *IAU Symposium*, volume 237 of *IAU Symposium*, pages 141–147.
- [35] F. Motte, P. Andre, and R. Neri. 1998, *A&A*, 336:150–172.

- [36] D. Johnstone, C. D. Wilson, G. Moriarty-Schieven, et al. 2000, *ApJ*, 545:327–339.
- [37] L. Testi and A. I. Sargent. 1998, *ApJL*, 508:L91–L94.
- [38] S. S. R. Offner, P. C. Clark, P. Hennebelle, et al. 2013, *ArXiv e-prints*.
- [39] H. W. Yorke and C. Sonnhalter. 2002, *ApJ*, 569:846–862.
- [40] R. Kuiper, H. Klahr, H. Beuther, et al. 2010, *ApJ*, 722:1556–1576.
- [41] M. R. Krumholz, R. I. Klein, C. F. McKee, et al. 2009, *Science*, 323:754–.
- [42] M. R. Krumholz, R. I. Klein, and C. F. McKee. 2007, *ApJ*, 656:959–979.
- [43] M. R. Krumholz. 2006, *ApJL*, 641:L45–L48.
- [44] M. R. Krumholz, A. J. Cunningham, R. I. Klein, et al. 2010, *ApJ*, 713:1120–1133.
- [45] Q. Zhang, T. R. Hunter, and T. K. Sridharan. 1998, *ApJL*, 505:L151–L154.
- [46] R. Cesaroni, M. T. Beltrán, Q. Zhang, et al. 2011, *A&A*, 533:A73.
- [47] C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. R. Hunter, et al. 2011, *ApJ*, 729:124.
- [48] L. A. Zapata, C. Rodríguez-Garza, L. F. Rodríguez, et al. 2011, *ApJL*, 740:L19.
- [49] T. Hirota, M. K. Kim, Y. Kurono, et al. 2014, *ApJL*, 782:L28.
- [50] H. Beuther, H. Linz, and T. Henning. 2013, *A&A*, 558:A81.
- [51] I. A. Bonnell. 2008, In J. H. Knapen, T. J. Mahoney, and A. Vazdekis, editors, *Pathways Through an Eclectic Universe*, volume 390 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 26.
- [52] I. A. Bonnell and R. J. Smith. 2011, In J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, et al., editors, *Computational Star Formation*, volume 270 of *IAU Symposium*, pages 57–64.

- [53] I. A. Bonnell, M. R. Bate, C. J. Clarke, et al. 1997, *MNRAS*, 285:201–208.
- [54] I. A. Bonnell, M. R. Bate, C. J. Clarke, et al. 2001, *MNRAS*, 323:785–794.
- [55] I. A. Bonnell, R. B. Larson, and H. Zinnecker. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 149–164.
- [56] I. A. Bonnell and M. R. Bate. 2005, *MNRAS*, 362:915–920.
- [57] M. R. Bate. 2009, *MNRAS*, 392:590–616.
- [58] R. S. Klessen and A. Burkert. 2000, *ApJS*, 128:287–319.
- [59] I. A. Bonnell, S. G. Vine, and M. R. Bate. 2004, *MNRAS*, 349:735–741.
- [60] C. Weidner and P. Kroupa. 2006, *MNRAS*, 365:1333–1347.
- [61] I. A. Bonnell and M. R. Bate. 2002, *MNRAS*, 336:659–669.
- [62] S. T. Megeath, T. L. Wilson, and M. R. Corbin. 2005, *ApJL*, 622:L141–L144.
- [63] N. Moeckel and J. Bally. 2006, *ApJ*, 653:437–446.
- [64] N. Moeckel and J. Bally. 2007, *ApJ*, 656:275–286.
- [65] N. Moeckel and J. Bally. 2007, *ApJL*, 661:L183–L186.
- [66] M. B. Davies, M. R. Bate, I. A. Bonnell, et al. 2006, *MNRAS*, 370:2038–2046.
- [67] K. M. Menten, T. Pillai, and F. Wyrowski. 2005, In R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, et al., editors, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, volume 227 of *IAU Symposium*, pages 23–34.
- [68] F. F. S. van der Tak and K. M. Menten. 2005, *A&A*, 437:947–956.
- [69] S. J. Carey, F. O. Clark, M. P. Egan, et al. 1998, *ApJ*, 508:721–728.
- [70] P. Hennebelle, M. Péault, D. Teyssier, et al. 2001, *A&A*, 365:598–611.
- [71] R. Simon, J. M. Jackson, J. M. Rathborne, et al. 2006, *ApJ*, 639:227–236.

- [72] G. Garay and S. Lizano. 1999, *PASP*, 111:1049–1087.
- [73] T. Pillai, F. Wyrowski, S. J. Carey, et al. 2006, *A&A*, 450:569–583.
- [74] J. M. Rathborne, J. M. Jackson, E. T. Chambers, et al. 2010, *ApJ*, 715:310–322.
- [75] J. M. Rathborne, J. M. Jackson, and R. Simon. 2006, *ApJ*, 641:389–405.
- [76] H. Beuther and J. Steinacker. 2007, *ApJL*, 656:L85–L88.
- [77] J. M. Rathborne, R. Simon, and J. M. Jackson. 2007, *ApJ*, 662:1082–1092.
- [78] M. H. D. van der Wiel and R. F. Shipman. 2008, *A&A*, 490:655–664.
- [79] E. T. Chambers, J. M. Jackson, J. M. Rathborne, et al. 2009, *ApJS*, 181:360–390.
- [80] P. Sanhueza, G. Garay, L. Bronfman, et al. 2010, *ApJ*, 715:18–32.
- [81] J. M. Jackson, S. C. Finn, E. T. Chambers, et al. 2010, *ApJL*, 719:L185–L189.
- [82] Q. Zhang and K. Wang. 2011, *ApJ*, 733:26.
- [83] K. Wang, Q. Zhang, Y. Wu, et al. 2011, *ApJ*, 735:64.
- [84] Y. Wang, Q. Zhang, J. M. Rathborne, et al. 2006, *ApJL*, 651:L125–L128.
- [85] H. Beuther and T. K. Sridharan. 2007, *ApJ*, 668:348–358.
- [86] C. J. Cyganowski, B. A. Whitney, E. Holden, et al. 2008, *AJ*, 136:2391–2412.
- [87] X. Chen, C.-G. Gan, S. P. Ellingsen, et al. 2013, *ApJS*, 206:9.
- [88] S. Kurtz, R. Cesaroni, E. Churchwell, et al. 2000, *Protostars and Planets IV*, pages 299–326.
- [89] R. Cesaroni. 2005, In R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, et al., editors, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, volume 227 of *IAU Symposium*, pages 59–69.
- [90] H. Nomura and T. J. Millar. 2004, *A&A*, 414:409–423.

- [91] H. Beuther. 2007, In B. G. Elmegreen and J. Palous, editors, *IAU Symposium*, volume 237 of *IAU Symposium*, pages 148–154.
- [92] B. Mookerjea, E. Casper, L. G. Mundy, et al. 2007, *ApJ*, 659:447–458.
- [93] S.-L. Qin, M. Huang, Y. Wu, et al. 2008, *ApJL*, 686:L21–L24.
- [94] E. Herbst and E. F. van Dishoeck. 2009, *ARA&A*, 47:427–480.
- [95] S.-L. Qin, Y. Wu, M. Huang, et al. 2010, *ApJ*, 711:399–416.
- [96] S. Kurtz. 2005, In R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, et al., editors, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, volume 227 of *IAU Symposium*, pages 111–119.
- [97] M. G. Hoare, S. E. Kurtz, S. Lizano, et al. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 181–196.
- [98] E. Keto. 2007, *ApJ*, 666:976–981.
- [99] Á. Sánchez-Monge, J. D. Pandian, and S. Kurtz. 2011, *ApJL*, 739:L9.
- [100] P. G. Mezger and A. P. Henderson. 1967, *ApJ*, 147:471.
- [101] H. W. Yorke. 1986, *ARA&A*, 24:49–87.
- [102] J. M. Carpenter, R. L. Snell, F. P. Schloerb, et al. 1993, *ApJ*, 407:657–679.
- [103] H. Zinnecker, M. J. McCaughrean, and B. A. Wilking. 1993, In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 429–495.
- [104] M.-M. Mac Low and R. S. Klessen. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76:125–194.
- [105] P. Padoan and Å. Nordlund. 2002, *ApJ*, 576:870–879.
- [106] R. S. Klessen, J. Ballesteros-Paredes, E. Vázquez-Semadeni, et al. 2005, *ApJ*, 620:786–794.
- [107] A.-K. Jappsen, R. S. Klessen, R. B. Larson, et al. 2005, *A&A*, 435:611–623.

- [108] R. B. Larson. 2005, *MNRAS*, 359:211–222.
- [109] R. B. Larson. 1969, *MNRAS*, 145:271.
- [110] M. R. Bate. 2000, *MNRAS*, 314:33–53.
- [111] F. Palla and S. W. Stahler. 1993, *ApJ*, 418:414.
- [112] I. Baraffe, G. Chabrier, F. Allard, et al. 2002, *A&A*, 382:563–572.
- [113] R. P. Kudritzki. 2002, *ApJ*, 577:389–408.
- [114] R. L. Snell, R. B. Loren, and R. L. Plambeck. 1980, *ApJL*, 239:L17–L22.
- [115] A. Frank, T. P. Ray, S. Cabrit, et al. 2014, *ArXiv e-prints*.
- [116] Y. Wu, Y. Wei, M. Zhao, et al. 2004, *A&A*, 426:503–515.
- [117] S. F. Graves, J. S. Richer, J. V. Buckle, et al. 2010, *MNRAS*, 409:1412–1428.
- [118] H. G. Arce, D. Mardones, S. A. Corder, et al. 2013, *ApJ*, 774:39.
- [119] G.-X. Li, K. Qiu, F. Wyrowski, et al. 2013, *A&A*, 559:A23.
- [120] S. Bontemps, P. Andre, S. Terebey, et al. 1996, *A&A*, 311:858–872.
- [121] E. Churchwell. 1999, In C. J. Lada and N. D. Kylafis, editors, *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, page 515.
- [122] H. Beuther, P. Schilke, T. K. Sridharan, et al. 2002, *A&A*, 383:892–904.
- [123] H. Beuther, P. Schilke, F. Gueth, et al. 2002, *A&A*, 387:931–943.
- [124] L. F. Rodriguez, P. Carral, P. T. P. Ho, et al. 1982, *ApJ*, 260:635–646.
- [125] C. J. Lada and M. Fich. 1996, *ApJ*, 459:638.
- [126] N. A. Ridge and T. J. T. Moore. 2001, *A&A*, 378:495–508.
- [127] J. S. Richer, D. S. Shepherd, S. Cabrit, et al. 2000, *Protostars and Planets IV*, page 867.

- [128] S. Cabrit, A. Raga, and F. Gueth. 1997, In B. Reipurth and C. Bertout, editors, *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, volume 182 of *IAU Symposium*, pages 163–180.
- [129] F. H. Shu, S. P. Ruden, C. J. Lada, et al. 1991, *ApJL*, 370:L31–L34.
- [130] Z.-Y. Li and F. H. Shu. 1996, *ApJ*, 472:211.
- [131] C. D. Matzner and C. F. McKee. 1999, *ApJL*, 526:L109–L112.
- [132] C.-F. Lee, J. M. Stone, E. C. Ostriker, et al. 2001, *ApJ*, 557:429–442.
- [133] J. Canto and A. C. Raga. 1991, *ApJ*, 372:646–658.
- [134] A. C. Raga, J. Canto, N. Calvet, et al. 1993, *A&A*, 276:539.
- [135] S. W. Stahler. 1994, *ApJ*, 422:616–620.
- [136] S. Lizano and C. Giovanardi. 1995, *ApJ*, 447:742.
- [137] A. Raga and S. Cabrit. 1993, *A&A*, 278:267–278.
- [138] C. R. Masson and L. M. Chernin. 1993, *ApJ*, 414:230–241.
- [139] F. P. Wilkin. 1996, *ApJL*, 459:L31.
- [140] Q. Zhang and X. Zheng. 1997, *ApJ*, 474:719.
- [141] E. C. Ostriker, C.-F. Lee, J. M. Stone, et al. 2001, *ApJ*, 557:443–450.
- [142] T. P. Downes and S. Cabrit. 2003, *A&A*, 403:135–140.
- [143] A. Rosen and M. D. Smith. 2004, *A&A*, 413:593–607.
- [144] J. D. Fiege and R. N. Henriksen. 1996, *MNRAS*, 281:1038–1054.
- [145] J. D. Fiege and R. N. Henriksen. 1996, *MNRAS*, 281:1055–1072.
- [146] T. Lery, R. N. Henriksen, and J. D. Fiege. 1999, *A&A*, 350:254–274.
- [147] T. Lery, R. N. Henriksen, J. D. Fiege, et al. 2002, *A&A*, 387:187–200.

- [148] F. Gueth and S. Guilloteau. 1999, *A& A*, 343:571–584.
- [149] H. G. Arce and A. I. Sargent. 2004, *ApJ*, 612:342–356.
- [150] J. Z. Ren, T. Liu, Y. Wu, et al. 2011, *MNRAS*, 415:L49–L53.
- [151] N. J. Turner, S. Fromang, C. Gammie, et al. 2014, *ArXiv e-prints*.
- [152] X.-N. Bai and J. M. Stone. 2013, *ApJ*, 769:76.
- [153] G. Lesur, J. Ferreira, and G. I. Ogilvie. 2013, *A& A*, 550:A61.
- [154] J. Ferreira. 1997, *A& A*, 319:340–359.
- [155] R. E. Pudritz, R. Ouyed, C. Fendt, et al. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 277–294.
- [156] M. Camenzind. 1990, In G. Klare, editor, *Reviews in Modern Astronomy*, volume 3 of *Reviews in Modern Astronomy*, pages 234–265.
- [157] F. H. Shu, J. Najita, S. P. Ruden, et al. 1994, *ApJ*, 429:797–807.
- [158] C. Fendt. 2009, *ApJ*, 692:346–363.
- [159] M. Ćemeljić, H. Shang, and T.-Y. Chiang. 2013, *ApJ*, 768:5.
- [160] J. Ferreira, G. Pelletier, and S. Appl. 2000, *MNRAS*, 312:387–397.
- [161] C. Zanni and J. Ferreira. 2013, *A& A*, 550:A99.
- [162] J. Bouvier, S. P. Matt, S. Mohanty, et al. 2013, *ArXiv e-prints*.
- [163] F. Gueth, S. Guilloteau, A. Dutrey, et al. 1997, *A& A*, 323:943–952.
- [164] M. T. Beltrán, F. Gueth, S. Guilloteau, et al. 2004, *A& A*, 416:631–640.
- [165] H. G. Arce and A. I. Sargent. 2005, *ApJ*, 624:232–245.
- [166] H. G. Arce and A. I. Sargent. 2006, *ApJ*, 646:1070–1085.
- [167] M. N. Machida and T. Hosokawa. 2013, *MNRAS*, 431:1719–1744.

- [168] B. Reipurth, J. Bally, and D. Devine. 1997, *AJ*, 114:2708.
- [169] T. Stanke, M. J. McCaughrean, and H. Zinnecker. 2000, *A&A*, 355:639–650.
- [170] J. Bally, J. Walawender, and B. Reipurth. 2012, *AJ*, 144:143.
- [171] S. J. Bence, J. S. Richer, and R. Padman. 1996, *MNRAS*, 279:866–883.
- [172] H. G. Arce and A. A. Goodman. 2001, *ApJ*, 554:132–151.
- [173] H. G. Arce. 2003, In J. Arthur and W. J. Henney, editors, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 15 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, pages 123–125.
- [174] M.-M. MacLow. 2004, *Ap& SS*, 289:323–331.
- [175] A. J. Cunningham, A. Frank, J. Carroll, et al. 2009, *ApJ*, 692:816–826.
- [176] H. G. Arce and A. A. Goodman. 2002, *ApJ*, 575:911–927.
- [177] C. F. McKee and E. C. Ostriker. 2007, *ARA& A*, 45:565–687.
- [178] B. G. Elmegreen. 1998, In C. E. Woodward, J. M. Shull, and H. A. Thronson, Jr., editors, *Origins*, volume 148 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 150.
- [179] B. G. Elmegreen. 2011, In C. Charbonnel and T. Montmerle, editors, *EAS Publications Series*, volume 51 of *EAS Publications Series*, pages 45–58.
- [180] O. Kessel-Deynet and A. Burkert. 2003, *MNRAS*, 338:545–554.
- [181] B. G. Elmegreen and C. J. Lada. 1977, *ApJ*, 214:725–741.
- [182] H. Ikeda, K. Sugitani, M. Watanabe, et al. 2008, *AJ*, 135:2323–2335.
- [183] L. Deharveng, A. Zavagno, L. D. Anderson, et al. 2012, *A& A*, 546:A74.
- [184] E. Churchwell, M. S. Povich, D. Allen, et al. 2006, *ApJ*, 649:759–778.
- [185] E. Churchwell, D. F. Watson, M. S. Povich, et al. 2007, *ApJ*, 670:428–441.

- [186] R. J. Simpson, M. S. Povich, S. Kendrew, et al. 2012, *MNRAS*, 424:2442–2460.
- [187] S. Kendrew, R. Simpson, E. Bressert, et al. 2012, *ApJ*, 755:71.
- [188] W.-G. Ji, J.-J. Zhou, J. Esimbek, et al. 2012, *A&A*, 544:A39.
- [189] C. P. Zhang and J. J. Wang. 2012, *A&A*, 544:A11.
- [190] R. A. Sherman. 2012, *ApJ*, 760:58.
- [191] C.-P. Zhang and J.-J. Wang. 2013, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 13:47–56.
- [192] C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. R. Hunter, et al. 2009, *ApJ*, 702:1615–1647.
- [193] C. J. Cyganowski, J. Koda, E. Rosolowsky, et al. 2013, *ApJ*, 764:61.
- [194] X. Chen, S. P. Ellingsen, and Z.-Q. Shen. 2009, *MNRAS*, 396:1603–1609.
- [195] X. Chen, S. P. Ellingsen, Z.-Q. Shen, et al. 2011, *ApJS*, 196:9.
- [196] X. Chen, Z.-Q. Shen, J.-J. Li, et al. 2010, *ApJ*, 710:150–169.
- [197] J. H. He, S. Takahashi, and X. Chen. 2012, *ApJS*, 202:1.
- [198] C. L. Brogan, T. R. Hunter, C. J. Cyganowski, et al. 2011, *ApJL*, 739:L16.
- [199] X. Chen, S. P. Ellingsen, J.-H. He, et al. 2012, *ApJS*, 200:5.
- [200] C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. R. Hunter, et al. 2011, *ApJ*, 743:56.
- [201] K. L. J. Rygl, F. Wyrowski, F. Schuller, et al. 2010, *A&A*, 515:A42.
- [202] K. L. J. Rygl, F. Wyrowski, F. Schuller, et al. 2013, *A&A*, 549:A5.
- [203] P. F. Goldsmith and W. D. Langer. 1999, *ApJ*, 517:209–225.
- [204] E. Araya, P. Hofner, S. Kurtz, et al. 2005, *ApJS*, 157:279–301.
- [205] B. E. Turner. 1991, *ApJS*, 76:617–686.
- [206] A. Remijan, E. C. Sutton, L. E. Snyder, et al. 2004, *ApJ*, 606:917–928.

- [207] T. Liu, Y. Wu, S.-Y. Liu, et al. 2011, *ApJ*, 730:102.
- [208] V. Ossenkopf and T. Henning. 1994, *A&A*, 291:943–959.
- [209] T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, et al. 2007, *ApJS*, 169:328–352.
- [210] S. B. Charnley, A. G. G. M. Tielens, and T. J. Millar. 1992, *ApJL*, 399:L71–L74.
- [211] K. Qiu, Q. Zhang, and K. M. Menten. 2011, *ApJ*, 728:6.
- [212] K. Qiu, Q. Zhang, J. Wu, et al. 2009, *ApJ*, 696:66–74.
- [213] M. T. Beltrán, R. Cesaroni, Q. Zhang, et al. 2011, *A&A*, 532:A91.
- [214] K. Qiu and Q. Zhang. 2009, *ApJL*, 702:L66–L71.
- [215] P. C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, et al. 1996, *ApJL*, 465:L133.
- [216] P. D. Klaassen and C. D. Wilson. 2007, *ApJ*, 663:1092–1102.
- [217] V. I. Slysh, S. V. Kalenskiĭ, and I. E. Val’ts. 2002, *Astronomy Reports*, 46:49–56.
- [218] F. Fontani, Q. Zhang, P. Caselli, et al. 2009, *A&A*, 499:233–247.
- [219] C. J. Cyganowski, C. L. Brogan, T. R. Hunter, et al. 2012, *ApJL*, 760:L20.
- [220] L. A. Zapata, L. Loinard, Y.-N. Su, et al. 2012, *ApJ*, 744:86.
- [221] M. A. Voronkov, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, et al. 2012, In R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, and E. M. L. Humphreys, editors, *IAU Symposium*, volume 287 of *IAU Symposium*, pages 433–440.
- [222] R. A. Benjamin, E. Churchwell, B. L. Babler, et al. 2003, *PASP*, 115:953–964.
- [223] E. Churchwell, B. L. Babler, M. R. Meade, et al. 2009, *PASP*, 121:213–230.
- [224] J. E. Dale and I. Bonnell. 2011, *MNRAS*, 414:321–328.
- [225] P. André, A. Men’shchikov, S. Bontemps, et al. 2010, *A&A*, 518:L102.

- [226] S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, et al. 2010, *A&A*, 518:L100.
- [227] T. Hill, F. Motte, P. Didelon, et al. 2011, *A&A*, 533:A94.
- [228] H. A. Smith, J. L. Hora, M. Marengo, et al. 2006, *ApJ*, 645:1264–1271.
- [229] C. J. Davis, M. S. N. Kumar, G. Sandell, et al. 2007, *MNRAS*, 374:29–53.
- [230] F. Casoli, F. Combes, C. Dupraz, et al. 1986, *A&A*, 169:281–297.
- [231] T. Henning, W. Pfau, and W. J. Altenhoff. 1990, *A&A*, 227:542–552.
- [232] E. Rosolowsky, M. K. Dunham, A. Ginsburg, et al. 2010, *ApJS*, 188:123–138.
- [233] M. L. Enoch, K. E. Young, J. Glenn, et al. 2006, *ApJ*, 638:293–313.
- [234] B. Balick, H. L. Preston, and V. Icke. 1987, *AJ*, 94:1641–1652.
- [235] S. Kwok. 1993, *ARA&A*, 31:63–92.
- [236] D. E. Osterbrock. 1964, *ARA&A*, 2:95.
- [237] J. S. Miller. 1974, *ARA&A*, 12:331–358.
- [238] J. B. Kaler. 1985, *ARA&A*, 23:89–117.
- [239] R. J. White, T. P. Greene, G. W. Doppmann, et al. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 117–132.
- [240] R. J. White and L. A. Hillenbrand. 2004, *ApJ*, 616:998–1032.
- [241] J. P. Seale and L. W. Looney. 2008, *ApJ*, 675:427–442.
- [242] W. P. Varricatt. 2011, *A&A*, 527:A97.
- [243] T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, et al. 2006, *ApJS*, 167:256–285.
- [244] P. André. 1994, In T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, et al., editors, *The Cold Universe*, page 179.
- [245] R. Bachiller. 1996, *ARA&A*, 34:111–154.

- [246] M. S. Bessell and J. M. Brett. 1988, *PASP*, 100:1134–1151.
- [247] G. H. Rieke and M. J. Lebofsky. 1985, *ApJ*, 288:618–621.
- [248] M. R. Meyer, N. Calvet, and L. A. Hillenbrand. 1997, *AJ*, 114:288–300.
- [249] S. T. Megeath, L. E. Allen, R. A. Gutermuth, et al. 2004, *ApJS*, 154:367–373.
- [250] L. E. Allen, N. Calvet, P. D’Alessio, et al. 2004, *ApJS*, 154:363–366.
- [251] L. Allen, S. T. Megeath, R. Gutermuth, et al. 2007, *Protostars and Planets V*, pages 361–376.
- [252] R. Indebetouw, J. S. Mathis, B. L. Babler, et al. 2005, *ApJ*, 619:931–938.
- [253] F. Palla, J. Brand, G. Comoretto, et al. 1991, *A&A*, 246:249–263.
- [254] P. Zhang, Y. Q. Ni, Z. Q. Fu, et al. 2006, *Ap& SS*, 306:77–92.
- [255] P. Zhang, H. T. Yang, and J. Liu. 2006, *Ap& SS*, 305:11–23.
- [256] O. Suárez, P. García-Lario, A. Manchado, et al. 2006, *A&A*, 458:173–180.
- [257] A. Tajitsu and S. Tamura. 1998, *AJ*, 115:1989–2008.
- [258] J.-H. Yuan, J. Z. Li, Y. F. Huang, et al. 2012, *A&A*, 540:A95.
- [259] B. L. Ulich and R. W. Haas. 1976, *ApJS*, 30:247–258.
- [260] J. Pety. 2005, In F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, et al., editors, *SF2A-2005: Semaine de l’Astrophysique Francaise*, page 721.
- [261] S. J. Carey, A. Noriega-Crespo, D. R. Mizuno, et al. 2009, *PASP*, 121:76–97.
- [262] D. J. Helfand, R. H. Becker, R. L. White, et al. 2006, *AJ*, 131:2525–2537.
- [263] C. L. Brogan, B. M. Gaensler, Y. Gelfand, et al. 2005, In L. O. Sjouwerman and K. K. Dyer, editors, *X-Ray and Radio Connections*.
- [264] M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler, et al. 2014, *ApJ*, 783:130.

- [265] F. J. Lockman. 1989, *ApJS*, 71:469–479.
- [266] M. A. Kolpak, J. M. Jackson, T. M. Bania, et al. 2003, *ApJ*, 582:756–769.
- [267] J. Roman-Duval, J. M. Jackson, M. Heyer, et al. 2009, *ApJ*, 699:1153–1170.
- [268] J. P. Vallée. 2005, *AJ*, 130:569–575.
- [269] T. L. Wilson and R. Rood. 1994, *ARA&A*, 32:191–226.
- [270] R. P. Garden, M. Hayashi, T. Hasegawa, et al. 1991, *ApJ*, 374:540–554.
- [271] F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, et al. 2007, *A&A*, 468:627–635.
- [272] C. J. Lada. 1987, In M. Peimbert and J. Jugaku, editors, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, pages 1–17.
- [273] T. P. Greene, B. A. Wilking, P. Andre, et al. 1994, *ApJ*, 434:614–626.
- [274] K. M. Strom, S. E. Strom, S. Edwards, et al. 1989, *AJ*, 97:1451–1470.
- [275] R. A. Gutermuth, S. T. Megeath, P. C. Myers, et al. 2009, *ApJS*, 184:18–83.
- [276] X. P. Koenig, D. T. Leisawitz, D. J. Benford, et al. 2012, *ApJ*, 744:130.
- [277] D. Stern, P. Eisenhardt, V. Gorjian, et al. 2005, *ApJ*, 631:163–168.
- [278] R. A. Gutermuth, P. C. Myers, S. T. Megeath, et al. 2008, *ApJ*, 674:336–356.
- [279] P. G. Mezger, L. F. Smith, and E. Churchwell. 1974, *A&A*, 32:269.
- [280] F. Martins, D. Schaerer, and D. J. Hillier. 2005, *A&A*, 436:1049–1065.
- [281] C. Watson, M. S. Povich, E. B. Churchwell, et al. 2008, *ApJ*, 681:1341–1355.
- [282] F. Martins, M. Pomarès, L. Deharveng, et al. 2010, *A&A*, 510:A32.
- [283] F. Martins and B. Plez. 2006, *A&A*, 457:637–644.
- [284] J.-H. Yuan, Y. Wu, J. Z. Li, et al. 2013, *MNRAS*, 429:954–966.

- [285] I. MacLaren, K. M. Richardson, and A. W. Wolfendale. 1988, *ApJ*, 333:821–825.
- [286] N. Peretto and G. A. Fuller. 2009, *A&A*, 505:405–415.
- [287] W. Lim, A.-R. Lyo, K.-T. Kim, et al. 2012, *AJ*, 144:151.
- [288] F. Heitsch, A. Burkert, L. W. Hartmann, et al. 2005, *ApJL*, 633:L113–L116.
- [289] E. Vázquez-Semadeni, D. Ryu, T. Passot, et al. 2006, *ApJ*, 643:245–259.
- [290] E. R. Capriotti and J. F. Kozminski. 2001, *PASP*, 113:677–691.
- [291] T. Freyer, G. Hensler, and H. W. Yorke. 2003, *ApJ*, 594:888–910.
- [292] T. Freyer, G. Hensler, and H. W. Yorke. 2006, *ApJ*, 638:262–280.
- [293] T. Liu, Y. Wu, H. Zhang, et al. 2012, *ApJ*, 751:68.
- [294] J. E. Dyson and D. A. Williams. 1980, *Physics of the interstellar medium*.
- [295] J. Kwan. 1997, *ApJ*, 489:284.
- [296] A. P. Whitworth, A. S. Bhattacharyya, S. J. Chapman, et al. 1994, *MNRAS*, 268:291.
- [297] J. E. Dale, I. A. Bonnell, and A. P. Whitworth. 2007, *MNRAS*, 375:1291–1298.
- [298] M. Kun, Z. T. Kiss, and Z. Balog. *Star Forming Regions in Cepheus*, page 136. 2008.
- [299] B. T. Lynds. 1962, *ApJS*, 7:1.
- [300] P. C. Myers, R. A. Linke, and P. J. Benson. 1983, *ApJ*, 264:517–537.
- [301] P. C. Myers, M. Heyer, R. L. Snell, et al. 1988, *ApJ*, 324:907–919.
- [302] Y. Wu, S. Zhou, and N. J. Evans, II. 1992, *ApJ*, 394:196–203.
- [303] H. M. Butner, E. A. Lada, and R. B. Loren. 1995, *ApJ*, 448:207.
- [304] J. P. Williams, E. A. Bergin, P. Caselli, et al. 1998, *ApJ*, 503:689.

- [305] J. V. Buckle and G. A. Fuller. 2002, *A&A*, 381:77–97.
- [306] A. J. Walsh, P. C. Myers, and M. G. Burton. 2004, *ApJ*, 614:194–202.
- [307] A. A. Goodman, P. J. Benson, G. A. Fuller, et al. 1993, *ApJ*, 406:528–547.
- [308] J. Harju. 1989, *A&A*, 219:293–302.
- [309] B. E. Turner, L. Pirogov, and Y. C. Minh. 1997, *ApJ*, 483:235.
- [310] S. C. Madden, W. M. Irvine, D. A. Swade, et al. 1989, *AJ*, 97:1403–1422.
- [311] S. Zhou, Y. Wu, N. J. Evans, II, et al. 1989, *ApJ*, 346:168–179.
- [312] G. A. Fuller and P. C. Myers. 1993, *ApJ*, 418:273.
- [313] P. J. Benson, P. Caselli, and P. C. Myers. 1998, *ApJ*, 506:743–757.
- [314] J. H. An and K. Sellgren. 2003, *ApJ*, 599:312–323.
- [315] K. Sellgren, K. I. Uchida, and M. W. Werner. 2007, *ApJ*, 659:1338–1351.
- [316] O. Berné, C. Joblin, M. Rapacioli, et al. 2008, *A&A*, 479:L41–L44.
- [317] A. Abergel, H. Arab, M. Compiègne, et al. 2010, *A&A*, 518:L96.
- [318] C. Boersma, C. W. Bauschlicher, L. J. Allamandola, et al. 2010, *A&A*, 511:A32.
- [319] C. Joblin, P. Pilloni, J. Montillaud, et al. 2010, *A&A*, 521:L25.
- [320] K. Sellgren, M. W. Werner, J. G. Ingalls, et al. 2010, *ApJL*, 722:L54–L57.
- [321] E. Habart, A. Abergel, F. Boulanger, et al. 2011, *A&A*, 527:A122.
- [322] M. J. F. Rosenberg, O. Berné, C. Boersma, et al. 2011, *A&A*, 532:A128.
- [323] M. W. Werner, T. L. Roellig, F. J. Low, et al. 2004, *ApJS*, 154:1–9.
- [324] J. Hernández, N. Calvet, C. Briceño, et al. 2004, *AJ*, 127:1682–1701.
- [325] J. D. Monnier, J.-P. Berger, R. Millan-Gabet, et al. 2006, *ApJ*, 647:444–463.

- [326] E. Alecian, C. Catala, G. A. Wade, et al. 2008, *MNRAS*, 385:391–403.
- [327] A. Fuente, J. Martin-Pintado, A. Rodriguez-Franco, et al. 1998, *A&A*, 339:575–586.
- [328] Y. K. Okamoto, H. Kataza, M. Honda, et al. 2009, *ApJ*, 706:665–675.
- [329] M. E. van den Ancker, D. de Winter, and H. R. E. Tjin A Djie. 1998, *A&A*, 330:145–154.
- [330] V. Straizys, K. Cernis, A. Kazlauskas, et al. 1992, *Baltic Astronomy*, 1:149.
- [331] L. Allen and Spitzer Gould Belt Legacy Team. 2007, In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 881.
- [332] M. A. Frerking, W. D. Langer, and R. W. Wilson. 1987, *ApJ*, 313:320–346.
- [333] J. E. Pineda, P. Caselli, and A. A. Goodman. 2008, *ApJ*, 679:481–496.
- [334] S. Zhou, N. J. Evans, II, C. Koempe, et al. 1993, *ApJ*, 404:232–246.
- [335] N. J. Evans, II, J.-E. Lee, J. M. C. Rawlings, et al. 2005, *ApJ*, 626:919–932.
- [336] J. Wu and N. J. Evans, II. 2003, *ApJL*, 592:L79–L82.
- [337] Y. Wu, M. Zhu, Y. Wei, et al. 2005, *ApJL*, 628:L57–L60.
- [338] J. Z. Li and M. D. Smith. 2005, *ApJ*, 620:816–822.
- [339] M. Kun, Z. Balog, S. J. Kenyon, et al. 2009, *ApJS*, 185:451–476.
- [340] J. M. Kirk, D. Ward-Thompson, J. Di Francesco, et al. 2009, *ApJS*, 185:198–249.
- [341] Y. Wu, C. Henkel, R. Xue, et al. 2007, *ApJL*, 669:L37–L40.
- [342] C. J. Lada. 1985, *ARA&A*, 23:267–317.
- [343] Y. Wu, M. Huang, and J. He. 1996, *A&AS*, 115:283.

- [344] H. Saito, M. Saito, Y. Moriguchi, et al. 2006, *PASJ*, 58:343–359.
- [345] Y. Pavlyuchenkov, D. Wiebe, B. Shustov, et al. 2008, *ApJ*, 689:335–350.
- [346] K. I. Lee, L. W. Looney, R. Klein, et al. 2011, *MNRAS*, 415:2790–2797.
- [347] S. Wang, L. W. Looney, W. Brandner, et al. 2008, *ApJ*, 673:315–330.
- [348] T. Preibisch and H. Zinnecker. 2007, In B. G. Elmegreen and J. Palous, editors, *IAU Symposium*, volume 237 of *IAU Symposium*, pages 270–277.
- [349] D. C. Murphy and J. May. 1991, *A&A*, 247:202–214.



## 发表文章目录

- [1] **Jing-Hua Yuan**, Jin Zeng Li, Ya Fang Huang, Chih-Hao Hsia, & Jingqi Miao. The discovery based on GLIMPSE data of a protostar driving a bipolar outflow. 2012, A&A , 540, A95 (封面发表).
- [2] **Jing-Hua Yuan**, Yuefang Wu, Jin Zeng Li, Wentao Yu, & Martin Miller. A mapping study of L1174 with  $^{13}\text{CO}$   $J = 2 - 1$  and  $^{12}\text{CO}$   $J = 3 - 2$ : star formation triggered by a Herbig Ae/Be star. 2013, MNRAS, 429, 954.
- [3] **Jing-Hua Yuan**, Yuefang Wu, Jin Zeng Li, & Hongli Liu. The Expanding Shell and Triggered Star Formation in the Infrared Dust Bubble N6. 2014, ApJ, (一审通过) .
- [4] **Jing-Hua Yuan**, Yuefang Wu, & Jin Zeng Li. Massive Hot Core, Multipolar Outflow and Millimeter Methanol Masers in EGO G22.04+0.22. 2014, ApJ, (成文待发表) .
- [5] 李金增, 袁敬华. 恒星系统. 《月球与深空探测》第二章. 广东科技出版社. 2014 (出版中)
- [6] Hong-Li Liu, Yuefang Wu, Jin Zeng Li, **Jing-Hua Yuan**, Tie Liu, & Xiaoyi Dong. Shocked Gas and Triggered Star Formation around IR Bubble G24.136+00.436. 2014, ApJ, (一审通过) .
- [7] Hong-Li Liu, JinZeng Li, Yuefang Wu, & **Jing-Hua Yuan**. *Herschel* Observation of an Infrared Bubble G24.136+00.436. 2014, A&A, (成文待发表) .
- [8] Diana Gama, Jacques Lepine, Yuefang Wu, & **Jing-Hua Yuan**. The Infrared Bubble N10. 2014, in prep



# 简 历

## 基本情况

姓 名：袁敬华

出生年月：1985 年 12 月

籍 贯：山东省菏泽市东明县

## 教育状况

2005 年 9 月至 2009 年 7 月，济南大学理学院，本科，专业：物理学。

2009 年 9 月至 2014 年 7 月，中国科学院国家天文台，硕博连读研究生，专业：天体物理学。

## 工作经历

无。

## 研究兴趣

大质量恒星的诞生与反馈，星际介质，天体化学。

## 所获奖励

2013 年，获“中国科学院大学—BHPB 奖学金”

2013 年，获“研究生国家奖学金（博士）”

2013 年，被评为“中国科学院大学三好学生”

## 联系方式

通讯地址：北京市朝阳区大屯路甲 20 号 B516，中国科学院国家天文台

邮编：100012

E-mail: jhyuan@nao.cas.cn



## 致 谢

五年的研究生学习生活即将告一段落。回首过往，虽有不少遗憾，但亦收获良多。这一路的成长离不开多位老师的帮助、同学的鼓励和亲友的支持。在此论文收笔之际，谨送上衷心的感谢和诚挚的祝福。

首先要衷心感谢我的导师李金增研究员。李老师的谆谆教诲和耐心指导使我能够顺利步入天文研究的殿堂。他那严谨的治学态度、渊博的知识、优秀的专业素养着实令人折服。李老师以身作则，对学生严格要求、悉心指导，使我能够快速成长。与李老师就研究工作和论文修改进行的每一次讨论都使我受益匪浅。此外，还要感谢李老师提供的良好的学术环境和丰富的资源，使我有机会接触到多个波段的数据，学会从多个角度对所从事的研究进行思考。能够师从这样一位可敬的导师是我的幸运。

另外，还要衷心感谢我的另外一位导师，北京大学的吴月芳教授。在我的科研工作刚刚起步时，吴老师欣然接受我加入北大恒星形成小组。在过去的四年里，吴老师耐心细致的指导使我收获颇丰，也是我能够顺利完成博士学业的重要保障。吴老师不顾年事已高，依然忘我工作，专注于天文研究与教育，她那数十年如一日的奉献精神着实值得我们后辈敬仰和学习。

衷心感谢云南大学的秦胜利教授在干涉阵数据处理上的指导，使我能够使用高分辨率观测资料开展研究工作。与秦老师在数据处理和恒星形成研究方面的讨论使我受益匪浅。

衷心感谢青海观测站的巨秉刚、禄登荣、孙继先等老师。在青海站实习和观测期间，他们对我在生活、工作等方面提供了众多帮助。尤其是禄老师和孙老师对我在数据处理上进行的指导使我获益颇多。

衷心感谢天文台研究生部的杜红荣老师、艾华老师和马怀宇老师。几位老师在学生工作上的无私奉献为我们安心科研和顺利完成学业提供了重要保障。

衷心感谢我的师姐黄亚芳。在研究生复试期间，黄亚芳师姐提供的帮助排除了我的很多疑惑并介绍我认识了我们的导师。黄亚芳师姐在光学及红外数据处理上提供的指导，使我能够顺利入门恒星形成研究。更要感谢她这几年在团队管理方面的付出，解决了我们生活和工作中的诸多问题。

衷心感谢我的师弟刘洪礼和赵卫普。刘洪礼的踏实、刻苦、严谨都使我倍感汗颜，更是值得我学习的优良品质。与刘洪礼师弟的讨论使我受益匪浅。崇尚自由的赵卫普对生活和工作有着不一样的见解，与他的讨论往往使人能够从不同角度去看待一些事务。此外，还要感谢他们陪我一起跑步，为我的减肥历程增加了动力。

感谢哥哥和嫂嫂这几年来对我的照顾，使我在北京也能时不时感受到家的温暖。

感谢我的继父十多年来对我求学的支持。更要感谢您这半年来对妈妈的照顾，使我能够安心完成学业。爸爸，您辛苦了！

最后我要隆重感谢我的妈妈。在生父抛弃我们之后，是您含辛茹苦把我和哥哥拉扯长大。连自己名字都不会写的您，却创造条件让我读了二十余年的书。您为我和哥哥的成长付出了全部心血和巨大牺牲，尝尽了艰辛与苦楚。尽管如此，您却始终保持乐观的态度，并给我们比常人更多的母爱，以使我们能够健康成长。

谨以此文献给我伟大的母亲。

袁敬华

2014年5月