

原始星（ファーストコア）誕生後数千年をとらえた！



古 屋 玲

〈国立天文台ハワイ観測所 650 North A'ohoku Place, Hilo, HI 96720, U.S.A.〉

e-mail: rsf@subaru.naoj.org

1990年代以降の赤外線天文学と電波天文学の急速な進展によって、太陽質量程度の若い星における進化シナリオが観測に基づいて描かれるようになった。しかしながら、この進化パラダイムが発点として採用する分子雲コアの収縮はどのように始まり、原始星の形成に至るのかは必ずしもつまびらかではない。一つの理由として、原始星を産む母体の分子雲コアが分子流による破壊を受けていないような極めて若い進化段階にある天体の研究が進んでいないことが挙げられよう。そこでわれわれは大規模な探査を行い、このような進化段階にある小質量原始星 GF 9-2 を同定するに至った。この原始星の母体の分子雲コアこそが、上述の疑問に答えるための格好の実験室を提供する。コアの物理状態を仔細に調べた結果、GF 9-2 コアは重力的に不安定な状態から 2×10^5 年（＝自由落下時間）前に暴走的収縮を始め、中心に原始星（ファーストコア）が形成されて数千年にも満たない極めて若い進化段階であることが明らかになった。すなわち、40 余年にわたって論争が続いてきた分子雲コアの重力収縮に関する二つの両極端な進化モデル—暴走的収縮 vs. 準静的収縮—のうち、前者が与える初期条件を強く支持する。

1. 本研究の背景

1.1 きっかけは素朴な疑問

非常に若い原始星を発見することができれば、星形成の最も初期段階を観測的に明らかにすることができる。こんな素朴な信念をもって、私が大学院での研究に着手したのは12年も前のことに

なる。当時は最も若い進化クラス^{*1}として「クラス0」が André らによって提唱¹⁾されて日が浅く、原始星への質量降着の決定的検出など発見が続いた時期だった。Bachiller による Annual Review A&A²⁾ はクラス0天体に関する黎明期の研究のまとめである。極めて活動的で、細く絞り込まれた高速のジェット状分子流^{*2,3)}こそが、クラス0

^{*1} 赤外域 $[2.2 \leq \lambda / \mu\text{m} \leq 10$ (λ は波長)] におけるスペクトルエネルギー分布の傾きで定義される小質量星 $[0.2 \leq M_*/M_\odot \leq 3$ (M_\odot は太陽質量)] の進化分類。C. Lada によって提案された1987年当時は進化の順にクラスIからIIIまでの三つの分類のみであったが、1990年代前半のサブミリ波天文学の進展によって中間赤外線でも観測されないほど星周物質に深く埋もれた原始星が見つかるようになった。これらはクラスI天体よりも若い原始星として、クラス0天体と呼ばれる¹⁾。クラス0およびI天体は「原始星」と区別され、星内部での水素核融合反応に至らず、降着する物質が解放する重力エネルギーによって輝いている。クラス0からIII天体を総称して「若い星」と呼ぶ。

^{*2} 星間雲が分裂と収縮を繰り返して原始星が形成される際、降着する星周物質は角運動量をもつため、中心の原始星へ落ち込めず星周円盤が形成される。この余剰な角運動量を外側領域へ輸送し質量降着を促進させるのが原始星ジェットであり、原始星ジェットが周囲の物質を引きずって形成されるのが双極分子流である。成因を鑑みると分子流は二義的な現象とも言える。皮肉なことに、分子流は原始星へ降着する物質の供給源である分子雲コアを最終的に散逸（破壊）してしまい、質量降着を停止に至らしめる。このような物質の供給と放出のバランスによって、誕生する星の質量は大きく左右される。

天体をしてクラス0ならしめていると Bachiller は強調する. そのとおりなのだが, 彼がまとめたクラス0天体の一覧表のなかで, 逆に分子流の存在しない原始星が私の目をひいた. これは観測の制限から分子流が同定されていないだけなのであるか? あるいは分子流の噴出に至らないほど若い原始星なのであるか?

クラス0天体の前段階は星なし分子雲コアと呼ばれる. 母体の分子雲コアを破壊するほどの運動量をもつ高速分子流やときにX線を放射するほどエネルギーなクラス0天体と比し, 星なし分子雲コアの世界は静謐そのものである. 星なし分子雲コアからクラス0天体への進化は連続的な事象であり, 両者の中間的な進化段階にある天体が必ずや存在するはずである. そのような進化段階を理解するためには, 最も進化の進んだ星なしコアを同定するか最も若いクラス0天体を探し出せばよい. 世界的な研究の状況を見ると, 後者のアプローチを取ることに迷いはなかった.

1.2 分子流を駆動する前段階にある, 中質量原始星の発見とその限界

数年後に改訂された, クラス0天体の一覧表⁴⁾には新たに同定された天体も記載され, 分子流の存在が空欄であった天体にも何がしかの注釈が入るようになった. そのなかで中質量原始星 S106 FIR [ボロメトリック光度 $L_{bol} \leq 1080L_{\odot}$ (L_{\odot} は太陽光度); 文献 5] の存在は特筆される. なぜならば, 高感度なわれわれの探査にもかかわらず, クラス0天体を特徴づける分子流が検出されなかったからである^{*3}. 水蒸気 (H_2O) メーザー放射の観測から, S106 FIR は中心に 10 AU スケールの原始星ジェット—マイクロジェット—^{6), 7)}をもつこ

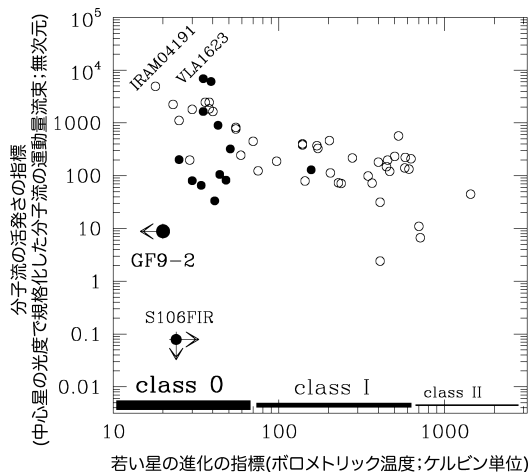


図1 中心星のボロメトリック光度で規格化したCO分子流の運動量率 ($F_{CO} \cdot c / L_{bol}$) とボロメトリック温度 (T_{bol}) の関係を近傍(太陽系からの距離 ≤ 350 pc) の中小質量の若い星に対してプロットしたもの (§ 1.2 および補遺 B 参照). 黒丸と白丸はそれぞれ H_2O メーザーの有無を示す. $F_{CO} \cdot c / L_{bol}$ は分子流の活発さを表し, T_{bol} は若い星の進化の指標であり, 若い天体ほど冷たい T_{bol} を示す. S106 FIR⁷⁾ と GF 9-2 は分子流の活動が最大になる前段階にあることがわかる. なお, VLA 1623 はクラス0天体の典型例¹⁾, IRAM 04191 は「極めて若い」原始星³⁰⁾として知られているが, いずれも分子流の活動性は高いことに注目されたい.

とがわかっているため, 星形成活動の開始に疑問を挟む余地はない. しかしながら, 大規模な分子流が見つからない. このことは S106 FIR は分子流駆動の前段階にあることを強く示唆している.

S106 FIR のユニークさを他の若い星と比べてみよう. 図1は若い星の年齢の指標であるボロメトリック温度^{*4)}に対し, 分子流の活動性の指標を

^{*3} 文献4の表1では S106-SMM, つまり S106 FIR に対して “Bip. HII” と分子流の活動性を示すノートが入っているが, これは隣接する B 型星 S106-IRS4 と混同した誤りである.

^{*4} 可視光で観測可能な星の物理状態は有効温度 (T_{eff}) とボロメトリック光度 (L_{bol}) で Hertzsprung-Russell 図に見るように一うまく記述できるが, 星間物質に深く埋もれた若い星の T_{eff} を精度良く求めることは減光に阻まれ不可能である. そこで T_{eff} に替わって, Myers と Ladd が 1993 年に導入したのがボロメトリック温度 (T_{bol}) であり, 可視光から遠赤外線までの SED と同じ周波数 (注: 波長ではない) にピークをもつ黒体放射の温度と近似的に定義される. 前述の SED の傾きによる進化クラス分類をより定量化したものと言える.

プロットしたものである。すなわち、図の左にある天体ほど若い天体であり、クラス 0 期は分子流の活動性の最も高い時期であることが読み取れよう。冷たいボロメトリック温度を示すにもかかわらず、分子流の活動性が低い S106 FIR の進化段階のユニークさにも気がつかれるはずである。ボロメトリック温度が冷たいということは、スペクトルエネルギー分布 (SED) を特徴づける温度が低いことにほかならない。そこで、われわれはこのように非常に若い原始星は (i) 大規模なスケールの分子流の駆動に至らないが、(ii) 原始星の存在を示唆する、何らかの (間接的) 証拠を有し、(iii) SED が冷たいことの 3 点で特徴づけられると提案した⁷⁾。

博士論文としてまとめたこの研究にはいくつかの限界があった。まず、サンプルが一つではお話にならない。さらに、ボロメトリック光度から判断すると、S106 FIR は小質量 [$M_* \leq 2M_\odot$ (M_\odot は太陽質量)] 原始星というよりは、中質量 ($2 < M_*/M_\odot < 8$) 原始星と解釈される⁵⁾。したがって、小質量星を対象に組み上げられた進化パラダイムを問い直すには最適の天体とは言いにくい。このため、第 2 の S106 FIR、それも小質量星版を草の根をかきわけても探し出したかった。加えて、B 型星である S106-IRS4 の HII 領域に隣接しており、個々の現象を切り分けて理解することが難しかった。これら問題点は博士論文執筆中から強く認識していたが、不問に付さざるをえなかった。左目の視力を失い移植手術を受けたこともあり、博士論文を 3 年で仕上げることでせいっぱいだったからだ。

2. 最も若い小質量原始星を探せ!

極めて若い進化段階に原始星がある時間は非常に短い⁶⁾。したがって、星形成が時間的にランダムな現象であるならば、そのような原始星は簡単には見つかるはずがない。加えて、望遠鏡時間を際限なく確保できないこともわかりきっている。そこで、統計的な議論を支えるサンプルとしての一様性には目をつむり、「狙い撃ち」の探査を大学院時代に開始することにした。網羅的研究は、自らの研究グループを率いることができるようになるまで封印だ。選択基準 (i) については、文献をもとに分子流をもつ天体を排除すればよい。残った天体についてサブミリ波ボロメーターによる研究結果を利用して、(iii) の基準から絞り込めばよい。観測のない候補天体に関しては、自ら探査することにした。基準 (ii) については S106 FIR で「当てた」H₂O メーザーと心ずすることにした。

野辺山⁷⁾ 45 m 鏡の 3 mm 帯の観測は天候を選ぶ。一方、センチ波帯の H₂O メーザーならば、少々風や雨には負けぬ。そこで、観測所周辺に待機し、悪天候と見るや、観測室に電話して、おそろおそろ「いかがでしょうか、まだ観測をお続けになりますか」と尋ねる生活が始まった。45 m 鏡マネジャーの浮田信治さん (当時) をはじめとする関係者の理解と支援があって成り立つプロジェクトである (補遺 A)。170 余天体に及ぶ探査^{9), 10)}の結果、ついに三つの基準を満たす原始星に出会う⁸⁾。それが GF 9-2 である。

⁵⁾ 降着の最初期にあるため増光している小質量原始星⁹⁾という解釈も成り立つ。

⁶⁾ クラス 0 天体の年齢は 10^4 年のオーダーとされる²⁾。

⁷⁾ 国立天文台野辺山宇宙電波観測所

⁸⁾ ポスドク研究員としてイタリアへ渡ったのちも証拠固めのための観測を続けた。ポーロニア近郊のメディチナ 32 m 電波望遠鏡、ニューメキシコの VLA、オーストラリアのパークス 64 m 鏡で H₂O メーザーなどの観測を続け、45 m 鏡、チリの SEST 15 m 鏡、そしてハワイ島のカルテクサブミリ波天文台 10.4 m 鏡でのボロメーター観測と分子流探査に 3 年を要した。

3. 星の誕生の舞台としての GF 9 フィラメント

GF 9-2, 別名 L1082 C と聞いても大多数の読者は、名前すら聞いたこともなからう。カシオペア座方向の冷たい星間物質のなかで、ひっそりと生まれつつある、爪に火を灯すほど暗く冷たい原始星 ($L_{\text{bol}} \approx 0.3L_{\odot}$, $T_{\text{bol}} \leq 20 \text{ K}$; 文献 11) である。GF とは Globular Filament の略で、文字どおり線状の孤立した暗黒星雲であり、Schneider と Elmegreen によるカタログ¹²⁾の 9 番の天体である。歴史的には Lynds による暗黒星雲カタログに現れるのが最初で、1082 番の暗黒星雲として収録されているが、GF 9 フィラメントの東部のみの同定である。距離は 200 pc である^{*9}。GF 9 フィラメントは孤立した静かな小質量星形成領域である^{14), 15)}。近赤外線の減光と分子輝線観測から求められた、フィラメントの平均密度は $2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ¹⁶⁾であり、よく研究されている、おうし座分子雲よりも希薄である。

可視光で GF 9 フィラメントを見れば漆黒の闇であるが、GF 9-2 をはじめとする星々の誕生の舞台であり、中間赤外線から電波で見れば影絵の役者たちが見えてくる。実際、Wiesemeyer らは暗黒星雲のなかで減光の強い領域や、センチ波帯にある H_2CO 分子輝線の吸収の深い場所¹⁴⁾を選んで、ISO 衛星を用いた中間赤外線の撮像や分子輝線の観測を行った¹⁵⁾。その結果、八つの若い星が赤外線源として見つかっただけでなく、星なし分子雲コアも見つかった。これに対し、われわれは GF 9 暗黒星雲における星形成現象の全体像を掴むために、45 m 鏡を用いて波長 1.25 cm の NH_3 (1,1) 輝線での分子雲コア探査の網羅的観測を行った。Wiesemeyer らの観測が暗黒星雲の濃いところを選択的に観測したのに対し、先入観なしに全容を把握したかったからである。

NH_3 (1,1) 輝線で観測された高密度ガスの分布を図 2(a) に示す。検出限界をどこで区切るかによるが、7-10 個の分子ガス塊が検出されたことがわかる。なお、 NH_3 輝線で観測されたからといって、これらはアンモニア分子だけからなるガス塊ではなく、99% が水素 (H_2) 分子から構成されているガスと塵の塊—分子雲コア—である。誤解を招く慣習的表現であるが、観測した星間分子の名をとって「アンモニアコア」のように呼ぶことが多い。本稿では「高密度コア」あるいは単に「コア」などとも呼ぶことを断っておく。 NH_3 分子は超微細構造線をもつ。超微細構造線の解析は輝線の放射条件を特徴づける励起温度、光学的厚さおよび輝線の線幅を与え、これらから柱密度を導き、ガス塊の質量—LTE 質量と呼ばれる—を計算できる。 NH_3 の励起温度は 8-11 K と冷たく、これらの分子雲コアの LTE 質量は 0.2-3.3 M_{\odot} と求められた¹⁷⁾。

図 2(a) をもう一度見ていただきたい。東部のコアグループ (GF 9-3, 4 および 8) をひとまとめと考えると、コアは約 0.5 pc 程度の間隔でフィラメントに沿って並んでいるように見える。実際、図 2(b)-(d) に示した、 ^{13}CO (1-0) や C^{18}O (1-0) 輝線で観測される、コアとコアの間の低温希薄ガスの温度と密度から計算されるジーンズ長はコアの平均間隔と整合性がある。また、低温希薄ガスのジーンズ質量とコアの LTE 質量もよく一致する。このことは、重力不安定性によって GF 9 フィラメント状分子雲が分裂に至ったことを意味しているのだろうか？ もちろん、数値シミュレーションによる研究の発達した、現代のわれわれはこのような古典的ジーンズ解析では分子雲の分裂と収縮を説明できない¹⁸⁾ことを知っている。それにもかかわらず大きな矛盾が見られないことは、GF 9 暗黒星雲で進行中の星形成過程がフィラメント状分子雲の分裂過程によるものであり、

*9 GF 9-2 方向での star count から求められた¹¹⁾。同様な方法による以前の研究には 440 pc とする報告¹³⁾もある。

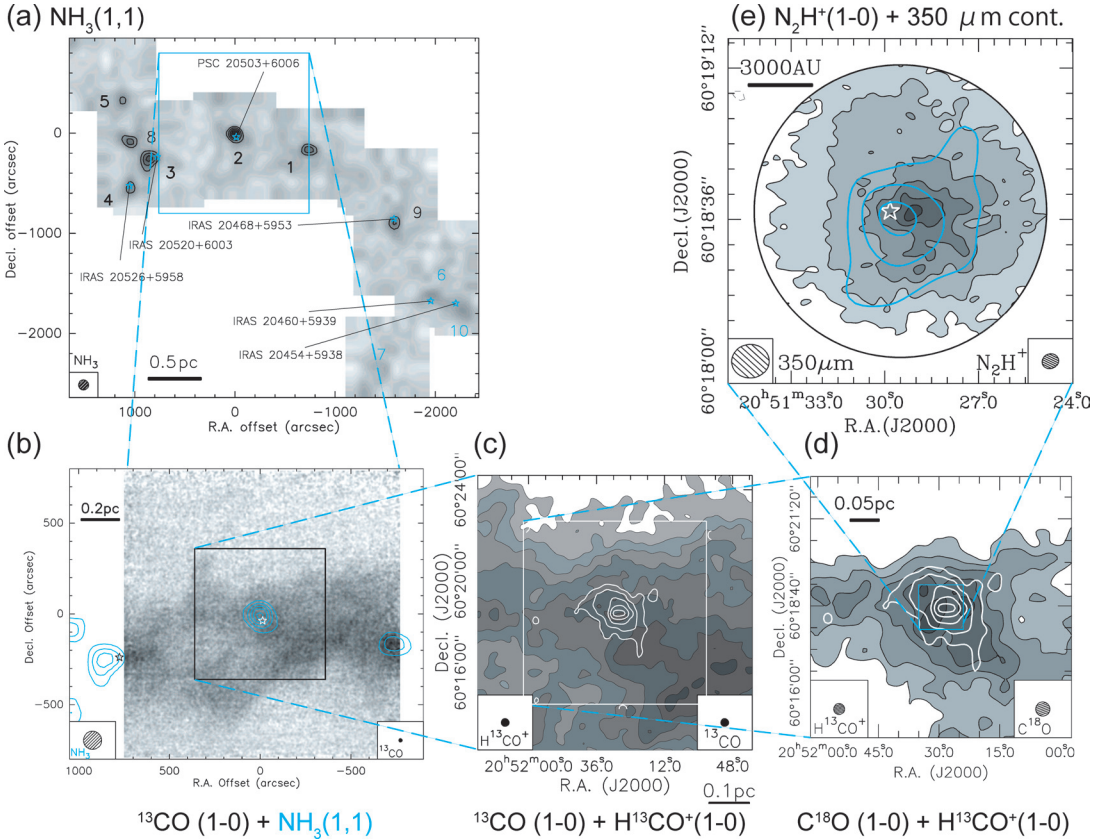


図2 GF 9 フィラメント状暗黒星雲と GF 9-2 分子雲コアの詳細観測のまとめ (§3 および §5.1 参照)。(a)一野辺山 45 m 鏡を用いて $\text{NH}_3(1,1)$ 輝線で撮像されたフィラメント状暗黒星雲 GF 9 における高密度ガスの分布。左下隅のパネル内の円は、45 m 鏡のビームサイズ (半値全幅 $80''$) を示す。大文字の数字は同定されたコアの識別番号、青の星印は付随する赤外線源の名前を示す。(b)GF 9-2 コアを中心とする約 2 分角四方の $^{13}\text{CO}(1-0)$ 輝線の全積分強度図 (グレイスケール) にパネル (a) の「 NH_3 コア」の分布を青い等高線で重ねたもの。(c)パネル (b) の GF 9-2 コア付近の拡大図に $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ 輝線の全積分強度を白い等高線で重ね合わせたもの。(d) $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ データとの重ね合わせで、白い等高線はパネル (c) に同じ。なお、 C^{18}O データは本来の空間分解能を若干なまらせている。(e)一野辺山 45 m 鏡とカルテク OVRO ミリ波干渉計のデータを結合して得られた、 $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ 輝線の全積分マップ (グレイスケール) に $350 \mu\text{m}$ 連続波放射の分布 (青い等高線) を重ねたもので、星印は 3 mm 連続波の位置を示す。 N_2H^+ 輝線に関しては、結合して得られた画像の円形の視野内にある放射だけを表示した。パネル (a) の等高線は、画像の 6σ レベルから 3σ 刻みで表示、それ以外のすべての等高線は 3σ レベルから 3σ おきで表示。すべてのパネルの右あるいは左下隅の枠内の (楕) 円はラベルで示した放射に対するビームの半値全幅を示す。パネル (a) および (b) の赤経、赤緯オフセットの原点はパネル (e) に示した 3 mm 連続波源のピーク位置。

その結果、重力的に不安定なコアが形成され、現在へと至ったことを物語っている。

4. 星形成の初期条件を探るための道具立てを整備する

物事を驚掴みにして理解しようとする、観測家の荒っぽい言葉を許していただけるならば、「原

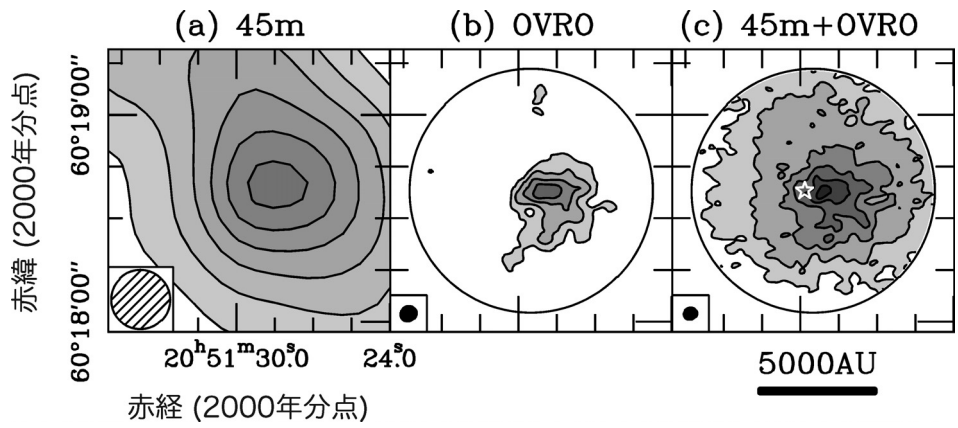


図3 N_2H^+ (1-0) 輝線で観測された小質量原始星 GF 9-2 の母体の高密度分子雲コアの全積分強度図 (§4 参照)。(a)―野辺山 45 m 鏡で観測したもの (主ビーム輝度温度スケール), (b)―カルテク OVRO ミリ波干渉計によるもの, および (c)―両者を結合したもの ((b) および (c) はフラックス密度スケール) を表す。等高線間隔は各画像の 3σ レベルから 3σ おきで表示。図中の記号や等高線等は、断りのない限り図2のそれらと同じ。

始星の形成は質量を集めて角運動量を捨てる」物理過程である。自然は巧みに分子雲をサイズにして6桁も収縮させ、密度を20桁も上昇させることによって原始星を産む。観測家として、何をもってしてこれに迫るべきか？

高い空間分解能を実現できるが、空間的に広がった放射を撮像できない電波干渉計。一方、分解能は低くとどまるものの、広がった放射を検出できる単一電波望遠鏡。これらの一長一短を補い合うような観測を実現すればよい。換言するならば、高い空間ダイナミックレンジをもち、ミッシングフラックスのない電波画像を得る必要がある*10。カリフォルニア工科大学 (カルテク) へ移り、2003年当時オーウェンズヴァレー電波観測所 (OVRO) ミリ波干渉計グループのポスドク研究員であった私にとって、古巣である野辺山の45m鏡との組み合わせを考えることは自然なこと

だった。

単独の観測装置だけで取得したデータを使って論文を書く場合、検出した電波の絶対強度の精度評価に多大な神経を使うことはそう多くない。たいていの場合、20%程度の不定性は避けられないからである。しかし、OVRO ミリ波干渉計と野辺山45m鏡のデータを結合しようと思うとそれは許されなくなる。その過程は両方の天文台におけるフラックス測定の評価試験の様相を呈してくる。両天文台のデータをフーリエ変換して共通の空間周波数成分で振幅を比較してみると、ファクターで1.8倍違う。単純に考えられる誤差要因を洗い出しても、1.5倍程度にしか差は縮まらない。どちらの天文台のスタッフと議論しても、相手の天文台が間違っているか、さもなければ私の解析が間違っていると言われる。太平洋横断を繰り返すこと3回、とうとうファクター1.1以内へ追い

*10 天球面の輝度分布のフーリエ成分を観測量とする電波干渉計は空間的フィルターとして働く。したがって、その干渉計が与える最大の干渉縞間隔よりも広がった構造は過分解 (resolve out) される。通常、最大の干渉縞間隔は最も近接した素子アンテナ間の距離で与えられる。このように干渉計が撮像できない大局的スケールの構造を干渉計本来のもつ空間分解能で撮像するためには、全電力を受信できる単一電波望遠鏡で取得されるデータを結合すればよいことになる。

込んだ。その過程（文献 19 の論文の補遺参照）は、両天文台の五臓六腑を一つ一つ改める作業であり、根幹まで疑う私に時にスタッフが声を荒げた。

野辺山 45 m 鏡と OVRO ミリ波干渉計のデータ結合の結果を図 3 にまとめる。パネル (a) および (b) が結合前のデータであり、(c) の画像は高い分解能で広がった放射を再現している。(b) では何も見えていない外側領域において、(c) の画像が結合後のデータであり、高い分解能でガスの分布が見える。これは (a) の画像を 45 m 鏡のビームで deconvolution したことによって再現できた空間周波数成分である。図 3(c) を得ることによって、数秒角から 100 分角程度の 2 桁にわたる角度スケールの放射を撮像できたのだ^{*1}。GF 9-2 までの距離 200 pc を与えれば 0.1 pc から 0.001 pc のオーダーにわたる実空間でのダイナミックレンジを実現したことになる。言い換えれば、母体の分子雲コアから落下する星周構造のスケールに至るまでのガスの撮像と分光を同時にしたことになる。

5. 分子雲コアの重力収縮を探る 格好の実験室

5.1 全容

これまでに得られた結果を整理してみよう。全容を理解していただくため取得間もないデータも援用するが、未発表のこれらに関しては定性的な説明にとどまることをお断りしたい。図 2(b) のグレイスケールは、GF 9-2 を中心とする 2 分角四方の低温希薄ガスの分布を探ったものである。観測した輝線は $^{13}\text{CO}(1-0)$ 輝線で、 10^{2-3} cm^{-3} 程度のガスの分布を表す。GF 9-2 コアが中央に見え、パネルの左端付近に GF 9-3 コア、右端に GF 9-1 コアを認めることができよう。図 2(b) の白黒イメージを GF 9-2 付近において拡大したのが、

図 2(c) のグレイスケールであり、フィラメント状分子雲の尾根とも呼べる構造が東から西南西にかけて走っている。このような構造は、図 2(d) のグレイスケールで示した $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ 輝線ではっきり見て取れる。 $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ は、 $^{13}\text{CO}(1-0)$ よりも 1 桁高い密度 ($\sim 10^{3-4} \text{ cm}^{-3}$) のガスの分布を示す。図 2(c) および (d) で中央に浮かぶ、白い等高線こそがわが主人公 GF 9-2 高密度分子雲コアである。このマップは、45 m 鏡による $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ 輝線の観測によって得られたもので、密度 $\sim 10^{5-6} \text{ cm}^{-3}$ のガスがあぶりだされている。 H^{13}CO^+ の等高線が NH_3 のそれよりもシャープに見えるのは、前者は後者よりも 3.7 倍高い周波数に遷移が現れるため、望遠鏡の回折限界も 3.7 倍高いからである。この高密度コアの LTE 質量は約 $3 M_{\odot}$ である。さらに分解能を上げて密度の高い領域を見てみよう。図 2(e) のグレイスケールで示した $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ 輝線の分布を見ていただきたい。 H^{13}CO^+ コアの中心部で物質の凝縮が進んでいることがわかる。

このような高密度領域ではプローブ一探索針一の分子が必ずしも水素分子の柱密度分布、すなわち物質の分布 (S3 参照) を反映していない可能性がある。なぜならば、これらの分子がダスト表面などに吸着して（水素分子に対する相対）存在量が減ったり、化学反応によって存在比が局所的に増減している可能性を排除できないからである。そこで、連続波観測を行い万全を期すことにした。図 2(e) の青コントアは、カルテクサブミリ波天文台 (CSO) 10.4 m 鏡に搭載された、ボロメータカメラ SHARC II で撮像された $350 \mu\text{m}$ 連続波放射の分布を示す。星印は、OVRO ミリ波干渉計で撮像されたコンパクトな 3 mm 連続波の位置であり、形成中の原始星の位置を示す。分子雲コアは大局的には南西-北東方向へ延びているが、それとおおよそ直交する方向へ $350 \mu\text{m}$ 放射は延

*1 逆に言えば、ミリ波帯の既存の装置を組み合わせても、この程度のダイナミックレンジしか得られない。

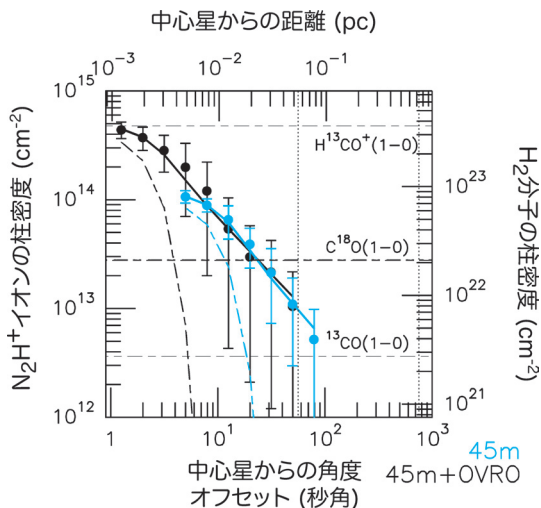


図4 GF 9-2 高密度分子雲コアにおける N_2H^+ 柱密度の動径分布 (§5.2 および図 2(e) 参照). 太い実線はビームパターン (プロット左側の点線の曲線) を考慮したベストフィット. 右側の縦軸は $350\mu m$ 連続波 (図 2(e)) 強度との比較から求めた N_2H^+ イオンの相対存在比を用いて水素 (H_2) 分子の柱密度に換算してある (§5.1 参照). 青は 45 m 鏡, 黒は 45 m 鏡と OVRO 干渉計の結合データによる結果を示す. 黒の縦破線より内側 ($r \leq 0.06 pc$) は, 落下運動 (§5.3 参照) が観測された領域, $r \leq 0.73 pc$ の縦破線は最も近くに隣接する GF 9-1 の位置 (図 2(a) および (b) 参照) を示す. 3 本の横破線はラベルに示したさまざまな分子輝線 (図 2 参照) が光学的に厚くなる柱密度である.

びている. $350\mu m$ 連続波は, 原始星を囲む回転円盤へ動的降着するガスの供給源であるエンヴェロップと呼ばれる $1,000 AU$ スケールの星周構造を見ていると考えられる. これらの連続波の放射機構はダストからの熱放射であり, その強度は視線にある物質の総量の良い指標になる. GF 9-2 の星周構造の質量は約 $0.5 M_{\odot}$ と求められ, クラス 0 天体での典型値程度である.

5.2 高密度分子雲コアの密度構造

お待ちかねの GF 9-2 分子雲コアの密度構造を見てみよう. 図 4 は GF 9-2 コアにおける柱密度

(N) の動径分布を示したもので, N_2H^+ (1-0) 輝線データに対して超微細構造線の解析 (§3) を経て求められた. 柱密度は外側へ向かって減衰しており, そのべき指数はマイナス 1. これは体積密度 (ρ) へ直すとマイナス 2 である. すなわち, $\rho(r) \propto r^{-2}$ 型の密度プロファイルがコアの外側から中心部 $r \approx 600 AU$ 付近まで続いている. $600 AU$ より内側は, 点線で示したビームサイズと同程度であり, べき指数を決めることは不可能である. この結果は分子雲コアの収縮解のうち, 両極端のパラダイム^{8), 20), 21)}とも言える Larson²²⁾, Penston²³⁾, そして Hunter²⁴⁾ による暴走的収縮解と Shu²⁵⁾ による準静的収縮解²⁶⁾のどちらとも整合性がある. 実際, 図 4 から計算される中心密度

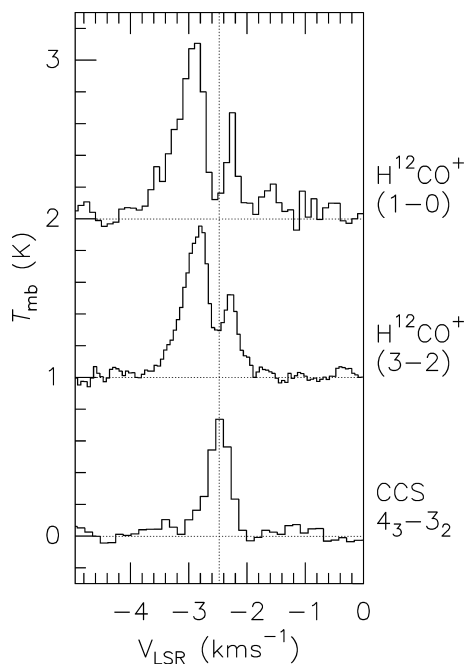


図5 GF 9-2 コアの中心方向におけるさまざまな分子輝線のスペクトル (§ 5.3 参照). カルテクサブミリ波天文台 (CSO) 10.4 m 鏡で観測された $H^{12}CO^+$ (3-2) を除く二つのスペクトルは野辺山 45 m 鏡で取得された. 縦軸は主ビーム輝度温度単位. $V_{LSR} = -2.5 km s^{-1}$ 付近の縦の点線は分子雲コアの系統速度 (V_{sys}) を示す.

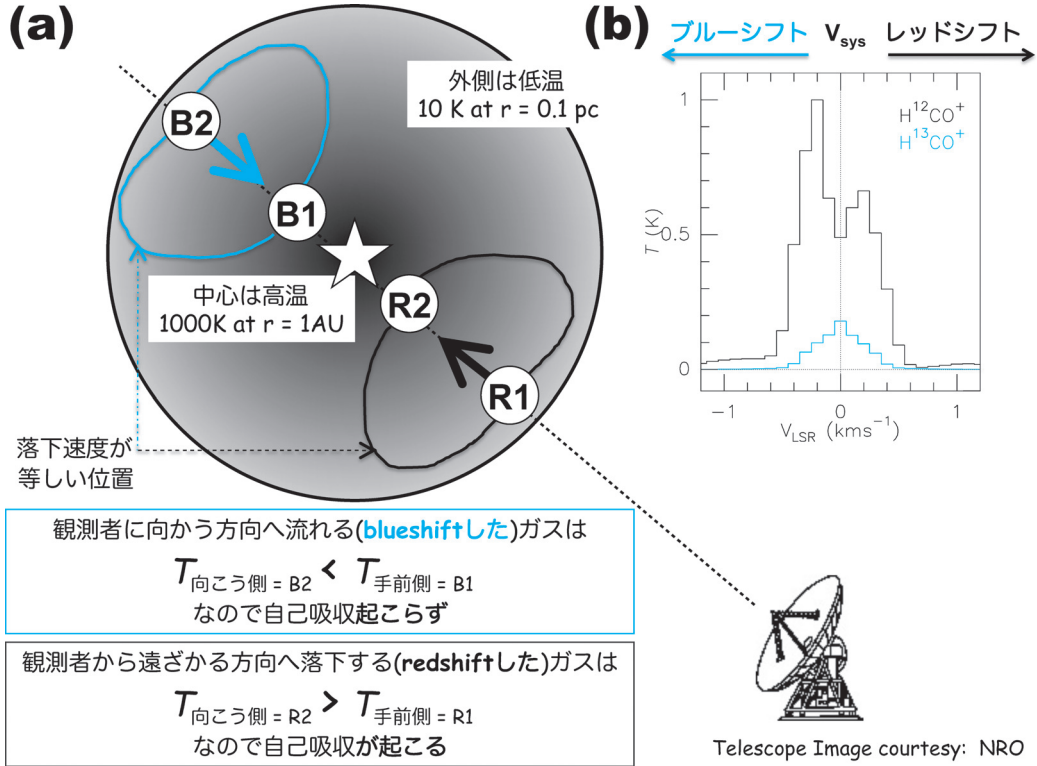


図6 (a)一高密度分子雲コア中で中心で形成されつつある原始星へ向けて落下 (infall) するガスの様子, (b)一簡易モデル計算で得られたスペクトルの一例 (§ 5.2 参照). 考察対象の分子雲コアには中心の原始星以外の熱源がなく, かつコア周囲にも熱源がないと仮定すれば, コアの中心から外側に向かって低温となる温度勾配が形成される. このコア中を落下するガスのうち, 視線(パネル (a) の点線)に沿って運動するガスに着目しよう. コア中でガスの落下速度の絶対値が等しくなる位置を結んだ曲線のうち, 観測者の視線と交差する点を観測者に近い側から R1, R2, B1 および B2 と呼ぶことにする. 原始星より観測者に近い R1 および R2 に位置するガスの落下は観測者から遠ざかる運動を示し, レッドシフトした速度成分として観測される. 観測者から見て原始星の向こう側である B1 および B2 にあるガスの落下は観測者へ近づく運動であり, スペクトルのブルーシフトした成分を構成する. B1 のほうが B2 よりも中心星に近いので, B1 にあるガスの温度は B2 のそれよりも高い. 一方, 原始星よりも手前に位置する R1 と R2 における温度の関係は逆となる. したがって, レッドシフトしたガスの流れは自己吸収を起こすのに対し, ブルーシフトしたガスは自己吸収を起こさないため, 光学的に厚い輝線である H^{12}CO^+ 輝線はパネル (b) に示すようなスペクトル形状をなす. すなわち, 分子雲の系統速度 (V_{sys}) に対して対称な速度にピークをもつが, レッド側のピークがブルー側のそれに比べて弱く, V_{sys} 付近に最も深い吸収が現れる. 光学に薄い H^{13}CO^+ 輝線は V_{sys} 付近にピークをもつ単一ガウス型スペクトルを示す. (b) に示したスペクトルは輻射輸送を解いて得られたもの. モデルスペクトルは $J=3-2$ 遷移に対する計算の一例で, H^{12}CO^+ のピーク強度で規格化しているが, H^{12}CO^+ と H^{13}CO^+ の相対強度は $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}=89$ を与えたときに計算されたものである.

は, 両解の予測値—4.4 倍しか違わない—の中間程度であり, どちらか一方の解の有効性を結論づけることはできない. しかしながら, ここで重要なことは, これまでに観測されている, どの原始

星よりもコンパクトな領域である中心部 600 AU 付近に至るまで $\rho(r) \propto r^{-2}$ のプロファイルが同定されたことである. これが意味することについては §5.4 で論じる.

5.3 高密度分子雲コアの速度構造

Larson-Penston-Hunter (LPH) 解^{*12}, すなわち暴走的収縮のシナリオでは原始星が誕生した瞬間 ($t=0$)^{*13}, コア全域にわたって超音速のガスが中心星へ落下するような初期条件を考える. これに対し, Shu 解—準静的な収縮シナリオ—では $t=0$ におけるコアの速度場は静的である^{*14}. したがって, 速度構造を精査すれば両者は観測的に区別できる^{*15}. なお, $t < 0$ を LPH 解では暴走的収縮期, Shu 解では準静的収縮期と呼ぶ. $t > 0$ はどちらの解でも質量降着期と呼ばれる.

図 5 は GF 9-2 コア中心方向で取得されたいくつかの分子輝線のスペクトルであり²⁹, 上の二つが光学的に厚い輝線, 下の CCS 輝線が光学的に薄い輝線である. 光学的に厚い $H^{12}CO^+$ 輝線はダブルピークを示し, 分子雲を代表する速度 (V_{sys}) に対してレッドシフトした右側のピークはブルーシフトした左側のそれに比べ弱い. また, 光学的に薄い CCS 輝線は単一の (おおよそ) ガウス型のスペクトルプロファイルを示す. この放射が最大となる速度は, 光学的に厚い輝線の最も深い吸収の速度に一致する. 一連の特徴は高密度分子雲コアのなかで原始星へ落下 (infall) するガスの運動を反映していると解釈するのが自然である^{28), 29} (図 6(a)). なお, 中心部ほどの S/N 比はないが, われわれはコアのほぼ全域にわたって同様な形状のスペクトルを得ている. それらのスペクトルの観測された領域は, 図 4 における $r \leq 0.06$ pc—

$\rho(r) \propto r^{-2}$ を示す—に対応し, コアの外周部においてもガスの降着運動が存在することが確かめられた.

さて, 考察対象の原始星が質量降着期 ($t > 0$) の最も初期段階 ($t \approx 0$) にあるので, 原始星の極めて近傍領域を除けば, GF 9-2 コアの速度および密度構造は原始星誕生の瞬間のそれと同じ—往時の様子をとどめている—と見なしてよい^{*16}. 高密度分子雲コアのほぼ全域にわたって落下運動が存在するという結果は, LPH 解の初期条件である $t=0$ において $v(r, t) = -3.28c_s$ (c_s は音速) という速度場^{24), *17} との良好な整合性を示している. これに対し, Shu 解の初期条件 [$t=0$ において $v(r, t) = 0$] との一致は明らかに認められない. すなわち, GF 9-2 コア中心部で形成中の原始星は暴走的な収縮を経て誕生したことにほかならない^{19), 27)}.

収縮中の分子雲コアで観測されるスペクトルを定量的に評価するためには, 少なくとも輻射輸送を解いたモデル計算が必要になる. われわれの簡易計算によって得られたスペクトルの一例を図 6(b) に示そう. 詳細は文献 29 の論文に譲るが, われわれはガスの落下速度の典型値を 0.5 km s^{-1} と推定し, 密度プロファイル (図 4) と合わせて質量降着率を $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度と見積もっている.

5.4 GF 9-2 原始星の年齢

それでは, GF 9-2 原始星の年齢はどれほどで

*12 Larson-Penston (LP) 解はファーストコア誕生以前の収縮に対する解である. LP 解をファーストコア誕生後へ拡張したのが Hunter²⁴⁾ の研究であり, LP 後期解とも呼ばれる. McKee と Ostriker による最近のレビュー²⁷⁾では一括して Larson-Penston-Hunter 解と呼んでいる.

*13 LPH 解では厳密には $t \rightarrow -0$ (文献 24).

*14 系統的な運動は存在しないという意味において静的である. 無秩序運動である熱運動と乱流運動は存在するため熱的と呼ぶべきかもしれないが, あまり厳密性を追究しても言葉遊びであろう.

*15 文献 19 の論文ではコア全域にわたって非熱的速度幅が卓越していることを論拠にガスの大局的な落下運動の存在を論じた. これに対して, 投稿中の文献 29 の論文では本稿で紹介する分光学的証拠をもとに落下運動の存在を決定づけた.

*16 今回の観測では空間的に分解できなかった中心の超高密度領域において, この仮定が成立するか否かは自明ではない.

*17 エンヴェロップ (§5.1) を含むコア全体が超音速で収縮していることを示している.

あろうか？ GF 9-2 コア中心では H_2O メーザー放射が観測されている (S2). 温度数百ケルビンおよび密度 $\approx 10^{6-9} \text{ cm}^{-3}$ を要する同メーザーの励起条件を考慮すれば、中心に原始星が形成されていること、すなわち $t > 0$ にあることは間違いない。LPH 解と Shu 解のいずれにおいても原始星形成後は $\rho(r) \propto r^{-3/2}$ 型のプロファイルを示す自由落下領域が中心部に形成される。収縮の進行に伴い、自由落下領域の半径 (r_{ff})—密度プロファイルのべき指数が折れ曲がる半径—が外側へ広がっていく。両シナリオで広がる速度が異なるのだが、 $r > r_{\text{ff}}$ の外側領域において $\rho(r) \propto r^{-2}$ を示すことは共通である。自由落下領域半径の広がる速度は、LPH 解では音速の数倍で与えられる。

図 4 へ戻ろう。GF 9-2 コアにおいて、われわれは中心部 600 AU 付近まで $\rho(r) \propto r^{-2}$ のプロファイルを保っていることを見いだした (S5.2)。それよりも内側のべき指数が $-3/2$ であるか否かは判然としないが、自由落下半径が約 600 AU 以上には成長していないことは確実である。この半径の上限値に理論予測の膨張速度を合わせれば、年齢の上限値を論ずることができる。すなわち、温度 10 K を与えた場合、原始星の年齢 ($t_{\text{protostar}}$) の上限値として 5,000 年が導かれる。まとめると、GF 9-2 コアは重力的に不安定な状態から自由落下時間 (t_{ff}) である $\approx 2 \times 10^5$ 年前 ($t = -t_{\text{ff}}$) に暴走的収縮を始め、中心に原始星が誕生してから数千年を経た進化段階にある¹⁹⁾。

(暴走的) 収縮が進行し「中心部で密度がおおよそ $n_{\text{cr}} \approx 10 \text{ cm}^{-3}$ に達すると、それまでガスを冷却して等温に保ってきたダストからの熱輻射に対して中心部が光学的に厚くなり、中心部で水素分子ガスは断熱的になる。こうして、中心部で収縮がいったん止まりほぼ力学的に釣り合ったコアを形成する」(富阪氏による天文月報記事²⁰⁾より引用)。理論的には、この瞬間をもって原始星誕生

($t=0$) とし、形成されたコアはファーストコアと呼ばれる。 $t_{\text{protostar}} \leq 5,000$ 年というわれわれの結論は、GF 9-2 コアで形成中の原始星はファーストコア期にあるという主張と読み替えていただいてもよい^{*18}。

6. まとめ、そして次の 10 年へ向けて

6.1 本研究のまとめ

われわれは、星なし分子雲からクラス 0 天体への進化をつなぐミッシングリンクとも言うべき、希有な進化段階にある原始星 GF 9-2 を同定した。この原始星を包含する高密度分子雲コアは分子流による破壊を受けておらず、分子雲コア収縮の環境条件—初期条件および境界条件—を探るうえで格好の研究対象となる。GF 9-2 分子雲コアの密度および速度構造を詳細に解析したところ、進行中の重力収縮は準静的な収縮シナリオの予測とは相容れず、暴走的収縮解の予測を支持する結果を得た。

6.2 次の 10 年間への課題

実は GF 9-2 コアの中心部ではファーストコア連星ともいうべき連星系が形成されている可能性が濃厚である¹⁹⁾。目ざとい読者は図 2(e) で 3 mm 連続波源の位置と N_2H^+ (1-0) 輝線のピーク位置がずれていることに気づかれたはずだ。後者には、さらに若い進化段階の原始星(候補天体)が包含されていると解釈できる。この場合、連星系間隔は母体の分子雲コアのもつ回転角運動量から計算される遠心力釣り合い半径と同程度である。これはさほど驚きに値しない結果である。なぜならば、中小質量星の半数以上は連星ないし多重星として観測される、という厳然たる事実をわれわれは知っているからだ。この文脈でとらえ直すならば、本研究は孤立した分子雲コアにおける収縮の初期条件と境界条件を大局的に考察したにとどまる。孤立的な星形成領域における連星系発生頻

*18 他のクラス 0 天体は、状況証拠からすべてセカンドコア期の原始星と考えられるが、観測的に示すことは困難である。

度は集团的星形成領域におけるそれよりも高いとされる。しかし、どのような環境が連星系発生の初期条件と境界条件を決めているのか？ は、観測的には手つかずである。

一方、太陽質量の8倍を超える大質量星形成の研究からは (i) 大質量（原始）星^{*19}は集团的に生まれ、孤立した大質量（原始）星は皆無であること、(ii) 早期 B 型星までの形成シナリオは中小質量星形成のそれをスケールアップしたものが適用できそうだ、とわかってきた。本稿で紹介した研究は、これらの知見を進展させるための作業仮説を立てる素材となる。大質量星形成のパラダイムを構築するにあたって、要となった研究対象の多くがオリオン星雲よりも1桁以上遠方にあり、既存の望遠鏡では分解できない。そのため大質量星形成の研究の多くは、対象とする領域において最も明るい星の進化を論じ、その影響の考察に甘んじている。ほぼ同時期に誕生する一同時か否かも論争のまっただなかであるが—中小質量星の形成に関する考察は、オリオン星雲を除けば皆無と言ってよい。かく言う筆者らも、隔靴搔痒とした論文を書き続けている。

アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計(ALMA)をはじめとする、次世代の望遠鏡群は空間分解能と感度における既存の装置の手詰まり状態を打破するはずだ。一方で、ミリ波から遠赤外域にかけて、撮像のみならず分光観測においても、超広視野観測が可能な時代となってきた。これらのデータを駆使し、理論研究者との協力を進めれば、銀河系スケールでの星間物質の輪廻と個々の分子雲内の星形成過程の理解を有機的に結びつけ、質量スペクトルとして理解できるであろう。ひょっとすると、10年後には「星の誕生時の質量頻度分布（初期質量関数）は何が決めるのか？」に回答が与

えられているかもしれない。

われわれの行く手は、それほどまでにバラ色だろうか？ 本研究は攻めるべき城壁の最も弱い隙間を探し出し、個人技を駆使して、執拗な攻撃を繰り返したゆえの戦果である。次の10年間もこのような戦術で世界に伍していくことは、幸運を味方につけない限り無理というものだ。若手研究者に対して、後顧の憂いなく、永続的に研究に専念できる環境を与え、研究者生命の早い時期に存在感ある研究グループを形成させる——究極の理解への初期条件として与えるべきものであろう。

謝 辞

本稿を執筆する機会を与えてくださった今西昌俊さんをはじめとする天文月報編集委員会、本稿をまとめるにあたり有益な指摘をいただいた松本倫明さん、中村文隆さん、平下博之さんにお礼を申し上げます。一連の研究が動的収縮に転ずるとも雲散霧消するとも定かでない極めて初期の段階から、分裂に至ることもなく二人三脚を続けてくださった北村良実さんに深く感謝いたします。本研究の一部は川辺良平、齋藤正雄, Alwyn H. Wootten, Mark J. Claussen, Kevin B. Marvel および新永浩子の諸氏と進めたものでもあります。また、大質量（原始）星形成の謎に共に挑んできた Riccardo Cesaroni 氏との8年にわたる密な議論は本研究を見つめ直すだけでなく、別の原動力ともなりました。野辺山、アルチェトリ天文台、カルテク、そしてハワイ観測所をはじめとする世界各地の研究機関のスタッフ、お名前をすべてあげられませんが、皆さんの全面的協力と理解、そして笑顔がなければ、ここまで歩を進めることはできませんでした。

^{*19} 観測家はいまだに大質量原始星の発見に至っていない。これまで研究されてきた極めて若い大質量星は、いずれも降着により解放された重力エネルギーでも輝いているが、星内部では水素核融合反応がすでに始まっている。このため大質量原始星ではなく、大質量（原始）星あるいは大質量原始星候補天体と厳密に区別すべきである。

参考文献

- 1) André P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, ApJ 406, 122
- 2) Bachiller R., 1996, ARAA 34, 111
- 3) 古屋 玲, 2000, プラズマ・核融合物理学会誌 76, 633
- 4) André P., Ward-Thompson D., Barsony M., 2000, Protostars and Planets IV, 59
- 5) Richer J. S., Padman R., Ward-Thompson D., Hills R. E., Harris A. I., 1993, MNRAS 262, 839
- 6) Furuya R. S., Kitamura Y., Saito M., Kawabe R., Wootten H. A., 1999, ApJ 525, 821
- 7) Furuya R. S., Kitamura Y., Wootten H. A., Claussen M. J., Saito M., Marvel K. B., Kawabe R., 2000, ApJ 542, L135
- 8) 増永浩彦, 天文月報, 1999年6月号
- 9) Furuya R. S., Kitamura Y., Wootten H. A., Claussen M. J., Kawabe R., 2001, ApJ 559, L143
- 10) Furuya R. S., Kitamura Y., Wootten A., Claussen M. J., Kawabe R., 2003, ApJS 144, 71
- 11) Wiesemeyer H., 1997, The spectral signature of accretion in low-mass protostars, Ph.D. Dissertation, University of Bonn
- 12) Schneider S., Elmegreen B. G., 1979, ApJS 41, 87
- 13) Viotti N. R., 1969, Mem. Soc. Astron. Italiana 40, 75
- 14) Güsten R., 1994, The Cold Universe, 169
- 15) Wiesemeyer H., Cox P., Güsten R., Zylka R., 1999, ESA SP-427: The Universe as Seen by ISO, 533
- 16) Ciardi D. R., Woodward C. E., Clemens D. P., Harker D. E., Rudy R. J., 2000, AJ 120, 393
- 17) Furuya R. S., Kitamura Y., Shinnaga H., 2008a, PASJ 60, 421
- 18) 観山正見, 天文月報, 1986年9月号
- 19) Furuya R. S., Kitamura Y., Shinnaga H., 2006, ApJ 653, 1369
- 20) 富阪幸治, 天文月報, 2000年10月号
- 21) 富阪幸治, 天文月報, 2008年2月号
- 22) Larson R. B., 1969, MNRAS 145, 271
- 23) Penston M. V., 1969, MNRAS 144, 425
- 24) Hunter C., 1977, ApJ 218, 834
- 25) Shu F. H., 1977, ApJ 214, 488
- 26) 中野武宣, 梅林豊治, 天文月報, 1984年5月号および6月号
- 27) McKee C. F., Ostriker E. C., 2007, ARAA 45, 565
- 28) Walker C. K., Lada C. J., Young E. T., Maloney P. R., Wilking B. A., 1986, ApJ 309, L47
- 29) Furuya R. S., Kitamura Y., Shinnaga H., 2008b, ApJL submitted
- 30) André P., Motte F., Bacmann A., 1999, ApJ 513, L57

補 遺

A. 中小質量原始星における H₂O
メーザーのマルチエポック探査

1990年代中葉に至るまで、数少ない例を除くと中小質量の若い星における H₂O メーザー現象は系統的に研究されることはなかった。そこで、われわれは野辺山 45 m 鏡と米国国立電波天文台の大型干渉計 VLA を用いて、173 天体における 32-エポックにわたるモニタリング探査を行った。これは当時知られていた北天におけるすべてのクラス 0 天体を網羅し、かつそれまでの探査のうちで最も高感度な探査であった。時間変動も考慮した検出率は(進化の順に)星なし分子雲コア、クラス 0, I, II 天体において、それぞれ 0.0%, 40%, 4.0%, そして 0.0% と求められた。メーザー光度が 100 AU 天文単位スケールの電波ジェットとの光度とよく相関する一方、大規模スケールの分子流のそれとは相関しないこともわかった。このことはメーザー現象は原始星のごく近傍のジェットの活動性と深く結びついていることを意味する。また、クラス I 天体における検出率の急激な低下は原始星の進化に伴って母体のガスが散逸されてしまい、メーザー励起に必要な量のガスが存在しないことに起因すると考えられる^{9), 10)}。

B. GF 9-2 における H₂O メーザー
観測と分子流探査

GF 9-2 の H₂O メーザー放射は分子雲を代表する速度 (V_{sys}) に対して、 8 km s^{-1} ほどブルーシフトした単一の速度成分からなる¹⁰⁾。その光度はわずか $3 \times 10^{-10} L_{\odot}$ に過ぎず、H₂O メーザー放射を示す原始星としては最もボロメトリック光度が暗い天体である。一方、¹²CO (3-2) および (1-0) 輝線での探査からは、分子ガス流の存在を示す、明らかな高速度成分は見つからなかった。ただし、われわれは V_{sys} からわずかに 3 km s^{-1} ずれた終

端速度をもつ放射を検出している。これを分子流起源であると解釈した場合、力学的年齢の上限値は 1×10^4 年と求められる。この上限値は、クラス 0 天体の原型とも言うべき VLA 1623¹⁾ や、最も若いクラス 0 天体とされる IRAM 04191³⁰⁾ における値とほぼ等しい。全光度で規格化した分子流の運動量率を求めてみると同様な進化段階にある他の天体を大きく下回る (図 1)。また、分子流と分子雲コアの相互作用の痕跡も見つからなかった¹⁹⁾。

Exploring the Earliest Stage of Low-Mass Star Formation

Ray S. FURUYA

Subaru Telescope, National Astronomical Observatory of Japan, 650 North A'ohoku Place, Hilo, HI 96720, U.S.A.

Abstract: We present a series of studies to shed light on the earliest stage of low-mass star formation process. Our intensive survey has identified such a protostar GF 9-2 that shows the H₂O maser emission, a clear signpost of protostar formation, but does not have well-developed molecular outflow. These facts indicate that the natal cloud core harboring the protostar still retains some information of the initial conditions for gravitational collapse as the core has not being dispersed by the onset of outflow. Combining single-dish radio telescope and interferometric data, we have obtained high-fidelity 3 dimensional images, yielding to analyze the density and velocity structure of the core from 0.1 pc down to 0.003 pc in size. Furthermore, we found clear spectroscopic evidence for the presence of infall toward the central protostar. These results have a reasonable consistency with the initial conditions given in one of the extreme paradigms for core collapse scenario—the runaway collapse solution—debated over the four decades. We believe that the core has been undergoing gravitational collapse for $\lesssim 5,000$ yrs since the protostar formation and that the gravitationally unstable state initiated the collapse 2×10^5 yrs (the free-fall time) ago.