

修士学位論文

Bok Globule FeSt 1-457 に対する 多輝線マッピング観測Ⅲ HCN,HNC(J=1-0) 輝線

2013 年度

(平成 25 年度)

茨城大学大学院理工学研究科

理学専攻
12NM162H
根本 貴文

論文要旨

星形成の初期段階であると考えられている分子雲コアは、以降の星形成を知る上で非常に重要である。Bok Globule は、周囲に分子ガスを伴わない孤立した分子雲コアであり、内部構造を推定するのに適した天体である。その内部構造を推定するため、これまでに多くの観測が行われてきた。HCN とその構造異性体である HNC は、よく知られた星間分子であり、分子雲コアでも観測されてきた。これらの分子は、主に以下の反応により生成され则认为られている。(a) $\text{HCNH}^+ + \text{e} \rightarrow \text{HCN} + \text{H}$ 、(b) $\text{HCNH}^+ + \text{e} \rightarrow \text{HNC} + \text{H}$ 。しかし、正確な生成過程は明らかになっておらず、存在量比 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ がしばしば議論されている。過去の研究から、分子雲コアでの $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~10 程度であることが示唆されている。また、同一分子雲内での値も 1~10 程度であることが示唆されている。

Bok Globule に対する観測はこれまでも行われてきたが、Bok Globule 一天体に対する多輝線観測は行われていない。また、Bok Globule に対する $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の導出や同一分子雲コア内複数点での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の導出も行われていない。そこで、我々は、Bok Globule FeSt 1-457 に対して、野辺山 45m 電波望遠鏡を用い、HCN、HNC とその同位体である H^{13}CN 、 HN^{13}C の多輝線マッピング観測を行った。マッピング領域は、 $3' \times 3'$ の正方形である。今回の目的は、多輝線観測により、Bok Globule の運動状態を明らかにすること、Bok Globule に対する $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出することである。その結果、HCN、HNC、 HN^{13}C 輝線の検出に成功した。過去の観測で得られた HCN 輝線は、自己吸収によるダブルピークの形状が顕著であり、正確な物理量の導出が困難であった。一方、今回得られた HCN 輝線は、自己吸収が示唆されるもののダブルピークの形状は現れておらず、本来の形状を維持していた。そのため、HCN 輝線の数値情報を用いて解析を行ったところ、FeSt 1-457 が北東-南西方向の系統的運動をしていることが明らかになった。また、HCN 輝線の数値幅から決定できるビリアル質量が、LTE 質量に対して一桁程度小さくなり、熱的な運動のみが内部の運動を占めている結果となった。さらに、 HN^{13}C の解析から、中心部での水素個数密度が約 10^6cm^{-3} であり、分子雲コアで得られる典型的な値 ($\approx 10^5 \text{cm}^{-3}$) に比べて一桁大きい値となった。これらの結果から、FeSt 1-457 が重力的に強く束縛され、重力収縮していることが考えられる。

FeSt 1-457 の中心部分で得られた $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ は、 2.5 ± 0.5 となり、過去の結果と同様な値となった。また、分子雲コア内複数点での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出するため、 $20'' \times 20''$ の正方形の 19 領域で値の導出を試みた。その結果、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 1.1 \sim 4.7$ であり、1~5 程度であった。平均値が 2.84 であり、平均値の 66.7% の範囲内で一定であった。

今回の観測結果から、FeSt 1-457 は重力収縮が非常に進んでおり、星なしコアから星ありコアに向かう中間的な分子雲コアであると考えられる。このような分子雲コアでの $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ がこれまで得られてきた値と同程度になったことは興味深い。過去の研究から、星なしコア、星ありコアに関わらず、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~10 程度であることが示唆されている。このことから、分子雲コアが星なしコアから星ありコアへ進化する過程で、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ に大きな変化は無く、1~10 程度であることが考えることができる。また、中心部での水素個数密度約 10^6cm^{-3} に対し、中心から離れた領域での水素個数密度は約 10^5cm^{-3} であった。このような密度の違いに関わらず、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~5 程度であったことから、HCN と HNC の存在量には、正の相関があると考えられる。さらに、過去の研究から、HCN、HNC の生成過程 (a)、(b) は 4 : 6 の比率で生じると考えられている。この場合、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 1.5$ となる。しかし、今回の結果では、19 領域中 17 領域で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1.5 以上になった。(a)、(b) の生成率 4 : 6 が正しいと仮定すると、HNC のみの生成過程が存在することを示唆する結果となった。

目次

第 1 章	Introduction	1
1.1	星形成理論	1
1.2	Bok Globule	4
1.3	HCN、HNC	4
1.3.1	HCN、HNC の生成過程	4
1.3.2	[HNC]/[HCN]	5
1.3.3	HCN、HNC のアバンダンスの不定性	5
1.4	目的	6
第 2 章	観測	7
2.1	観測天体	7
2.1.1	近赤外線観測によるダスト減光量と柱密度分布	7
2.2	観測諸元	11
2.3	データリダクション	13
第 3 章	結果	14
3.1	各分子のスペクトルとパラメータ	14
3.2	HCN チャンネルマップ	16
3.3	積分強度図	17
3.4	柱密度	19
3.4.1	光学的厚み	19
第 4 章	解析	21
4.1	アバンダンス	21
4.2	LTE 質量	21
4.3	水素個数密度	23
4.4	ビリアル解析	23
4.5	[HNC]/[HCN]	24
4.6	議論	27
第 5 章	まとめ	28
AppendixA	柱密度・質量の導出	30

第 1 章 Introduction

1.1 星形成理論

星や惑星は、宇宙空間の分子雲と呼ばれる領域で誕生すると考えられている。分子雲とは、低温・高密度なガスの塊である。典型的には、温度が 10K、水素個数密度が 10^2cm^{-3} 以上、サイズが 1~10pc、質量が $10^2\sim 10^5$ 太陽質量 ($M_\odot$) である。分子雲は、その質量により、 $10^5 M_\odot$ 程度の巨大分子雲と $10^3 M_\odot$ 程度の暗黒星雲に分けられる。暗黒星雲は我々から見て、比較的近傍に豊富に存在するのに対し、巨大分子雲は相対的に遠方にあるため観測が困難になっている。

分子雲の中で、周囲に比べさらに密度が高い（典型的に 10^5cm^{-3} 程度）領域を分子雲コアと呼ぶ。その中でも、中心に星が無い分子雲コアのことを星なしコアと呼ぶ。星なしコアが何かのきっかけで重力収縮することで中心に星が誕生すると考えられている。この重力収縮の原因として考えられているのが、星なしコアの重力不安定性である。重力不安定性では、ジーンズ不安定性がよく知られている。以下では、ジーンズ不安定性について述べる。

ジーンズ不安定性

ジーンズ不安定性は、星なしコアの圧力と重力の釣り合いを考えたものである。磁場や乱流などが無い純粋な自己重力系を考える。初期に与えられた摂動は音速 c_s で伝播するが、ある波長を越えると、摂動が時間とともに無限大に増大し、重力不安定を引き起こす。この波長をジーンズ波長 λ_J と呼び、以下の式で表される。

$$\lambda_J^2 = \frac{c_s^2 \pi}{G \rho_0} \quad (1.1)$$

ここで、 G は重力定数であり、 $G=6.67\times 10^{-11}\text{m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ である。 ρ_0 は初期密度である。また、この波長の半分をジーンズ長 L_J と呼び、以下の式で表される。

$$L_J = \frac{\lambda_J}{2} = \frac{c_s}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}} \quad (1.2)$$

星なしコアの直径が、密度に対するジーンズ長よりも小さい時は膨張拡散し、大きい時は、重力不安定で重力収縮する。

重力不安定を引き起こした星なしコアは等温収縮するため、密度が大きくなっても温度は高くない。収縮が進み、中心部分の密度が 10^{10}cm^{-3} 程度になった天体をファーストコアと呼ぶ。ファーストコアの典型的なサイズは数 AU と小さく、寿命は $10^4\sim 10^5$ 年と短い。また、周囲を分子雲に囲まれており、観測することが非常に難しい。このファーストコアは、断熱的であり、収縮に伴い温度が上昇していく。温度が水素分子の解離温度である 1800K を超えると、コアが断熱的でなくなり急激な重力収縮を引き起こし原始星が誕生すると考えられている。図 1.1 に星なしコアから原始星が誕生するまでの概略図を示す。

ファーストコアの収縮により誕生した原始星は、Class0 から ClassIII までの段階に分類される。原始星が誕生した分子雲コアのことを星ありコアと呼ぶ。以下では、原始星の Class 毎の特徴を述べる。また、図 1.2 に原始星の進化モデルの概略図を示す。

Class 0

この段階での原始星は、自身の自己重力エネルギーを熱として放出していることで光っている。原始星の周囲は分子雲コアの名残であるガスやダスト（エンベロープ）が取り囲んでいる。このエンベロープのサイズは、数 1000AU である。エンベロープから原始星へ向かって質量が降着している。このとき、エンベロープや原始星は回転しており、角運動量を持っている。質量が降着する際に原始星で増加する角運動量を持ち去るため、回転軸に沿った質量放出（双極分子流）が発生している。

Class I

系の回転と原始星に向かう質量降着により、回転面にガスやダストでできた円盤（原始星円盤）ができる。また、双極分子流によりエンベロープが散逸される。

Class II

原始星や原子星円盤に向かう質量降着が収まり、エンベロープが散逸した段階。この段階での原始星を T タウリ型星、原始星円盤を原子惑星系円盤と呼ぶ。原始惑星系円盤のサイズは、数 100AU である。

Class III

原始星の温度が上昇し核融合反応が始まった段階。原始星からの放射により、原始惑星系円盤が徐々に散逸していく。

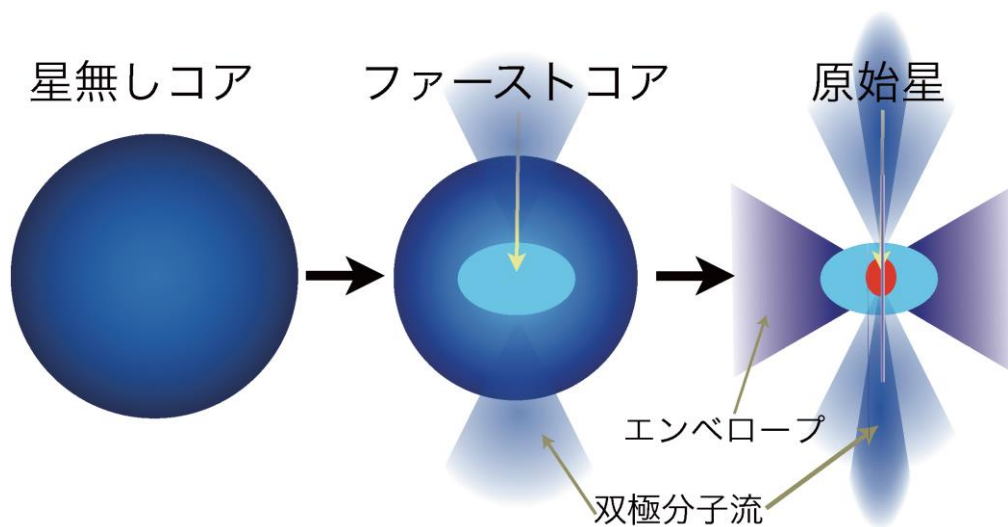


図 1.1 星なしコアから原始星誕生までの概略図。(大友修士論文 (2013))

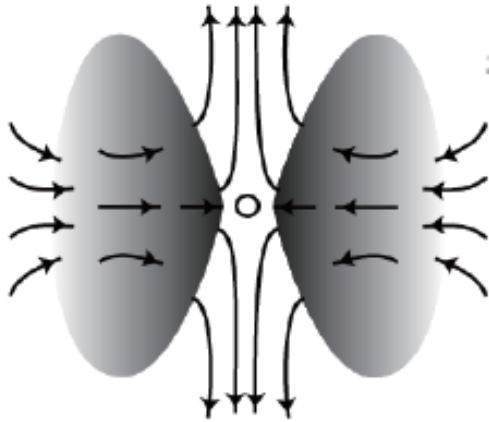


図 1.2a Class 0

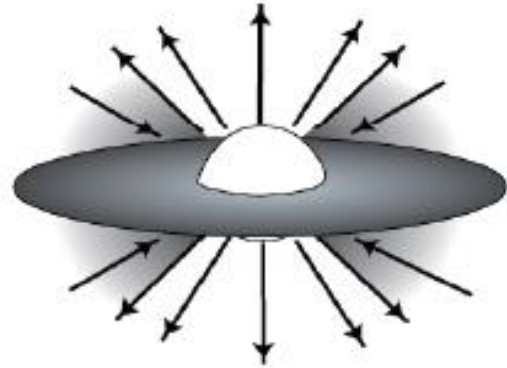


図 1.2b Class I



図 1.2c Class II



図 1.2d Class III

図 1.2 原始星の進化モデルの概略図。

1.2 Bok Globule

Bok Globule は、1940 年代に Bart Bok によって発見された孤立した分子雲コアである。1990 年代の近赤外線観測により星が形成されていることが確認され、星形成の場として注目されている。典型的なサイズは数光年であり、質量は $2\sim 50M_{\odot}$ である。

Bok Globule は、巨大分子雲から誕生する。巨大分子雲の中で誕生した恒星からの紫外線により、恒星の周囲の水素分子が以下の反応により電離する。



ここで、 H^0 は中性水素、 H^+ は電離水素、 $h\nu$ は紫外線のエネルギー、 e^- は電子である。天文学では、中性水素を H I 、電離水素を H II と表す。電離水素が占める領域を電離水素領域 (H II 領域) と呼ぶ。 H II 領域では、恒星の周囲の分子ガスが電離・散逸してしまうため、恒星の形成効率は高くない。このような領域の中で紫外線による電離・散逸を免れ、高密度な状態を維持している天体が Bok Globule である。このため、Bok Globule は、周囲に分子ガスを伴わず孤立していることが特徴である。また、単純な球形であることが多い。このような特徴から、Bok Globule は分子雲コアの内部構造を推定するのに適した天体であり、近赤外線観測や分子輝線観測が行われている。

Alves et al. 2001 では、代表的な Bok Globule である Barnard 68 (B68) に対して近赤外線観測を行い、半径方向の密度分布を導出した。また、導出された柱密度分布を用いて、 CO や NH_3 の水素分子に対する存在量が導出されている (Di Francesco et al. 2002, Lai et al. 2003)。Hotzel et al. 2002a では、B68 に対して、 NH_3 輝線の観測を行い、運動温度を導出している。Kandori et al. 2005 では、Bok Globule 10 天体に対して近赤外線による観測を行うことで、半径方向の柱密度分布を統計的に導出した。このように、Bok Globule の密度分布や分子の存在量などが議論されている。

1.3 HCN、HNC

シアン化水素 HCN は、よく知られた星間分子の一つである。遷移 $J=1-0$ の臨界密度が 10^6cm^{-3} と高く、高密度領域のよいトレーサー（高密度トレーサー）として多くの観測が行われてきた。 HNC は、 HCN の構造異性体であり、 HCN 同様多くの観測が行われてきた。 HCN 、 HNC は HC_{2n+1}N の生成に必要な物質であり、 HC_{2n+1}N は星間空間に豊富に存在している。Suzuki et al. 1992 によると、分子雲コアの形成過程初期に C_nS や HC_{2n+1}N が増えることが示唆されている。このため、 HCN 、 HNC も分子雲コアの形成過程初期に豊富に存在することが考えられる。

1.3.1 HCN、HNC の生成過程

ガス相での化学モデルによると、 HCN と HNC は主に HCNH^+ と電子の解離再結合反応によって生成される。(Allen, Goddard, & Schaefer et al. 1980, Herbst et al. 1978)



また、過去の観測結果から (1.4a) と (1.4b) の生成比が約 4:6 と予想されている (Shiba et al. 1998)。

一方、 H_2NC^+ と電子の解離再結合反応によって HNC のみ生成される過程が示唆されている。(Allen et al. 1980)



これらの生成過程から、HCN と HNC の存在量比 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ は 1 より大きくなることが予想される。

HCNH^+ は過去の TMC-1 への観測から検出されている (Ziurys, Apponi, & Yoder et al. 1992)。しかし、 H_2NC^+ は地上の実験室でも宇宙空間でも未だに検出されていない。このことから、観測による $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の決定は、HCN と HNC の生成過程を理解する上で重要である。

1.3.2 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$

過去の観測でも $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ は議論されている。Hirota et al. 1998 では、星ありコア 10 天体、星なしコア 9 天体に対して $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が導出されている。その結果、平均値として星ありコアで 2.5 ± 1.3 、星なしコアで 1.7 ± 0.9 、全てのコアで 2.1 ± 1.2 であった。一方、20~70K と高温な分子雲である OMC-1 では、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 1 \sim 1/90$ であり、約 10K である低温な分子雲コアでの結果に比べ著しく低い値となった。これは、高温領域での HNC の減少が原因と考えられている。HNC の減少の過程は、以下の中性反応であることが示唆されている。



Hirota et al. 1998 では、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の温度依存関係が観測の結果から導出されている。その結果、24K を境に $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が減少していくことが明らかになった。

また、TMC-1 に対する複数の観測から、同一分子雲内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ も求められている。Hirota et al. 1998 では、TMC-1 の cyanopolyne のピーク位置 (R.A. , Decl = $04^{\text{h}}38^{\text{m}}38.6^{\text{s}}$, $25^{\circ}35'45.0''$) で 1.7 ± 0.13 、アンモニアのピーク位置 (R.A. , Decl = $04^{\text{h}}38^{\text{m}}14.5^{\text{s}}$, $25^{\circ}42'30.0''$) で 2.5 ± 0.9 であった。Irvine & Schloerb et al. 1987 では、cyanopolyne のピーク位置 (R.A. , Decl = $04^{\text{h}}38^{\text{m}}38.6^{\text{s}}$, $25^{\circ}36'18.0''$) で 1.55 ± 0.16 であった。Pratap et al. 1997 では、cyanopolyne のピーク位置 (R.A. , Decl = $04^{\text{h}}38^{\text{m}}37.96^{\text{s}}$, $25^{\circ}36'31.0''$) で 2.34、アンモニアのピーク位置 (R.A. , Decl = $04^{\text{h}}38^{\text{m}}18.36^{\text{s}}$, $25^{\circ}42'23.2''$) で 3.1 であった。これらの観測では、観測位置のわずかな違い、ビームサイズの違いがあるにも関わらず、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ はほぼ等しい値となった。Pratap et al. 1997 では、TMC-1 に対して計 60 点で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出している。その結果、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 0.74 \sim 7.9$ となった。

以上から、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が、星ありコア、星なしコアに関わらず、10K 程度の低温な分子雲では 1~10 程度であること、同一分子雲での値も領域に依らず、1~10 程度であることが示唆された。

1.3.3 HCN、HNC のアバンダンスの不定性

HCN、HNC の水素分子に対する存在量 (アバンダンス X) の不定性は過去の観測結果から示唆されている。Hirota et al. 1998 では、分子雲 19 天体に対して観測を行い、 $X(\text{HCN}) \approx 10^{-9} \sim 10^{-8}$ 、 $X(\text{HNC}) \approx 10^{-9} \sim 10^{-8}$ であった。一方、Tennekes et al. 2006 では、Cha-MMS1 に対して観測を行い、 $X(\text{HCN}) = 7 \times 10^{-7}$ 、 $X(\text{HNC}) = 6 \times 10^{-11}$ であった。Cha-MMS1 は、原始星の存在が示唆される Class0 天体である。ここで、 $X(\text{HCN})$ 、 $X(\text{HNC})$ は、それぞれ HCN、HNC のアバンダンスを示している。

図 1.3 は、分子雲に対する過去の観測から得られた HCN、 H^{13}CN 、 HN^{13}C のスペクトルである。L1689N では、HCN のスペクトルが、自己吸収によりダブルピークの形状になっている。TMC-1 では、HCN の超微細構造線のうち $F=2-1$ 、 $F=1-1$ 成分のスペクトルが、自己吸収により検出されていない。これらは、いずれも HCN の光学的厚みが大きいことに起因すると考えられている。これまでの HCN の観測で得られたスペクトルは、自己吸収による形状

の崩壊が顕著であった。そのため、光学的厚みなどの物理量を正確に決定できなかったと考えられる。

分子のアバンダンスは分子雲コアの質量や水素分子個数密度の見積りに必要であり、重要な物理量である。また、分子雲コアの進化段階によってアバンダンスが変化することが示唆されており、アバンダンスを分子雲コアの進化段階に応じて決定することは重要である。

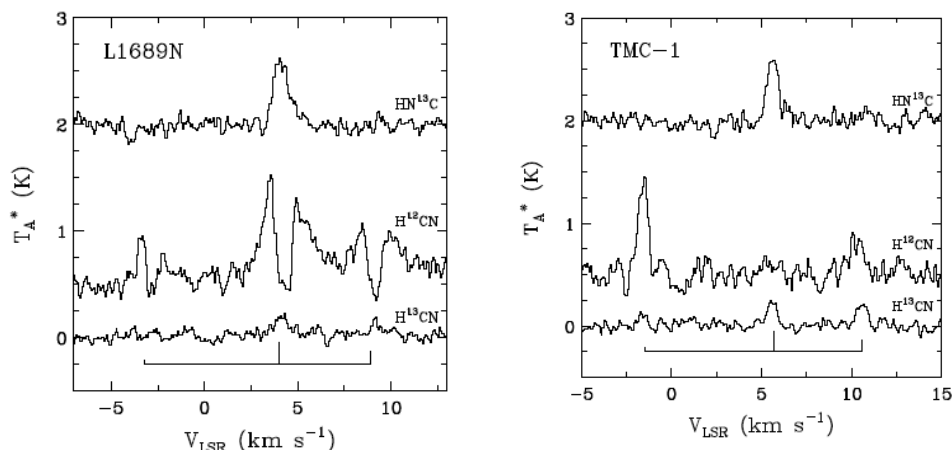


図 1.3 L1689N、TMC-1 の観測で得られたスペクトル (Hirota et al. 1998)。上から順に、 HN^{13}C 、 HCN 、 H^{13}CN のスペクトルである。(a) L1689N のスペクトル。 HCN のスペクトルが自己吸収によりダブルピークになっている。(b) TMC-1 のスペクトル。自己吸収により、 HCN の超微細構造線のうち $F=2-1$ 、 $F=1-1$ 成分のスペクトルが見えていない。

1.4 目的

星なしコアは星形成の初期段階であり、その運動状態の解明や質量などの物理量の導出は重要である。過去の観測から、Bok Globule に対する近赤外線観測による統計的な減光量の導出や分子輝線観測による運動温度の導出などが行われてきたが、Bok Globule 一天体に対する多輝線観測は行われていない。また、Bok Globule での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ も導出されていない。そこで、我々は中心星が存在しない Bok Globule FeSt 1-457 に対して多輝線マッピング観測を行った。

この観測による目的は、以下の通りである。

- Bok Globule FeSt 1-457 の運動状態を明らかにすること。また、物理量の導出。
- 多輝線観測を生かした、各分子輝線の放射領域の比較。
- Bok Globule に対する $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の導出。

第 2 章 観測

2.1 観測天体

観測天体は、Bok Globule FeSt1-457 である。この天体は、太陽から 160pc の位置にあり、重力的に不安定で重力収縮していると考えられている。まず初めに、この結果を示した Kandori et al. 2005 を紹介する。

2.1.1 近赤外線観測によるダスト減光量と柱密度分布

Kandori は、FeSt 1-457 を近赤外線と電波で観測した。2002 年 7 月 30 日から 8 月 12 日、2003 年 6 月 24 日から 7 月 14 日にかけて、南アフリカ天文台 (South African Astronomical Observatory [SAAO]) にある IRSF (Infrared Survey Facility) 1.4m 望遠鏡、1024×1024 ピクセルの赤外線カメラ SIRIUS を用いて、 $7' \times 7'$ の領域を観測した。空間分解能は $0.9'' \sim 1.4''$ で、計 60 分積分した。

また、2003 年 3 月 10 日から 3 月 19 日、4 月 8 日から 4 月 10 日、2004 年 1 月 9 日から 1 月 12 日、2 月 3 日から 2 月 10 日にかけて、国立天文台野辺山宇宙電波観測所 (Nobeyama Radio Observatory [NRO]) にある野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、 N_2H^+ 輝線 ($J=1-0$) の観測を行った。観測には、5 点 × 5 点を観測できる受信機 BEARS を用いた。ビームサイズ (half-power beamwidth [HPBW]) は、 $17.8''$ 、ビーム能率は、約 0.515 であった。分光計は、デジタル分光計を用いた。周波数分解能は、37.8kHz とした。これは、93GHz 帯での速度分解能約 0.12km/s に対応する。ポインティングは、約 1 時間毎に SiO メーザー源を観測することで行った。典型的なポインティング精度は、 $7''$ であった。観測中の強度較正のためチョッパーホイール法を用いた。

図 2.1 に赤外線観測で得られたイメージ図を示す。また、図 2.2 に電波観測から得られた N_2H^+ のスペクトルと赤外線観測から得られたダスト減光量マップ (A_V マップ) を示す。 N_2H^+ のスペクトルに対するフィッティングから、速度幅 ΔV が得られ、励起温度 T_{ex} を見積もった。また、 A_V マップのダスト減光量から、質量 M 、柱密度 N の分布、水素分子個数密度 $n(\text{H}_2)$ を見積もった。表 2.1 に基本情報と見積もられた物理量を記載する。



図 2.1 赤外線観測による FeSt 1-457 のイメージ図 (Kandori et al. 2005)。

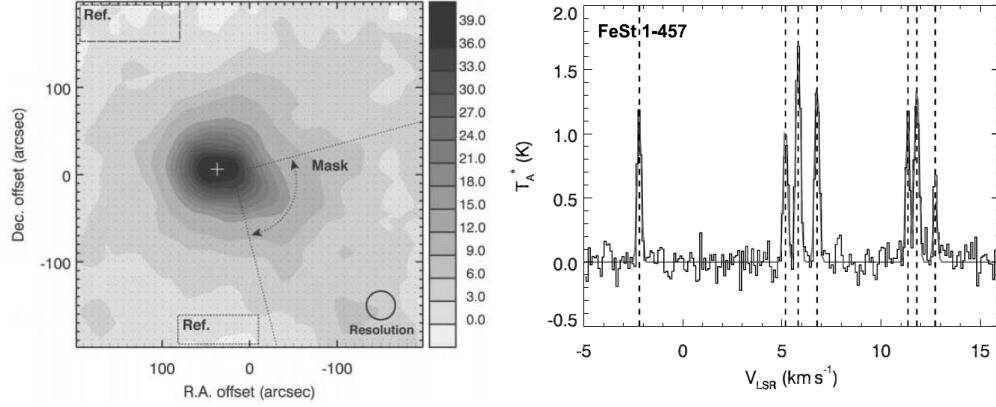


図 2.2 左：赤外線観測から得られた A_V マップ。右：中心位置での N_2H^+ のスペクトル (Kandori et al. 2005)。

表 2.1
FeSt 1-457 の基本情報と見積もられた物理量

R.A. (J2000)	Decl. (J2000)	$T_{\text{ex}} [\text{K}]$	$\Delta V [\text{km/s}]$	$n(\text{H}_2)$	$M [M_\odot]$
$17^{\text{h}}35^{\text{m}}47.5^{\text{s}}$	$-25^\circ 32' 59.0''$	6.25 ± 0.21	0.182 ± 0.006	$(2.9 \pm 0.8) \times 10^5$	5.41 ± 1.13

得られた速度幅と見積もられた励起温度から、熱的な線幅 ΔV_T と比熱的な線幅 ΔV_{NT} を見積もったところ、 $\Delta V_T = 0.357 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\Delta V_{NT} = 0.132 \text{ km s}^{-1}$ となった。このことから、FeSt 1-457 が乱流などの非熱的な運動ではなく、熱的な運動によって支えられている静的な分子雲コアであることが示唆された。

また、見積もられた柱密度分布を BonnorEbert 球 (Bonnor et al. 1956, Ebert et al. 1955) にフィッティングすることで、FeSt 1-457 が重力的に不安定であることを明らかにした。以下では、Bonnor Ebert 球について述べる。

Bonnor Ebert 球

Bonnor Ebert 球は、磁場や乱流が無い静水圧平衡の等温ガス球モデルである。このとき、密度 ρ と半径 r の間に以下の関係が成り立つ。

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi} \quad (2.1)$$

$$\xi = \left(\frac{4\pi G \rho_c}{c_s^2} \right)^{\frac{1}{2}} r = \frac{r}{L_J} \quad (2.2)$$

$$\psi = \frac{\Phi_g}{c_s^2} \quad (2.3)$$

$$\rho(r) = \rho_c e^{-\psi} \quad (2.4)$$

ここで、 c_s は音速、 Φ_g は重力ポテンシャル、 ρ_c は中心密度、 L_J は中心密度に対するジーンズ長、 G は重力定数である。また、 ξ はジーンズ長に対する半径の比、 ψ は単位質量あたりの重力エネルギーと熱エネルギーの比に相当する。

Bonnor Ebert 球を仮定したときの分子雲コアの質量 (Bonnor Ebert 質量) M_{BE} は、以下のようになる。

$$M_{BE} = 4\pi\rho_c \left(\frac{c_s^2}{4\pi G\rho_c} \right)^{\frac{3}{2}} \xi_{\max}^2 \left[\frac{d\psi}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_{\max}} \quad (2.5)$$

ここで、 $\xi_{\max}$ は $r = R$ での ξ の値である。また、 $r = R$ でのジーンズ質量 $M_J(R)$ は、以下のようになる。

$$M_J(R) \equiv \left(\frac{c_s}{\sqrt{G\rho(R)}} \right)^3 \rho(R) = \frac{c_s^4}{p(R)^{\frac{1}{2}} G^{\frac{3}{2}}} \quad (2.6)$$

ここで、 $\rho(R)$ は $r = R$ での ρ の値、 $p(R)$ は $r = R$ での圧力である。また、音速 c_s 、密度 $\rho(r)$ 、圧力 $p(r)$ の間には以下のポリトロピック近似式が成り立つ。

$$p(r) = c_s^2 \rho(r) \quad (2.7)$$

Bonnor Ebert 質量をジーンズ質量で無次元化したパラメータ m を以下のように定義する。

$$m \equiv \frac{M_{BE}}{M_J(R)} = \left(4\pi \frac{\rho_c}{\rho(R)} \right)^{-\frac{1}{2}} \xi_{\max}^2 \left[\frac{d\psi}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_{\max}} \quad (2.8)$$

m はジーンズ質量に対する Bonnor Ebert 質量の比であり、 $\rho_c/\rho(R)$ の関数である。この振る舞いが分子雲コアの重力安定性に影響する。図 2.3 に $m(\rho_c/\rho(R))$ のグラフを示す。

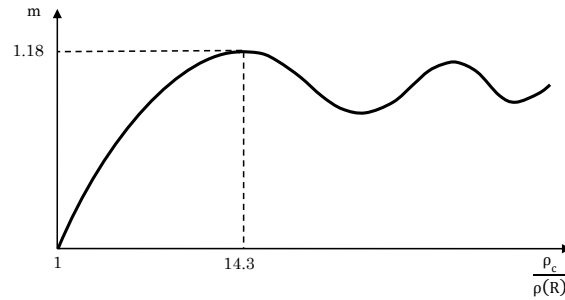


図 2.3 $m(\rho_c/\rho(R))$ のグラフ。

m の振る舞いは、以下のようになる。

- $\rho_c/\rho(R) = 1$ のとき、 $m = 0$ 。
- $\rho_c/\rho(R) \rightarrow \text{大}$ につれて $m \rightarrow \text{大}$ 。
- $\rho_c/\rho(R) = 14.3$ のとき、 $m_1 = 1.18$ なる極大を与える。
- $14.3 < \rho_c/\rho(R)$ のとき、 m は振動する。
- $\rho_c/\rho(R) \rightarrow \infty$ のとき、 $m_\infty = \sqrt{2/\pi}$ に収束する。

これより、 $\rho_c/\rho(R) \leq 14.3$ のとき、平衡解は安定であり、 $14.3 < \rho_c/\rho(R)$ のとき、平衡解は不安定である。また、 $\rho_c/\rho(R) = 14.3$ のとき、 $\xi_{\max} = 6.5$ である。つまり、分子雲コアは $\xi_{\max} \leq 6.5$ のとき、重力的に安定し、 $6.5 < \xi_{\max}$ のとき、重力的に不安定になる。図 2.4 に半径 r と密度 $\rho(r)$ の関係を示す。

図 2.5 は、FeSt 1-457 の柱密度分布の Bonnor Ebert 球のフィッティングの結果である。フィッティングを行ったところ、 $\xi_{\max} = 12.6$ となり、 $6.5 < \xi_{\max}$ であった。また、 $n(\text{H}_2) \approx 10^5 \text{cm}^{-3}$ と高密度であり、FeSt 1-457 が重力的に不安定で重力収縮を示唆する結果が得られた。

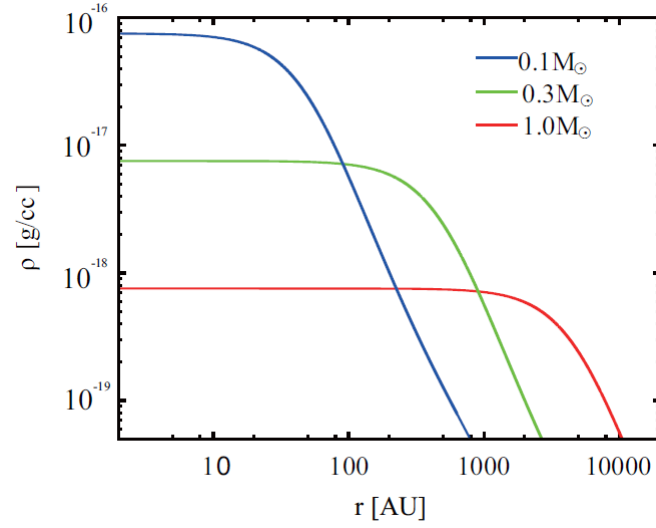


図 2.4 $T=10\text{K}$ の場合の Bonnor Ebert 球の半径と密度の依存関係。青： $\rho_c = 7.6 \times 10^{17} \text{ g cm}^{-3}$ 、Bonnor Ebert 質量が $0.1 M_\odot$ の場合。緑： $\rho_c = 7.6 \times 10^{18} \text{ g cm}^{-3}$ 、Bonnor Ebert 質量が $0.3 M_\odot$ の場合。赤： $\rho_c = 7.6 \times 10^{19} \text{ g cm}^{-3}$ 、Bonnor Ebert 質量が $1 M_\odot$ の場合。(大友修士論文、2013)

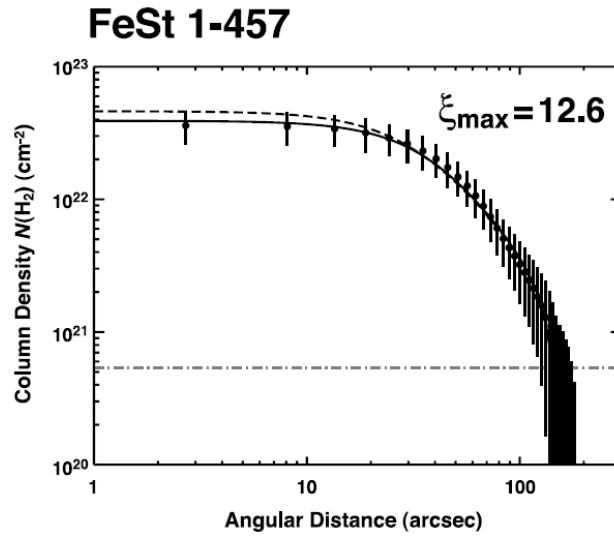


図 2.4 FeSt 1-457 の動径方向の柱密度分布。点とエラーバーが観測結果。実線が Bonnor Ebert 球のモデルである。(Kandori et al. 2005)

2.2 観測諸元

2013 年 2 月 4 日から 9 日、4 月 3 日から 4 日にかけて、野辺山 45m 電波望遠鏡を用い、Bok Globule FeSt 1-457 に対して、HCN、HNC、 H^{13}CN 、 HN^{13}C (全て $J=1-0$) の On The Fly (OTF) 観測を行った。OTF 観測とは、観測領域を連続的にスキャンしながら短い時間でデータを取得していくマッピング観測手法である。観測領域は、Kandori et al. 2005 のダスト減光量ピークの位置 (R.A., Decl = $17^{\text{h}}35^{\text{m}}47.5^{\text{s}}$, $-25^{\circ}32'59.0''$) を中心とした $3' \times 3'$ の正方形である。スキャンは、赤経方向の x スキャン、赤緯方向の y スキャンを行った。各方向でのスキャンの間隔は $5''$ で、37 列のスキャンを行った。スキャンのスピードは、 $6''\text{s}^{-1}$ で、 0.1s 毎にデータを取得した。OFF 点は、中心から赤経方向に $-15'$ の位置とし、2 スキャン毎に OFF 点を観測した。各分子のパラメータを表 2.2 に記載する。また、Av マップ上での観測領域、 x スキャンのスキャンパターンをそれぞれ図 2.5、図 2.6 に示す。

観測には、両偏波 (Horizontal [H] と Vertical [V]) 成分の同時受信が可能な受信機 T100 を用いた。典型的なシステム雑音温度は 150K であった。ビームサイズは $19.2''$ 、ビーム能率 η_{mb} は約 0.36 である。これらの値は、NRO のデータベースを参照した。分光計は、デジタル分光計である SAM45 を用いた。SAM45 は、最大で 16IF (中間周波数) 系統の分光が可能な分光計である。分光計 1 系統は 4096ch であり、帯域幅を 31.25MHz とすることで、 7.63kHz の周波数分解能を得た。これは、 $86\text{--}91\text{GHz}$ 帯での速度分解能約 0.025 km s^{-1} に対応する。今回の観測では、T100 と SAM45 を用いることで、各分子輝線の両偏波を同時に観測することができた。ポインティングは、約 1 時間毎に SiO メーザー源である VX-Sgr を 5 点法で観測することで行った。この際、受信機は、 40GHz 帯の H40 を用いた。典型的なポインティング精度は、 $\pm 3''$ であった。観測中の強度較正のためチョッパーホイール法を用いた。

観測は、HCN と HNC を同時に観測し、 H^{13}CN と HN^{13}C を同時に観測した。観測パラメータを表 2.3 に示す。

表 2.2
各分子のパラメータ

Molecule	Transition ^a	$\nu[\text{GHz}]$	$\mu[\text{D}]^{\text{b}}$	$B[\text{GHz}]^{\text{e}}$
HCN	$J=1-0$, $F=1-1$	88.63042	2.985^{c}	44.31597
	$F=2-1$	88.63185		
	$F=0-1$	88.63394		
H^{13}CN	$J=1-0$, $F=1-1$	86.33877	2.985^{c}	44.31597
	$F=2-1$	86.34018		
	$F=0-1$	87.34227		
HNC	$J=1-0$	90.66356	3.05^{d}	45.33198
HN^{13}C	$J=1-0$	87.09086	3.05^{d}	43.54543

^a 分子の回転遷移。F の遷移は、超微細構造線による遷移。

^b 分子のダイポールモーメント。分子種で決まる値。

^c Bhattacharya & Grdy et al. 1960

^d Blackman et al. 1976

^e 分子の回転定数。分子種で決まる値。

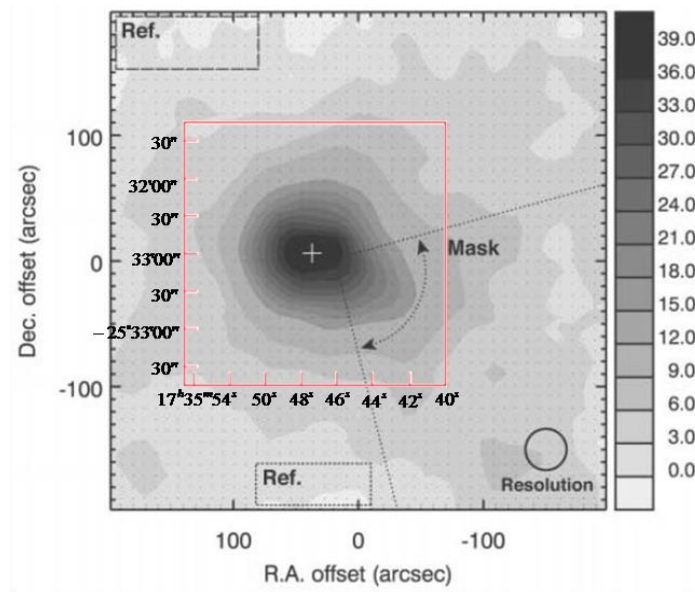


図 2.5 A_V マップ上での観測領域。赤い枠線が今回の観測領域。

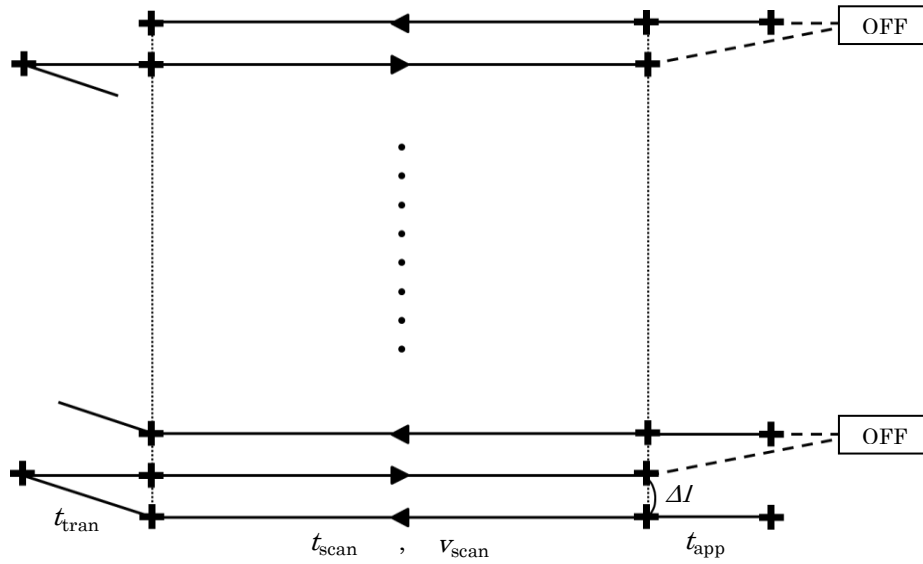


図 2.6 x スキャンのスキャンパターンの概念図。ここで、OFF は、OFF 点を表す。 t_{app} は、データを取得するまでの助走に費やす時間で 4s。 t_{scan} は、1 スキャンに費やす時間で 30s。 v_{scan} は、スキャン中の速度で、 $6''s^{-1}$ 。 t_{tran} は、助走開始点までの移動時間で 4s。 ΔI は、スキャン列の間隔で $5''$ である。計 37 列のスキャンを行った。また、2 スキャン毎に OFF 点を観測した。

表 2.3
観測パラメータ

パラメータ	
受信機	T100(H/V)
HPBW	19.2"
分光計	SAM45 (デジタル分光計)
周波数分解能	7.63[kHz]
速度分解能	~0.025[km/s]
Tsys	150[K]
ビーム能率	0.36
スキャンスピード	6" s ⁻¹

2.3 データリダクション

取得したデータのリダクションは、野辺山 45m 電波望遠鏡の観測データ解析用のソフトウェアである NOSTAR を用いた。まず、全分光計のデータをふくむ生データを分光計毎に分けるために [SPLIT] を行った。次に、各分子輝線の周波数を含む分光計のデータに対して [BASELINE] を行った。[BASELINE] を行うことで、スペクトルの放射のないチャンネル領域のアンテナ温度を $T_A^* = 0\text{K}$ とした。最後に、ベースラインを引いたデータの中から分子輝線毎にデータを選択し、[MAKE MAP] を行った。[MAKE MAP] を行うことで、周波数毎に強度分布を示すマップ（チャンネルマップ）を描いた。チャンネルマップは、Fits 形式で出力した。この際、4ch バインドでチャンネルマップを描いた。よって、周波数分解能は 30.52MHz、対応する速度分解能は 0.1 km s^{-1} となった。また、スキャンで得たデータでマップを描くために、実際のデータにある関数の重みをつけてマップの 1 ピクセルの値とした。今回は、spheroidal 関数を用いた。これにより、実際の空間分解能は 21.9" となった。

NOSTAR で作った Fits 形式ファイルを Fits 形式ファイル解析用のソフトウェアである CASA (Common Astronomy Software Applications) を用いることで解析した。解析により、各分子輝線のスペクトルやチャンネルマップ、積分強度図を描くことができ、それらから物理量を定量的に得ることができる。解析の際、周波数の関数であるデータを以下の式を用いることで、視線速度 V_{LSR} の関数とすることができる。 V_{LSR} は太陽近傍の恒星運動にのった慣性系である局所静止座標系での天体の視線方向の速度である。

$$V_{\text{LSR}} = c \left(1 - \frac{\nu}{\nu_0} \right) \quad (2.9)$$

ここで、 c は光速、 ν は観測周波数、 ν_0 は各分子輝線の基準周波数である。

第 3 章 結果

3.1 各分子のスペクトルとパラメータ

ダスト減光量ピークの位置から $30''$ 円内で観測されたパラメータを表 3.1 に記載する。また、同じ範囲で得られた各分子のスペクトルを図 3.1 に示す。図 3.1 には、各分子のピーク速度を比較するため、今回、同時に観測した、光学的に薄く、速度情報をよく反映していると考えられる H^{13}CO^+ とその同位体である HCO^+ のスペクトルも示す。アンテナ温度 T_A^* が rms ノイズレベルの 3 倍 (3σ) 以上である場合、検出できたと判断する。この結果、HCN、HNC、 HN^{13}C は検出に成功した。 H^{13}CN は、 $T_A^* \approx 2\sigma$ であった。HCN、HNC、 HN^{13}C のスペクトルでは、窒素原子の核スピンによって引き起こされる超微細構造線が 3 本現れる。光学的に薄い局所熱力学平衡 (LTE) のもとでは、HCN の超微細構造線の強度比が $F=2-1$ 、 $F=1-1$ 、 $F=0-1$ 成分に対して $5:3:1$ となる。一方、HNC、 HN^{13}C の超微細構造線は、各超微細構造線の周波数の差が約 0.1MHz と非常に狭いため、スペクトルが混合してしまっている。

H^{13}CO^+ のピーク速度は $V_{\text{LSR}}=5.75\text{km s}^{-1}$ であった。図 3.1 から、 HN^{13}C 、 H^{13}CN のピーク速度は一致していることが分かる。一方、HCN のピーク速度は H^{13}CO^+ のピーク速度とずれている。また、HCN の超微細構造線の強度比は、 $F=2-1$ 、 $F=1-1$ 、 $F=0-1$ 成分に対して、約 $1:2:1$ となり、光学的に薄い場合の理論値と異なる。これより、HCN は光学的に厚く、自己吸収していると考えられる。また、HNC、 HCO^+ のピーク速度も H^{13}CO^+ のピーク速度とずれていることから、これらの分子も光学的に厚く、自己吸収していることが考えられる。 HCN 、HNC、 HCO^+ のピーク速度は $V_{\text{LSR}}=5.95\text{km s}^{-1}$ であり、光学的に厚いと考えられる分子のスペクトルは、ピーク速度が赤方側へずれる傾向が見られた。

図 1.3 に示した通り、分子雲コアに対する過去の研究による HCN のスペクトルは、前景の自己吸収による形状の崩壊が顕著であった。しかし、今回のスペクトルは、自己吸収が示唆されるもののダブルピークは現れておらず、本来の形状をほぼ維持していると考えられる。

表 3.1 各分子輝線から得られたパラメータ

Molecule	Transition	$T_A^*[\text{K}]$	$V_{\text{LSR}}[\text{km s}^{-1}]$
HCN	$J=1-0$, $F=1-1$	0.830	5.90
	$F=2-1$	1.380	5.95
	$F=0-1$	0.650	5.90
H^{13}CN	$J=1-0$, $F=1-1$	...	...
	$F=2-1$	0.150	5.75
	$F=0-1$	...	...
HNC	$J=1-0$	1.87	5.95
HN^{13}C	$J=1-0$	0.556	5.85
HCO^+	$J=1-0$	2.02	5.95
H^{13}CO^+	$J=1-0$	0.53	5.75

ダスト減光量ピークの位置から $30''$ 円内の平均スペクトルから得られた値。

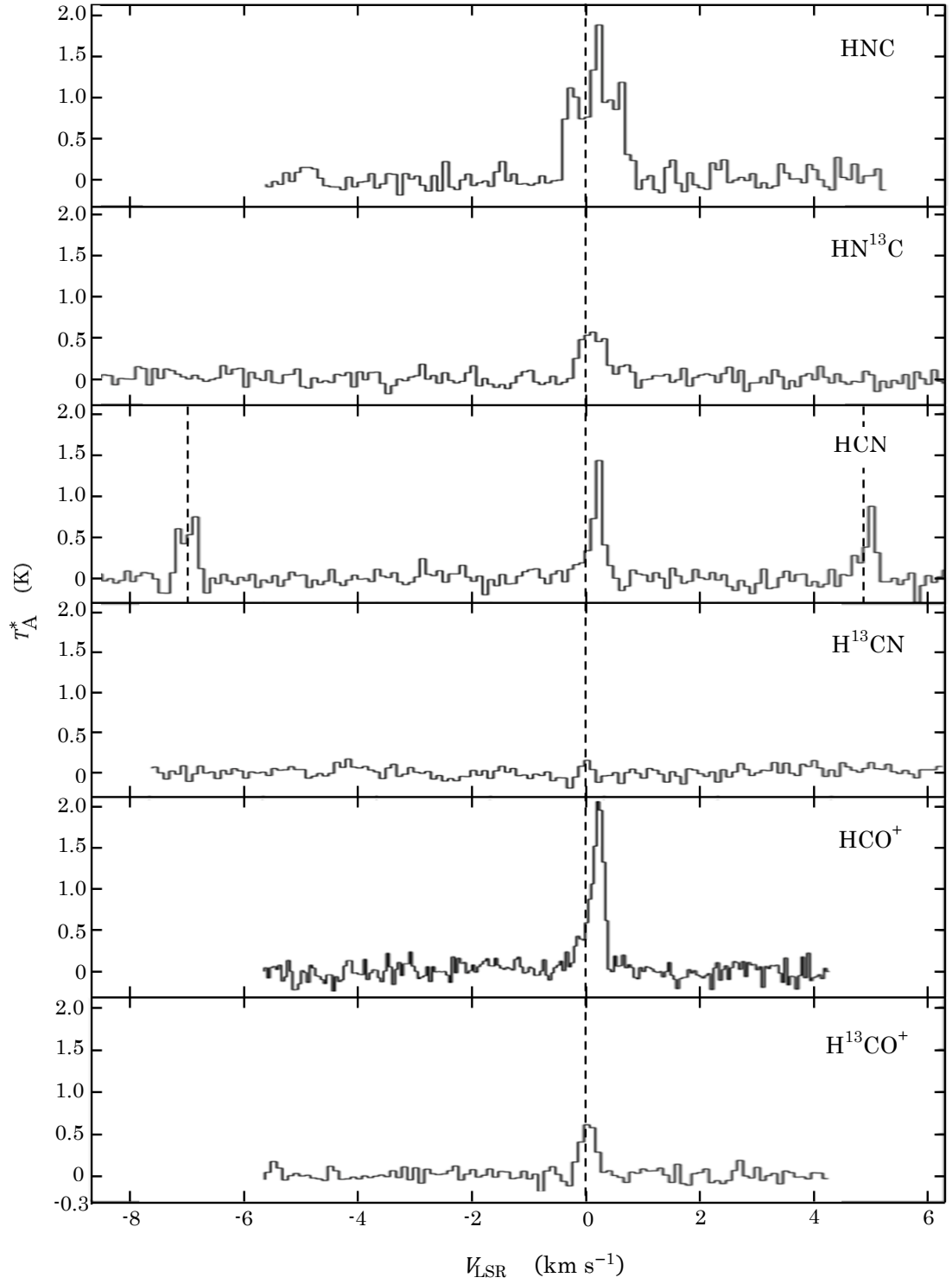


図 3.1 ダスト減光量ピークの位置から $30''$ 円内で観測された各分子の平均スペクトル。横軸は H^{13}CO^+ のピーク速度を基準とした相対速度、縦軸はアンテナ温度である。HCN は超微細構造線が 3 本現れている。 H^{13}CO^+ のピーク速度に対応する HCN の超微細構造線の速度は、 $F=1-1$ 、 $F=0-1$ 成分に対して、それぞれ $V_{\text{LSR}}=4.8\text{km s}^{-1}$ 、 $V_{\text{LSR}}=-7.1\text{km s}^{-1}$ である。

3.2 HCN チャンネルマップ

図 3.2 に HCN 輝線の F=2-1 成分のチャンネルマップを示す。速度は視線速度を表しており、強度はアンテナ温度である。r.m.s ノイズレベルは 0.16K であった。コントラストは 3σ 毎に引いてある。

$V_{\text{LSR}}=5.85\text{km s}^{-1}$ では、ダスト減光量ピークに対して北東に広がった放射領域が見られる。 $V_{\text{LSR}}=5.95\text{km s}^{-1}$ では、ダスト減光量ピークの位置を中心として広がった放射が見られる。 $V_{\text{LSR}}=6.05\text{km s}^{-1}$ では、ダスト減光量ピークの位置に対して南西に放射が見られる。有意な放射が見られたのはこの三つの速度成分であり、運動の速度幅が約 0.2km s^{-1} であることを示している。これは、Kandori et al. 2005 の結果 (速度幅約 0.182km s^{-1}) とほぼ一致した。また、放射領域が北東から南西へ系統的に運動していることから、FeSt1-457 が北西-南東方向を軸とした回転運動をしていることが考えられる。

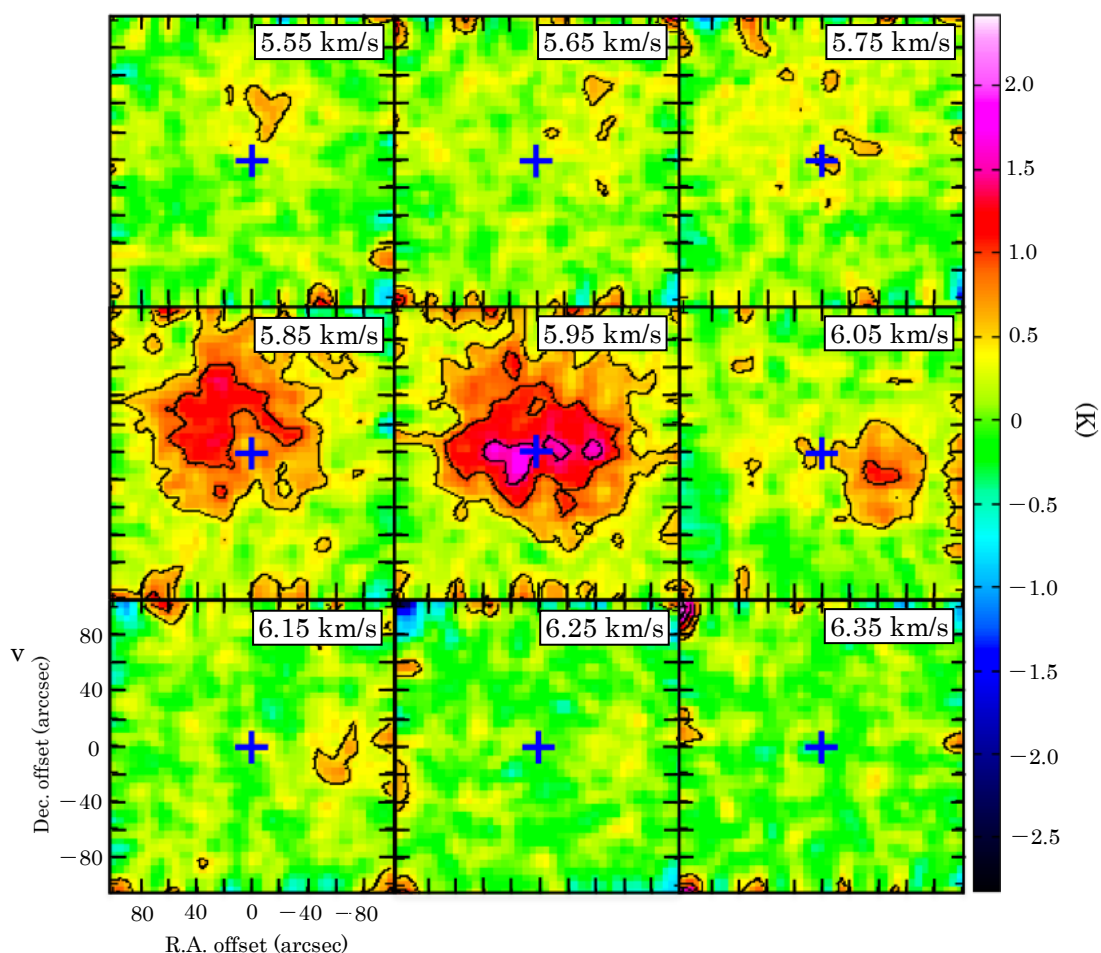


図 3.2 HCN 輝線の F=2-1 成分のチャンネルマップ。座標は、ダスト減光量ピーク (図中青十字) を中心とした相対座標である。コントラストは 3σ 毎に引いてある。強度はアンテナ温度である。

3.3 積分強度図

図 3.3 に HCN、HNC、HN¹³C の積分強度図を示す。座標は、ダスト減光量ピークの位置（図中青十字）を中心とした相対座標である。強度は、積分強度 $\int T_A^* dv$ である。コントラストは、各分子の r.m.s ノイズレベルに対し、 3σ 毎に引いた。

HCN は、ダスト減光量ピークの位置を中心に約 $120''$ (≈ 19200 AU) の拡がりを持つ。HNC は、減光量ピークの位置を中心に約 $140''$ (≈ 22400 AU) の拡がりを持つ。HN¹³C は、減光量ピークの位置を中心に約 $80''$ (≈ 12800 AU) の拡がりを持つ。

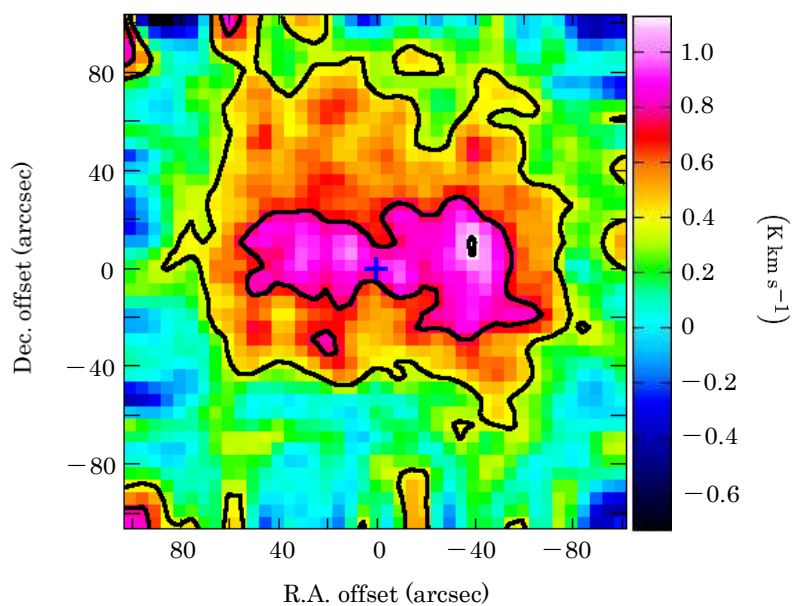


図 3.3a HCN

図 3.3 各分子の積分強度図。座標は、ダスト減光量ピークの位置（図中青十字）を中心とした相対座標である。強度は、積分強度 $\int T_A^* dv$ である。コントラストは、各分子の r.m.s ノイズレベルに対し、 3σ 毎に引いた。(a) HCN の積分強度図。全ての超微細構造線を含むように積分した。積分範囲は、F=2-1 成分の静止周波数を基準にした視線速度で $V_{\text{LSR}} = -0.7 \sim -0.1 \text{ km s}^{-1}$ 、 $V_{\text{LSR}} = 5.3 \sim 6.3 \text{ km s}^{-1}$ 、 $V_{\text{LSR}} = 10.3 \sim 10.9 \text{ km s}^{-1}$ である。r.m.s ノイズレベルは、 $0.054 \text{ K km s}^{-1}$ である。

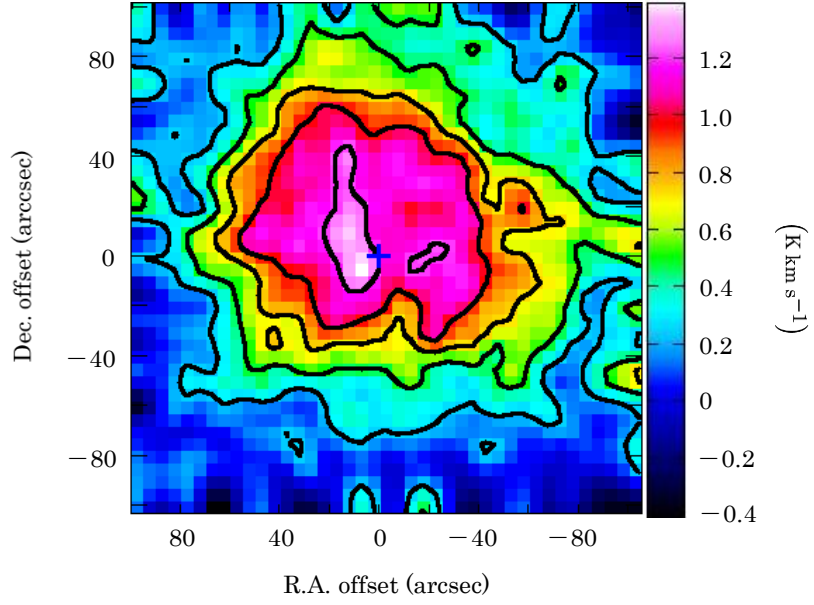


図 3.3b HNC

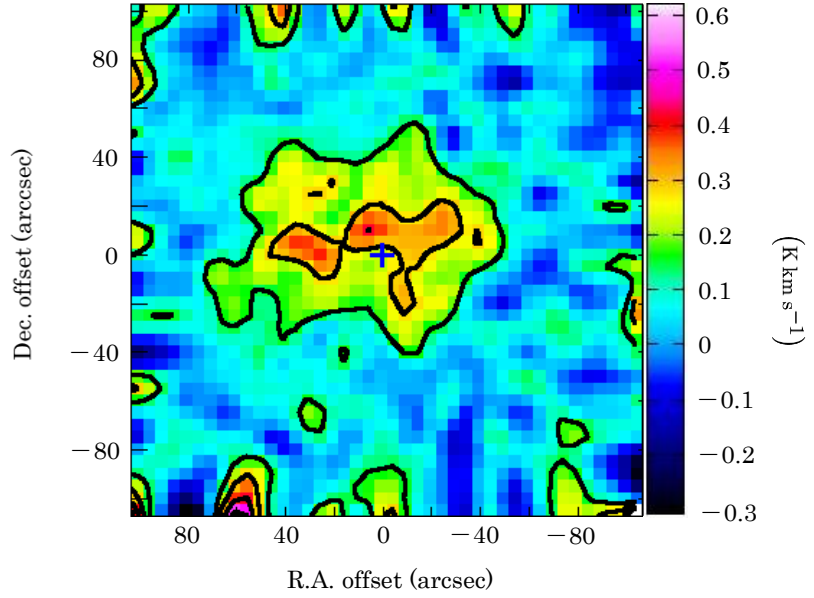


図 3.3c HN^{13}C

図 3.3 各分子の積分強度図の続き。(b) HNC の積分強度図。積分範囲は、 $V_{\text{LSR}} = 5.3\sim 6.6 \text{ km s}^{-1}$ である。r.m.s ノイズレベルは、 $0.081 \text{ K km s}^{-1}$ である。(c) HN^{13}C の積分強度図。積分範囲は、 $V_{\text{LSR}} = 5.3\sim 6.3 \text{ km s}^{-1}$ である。r.m.s ノイズレベルは、 $0.054 \text{ K km s}^{-1}$ である。

3.4 柱密度

各分子の柱密度は、分子が直線分子であること、局所熱力学平衡であることを仮定して、ダスト減光量ピークの位置から 30" 円内で観測された値を用いて導出した。導出には以下の式を用いた。(Appendix A 参照)

$$N = 3.48 \times 10^{15} \frac{1}{J+1} \frac{T_{\text{ex}}}{B\nu\mu^2} e^{\frac{E_u}{kT_{\text{ex}}}} \int T_{\text{B}} d\nu \frac{\tau_{\nu}}{1 - e^{-\tau_{\nu}}} \quad (3.1)$$

ここで、 J は回転準位、 ν は周波数、 B は回転定数、 μ は分子のダイポールモーメント、 T_{ex} は励起温度、 τ_{ν} は光学的厚みである。 k はボルツマン定数であり、 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ である。 T_{B} は輝度温度であり、アンテナ温度とアンテナ性能であるビーム能率 η_{mb} から $T_{\text{B}} = T_{\text{A}}^*/\eta_{\text{mb}}$ で求まる。また、 $E_u = hB(J+1)(J+2)$ で表される。 h はプランク定数であり、 $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$ である。なお、 $\tau_{\nu}/(1 - e^{-\tau_{\nu}})$ は光学的に厚い場合のみ寄与する。各分子の J 、 ν 、 B 、 μ の値は表 2.2 に記載している。

式 (3.1) の $\int T_{\text{B}} d\nu$ は輝度温度を用いた積分強度であり、図 3.3 に示した積分強度図から求められる。また、励起温度は今回同時に観測した N_2H^+ の観測結果からから見積もられた 7.14K を用いる。柱密度の導出には光学的厚みの導出が必要である。§ 3.4.1 では、各分子の光学的厚みを導出する。

3.4.1 光学的厚み

輝度温度と光学的厚みには以下の関係式が成り立つ。

$$T_{\text{mb}} = f[J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (3.2)$$

ここで、 f はビームフィリングファクターであり、アンテナのビームサイズに比べて観測領域が占めている割合を示すものである。 T_{bg} は背景放射による温度である。 $J(T)$ は等価輝度温度であり、以下の式で定義される。

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.3)$$

超微細構造線の 2 つの成分、または同位体の輝度温度の比を考える。ビームフィリングファクターが等しいと仮定すると、式 (3.2) から以下の式が成り立つ。

$$\frac{1 - e^{-\tau_1}}{1 - e^{-\tau_2}} = \frac{T_{\text{mb1}}}{T_{\text{mb2}}} \left[\frac{J_2(T_{\text{ex}}) - J_2(T_{\text{bg}})}{J_1(T_{\text{ex}}) - J_1(T_{\text{bg}})} \right] \quad (3.3)$$

さらに、励起温度が等しいことを仮定する。また、光学的厚みの比を $r = \tau_2/\tau_1$ とすると、式 (3.3) は以下ようになる。

$$\frac{1 - e^{-\tau_2/r}}{1 - e^{-\tau_2}} = \frac{T_{\text{mb1}}}{T_{\text{mb2}}} \quad (3.4)$$

式 (3.4) から観測で得られた強度比を用いて光学的厚みを導出することができる。

HCN

HCN の光学的厚みの導出は、ダスト減光量ピークの位置から 30" 円内で超微細構造線の F=2-1 成分と F=0-1 成分の平均強度の比を用いることで行った。2 つの成分の光学的厚みの比 r は、光学的に薄い場合の強度比 5:1 から $r=5$ と仮定した。以上より、HCN の F=2-1 成分と F=0-1 成分の光学的厚みを求める式は以下になる。

$$\frac{1 - e^{-\tau(F_{2-1})/5}}{1 - e^{-\tau(F_{2-1})}} = \frac{T_{mb}(F_{0-1})}{T_{mb}(F_{2-1})} \quad (3.5)$$

ここで、 $\tau(F_{2-1})$ 、 $T_{mb}(F_{2-1})$ は、それぞれ F=2-1 成分の光学的厚みと平均強度である。 $T_{mb}(F_{0-1})$ は、F=0-1 成分の平均強度である。式 (3.5) は解析的に解けないので、観測で得られる右辺の値と左辺の値が等しくなるよう $\tau(F_{2-1})$ と $\tau(F_{0-1})$ を一意に決定した。超微細構造線の F=1-1 成分の光学的厚み $\tau(F_{1-1})$ は、光学的に薄い場合の F=0-1 成分との強度比 3:1 を用いて、 $\tau(F_{1-1}) = 3\tau(F_{0-1})$ と仮定することで求めた。

このように求めた超微細構造線の 3 つの成分の光学的厚みの和を HCN の光学的厚みとする。導出された光学的厚みを表 3.2 に記載する。

HNC、HN¹³C

HNC と HN¹³C の光学的厚みの導出は、ダスト減光量ピークの位置から 30" 円内で同位体の平均強度の比を用いて行った。同位体同士の光学的厚みの比 r は、宇宙空間での ¹²C と ¹³C の存在量比としてよく用いられる値 60 を仮定した。以上より、HNC と HN¹³C の光学的厚みを求める式は以下になる。

$$\frac{1 - e^{-\tau(HNC)/60}}{1 - e^{-\tau(HNC)}} = \frac{T_{mb}(HN^{13}C)}{T_{mb}(HNC)} \quad (3.6)$$

ここで、 $\tau(HNC)$ 、 $T_{mb}(HNC)$ は、それぞれ HNC の光学的厚みと平均強度である。 $T_{mb}(HN^{13}C)$ は、HN¹³C の平均強度である。HCN と同様に $\tau(HNC)$ と $\tau(HN^{13}C)$ を導出した。導出された光学的厚みを表 3.2 に記載する。

以上より、ダスト減光量ピークの位置から 30" 円内で導出された積分強度、光学的厚みを用いて、各分子の柱密度を式 (3.1) を用いて導出した。導出された結果を表 3.2 に記載する。

表 3.2 HCN、HNC、HN¹³C の柱密度

Molecule	Transition	τ	T_{ex}^a [K]	$\int T_B dv^b$ [K km s ⁻¹]	N [cm ⁻²]
HCN	J=1-0, F=1-1	2.5			
	F=2-1	4.2	7.14	2.24±0.064 ^c	(2.2±0.06)×10 ¹³ ^d
	F=0-1	0.8			
HNC	J=1-0	19	7.14	3.32±0.042	(7.5±0.09)×10 ¹³
HN ¹³ C	J=1-0	0.32	7.14	0.320±0.029	(1.1±0.03)×10 ¹²

ダスト減光量ピークの位置から 30" 円内で導出した物理量。

^a N₂H⁺ の観測結果を用いた。

^b 積分強度。図 3.3 の積分強度図から得られた値。

^c 超微細構造線全ての成分の積分強度。

^d 超微細構造線全ての成分の積分強度、光学的厚み (=7.5) を用いた柱密度。

第 4 章 解析

4.1 アバンダンス

HCN、HNC、 HN^{13}C のアバンダンスを導出するため、今回同時に観測した H^{13}CO^+ の柱密度 $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ とアバンダンス $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ を用いる。これらから、水素分子の柱密度 $N(\text{H}_2)$ を以下のように求めることができる。

$$\frac{N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)}{X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)} = N(\text{H}_2) \quad (4.1)$$

同様に、HCN、HNC、 HN^{13}C の柱密度とアバンダンスを用いて、水素分子の柱密度を以下のように求めることができる。

$$\frac{N(\text{HCN})}{X(\text{HCN})} = N(\text{H}_2) \quad (4.2)$$

$$\frac{N(\text{HNC})}{X(\text{HNC})} = N(\text{H}_2) \quad (4.3)$$

$$\frac{N(\text{HN}^{13}\text{C})}{X(\text{HN}^{13}\text{C})} = N(\text{H}_2) \quad (4.4)$$

各分子の柱密度を同一領域で導出することで、水素分子の柱密度が等しいと考えることができる。今回は、ダスト減光量ピークの位置を中心とした $30''$ 円内で各分子の柱密度を導出した。その結果、 $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 4.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ 、 $N(\text{HCN}) = 2.2 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 、 $N(\text{HNC}) = 7.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 、 $N(\text{HN}^{13}\text{C}) = 1.1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ であった。また、 H^{13}CO^+ のアバンダンスを $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 10^{-11}$ と仮定することで、水素分子の柱密度を $N(\text{H}_2) = 4.0 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ と見積もった。この値を用いて、式(4.2)、(4.3)、(4.4) から HCN、HNC、 HN^{13}C のアバンダンスを導出したところ、 $X(\text{HCN}) = 5.5 \times 10^{-10}$ 、 $X(\text{HNC}) = 1.9 \times 10^{-9}$ 、 $X(\text{HN}^{13}\text{C}) = 3.4 \times 10^{-11}$ であった。

4.2 LTE 質量

LTE を仮定した質量 M_{LTE} は、柱密度 N 、アバンダンス X 、領域の面積 S を用いて、以下のように表すことができる。(Appendix A 参照)

$$M_{\text{LTE}} = N \frac{\bar{\mu} m_{\text{H}}}{X} S \quad (4.5)$$

ここで、 $\bar{\mu}$ は水素原子の平均分子量、 m_{H} は水素分子の質量である。注意しなければならないことは、質量を導出する領域で、物理量を導出しなければならないことである。具体的には、柱密度を導出するための積分強度と光学的厚みである。なお、アバンダンスは § 4.1 で導出した値で一定であると仮定する。

各分子の積分強度図 (図 3.3) と光学的厚み (表 3.2) から、光学的に薄い HN^{13}C が、よりコンパクトな領域をトレースしていると考えられる。また、図 4.1 に示す Av マップとの比較からダスト減光量とよく対応していることから、 HN^{13}C が分子雲コア内部の中心部分に存在していることが考えられる。分子雲コア中心部分の質量として、 HN^{13}C の積分強度図で 3σ 以上の領域の質量を導出した結果、 $2.2M_{\odot}$ であった。導出に用いたパラメータを表 4.1 に

記載する。

また、各分子の積分強度図（図 3.3）から、HCN が広がった領域をトレースしていることから、分子雲コア全体の質量として、HCN の積分強度図で 3σ 以上の領域の質量を導出した結果、 $6.0M_{\odot}$ であった。これは、表 2.1 に記載した Kandori et al. 2005 の結果とほぼ等しい値となった。導出に用いたパラメータを表 5.1 に記載する。

表 4.1 FeSt 1-457 の LTE 質量

Molecule	τ	$\int T_B dv$ [K km s ⁻¹]	N [cm ⁻²]	S^a [cm ²]	M_{LTE} [$M_{\odot}$]
HCN	7.9	1.72 ± 0.0047	$(1.8 \pm 0.01) \times 10^{13}$	9.72×10^{34}	6.0 ± 0.05
HN ¹³ C	0.32	0.764 ± 0.0032	$(2.6 \pm 0.01) \times 10^{12}$	3.93×10^{34}	2.1 ± 0.03

励起温度は、N₂H⁺ の結果である 7.14K を用いた。分子のアバンダンスは、それぞれ、 $X(\text{HCN}) = 5.5 \times 10^{-10}$ 、 $X(\text{HN}^{13}\text{C}) = 3.4 \times 10^{-11}$ を用いた。

^a 積分強度図で 3σ 以上の領域の面積。

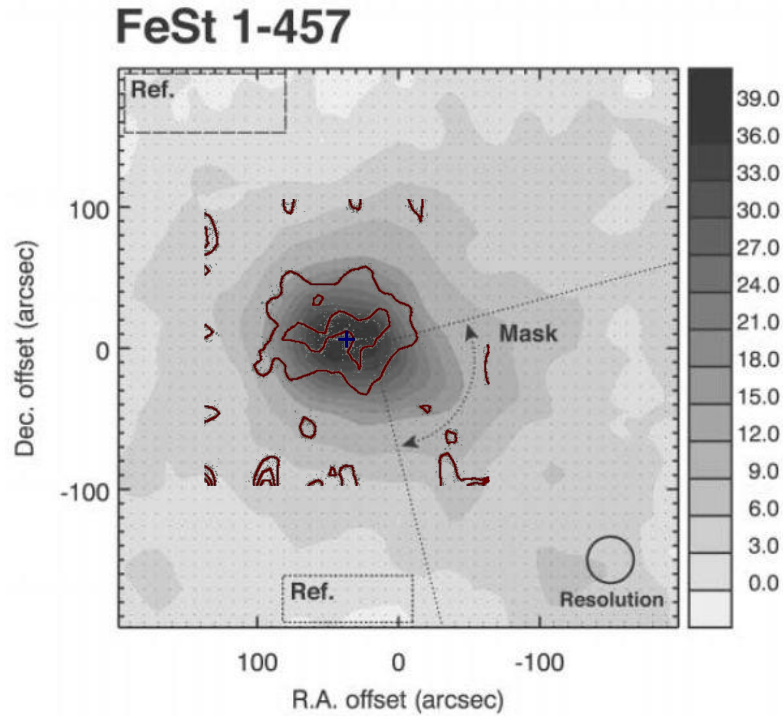


図 4.1 A_v マップと HN¹³C の積分強度図の重ね合わせ。実線は、HN¹³C の 3σ 毎のコントアである。HN¹³C がコアの中心部分をトレースしていることが分かる。

4.3 水素個数密度

分子雲コアの典型的な水素個数密度は $10^4 \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$ である。FeSt 1-457 の進化状態を探るため、中心部分での水素個数密度 n を導出する。水素個数密度は、以下の式で求められる。

$$n = \frac{NS}{XV} \quad (4.6)$$

ここで、 N は柱密度、 S は面積、 X はアバンダンス、 V は体積である。今回は、中心部分の値を導出するため、ダスト減光量ピークの位置を中心とした、直径 $15''$ の球の体積 $2.41 \times 10^{49} \text{cm}^3$ を用いた。柱密度の値は、光学的に薄く、中心部分の物理状態をより反映していると考えられる HN^{13}C の値を用いた。ダスト減光量ピークの位置を中心とした $15''$ 円内での柱密度は、 $1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ であった。これらの値から、水素個数密度を導出すると、 $n = 1.3 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ となり、分子雲コアで得られる典型的な値に比べて一桁大きな値となった。このため、FeSt 1-457 の中心部は、典型的な分子雲コアに比べて高密度であり、重力収縮が進んでいると考えられる。

4.4 ビリアル質量

ビリアル質量 M_{vir} は、以下のように観測で得られたスペクトルの線幅 ΔV から見積もることができる質量である。

$$M_{\text{vir}} = \frac{R\Delta V^2}{2G} \quad (4.7)$$

ここで、 R は分子雲コアの半径、 G は重力定数である。スペクトルの線幅は、 $\Delta V^2 = \Delta V_{\text{T}}^2 + \Delta V_{\text{NT}}^2$ で表される。ここで、 ΔV_{T} は熱的な運動による線幅、 ΔV_{NT} は乱流などの非熱的な運動による線幅である。

ビリアル質量と LTE 質量の比較から分子雲コアの重力的な束縛状態が予測できる。非熱的な運動が分子雲コア内部で著しく卓越している場合、線幅が大きくビリアル質量は大きくなり、 $M_{\text{vir}} > M_{\text{LTE}}$ となる。この場合、分子雲コアは重力的に束縛されず散逸してしまう。一方、非熱的な運動が十分小さく熱的な運動が分子雲コア内部の運動のかなりを占めている場合、線幅が小さくビリアル質量は小さくなり、 $M_{\text{vir}} \approx M_{\text{LTE}}$ となる。この場合、分子雲コアは重力的に束縛されている（ビリアル平衡）。さらに、非熱的な運動が減少し、熱的な運動のみが分子雲コア内部の運動を占めている場合、 $M_{\text{vir}} < M_{\text{LTE}}$ となる。この場合、分子雲コアは重力的に強く束縛され、重力収縮していると考えられる。一般に、観測される星間雲はほぼビリアル平衡の状態にあり、安定しており、星なしコアで $M_{\text{vir}} < M_{\text{LTE}}$ となることは珍しい。

今回、分子雲コア全体のビリアル質量と LTE 質量を比較するため、HCN の積分強度図で 3σ 以上の領域の平均スペクトルから得られた線幅 $\Delta V = 0.192 \text{km s}^{-1}$ を用いてビリアル質量を導出した。その結果、 $M_{\text{vir}} = 0.73 M_{\odot}$ であった。HCN の積分強度図で 3σ 以上の領域での LTE 質量は、表 5.1 より、 $M_{\text{LTE}} = 6.0 M_{\odot}$ であった。これより、LTE 質量に対してビリアル質量が一桁程度小さくなり、FeSt 1-457 が重力的に強く束縛され、重力収縮していることを示唆する結果となった。

4.5 [HNC]/[HCN]

§ 1.3 で述べたとおり、分子雲コア内で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出することは重要である。今回の観測から、FeSt 1-457 は、中心部分での水素個数密度が約 10^6 と典型的な値に比べて大きくなった。また、 $M_{\text{vir}} < M_{\text{LTE}}$ であり、重力的に強く束縛され、重力収縮が進んだ分子雲コアであることが考えられる。さらに、FeSt 1-457 は Bok Globule であり、周囲に分子雲を付随しない。これまでに $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が導出されてきた分子雲や分子雲コアは周囲にガスを付随する天体であり、周囲のガスの放射の影響も受けていたと考えられる。Bok Globule を観測することで、分子雲コアからの放射を直接捉えることができると期待される。

また、Pratap et al. 1997 により、同一分子雲内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~10 程度になることは示唆されてきたが、分子雲コア内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の複数点観測は未だになされていない。

以上から、重力収縮が非常に進んでいると考えられる FeSt 1-457 に対して、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を複数点で導出することは有意義である。

そこで、ダスト減光量ピークの位置を中心とした $15''$ 円内と $30''$ 円内で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出した。また、ダスト減光量ピークの位置を中心に $20'' \times 20''$ の正方形の領域を並べて、各領域で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出した。正方形の領域は、 HN^{13}C の積分強度図で 3σ 以上の領域内に配置した。図 4.2 で、HCN、HNC、 HN^{13}C の積分強度図上に領域を示す。これらの領域は、左上から順に A~R とする。また、各領域の中心座標を表 4.2 に記載する。

各領域での柱密度を導出する際、各領域で積分強度、光学的厚み求めた。なお、各分子のアバンダンスは、§ 4.1 で導出した値を全ての領域で仮定した。このように導出された各領域の $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を表 4.2 に記載する。

この結果、全 20 領域で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出したところ、1.1~4.7 であり、平均値が 2.8 であった。平均値から 67% の範囲内で一定であった。

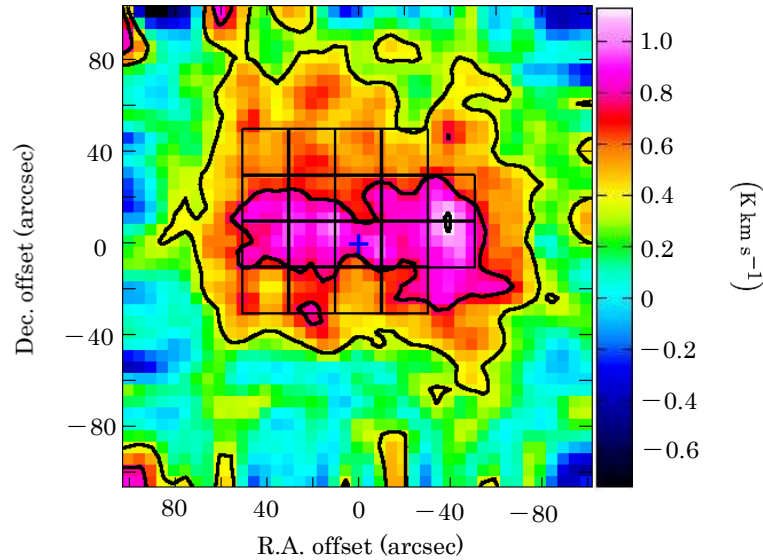


図 4.2a HCN

図 4.2 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出した領域と積分強度図。一つの領域は、 $20'' \times 20''$ の正方形である。青十字は、ダスト減光量ピークの位置である。コントラストは 3σ 毎に引いている。

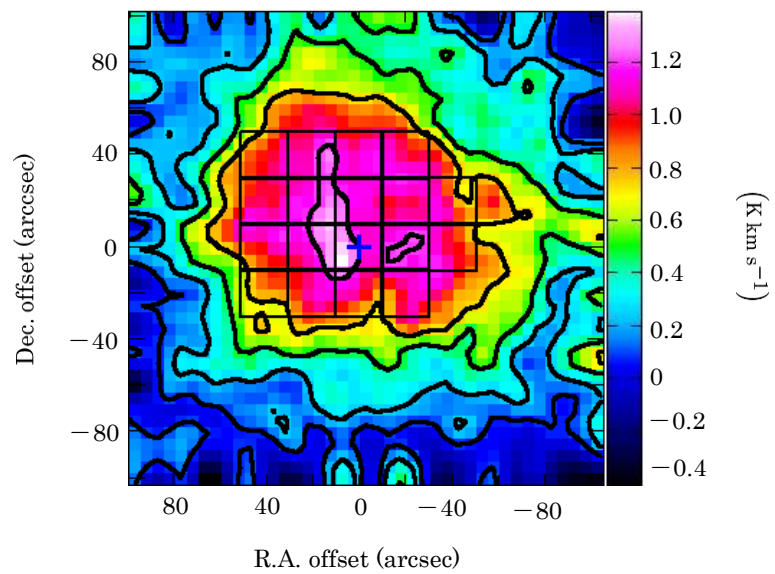


図 4.2b HNC

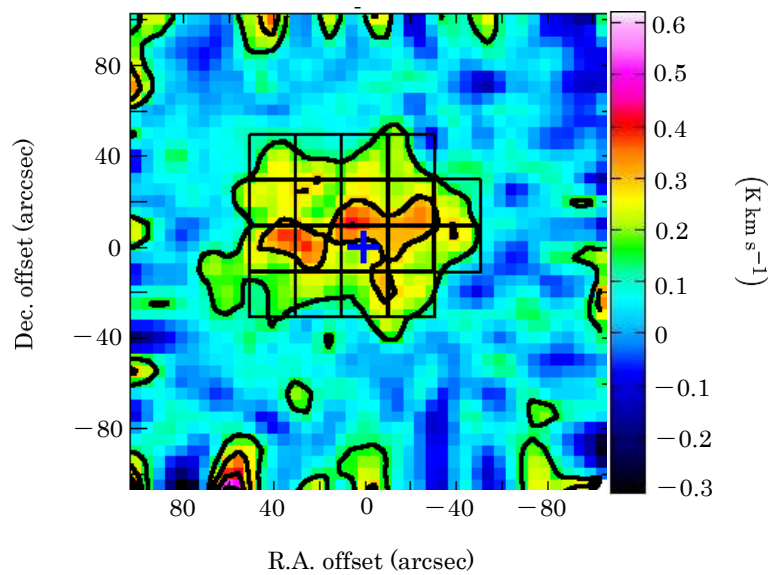


図 4.2c HN¹³C

図 4.2 [HNC]/[HCN] を導出した領域と積分強度図の続き。

表 4.2 各領域での [HNC]/[HCN]

領域	R.A. (J2000)	Decl. (J2000)	$\tau(\text{HCN})$	$N(\text{HCN})$ [10^{13}cm^{-2}]	$\tau(\text{HNC})$	$N(\text{HNC})$ [10^{13}cm^{-2}]	$\frac{[\text{HNC}]}{[\text{HCN}]}$
15"	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°32'59.0"	8.8	2.7±0.1	16	6.6±0.2	2.5±0.1
30"	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°32'59.0"	7.6	2.2±0.06	19	7.5±0.1	3.4±0.1
A	17 ^h 35 ^m 50.5 ^s	-25°33'39.0"	7.4 ^a	1.5±0.07 ^a	15	4.4±0.08	2.9±0.1 ^b
B	17 ^h 35 ^m 49.0 ^s	-25°33'39.0"	5.9 ^a	1.3±0.05 ^a	11	4.1±0.06	3.3±0.1 ^b
C	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°33'39.0"	6.1 ^a	1.3±0.05 ^a	13	4.9±0.07	3.8±0.2 ^b
D	17 ^h 35 ^m 46.0 ^s	-25°33'39.0"	8.3	1.5±0.07	10	3.6±0.05	2.4±0.1
E	17 ^h 35 ^m 50.5 ^s	-25°33'19.0"	6.1	1.6±0.05	18	6.1±0.09	3.7±0.1
F	17 ^h 35 ^m 49.0 ^s	-25°33'19.0"	9.7	2.6±0.09	16	6.2±0.08	2.4±0.09
G	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°33'19.0"	5.9	1.6.05	19	7.4±0.1	4.7±0.2
H	17 ^h 35 ^m 46.0 ^s	-25°33'19.0"	9.2	2.4±0.08	19	6.8±0.1	2.8±0.1
I	17 ^h 35 ^m 45.5 ^s	-25°33'19.0"	16	4.8±0.1	16	5.2±0.08	1.1±0.04
J	17 ^h 35 ^m 50.5 ^s	-25°32'59.0"	7.9	2.3±0.07	20	6.6±0.01	2.9±0.1
K	17 ^h 35 ^m 49.0 ^s	-25°32'59.0"	9.2	2.9±0.08	19	7.5±0.1	2.6±0.08
L	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°32'59.0"	7.7	2.3±0.07	19	7.6±0.1	3.3±0.1
M	17 ^h 35 ^m 46.0 ^s 1'	-25°32'59.0"	7.9	2.4±0.07	26	10±0.1	4.2±0.1
N	17 ^h 35 ^m 45.5 ^s	-25°32'59.0"	9.0	3.1±0.08	16	5.2±0.09	1.7±0.05
O	17 ^h 35 ^m 50.5 ^s	-25°32'39.0"	15	3.2±0.1	16	4.0±0.09	1.2±0.06
P	17 ^h 35 ^m 49.0 ^s	-25°32'39.0"	10	2.5±0.09	14	3.9±0.07	1.5±0.06
Q	17 ^h 35 ^m 47.5 ^s	-25°32'39.0"	10	2.2±0.09	13	4.2±0.07	1.9±0.08
R	17 ^h 35 ^m 46.0 ^s	-25°32'39.0"	15	3.7±0.1	18	5.7±0.09	1.5±0.06

各領域での積分強度を用いた。アバundanceは、それぞれ $X(\text{HCN}) = 5.5 \times 10^{-10}$ 、 $X(\text{HNC}) = 1.9 \times 10^{-9}$ 、 $X(\text{HN}^{13}\text{C}) = 3.4 \times 10^{-11}$ を用いた。

^a Upper limit.

^b Lower limit.

4.6 議論

全 20 領域の $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の平均値は 2.8 であり、これまでの観測から得られた値と同程度であった。今回の観測結果から、FeSt 1-457 は重力収縮が非常に進んでおり、星なしコアから星ありコアに向かう中間的な分子雲コアであると考えられる。このような分子雲コアでの $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ がこれまで得られてきた値と同程度になったことは興味深い。Hirota et al. 1998 では、星なしコア、星ありコアに対し、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出し、0.54~6.1 であった。さらに、分子雲コアの運動温度が 24K 以上になると $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が減少することを明らかにしている。この結果と今回の結果を踏まえると、低温な分子雲コアが進化し、星なしコアから星ありコアになる過程で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ は大きく変化せず、1~10 程度であると考えることができる。

また、20 領域での値に有意な違いは無く、同一分子雲コア内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ も 67% の範囲内で一定であることを明らかにすることができた。ダスト減光量ピークの位置での水素個数密度 $1.3 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ に対し、中心から離れた領域での水素個数密度は約 10^5cm^{-3} であった。このような密度の違いがあるにも関わらず、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が一定であることから、HCN の存在量と HNC の存在量には正の相関があると考えられる。

Shiba et al. 1996 では、式 (1.4) による HCN と HNC の生成比が 4 : 6 であることが予測された。この場合、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 1.5$ となる。今回の結果、20 領域中 18 領域で $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1.5 以上になった。HCN と HNC の生成比 4 : 6 が正しいと仮定すると、この結果は、式 (1.5) のように HNC だけ生成するような化学反応が存在することを示唆する。

第 5 章 まとめ

今回、我々は、孤立した分子雲コアである Bok Globule FeSt 1-457 に対して、HCN、HNC 及びその同位体である H^{13}CN 、 HN^{13}C のマッピング観測を行った。観測により、HCN、HNC、 HN^{13}C の検出に成功した。さらに、解析によって以下の結果を得た。

- ・各分子の積分強度図から、HCN、HNC は、ダスト減光量ピークの位置を中心に約 $130''$ ($\approx 20800 \text{ AU}$) の広がった領域での放射が見られた。 HN^{13}C は、減光量ピークの位置を中心に約 $80''$ ($\approx 12800 \text{ AU}$) の狭い領域での放射が見られた。さらに、 HN^{13}C の積分強度と Av マップはよく対応していた。よって、 HN^{13}C が分子雲コアの中心部分をよくトレースしていると考えられる。
- ・HCN のチャンネルマップから、北東から南西方向の系統的運動が見られた。また、中心部分での水素個数密度は $1.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ であった。さらに、HCN のスペクトルの線幅を用いたビリアル質量と LTE 質量を比較した結果、ビリアル質量が LTE 質量に対して一桁程度小さくなった。よって、FeSt 1-457 が北西-南東方向の軸を持つ回転運動をしていること、重力的に強く束縛され重力収縮していることが示唆された。
- ・ダスト減光量ピークの位置を中心とした $30''$ 円内で得られた各分子の柱密度、アバundance は、それぞれ、 $N(\text{HCN}) = (2.2 \pm 0.06) \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、 $N(\text{HNC}) = (7.5 \pm 0.09) \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、 $N(\text{HN}^{13}\text{C}) = (1.1 \pm 0.03) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $X(\text{HCN}) = 5.5 \times 10^{-10}$ 、 $X(\text{HNC}) = 1.9 \times 10^{-9}$ 、 $X(\text{HN}^{13}\text{C}) = 3.4 \times 10^{-11}$ であった。
- ・Bok Globule に対して、初めて $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出した。20 領域で導出した結果、1.1~4.7 であった。平均値は 2.8 であり、67% の範囲内で一定であった。これらの値のは、過去の星なしコア、星ありコアに対する研究結果と等しいものとなった。FeSt 1-457 は、ビリアル平衡にある典型的な星なしコアに比べ、重力収縮していると考えられる。これより、星なしコアが星ありコアへ進化する過程で、 $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ の有意な変化はなく、1~10 程度であることが示唆された。
- ・分子雲コア一天体内複数点で初めて $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ を導出した。Pratap et al.1997 では、同一分子雲内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~10 程度であることを示したが、今回の研究では、同一分子雲コア内での $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ が 1~10 程度であることを示すことができた。

謝辞

本研究において、多くの方々のお世話になりました。特に、指導教官である百瀬宗武氏には、研究テーマの選択、野辺山での観測、データ解析、研究内容のご指導、論文添削など様々なことをご教示していただきました。ここに、心からの感謝の意と敬意を表します。本当にありがとうございました。研究員の塚越崇氏には、解析ソフトの使い方のご指導、研究の方向性など研究を行う上で様々な助言をいただきました。また、出張の際の移動に同車させていただいただけでなく、野辺山での私的な買い出しにもおつきあいくださいました。深くお礼申し上げます。本当にありがとうございました。国立天文台の廣田朋也氏には、HCN、HNC 分子に関するこれまでの研究成果のご指導や本研究に対する助言をいただきました。深く感謝致します。ありがとうございました。同大学の米倉覚則氏には、学部生時代に、同大学が持つ 32m 電波望遠鏡での観測を経験させていただきました。実際の観測を体験でき、観測の楽しさを実感できました。本当にありがとうございました。

同研究室の齋藤悠氏には、研究室生活での助言をいただき、支えになっていただきました。本当にありがとうございました。共に野辺山での観測・研究を行ってきた岡本雄大君、影近早香さんとは、様々な議論を行い、本研究を進めるにあたって良い刺激をいただきました。本当にありがとうございました。研究室の同輩の森智彦君、孫康楼君には、受信機などの電波望遠鏡の装置についての助言をいただきました。本当にありがとうございました。研究室の後輩の石井翔太君、佐藤雄貴君、沖本有君、加古琳一、千葉元気君、中村英斗君、長瀬桂君、安井靖堯君、山田淑乃さんには、研究室生活での心の支えになっていただきました。本当にありがとうございました。

最後に、大学院進学を認めてくれ、生活面で支えてくれた両親、暖かく応援してくれた姉妹に感謝致します。ありがとうございました。

Appendix A

柱密度・質量の導出

直線分子を仮定する。回転準位 J での分子の回転エネルギーは以下のようになる。

$$E_J = hBJ(J+1) \quad (\text{A.1})$$

ここで、 h はプランク定数、 B は分子の回転定数である。次に、LTE を仮定する。励起温度 T_{ex} のもとで、 n 個の分子が存在するとき、エネルギーレベル J にある分子の数 n_J は以下のようになる。

$$n_J = ng_J \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{A.2})$$

$$g_J = 2J + 1 \quad (\text{A.3})$$

ここで、 g_J はエネルギーレベル J の縮退、 k はボルツマン定数である。 Z は分配関数であり、以下のようになる。

$$Z = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{A.4})$$

$$= \sum_{J=0}^{\infty} (2J + 1) \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{A.5})$$

$hB/kT_{\text{ex}} \ll 1$ のとき、 Z は以下のように近似できる。

$$Z \approx \frac{kT_{\text{ex}}}{hB} \quad (\text{A.6})$$

また、(A.2) は以下のように近似できる。

$$n_J \approx ng_J \frac{hB}{kT_{\text{ex}}} \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{A.7})$$

分子雲コアが、輝度温度 T_{ν} の放射をしているとき、実際に観測される輝度温度は、 $T_B = \tau_{\nu}(1 - e^{-\tau_{\nu}})$ である。ここで、 τ_{ν} は周波数 ν での光学的厚みである。光学的厚みが小さいこと ($\tau_{\nu} \ll 1$) を仮定すると、レイリージーンズ近似 ($h\nu/kT \ll 1$) より、輝度温度は以下のようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_{\nu} f(\nu) \tau_{\nu} \quad (\text{A.8})$$

ここで、 c は光速、 $f(\nu)$ は、プロファイル関数であり、 $\int f(\nu) d\nu = 1$ を満たす。放射係数 ϵ_{ν} と吸収係数 κ_{ν} を用いて、 $I_{\nu} = \epsilon_{\nu}/\kappa_{\nu}$ と表すことができる。よって、(A.8) は以下のようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{c^2}{2k\nu^2} \frac{\epsilon_{\nu}}{\kappa_{\nu}} f(\nu) \tau_{\nu} \quad (\text{A.9})$$

次に、分子雲コアの視線方向の外径を L とすると、 τ_ν は以下ようになる。

$$\tau_\nu = \int_0^L \kappa_\nu dx \approx \kappa_\nu L \quad (\text{A.10})$$

(A.10) を用いると (A.9) は以下ようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{c^2}{2k\nu^2} \varepsilon_\nu L f(\nu) \quad (\text{A.11})$$

ε_ν は、アインシュタイン係数 $A_{J+1,J}$ を用いると、

$$\varepsilon_\nu = \frac{1}{4\pi} n_{J+1} A_{J+1,J} f(\nu) \quad (\text{A.12})$$

であり、(A.11) は以下ようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{kc^2}{8\pi k} n_{J+1} L A_{J+1,J} f(\nu) \quad (\text{A.13})$$

さらに、(A.3)、(A.7) を用いると (A.13) は以下ようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{kc^2}{8\pi k} nL(2J+3) \frac{hB}{kT_{ex}} \exp\left(-\frac{hB(J+1)}{kT_{ex}}\right) A_{J+1,J} f(\nu) \quad (\text{A.14})$$

アインシュタイン係数 $A_{J+1,J}$ は以下のように表すこともできる。

$$A_{J+1,J} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \frac{J+1}{2J+3} \mu^2 \quad (\text{A.15})$$

ここで、 μ は分子のダイポールモーメントである。(A.15) を用いると (A.14) は以下のようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{8\pi^3 h}{3k^2 c} nLB(J+1) \frac{1}{T_{ex}} \nu^2 \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{ex}}\right) f(\nu) \quad (\text{A.16})$$

また、周波数と速度の関係、 $d\nu/\nu = dv/v$ より、(A.16) 以下ようになる。

$$T_{B,\nu} = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nLB(J+1) \frac{1}{T_{ex}} \nu^2 \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{ex}}\right) f(\nu) \quad (\text{A.17})$$

(A.17) を積分すると、以下ようになる。

$$\int T_{B,\nu} d\nu = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nLB(J+1) \frac{1}{T_{ex}} \nu \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{ex}}\right) \cdot 1 \quad (\text{A.18})$$

柱密度 N が $N = nL$ で与えられると考えると、 N は以下ようになる。

$$N = \frac{3k^2}{8\pi^3 h B(J+1) \nu \mu^2} T_{ex} \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{ex}}\right) \cdot \int T_{B,\nu} d\nu \quad (\text{A.19})$$

$$= 3.48 \times 10^{15} \frac{1}{J+1} \left(\frac{B}{\text{GHz}}\right)^{-1} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-1} \left(\frac{\mu}{\text{Debye}}\right)^{-2}$$

$$\left(\frac{T_{ex}}{\text{K}}\right) e^{\frac{E_u}{kT}} \cdot \int \left(\frac{T_B}{\text{K}}\right) \left(\frac{dv}{\text{km s}^{-1}}\right) \quad (\text{A.20})$$

ここで、 $E_u = hB(J+1)(J+2)$ 、 $\int T_{B,\nu} d\nu$ は積分強度である。

(A.20) は、光学的厚みが小さいことを仮定していた。光学的厚みが大きい場合、 $\tau_\nu/(1 - e^{-\tau_\nu})$ の項が加わり、柱密度を導出する式は以下ようになる。

$$N = 3.48 \times 10^{15} \frac{1}{J+1} \left(\frac{B}{\text{GHz}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-1} \left(\frac{\mu}{\text{Debye}} \right)^{-2} \left(\frac{T_{ex}}{\text{K}} \right) e^{\frac{E_u}{kT}} \cdot \int \left(\frac{T_B}{\text{K}} \right) \left(\frac{dv}{\text{km s}^{-1}} \right) \cdot \frac{\tau_\nu}{(1 - e^{-\tau_\nu})} \quad (\text{A.21})$$

今回、積分強度 $\int T_{B,\nu} dv$ は、積分強度図から得られる値を用いた。

次に、分子雲コアを完全な球であると仮定して、(A.21) で得られた柱密度を用いて、分子雲コアの質量を導出する。水素分子に対する存在量を X 、平均分子量を $\bar{\mu}$ 、水素分子の質量を m_H 、分子雲コアの領域の面積を S とすると、質量は以下の式で導出できる。

$$M = N \frac{\bar{\mu} m_H}{X} \left(\frac{S}{\text{cm}^2} \right) \quad (\text{A.22})$$

今回、 $\bar{\mu} = 2.3$ 、 $m_H = 1.67 \times 10^{-23} \text{g}$ として解析を行った。また、面積 S は、実際に解析を行う際に以下のように考えた。

$$S = \left\{ 1.5 \times 10^{13} \left(\frac{D}{\text{pc}} \right) \left(\frac{\Delta\theta}{\text{arcsec}} \right) \right\}^2 \cdot N_{\text{pix}} \quad (\text{A.23})$$

ここで、 D は天体までの距離、 $\Delta\theta$ は解析の際に用いた積分強度図の 1 ピクセルの視角、 N_{pix} は質量を導出する領域に含まれるピクセルの数である。

Reference

- Allen, T. L., Goddard, J. D., & Schaefer III, H.F. 1980, J. Chem. Phys., 73, 3255
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, Nature, 409, 159
- Bhattacharya, B. N., & Grdy, W. 1960, Phys. Rev., 119, 144
- Blackman, G. L., Brown, R. D., Godfrey, P. D., & Gunn, H. I. 1976, Nature, 261, 395
- Bonnor, W. B. 1956, MNRAS, 116, 351
- Di Francesco, J., Hogerheijde, M. R., Welch, W. J., & Bergin, E. A. 2002, AJ, 124, 2749
- Ebert, R. 1955, Z. Astrophys., 37, 217
- Gerbst, E. 1978, ApJ, 222, 508
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Onishi, M. 1998, ApJ, 503, 717
- Hotzl, S., Harju, J., & Juvela, M. 20021, A&A, 395, L5
- Irvine, W. M., & Schloerb, F. P. 1984, ApJ, 282, 516
- Kandori, R., Nakajima, Y., Tamura, M., Tatematsu, K., Aikawa, Y., Naoi, T., Sugitani, K., Nakaya, H., Nagayama, T., Nagata, T., Kurita, M., Kato, D., Nagashima, C., & Sato, S. 2005, AJ, 130, 2166
- Lai, S., Velusmy, T., Langer, W. D., & Kuiper, T. B. H. 2003, AJ, 126, 311
- Pratap, P., Dckens, J. E., Snell, R. L., Miralles, M. P., Bergin, E. A., Irvine, W. M., & Schoerb, F. P. 1977, ApJ, 486, 862
- Sanhueza, P., Jackson, J. M., Foster, J. B., Garay, Guido., Silva, Andrea., & Finn, S. C. 2012, ApJ, 756, 60
- Shiba, Y., Hirano, T., Nagashima, U., & Ishii, K. 1988, J. Chem. Phys., 108, 698
- Suzuki, H., Yamamoto, S., Onishi, M., Kaifu, N., Ishikawa, S., Hirahara, Y., & Takano, S. 1992, ApJ, 392, 551
- Tennekes, P. P., Harju, J., Juvela, M., & Toth, V. 2006, A&A, 456, 1037
- Ziurys, L. M., Apponi, A. J., & Yoder, J. T. 1992, ApJ, 397, L123
- 池田紀夫、2004 年、東京工業大学、修士論文
- 大友雄造、2013 年、東京大学、修士論文