

修士学位論文

星形成領域 Aquila Rift 及び ρ -Oph L1689
に対する CCS 分子輝線マッピング観測

2014 年度
(平成 26 年度)

茨城大学大学院理工学研究科

理学専攻
13NM156X
佐藤雄貴

論文要旨

星形成過程を明らかにするためには、その星が生まれる場所である分子雲の観測が重要となる。特に星形成過程の中で重要な要素の一つが、分子雲における磁場の影響である。分子雲内の磁場強度によって、星形成過程に大きな違いが出る。この磁場強度を測定するために適しているのがゼーマン効果の観測である。しかし、ゼーマン効果を捉えるためには、極めて弱い強度変動を測定する必要があり、その為の好適な候補天体を見つけることが重要である。この好適な候補天体の条件として、輝線強度が強く ($T_{\text{A,peak}}^* \approx 1[\text{K}]$)、線幅が狭い ($\Delta v \lesssim 0.5[\text{km/s}]$) 天体である必要がある。

そのような背景の元、我々は Aquila Rift、L1689 における CCS のマッピング観測を、新受信機 Z45 を用いて行った。この 2 領域は星形成初期の領域を含み、ダストが豊富に存在する領域である。次に、CCS は化学的進化が若い分子雲に豊富に存在する分子で、ダスト連続波が弱い所でも明るい可能性があり、原始星が付随していない低温・高密度領域のトレーサーになり得る。加えて、超微細構造を持たず、磁気モーメントも大きいという特徴を持つため、ゼーマン効果による比較的大きい周波数分裂を示す。しかしこれまでの観測では、ダスト放射が強く星形成が進んだ領域のみがカバーされており、ダスト放射が弱く原始星が付随しない星形成前段階での観測がほとんどなされていなかった。そこで本観測では、上記の領域の中でもある程度ダストの密度が高いものの、星形成が進んでいない領域について観測を行った。

その結果、Aquila Rift で CCS を広範囲において検出した。その後、同領域内で 23 個のコアを同定し、物理量（光学的厚み、柱密度、LTE 質量、ビリアル質量）を導出した。この解析の結果、これらのコアは光学的に薄く、柱密度は $10^{14}[\text{cm}^{-2}]$ のオーダーで、星形成前のクランプである pre-cluster clump の値である $1 \times 10^{14}[\text{cm}^{-2}]$ (Nakamura et al. 2014) と同程度であることが明らかになった。

次に、LTE 質量とビリアル質量を導出し、それらの比をとったビリアル比を導出した。この結果として、23 個中 22 個のコアが重力的に束縛されていると推定された。

以上の解析から、今後のゼーマン効果の観測に適したコアの発見に成功した。また、全てのコアが典型的な星形成コアと同等の物理量 ($N_{\text{CCS}} \sim 10^{14}[\text{cm}^{-2}]$ 、 $N_{\text{H}_2} \sim 10^{22}[\text{cm}^{-2}]$ 、 $M_{\text{LTE}} = 1 \sim 50[M_{\odot}]$) を示し、そのほとんどのコアで将来的に星形成を行う可能性があることが分かった。

目次

第 1 章 研究背景	3
1.1 星形成理論	4
1.1.1 pre-stellar core	4
1.2.1 分子雲コアから原始星への進化	4
1.2 分子雲での磁場の効果	6
1.2.1 磁場の凍結	7
1.2.2 磁場を考慮したビリアル定理	8
1.2.3 臨界質量と重力収縮過程の関連	10
1.3 磁場の観測方法	11
1.3.1 星間ダスト偏光観測	12
1.3.2 ゼーマン効果の観測	13
1.4 CCS 分子を用いた観測研究	17
1.5 これまでの観測の問題点と研究の目的	18
1.5.1 これまでの観測の問題点	18
1.5.2 研究の目的	19
第 2 章 観測	20
2.1 観測概要	20
2.2 観測領域	21
2.2.1 Aquila Rift	21
2.2.2 L1689	23
2.3 観測装置 (Z45 受信機)	25
2.4 観測手法	26
2.4.1 R-Sky 法のキャリブレーション	26
2.4.2 観測方法	27

2.5	データリダクション	29
2.5.1	マップの作成	30
第3章	観測結果	31
3.1	チャンネルマップ	31
3.2	積分強度図	35
第4章	解析と考察	37
4.1	コアの同定	37
4.1.1	コアの同定手順	37
4.1.2	同定したコアのリスト	41
4.2	物理量の導出	52
4.2.1	開口能率の補正	52
4.2.2	光学的厚みの導出	52
4.2.3	柱密度の導出	53
4.2.4	LTE 質量の導出	55
4.2.5	ビリアル解析	58
4.3	考察	59
4.3.1	ゼーマン効果の観測に関する考察	59
4.3.2	コアの性質に関する考察	61
第5章	まとめと今後	62
5.1	まとめ	62
5.2	今後	62
Appendix A		63
Appendix B		64
Appendix C		66

第 1 章 研究背景

宇宙空間にはダストやガス(主に分子)が集まってできた分子雲と呼ばれる領域が多数存在する。この分子雲内でガスやダストが重力収縮することによって、星が形成される。この重力収縮する際に重要な要素となるのが、磁場である。しかし、この磁場が重力収縮に対して及ぼす影響について分かっていないことも多く、星形成過程を解明するうえで磁場の役割の解明は重要な課題の一つである。ここでは、星形成過程に関する理解の現状とその中での磁場の果たしうる役割、及び磁場の測定方法について説明し、最後に磁場の測定で対象になり得る分子について説明する。

1.1 星形成理論

星は宇宙空間に存在するガスが重力的に収縮することで形成されると考えられている。水素原子個数密度 n_{H} が $\sim 10^2\text{--}3[\text{cm}^{-3}]$ 程度になると水素分子が形成され、その領域は分子雲($>10[\text{pc}]$)と呼ばれる。多くの分子雲は自己重力と内部の乱流圧によって平衡状態にあると考えられている。分子雲の進化が更に進み、 $n_{\text{H}_2}\sim 10^4[\text{cm}^{-3}]$ 程度の領域ができると、その領域を分子雲クランプ($\sim 1[\text{pc}]$)と呼ぶ。その後さらに高密度になり $n_{\text{H}_2}\sim 10^5[\text{cm}^{-3}]$ となると分子雲コア($\sim 0.1[\text{pc}]$)と呼ばれる領域となる。この分子雲コアから星が生まれると考えられている。現在分かっている星形成のシナリオの概略は以下である。

- (1) 分子雲の一部が収縮をし、その結果として分子雲クランプが形成される。
- (2) 分子雲クランプがさらに収縮し、高密度な分子雲コアが形成される。特に、まだ内部に星が形成されていないコアを星なしコア(Starless- Core)と呼ぶ。
- (3) 分子雲コアが重力的に不安定になり、自由落下的な収縮である動的収縮を始める。それにより、中心に静水圧平衡の原始星が形成される。
- (4) 質量降着により原始星の中心の密度がさらに高くなり、前主系列星の T タウリ型星を経て、やがて星の中心領域で核融合反応を起こすようになり、主系列星へと進化していく。

(1)~(4)のシナリオの概略図を図 1.1 に示す。

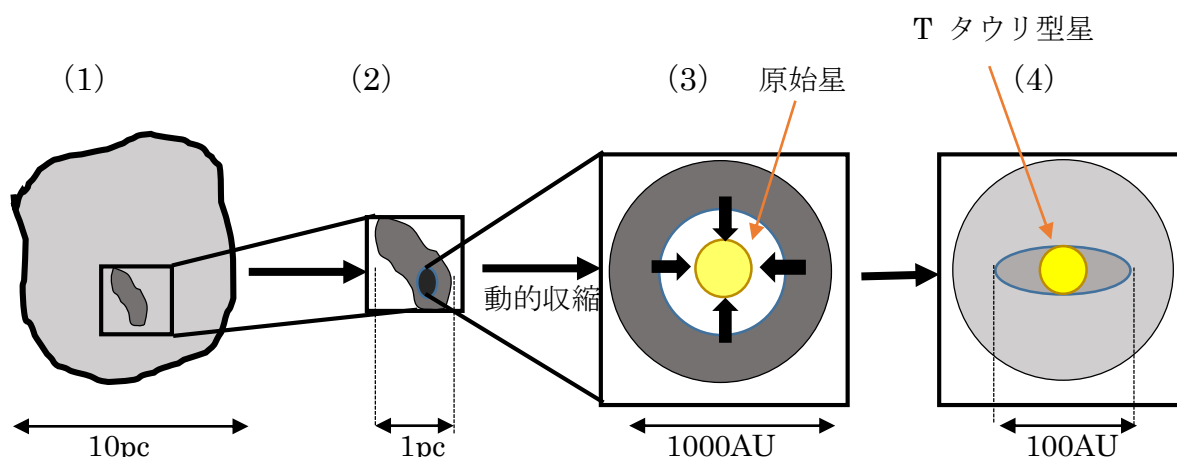


図 1.1 分子雲コアから T タウリ型星へ進化する過程を表した概略図

1.1.1 pre-stellar core

分子雲の中でも星がなく密度が周囲に比べて比較的高い($\sim 10^5[\text{cm}^{-3}]$) 星なしコアを pre-stellar core と呼ぶ。pre-stellar core は星形成直前段階の天体であると考えられている。これが重力収縮(collapse)を起こすことで原始星が作られる。この重力収縮の原因として考えられているのが、重力不安定である。この重力不安定を説明する上で、コアの自己重力と内部の磁場や乱流による圧力との関係性が重要となるが、それについては 1.2 節で述べる。

1.1.2 分子雲コアから原始星への進化

分子雲コアが動的な重力収縮をし、その中心密度が $\sim 5 \times 10^{10}[\text{cm}^{-3}]$ になると、その領域は断熱的となり、ほぼ力学平衡状態のガス球が出来る。これが原始星コアである。最初に形成される原始星コアは first core と呼ばれ、温度は 1000[K]、半径は 1[AU]、質量は $0.01[M_{\odot}]$ 程度である。また、分子雲コアから星に至るまでのタイムスケールは $10^{6-7}[\text{yr}]$ であるのに対して、first core として存在できる時間は $10^{3-4}[\text{yr}]$ と非常に短い。コアは準静的に収縮するとともにその温度も上昇し、約 2000[K]になると水素分子が解離を始める。これは吸熱過程であるために水素分子ガスの圧力は下がり、平衡状態が破れて再び動的な収縮が始まる。この収縮を second collapse と呼ぶ。2 度目の崩壊を経て、解離した水素は完全電離した状態となり、再び平衡状態のコアを形成する。これが second core である。second core の中心温度は 4000[K]で、中心密度は $10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ 、半径は太陽半径の数倍、質量は $0.01[M_{\odot}]$ 程度である。このコアに引き続き星周ガスが降着し、原始星の質量が増加する。これが主質量降着期であ

る。主質量降着期を終えた星は、その後、準星的収縮を続け、重力エネルギーを解放する。この収縮を原始星段階の動的収縮と区別して、前主系列収縮と呼ばれる。前主系列収縮期にあると考えられている星が T タウリ型星である。一方、これらの段階はそのエネルギースペクトルの分布によって Class0~ClassIII で分類されている。各 Class の定義は次のようである。

Class0 : 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することで光っている。そのため、サブミリ波からミリ波以上の長波長でのみ観測される。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、数千[AU]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ように、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。そのため、減光の少ないサブミリ波や遠赤外線でのみ観測される。また、双極分子流によりエンベロープが散逸される。

Class II : 原始星や原始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。この段階での前主系列星を T タウリ型星と呼び、赤外線や可視光で観測される。また、ここでの原始星円盤を原始惑星系円盤と呼ぶ。原始惑星系円盤のサイズは、数百 AU ある。

ClassIII : 星の温度が上昇し核融合反応が始まる直前の段階。中心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。

前主系列星の進化モデルの概略図を図 1.2 に示す。

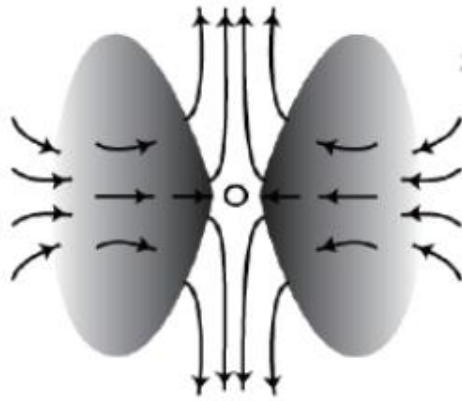


図 1.2a Class0

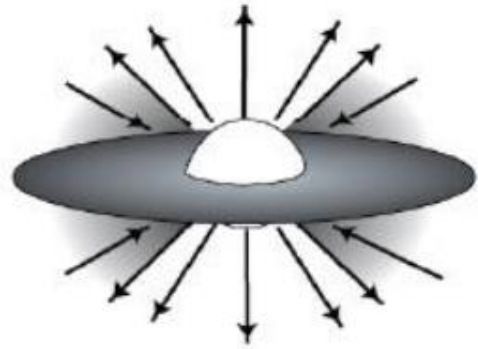


図 1.2b Class I



図 1.2c Class II



図 1.2.d ClassIII

図 1.2 前主系列星の進化モデルの概略図(Dauphas & Chaussidon 2011)

1.2 分子雲での磁場の効果

分子雲コアの自己重力は主に、内部の熱運動や磁場による磁気圧、乱流による圧力によって支えられている。特に、磁場は分子雲がどのくらいのタイムスケールで収縮が行われ、星形成が進んでいくのかを解明するうえで、非常に重要な要素となる。そのため、分子雲の磁場強度を正確に測定することは、星形成研究の今後の課題でもある。

る。まずは、現在分かっている分子雲での磁場の効果について述べる。

1.2.1 磁場の凍結

分子雲は主に電氣的に中性な水素原子とヘリウム原子（以後、中性ガスと呼ぶ）で構成される。しかし、宇宙線の衝突により中性ガスが弱電離し、荷電粒子が生成される。磁場の力は中性ガスに直接作用しないが、この荷電粒子との衝突を通じて、間接的に力を与える。このようにして、磁場と中性ガスが深く結びつき、図 1.3 のように一体となって動くようになることを磁場の凍結という。

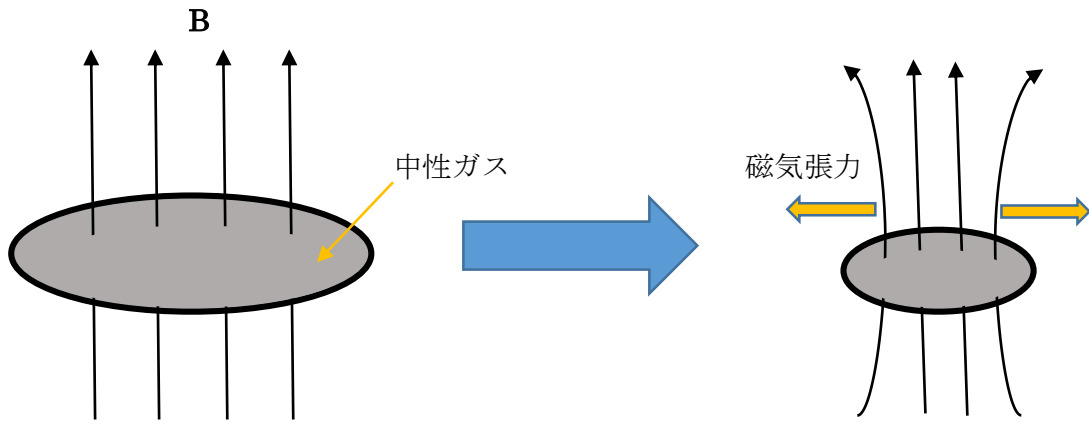


図 1.3 磁場の凍結

このように分子雲が収縮すると、それに伴って磁場も曲げられながら、中心に集まる。その時に曲げられた磁場には元に戻ろうとする働きが現れ、磁場の方向に垂直な力がかかる。この力が磁気張力であり、この力は収縮を妨げる効果がある。そのため、収縮が進むためには、分子雲内の磁場が散逸する必要がある。この磁場散逸機構が双極性拡散である。次のこの双極性拡散について説明する。まず、分子雲中で水素分子などの中性粒子成分についてのマクロな運動を記述する運動方程式は

$$\frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = -\frac{\nabla P_n}{\rho_n} - \nabla\varphi - A\rho_i(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i). \quad (1.1)$$

で表せる。ここで添え字の n 、 i はそれぞれ、中性粒子、荷電粒子についての物理量を示し、 φ は重力ポテンシャルである。最後の項は中性粒子と荷電粒子の衝突によって中性粒子が感じる摩擦項である。荷電粒子成分についての運動方程式では、磁場から受けるローレンツ力 ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) が加わり、

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{\nabla P_i}{\rho_i} - \nabla\varphi + \frac{1}{4\pi\rho_i}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - A\rho_n(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n). \quad (1.2)$$

である。密度の大きな分子雲において、粒子は頻繁に衝突しているため、摩擦項が大きな値となる。特に、荷電粒子の運動方程式においては、慣性項、圧力項、重力項は摩擦項に比べて小さいため、無視すると式(1.2)は次のように近似できる。

$$A\rho_n(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) = \frac{1}{4\pi\rho_i}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (1.3)$$

この式を式(1.1)に代入すると

$$\frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = -\frac{\nabla P_i}{\rho_i} - \nabla\varphi + \frac{1}{4\pi\rho_i}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (1.4)$$

となる。

これは中性粒子があたかも完全電離のプラズマのように振る舞うという電磁流体力学の方程式になっている。ただ、実際には荷電粒子と中性粒子は完全に結合しているわけではなく、それらの相対速度は式(1.3)から

$$|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n| = \frac{|(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|}{4\pi A\rho_n\rho_i}. \quad (1.5)$$

と見積もることが出来る。従って、荷電粒子は磁場に凍結している場合でも、磁場は中性粒子に対して相対的にすり抜けていくことになる。この現象を双極性拡散と呼ぶ。

1.2.2 磁場を考慮したビリアル定理

球対称の雲の平衡状態を記述したものをビリアル定理という。基本的なビリアル定理の式は次のように表される。

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \frac{1}{4\pi} \int_S (\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} - \int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right) \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S} + 2\mathcal{K} + 2J + \mathcal{M} + \mathcal{W}. \quad (1.6)$$

ここで、各項は以下を表す。

I : 一般化された慣性モーメント

$\mathcal{K}$: 運動エネルギー (乱流・回転等の巨視的な運動)

J : 熱エネルギー $\mathcal{M}$: 磁場エネルギー $\mathcal{W}$: 系の重力エネルギー

$\frac{1}{4\pi} \int_S (\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$: 雲表面における磁場の屈折の項

$-\int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right) \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S}$: 雲の内圧と外圧

ここで磁場のみの影響を考えるため、乱流や熱的圧力を無視する。また、磁場の寄与は磁気エネルギーのみを考え、ガス密度 ρ と磁束密度 $\mathbf{B}$ は分子雲で一定とする。これらから式(1.6)は以下ようになる。

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \frac{1}{4\pi} \int_S (\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} - \int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right) \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S} + \mathcal{M} + \mathcal{W}. \quad (1.7)$$

このとき、雲の重力エネルギーは

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \int_0^R \rho \varphi 4\pi r^2 dr, \quad (1.8)$$

R は雲の半径で、 $r < R$ において重力ポテンシャル $\varphi = -\frac{2\pi}{3} G\rho(3R^2 - r^2)$ より、

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \int_0^R \rho \varphi 4\pi r^2 dr = -\int_0^R \frac{4\pi^2}{3} G\rho^2 (3R^2 r^2 - r^4) dr = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (1.9)$$

また、磁場エネルギー $\mathcal{M}$ は

$$\mathcal{M} = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV = \frac{4\pi R^3}{3} \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{4\Phi^2}{3\pi\mu_0 R}. \quad (1.10)$$

ここで、 Φ は磁束で $\Phi = \pi R B^2$ である。

式(1.7)において、 $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ として、 $\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 0$ の時に雲が力学平衡に相当する。そのためには $\mathcal{M} + \mathcal{W}$ は正である必要がある。従って、分子雲の自己重力と磁場がちょうど釣り合う質量である臨界質量 M_{cr} は式(1.9)、式(1.10)を用いて、

$$\mathcal{M} + \mathcal{W} = -\frac{3}{5} \frac{GM_{\text{cr}}^2}{R} + \frac{4\Phi^2}{3\pi\mu_0 R} = 0, \quad (1.11)$$

の関係から、

$$M_{\text{cr}} = \frac{2\sqrt{5}}{3\sqrt{\pi\mu_0 G}} \Phi. \quad (1.12)$$

と表される。式(1.12)から臨界質量 M_{cr} は分子雲の半径には依存せず、磁束のみによって決まる。そのため、初期に磁場で支えられた分子雲は、雲を貫く磁束が減少しない限り、力学的に安定で収縮しない。

1.2.3 臨界質量と重力収縮過程の関連

分子雲は 1.2.2 節で求めた臨界質量 M_{cr} と実際の雲の質量の大小関係で収縮過程が異なる。臨界質量と雲の質量の関係は次の 2 つに分けられ、それによる収縮過程を次に示す。

① $M < M_{\text{cr}}$ (磁氣的に亜臨界) : 分子雲が磁場によって力学的に安定な状態

双極性拡散によって雲を貫く磁束が減り、臨界質量が減少することで、ゆっくりと収縮する。その後さらに磁束が抜け、臨界質量が雲質量よりさらに小さくなると、力学的平衡が保てず、中心部分で超臨界状態となり動的収縮を始める。

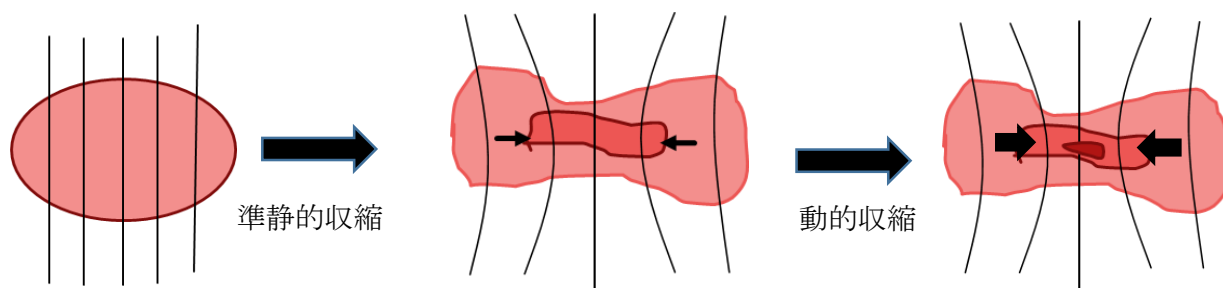


図 1.4 磁氣的に亜臨界な状態での雲の収縮過程

② $M > M_{\text{cr}}$ (磁氣的に超臨界) : 重力的に不安定な状態

磁場は分子雲を完全に支えることはできず、収縮を妨げるその他の効果も十分に小さければ、直ちに動的に収縮する。

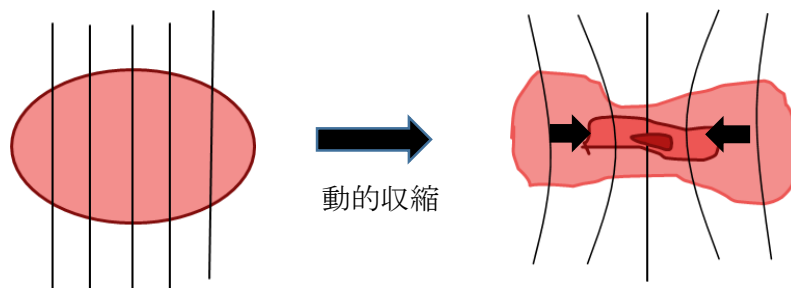


図 1.5 磁氣的に超臨界な状態での雲の収縮過程

このように磁場が雲の収縮過程に大きく関わっており、今までもあらゆる方法で分子雲の磁場が観測されてきた。具体的な観測方法は1.3節で説明する。図1.6は縦軸が分子雲の磁場強度、横軸が水素の柱密度を表した対数グラフである。この図から、ほとんどの分子雲は磁氣的に超臨界であることがわかる。ただ、それでも臨界値($\Phi/M = 1$)に近いことから、分子雲は磁氣的に亜臨界な状態の分子雲でも臨界状態に近く、磁場は分子雲を支えられるかどうかの瀬戸際にある。

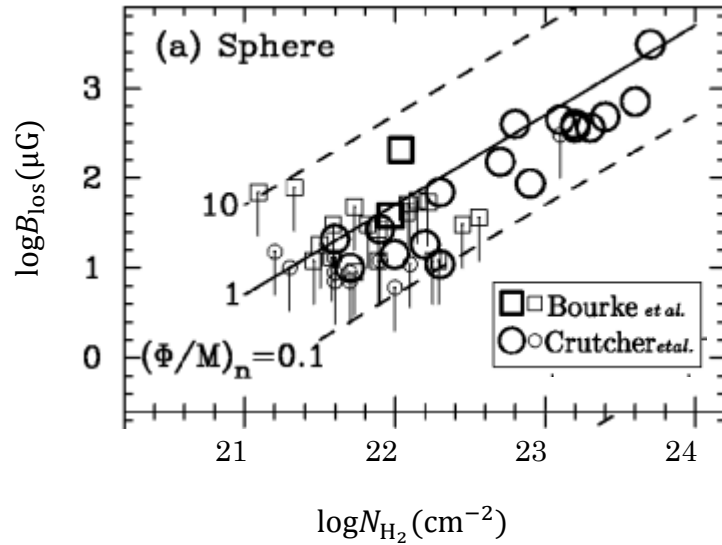


図 1.6 磁場強度と柱密度を比較したグラフ(MacLow 2004)

1.3 磁場の観測方法

これまで、星間磁場は分子雲の力学的な運動において重要な要素であることを述べてきた。ただ、それだけではなく星間磁場は星間物質の物理において本質的な役割を持つ。例えば銀河系円盤では磁場に捕えられた高エネルギー荷電粒子の圧力と磁気圧が粒子の運動によるガス圧に加わり、これが重力とバランスをとることで円盤の鉛直方向の物質分布を決めている。また、銀河系や H_I 雲や、分子雲、分子雲コア、星周領域などの領域で様々な大きさの磁場が存在する事が知られている。

ここでは、主に磁場の方向を観測する星間偏光観測(1.3.1 節)と磁場の強度を観測するゼーマン効果の観測(1.3.2 節)について述べる。

1.3.1 星間ダスト偏光観測

星間偏光は、星間物質中にある星間ダストが何らかの原因で整列を受けて、背景にある天体からの光がその媒質中を通過する際に選択的吸収・放射をするために生じる。これを観測することによって磁場の方向が分かる。具体的なシナリオは次の通りである。

①星間ダストの形として非球対称の回転楕円体を考える

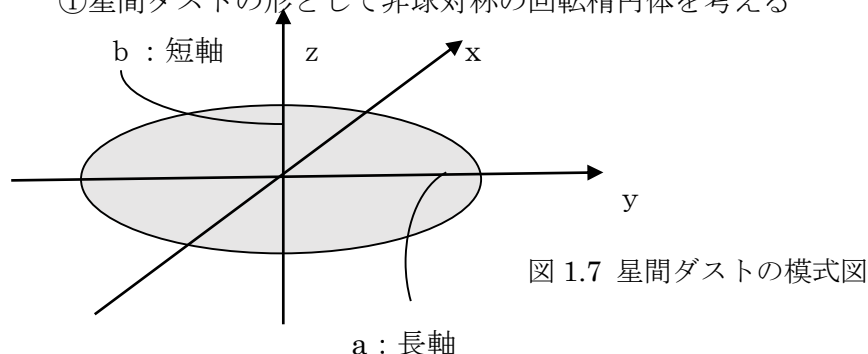


図 1.7 星間ダストの模式図

② ダストの長軸が磁場に垂直な向きで短軸が磁場に平行になるように整列する (Davis-Greenstein 理論: Appendix A 参照)。減光による偏光は電磁波の長軸方向の成分が減光 (吸収・散乱) されることにより、短軸方向 (磁場に平行) に部分直線偏光された光が届く。放射による偏光は、ダストから長軸方向の成分の電磁波が放射されることで、長軸方向 (磁場に垂直) に部分直線偏光された光が届く。

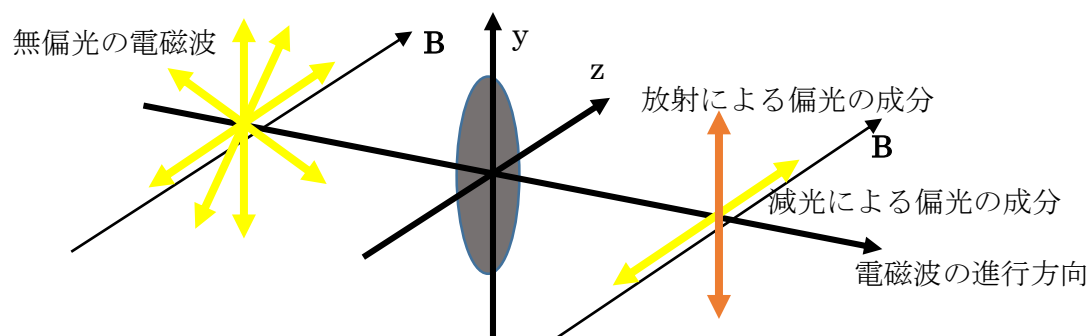


図 1.8 星間偏光を表した概略図

減光による偏光を受けた後の電磁波は主に可視光～近赤外、放射による偏光を受けた電磁波は遠赤外で観測される。そのため、観測された波長と偏光ベクトルの方向からそのまま天球上に射影した磁場の方向が分かる。

1.3.2 ゼーマン効果の観測

ゼーマン効果は天体磁場強度の直接測定を可能にした画期的な観測方法である。これまで H_I 輝線や CCS 輝線、OH メーザー、水メーザー等で観測され、星間磁場が測定されてきた。次にゼーマン効果の原理について述べる。

1. 正常ゼーマン効果 (水素原子)

ゼーマン効果の原理を簡単に説明すると原子、分子がエネルギー準位間の遷移輝線・吸収線を形成する際、磁場がないときは単一成分のスペクトル線を示していたものが、磁場により磁気モーメント方向の縮退がとけて複数の成分に分裂し、それぞれ左旋円偏波、右旋円偏波を放射する現象である。これは、原子・分子の定常状態や励起状態が磁気モーメントを持つため、磁場がないときに方位量子数 l の定常状態が $2l + 1$ 重に縮退していたものが、磁場をかけると磁気モーメント方向の縮退がとけ、0 次のエネルギー E_n を中心として間隔 β で等間隔に並んだ $2l + 1$ 本の準位に分裂するからである。しかし、磁気量子数 m_l の変化は $\Delta m_l = 0, \pm 1$ に制限されているので、 l の異なる遷移から生じるスペクトル線は 3 本にしか分かれなない。これを正常ゼーマン効果と呼び、これら 3 つのスペクトル線の振動数は図 1.9 のとおりである。

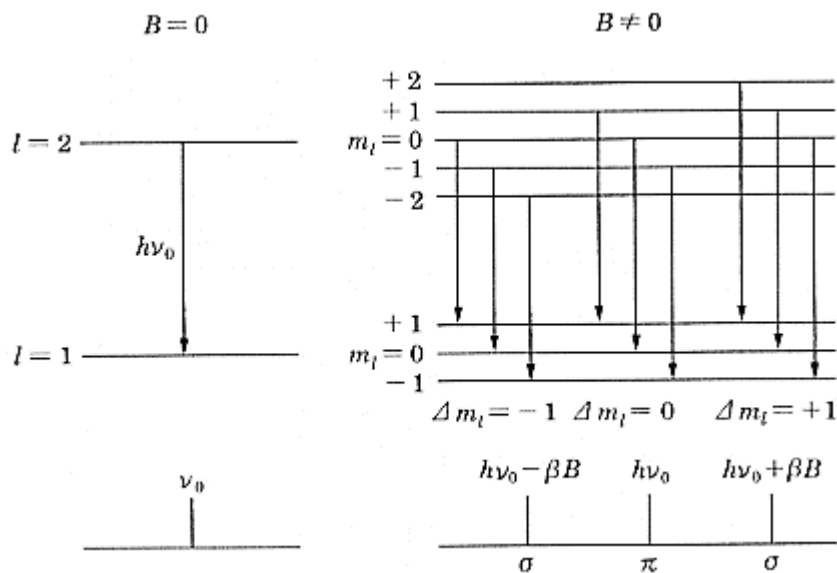


図 1.9 正常ゼーマン効果の模式図。左が磁場の無い場合で右が磁場のある場合(シリーズ現代の天文学 6 巻 星間物質と星形成)

2. CCS のゼーマン効果(Shinnaga&Yamamoto 2000 参照)

ここでは、本研究の対象分子である CCS のゼーマン効果について説明する。まず、CCS は $^3\Sigma^-$ の電子基底状態を持つ常磁性の遊離基分子である。そのため、各回転準位レベルは 3 つのスピンの状態 ($S=-1,0,+1$) に分かれる。回転角運動量を N とすると全角運動量 J は

$$J=N+S. \quad (1.13)$$

ここで $S=-1,0,+1$ をとるので J は次の 3 つをとる。

$$J=N-1, N, N+1. \quad (1.14)$$

また、電子基底状態が $^3\Sigma^-$ にある直線分子のハミルトニアンは次のように表される。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{rot} + \mathcal{H}_{spin-rot} + \mathcal{H}_{spin-spin}. \quad (1.15)$$

$\mathcal{H}_{rot}$ は分子の回転のハミルトニアンで

$$\mathcal{H}_{rot} = N^2(B-DN^2). \quad (1.16)$$

である。ここで、 B は回転定数で、 D は回転変形定数である。

$\mathcal{H}_{spin-rot}$ は遠心力によるひずみの効果を考慮したスピン回転のハミルトニアンで

$$\mathcal{H}_{spin-rot} = N \cdot S(\gamma - \gamma_D N^2). \quad (1.17)$$

である。 $\mathcal{H}_{spin-spin}$ は 2 つの電子スピンの磁気双極子モーメントによるスピン-スピン相互作用のハミルトニアンで

$$\mathcal{H}_{spin-spin} = \frac{2}{3}\lambda(3S_z^2 - S^2) + \frac{1}{3}\lambda_D[3S_z^2 - S^2]N^2 + N^2(3S_z^2 - S^2). \quad (1.18)$$

である。次にスピン分裂による分子の回転の効果には次の 2 つのタイプがある。

- ① Hund の結合型(a) : 分子の軸（核間軸）に対するスピン-軌道結合は大きく、核の回転と電子運動の結合は非常に小さい場合に生じる。
- ② Hund の結合型(b) : スピンと分子の軸との結合が非常に弱く、スピンが分子の回転軸と結合する場合に生じる。

CCS の場合はこれらの結合型の間にあたる。そのため、ここでは Hund の結合型(b)の基底関数系の $[\Psi(J_N)]$ を使って、ハミルトニアン of 行列要素は

$$\begin{aligned} \langle \Psi(J_{N=J-1}) | \mathcal{H} | \Psi(J_{N=J-1}) \rangle = \\ BJ(J-1) - DJ^2(J-1)^2 + \gamma(J-1) + \gamma_D J(J-1)^2 \\ + \left(\frac{2}{3} - \frac{2J}{2J+1} \right) [\lambda + \lambda_D J(J-1)], \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi(J_{N=J}) | \mathcal{H} | \Psi(J_{N=J}) \rangle = \\ BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 - [\gamma + \gamma_D J(J+1)] + \frac{2}{3} [\lambda + \lambda_D J(J+1)], \end{aligned} \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi(J_{N=J+1}) | \mathcal{H} | \Psi(J_{N=J+1}) \rangle = B(J+1)(J+2) - D(J+1)^2(J+2)^2 \\ - [\gamma(J+2) + \gamma_D(J+1)(J+2)^2] + \left[\frac{2}{3} - \frac{2(J+1)}{2J+1} \right] [\lambda + \lambda_D(J+1)(J+2)], \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi(J_{N=J+1}) | \mathcal{H} | \Psi(J_{N=J-1}) \rangle \\ = \langle \Psi(J_{N=J-1}) | \mathcal{H} | \Psi(J_{N=J+1}) \rangle = \frac{2\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} [\lambda + \lambda_D(J^2 + J + 1)]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

となる。

スピン-スピン相互作用のための非対角な項(式 1.22)より、 $F_1(N=J-1)$ 準位と $F_3(N=J+1)$ 準位は互いに混ざり合っている。そのため、 F_1 準位の真の波動関数は Hund の結合型(b)の基底関数系 $[\Psi(J_N)]$ での F_1 準位と F_3 準位の線形結合により、次のように表される。

$$\Phi(J_{N=J-1}) = P\Psi(J_{N=J-1}) + Q\Psi(J_{N=J+1}). \quad (1.23)$$

ここで、 P と Q は固有ベクトルである。

この式(1.23)から F_1 準位のゼーマンエネルギーは次のように表される。

$$\begin{aligned} V_Z = \langle \Phi(J_{N=J-1}) | \mathcal{H}_Z | \Phi(J_{N=J-1}) \rangle = \\ P^2 \langle \Psi(J_{N=J-1}) | \mathcal{H}_Z | \Psi(J_{N=J-1}) \rangle + \langle \Psi(J_{N=J-1}) | \mathcal{H}_Z | \Psi(J_{N=J+1}) \rangle. \end{aligned} \quad (1.24)$$

ここで、 $\mathcal{H}_Z$ はゼーマンハミルトニアンであり、Hund の結合型(b)でのゼーマンハミルトニアン of 行列要素は

$$\left\langle \Psi(J_{N=J-1}) \left| \mathcal{H}_Z \right| \Psi(J_{N=J-1}) \right\rangle = g_s \mu_B B_0 M_J \frac{1}{N+1}, \quad (1.25)$$

$$\left\langle \Psi(J_{N=J+1}) \left| \mathcal{H}_Z \right| \Psi(J_{N=J+1}) \right\rangle = -g_s \mu_B B_0 M_J \frac{1}{N}. \quad (1.26)$$

である。ここで、 g_s は自由電子のスピン g 因子で $g_s = 2.00232$ 、 μ_B はボーア磁子で $\mu_B = 1.3996[\text{Hz } \mu\text{G}^{-1}]$ 、 B_0 は外部の磁場強度を表す。これらの式(1.25)(1.26)から CCS の基底状態からのゼーマン分裂を表す式は

$$E = E_0 + g_J \mu_B B_0 M_J. \quad (1.27)$$

であり、 E_0 は基底状態でのエネルギーである。 g_J は式(1.24),(1.25),(1.26)と固有ベクトル $\mathbf{P}$ 、 $\mathbf{Q}$ から求められる。 M_J は角運動量の回転軸への射影量である。

また、ゼーマン効果による周波数のずれは次のように表される。

$$\Delta\nu = \frac{E-E_0}{h}. \quad (1.28)$$

図 1.10 に外部磁場を $100\mu\text{G}$ とした、 $J_N = 4_3 - 3_2$ 遷移での $\Delta M = \pm 1$ のゼーマン分裂を表した。

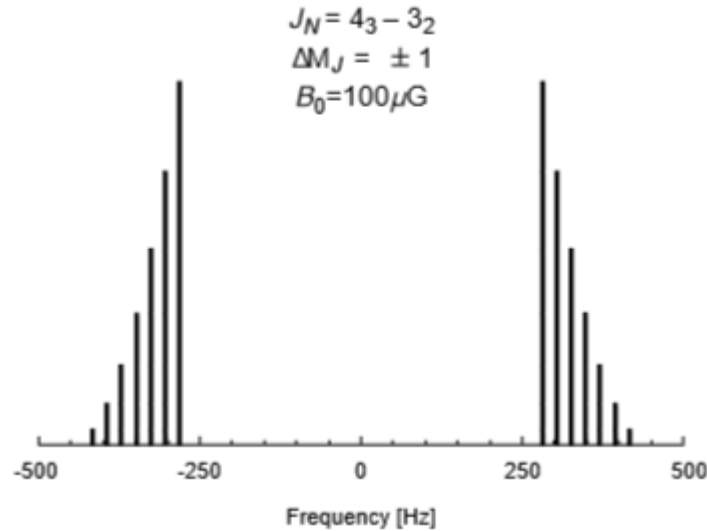


図 1.10 CCS のゼーマン分裂を表したグラフ(Shinnaga&Yamamoto 2000)

表 1.1 に CCS の各励起準位でのゼーマン分裂の値を示す。この表から CCS の分裂周波数は H_1 輝線($2.8\text{Hz}/\mu\text{G}$)や OH メーザー($1.96\text{Hz}/\mu\text{G}$)等に次ぐ大きさであり、CCS は比較的大きいゼーマン分裂を示すことが分かる。

表 1.1 各励起準位間でのゼーマン分裂周波数

J'	$N' \rightarrow J''$	N''	ν^a (MHz)	Zeeman Splitting $2\Delta\nu B^{-1}$	
				Calculation ^b (Hz μG^{-1})	Measurement ^b (Hz μG^{-1})
1	0 $\rightarrow$ 0	1	11119.446	0.813	...
2	1 $\rightarrow$ 1	0	22344.033	0.767	...
3	2 $\rightarrow$ 2	1	33751.374	0.702	0.69 ± 0.04
4	3 $\rightarrow$ 3	2	45379.033	0.629	0.64 ± 0.13

^a Yamamoto et al. 1990.

^b Shinnaga&Yamamoto 2000

1.4 CCS 分子を用いた観測研究

ここでは、本研究の対象分子である CCS について、その特徴を述べる。

CCS 分子には、これまで主に以下の特徴があることがわかっている。

- ① 低温の内部のガス運動が活発ではない静かな暗黒星雲に多く存在し、化学的進化が進んだ星形成領域で豊富な NH_3 とは反相関の関係にある。
(Suzuki et al. 1992、Hirota et al. 2009)

- ② ゼーマン効果による大きい分裂周波数 $\sim 0.629[\text{Hz}/\mu\text{G}](J_N = 4_3 - 3_2)$ を持つ
(表 1.1 参照)

主に、①については例えば、Suzuki et al.(1992)の暗黒星雲の観測から示唆されている。この観測結果を図 1.11 に示す。

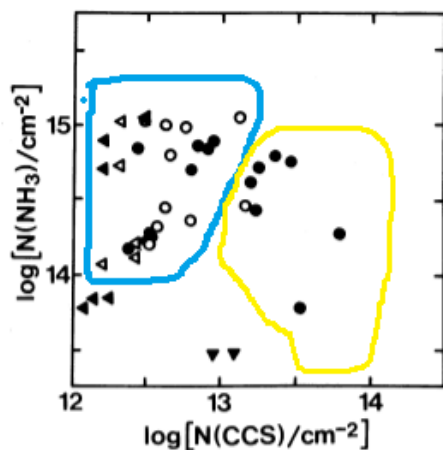


図 1.11 観測した暗黒星雲コアの分布(横軸 CCS の柱密度、縦軸 NH_3 の柱密度)

黒丸：星形成の兆候がないコア

白丸：星形成の兆候があるコア

この図において、青い枠線で囲まれた範囲は $\frac{N(\text{NH}_3)}{N(\text{CCS})} \geq 100$ を示し、これは NH_3 が豊

富に存在する事を示す。黄色い枠線で囲まれた範囲は $\frac{N(\text{NH}_3)}{N(\text{CCS})} \leq 30$ を示し、 NH_3 と比べて CCS の割合がより多いことを示す。この図により、 CCS に比べて NH_3 の割合が高いコアには星形成の兆候のあるコアが集中し、 CCS の割合がより大きい所には星形成の兆候の無いコアが多いことが分かる。このことから、 CCS はダストが弱い所でも存在比が大きい可能性が示され、原始星が付随しない低温・高密度領域のトレーサーとなりえることが分かる。

1.5 これまでの観測の問題点と研究の目的

1.5.1 これまでの観測の問題点

これまで 40GHz 帯での CCS の観測(Shimoikura et al. 2012、Shinnaga et al. 2004) はダスト放射の強いところのみを主にカバーしており、それらの領域での CCS の存在も確認されている。ただしゼーマン効果は、より線幅が狭く、強度が強いスペクトルにおいて顕著に示されるはず(図 1.12)であり、ダスト放射が強い領域では原始星(形成)の活動による線幅の広がりなどの影響が懸念される。また、主に上記の理由から NH_3 と共に観測され、分子雲の物理的・化学的進化の比較に重点を置いた観測が行われてきた。そのため、分子雲コアの磁場測定という観点からの CCS の観測例はまだ少ない。加えて、ゼーマン効果の観測においても、 H_1 輝線、 OH 分子輝線、吸収線を用いた観測が行われていたが、これらの観測は臨界密度が低く ($n_{\text{H}_2} \sim 10^{1-3}$)、星間ガスでも密度の薄い部分の磁場強度の測定であった。そのため、星の生まれる分子雲コア内部の磁場強度が測定されてきたわけではない。

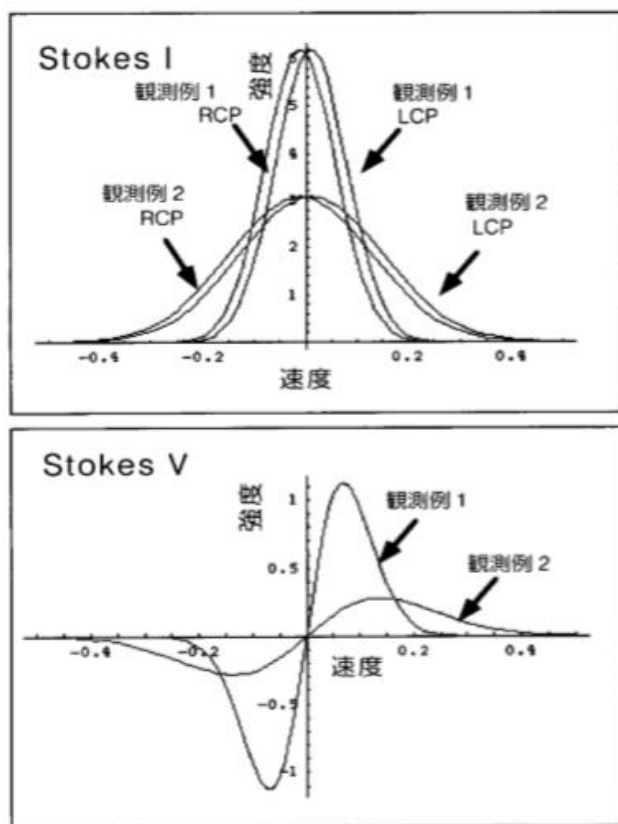


図 1.12 ゼーマン効果の観測シミュレーションの例(天文月報第 93 巻第 7 号。新永)

RCP は右旋の、LCP は左旋の円偏波のスペクトルを意味する。縦軸は輝線の強度、横軸は輝線の速度である。観測例 1 の Stokes の I スペクトルの線幅は観測例 2 の半分、強度は 2 倍で、磁場強度は同じ場合である。それぞれの場合の Stokes の V スペクトルがその下に示されている。

この図からゼーマン効果の観測には輝線強度が強く ($T_{A,peak}^* \gtrsim 1[K]$)、線幅が狭い ($\Delta v \lesssim 0.5[km/s]$) 領域で行うことが効果的であることが分かる。以後、この条件に当てはまるコアを好適な候補天体とする。

1.5.2 研究の目的

星形成研究の最終目的の一つは、分子雲コア内部の磁場強度を正確に測定し、星形成過程における磁場の役割を解明することである。そのためには、ゼーマン効果の観測に適した候補天体を見つける必要がある。そこで本研究では、ダスト放射がある程度弱く、星形成がまだ進んでおらず、今後星形成が行われると推測される領域においてゼーマン効果の観測に好適なコアの同定をすることを目的とした。そのため、私は上記に当てはまる領域において CCS のマッピング観測を行い、その結果得られたマップから、ゼーマン効果の観測のためのコアカタログを作成した。

第2章 観測

我々は観測領域を連続的にスキャンしてデータを取得する On The Fly 観測(2.4.4 節)という観測手法を用いて、CCS のマッピング観測を行った。

2.1 観測概要

野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて Aquila Rift、L1689 について観測を行った。観測日は 2014 年 5 月 28 日から 6 月 10 日である。典型的なシステム雑音温度は Aquila Rift で $T_{\text{sys}} \approx 220[\text{K}]$ 、L1689 で $T_{\text{sys}} \approx 250[\text{K}]$ であった。主な観測パラメーター、観測分子輝線は以下の通りである。

表 2.1 観測パラメーター

観測日	2014 年 5 月 28 日～6 月 10 日(5 月 31 日、6 月 6 日、7 日は除く)
観測時間	Aquila Rift : 1540 分 L1689 : 700 分
中心周波数	45.379033[GHz]
ビームサイズ(FWHM)@45GHz	37["]
周波数分解能	30.25[kHz](速度分解能は 0.2[km/s])
システム雑音温度 T_{sys}	Aquila Rift : 220[K] L1689 : 250[K]

観測は Z45 受信機、デジタル分光計 SAM45 を組み合わせて観測した。

指向性をチェックするためのポインティング観測に使用した天体は Aquila Rift で IRC +00363、L1689 で FS-Lib である。輝線は SiO メーザー($J = 1-0, v=1$; 43.122027[GHz]) である。この観測は 1 時間ごとに行い、ポインティング誤差は 40GHz 帯での典型的な値 (dAZ, dEL)= $\pm 5["]$ 以内であった。

表 2.2 観測輝線

Molecule	Transition	Frequency(GHz)
CCS	$J_N = 4_3 - 3_2$	45.379033
HC ₃ N	$J = 5 - 4$	45.490316
HC ₅ N	$J = 17 - 16$	45.264745
SiO	$J = 1 - 0, v = 0$	43.42376

2.2 観測領域

本観測の観測領域である Aquila Rift と L1689 について紹介する。両領域ともダストが豊富に存在する領域であるが、それと同時に星形成がまだ進んでいない領域も含んでいることが確認されている。よって、これらは本研究の目的に合致した領域である。

2.2.1 Aquila Rift

Aquila Rift はへび座にある星形成領域であり、高い減光量をもつ構造である。観測ターゲットとして良いのは次の 3 つの要因があるからである。

1. 比較的近傍にある(260~400pc)。
2. 星形成が進んでいるところと、そうでないところが近接して存在している。
3. これまで分子輝線観測が十分進んでいない。

この領域の基本情報を下記の表に示す。

表 2.3 Aquila Rift の基本情報(Maury et al. 2011)

距離[pc]	質量[$M_{\odot}$] (Serpens South + W40)	RA(J2000)	DEC(J2000)
260	920	18h 31m 00.0s	-2°00' 00.0"

この領域には、主な星形成領域として知られている 2 つの領域がある。

- ① Serpens South : Gould's Belt Legacy プロジェクトの一環として、Spitzer 望遠鏡の赤外線観測によって明らかになった若い embedded cluster である。フィラメント構造を持ち、南側では星形成が活発に行われている。一方、北側にもダストが多く存在しているが、星形成は活発に行われていないと考えられている。また、この領域では Class 0 天体が 9 個、Class I 天体が 48 個、Class II 天体が 37 個見つかった。これらの前主系列星の平均質量を $0.5M_{\odot}$ 、Class 0 から Class II までのタイムスケールを 2[Myr]と仮定すると、領域の進化段階を示す星形成効率(SFE)と星形成率(SFR)は次のように導出される。

$$\text{SFE} = M_{\text{star}} / M_{\text{star+gas}} = 47 / (47 + 610) \sim 7\%, \quad (2.1)$$

$$\text{SFR} \sim 23 [M_{\odot} \text{Myr}^{-1} \text{pc}^{-2}]. \quad (2.2)$$

一般的な embedded cluster の値(SFE $\sim$ 10-40[%], SFR $\sim$ 1.6[$M_{\odot} \text{Myr}^{-1} \text{pc}^{-1}$])と比較して、明らかに星形成効率(SFE)は低く、星形成率(SFR)は高いことがわかる。このことから、分子雲全体として星はあまり生まれていないが、今まさに活発な星形成をし始めている段階であることがわかる。

② W40 : H_{II} 領域を伴い、大質量星を含む星団で 20 個の protostellar 天体と 93 個の Class II 天体が見つかった。これらを先ほどと同じように $0.5[M_{\odot}]$ とすると星形成効率(SFE)、星形成率(SFR)は次のようになった。

$$SFE = M_{\text{star}}/M_{\text{star+gas}} = 56/(56 + 310) \sim 15[\%], \quad (2.3)$$

$$SFR \sim 34[M_{\odot}\text{Myr}^{-1}\text{pc}^{-2}]. \quad (2.4)$$

これらの結果から、星形成効率(SFE)は Serpens South より高く、星形成率(SFR)は Serpens South と同等であることがわかり、Serpens South より活発な星形成領域であることがわかる。

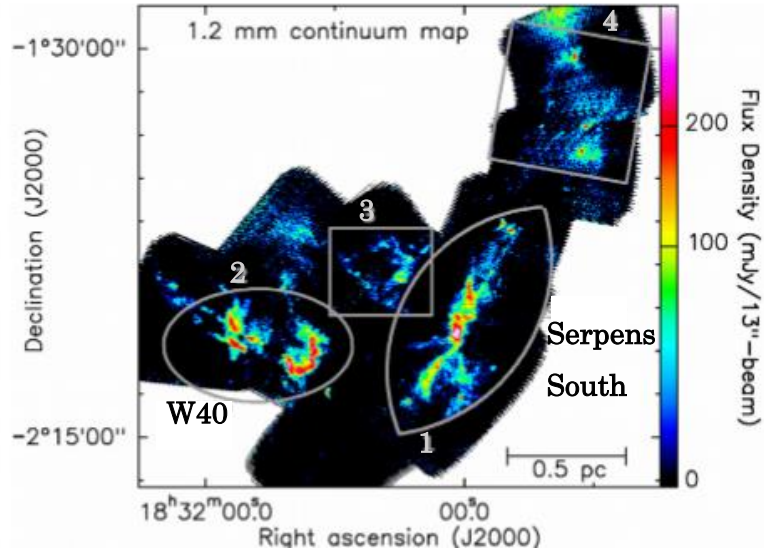


図 2.1 MAMBO を用いて得られた 1.2mm ダスト連続波のマップ(Maury et al. 2012)

1 が Serpens South、2 が W40 である。

本観測では、星形成が比較的行われている Serpens South や W40 ではなく、それらに比べてダスト連続波の強度が弱い 3 と 4 の領域について $5' \times 5'$ の box に分けて、それぞれ CCS のマッピング観測を行った。これらの領域では CCS の観測は今までなされておらず、今回初の試みである。具体的な観測範囲については図 2.2 に示した。

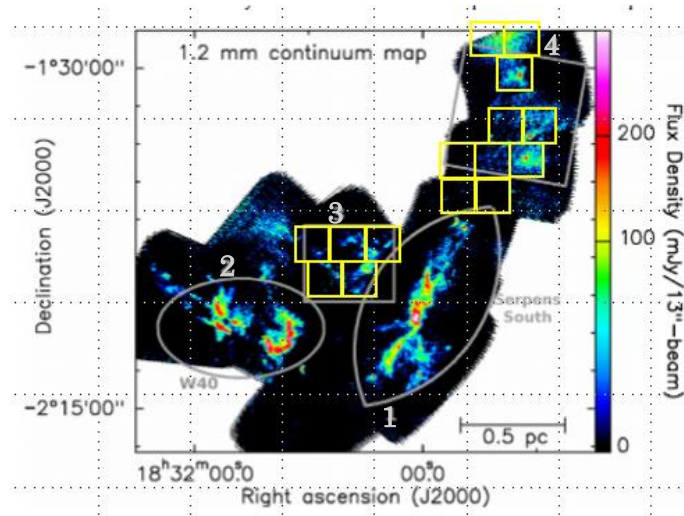


図 2.2 実際の観測範囲

黄色の枠線で書かれた四角が実際に観測を行った $5' \times 5'$ の box である。今後、4 の領域の全 10box の範囲を Aquila Rift 北側、3 の領域の全 5box の範囲を Aquila Rift 東側と呼ぶ。

2.2.2 L1689

へびつかい座にある有名な星形成領域である ρ -Ophiuchi 領域に位置する分子雲である。 ρ -Ophiuchi 領域はこれまで電波から X 線まで幅広く観測されている。その中でも L1689 は ^{13}CO , CO , C I での分子輝線観測(Loren.1989, Kamegai et al.2002)や $850\mu\text{m}$ と $450\mu\text{m}$ のダスト連続波の観測(Nutter et al.2006)が行われている (図 2.3)。また、 CCS や HC_3N の観測も一部で行われている(Hirota et al.2009)が、まだ観測例は非常に少ない。この領域の基本情報を下記の表に示す。

表 2.4 L1689 全体の基本情報(Nutter et al. 2006)

距離(pc)	質量($M_{\odot}$)	RA(J2000)	DEC(J2000)
128	321	16h 33m 00.0 s	-24° 45' 00.0"

L1689 はフィラメント構造を持ち、pre-stellar 天体が 13 個、Class0/ I 天体が 3 個と非常に若い天体も見つかっている。また、星形成効率 SFE も

$$\text{SFE} = M_{\text{pre}}/M_{^{13}\text{CO}} \sim 1[\%] \quad (2.3)$$

と低く、分子雲全体としてはまだ星はあまり生まれていないが、今まさに活発な星形成をしている段階であるといえる。

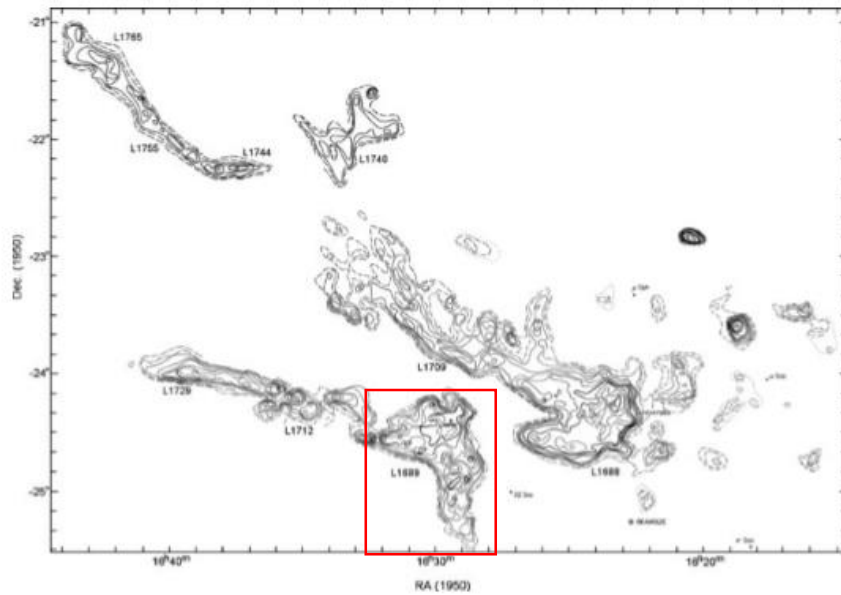


図 2.3 ρ -Ophiuchi 領域の ^{13}CO のマップ(Loren 1989)

コントアは 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 18, 20K のアンテナ温度で引かれている。赤い四角で囲まれた領域が L1689 ある。

本観測では L1689 の $850\mu\text{m}$ ダスト連続波の観測 (図 2.4) から、特にダスト放射の強度が強い所を選んで CCS のマッピング観測を行った。具体的には、L1689 の Filament1 を 3 つの $6' \times 6'$ の box で分けて行った (図 2.5)。

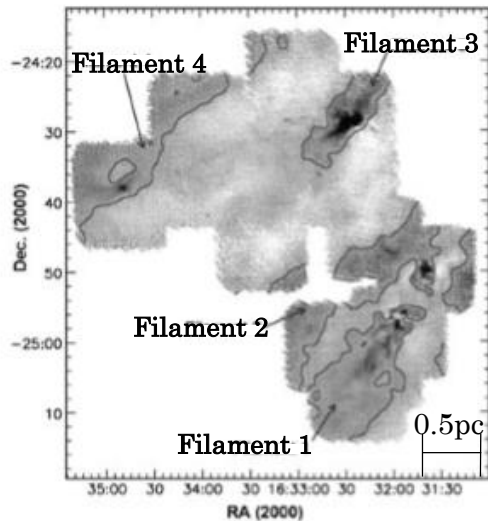


図 2.4 JCMT を用いられて得られた L1689 の $850\mu\text{m}$ ダスト連続波のマップ(Nutter et al. 2006)

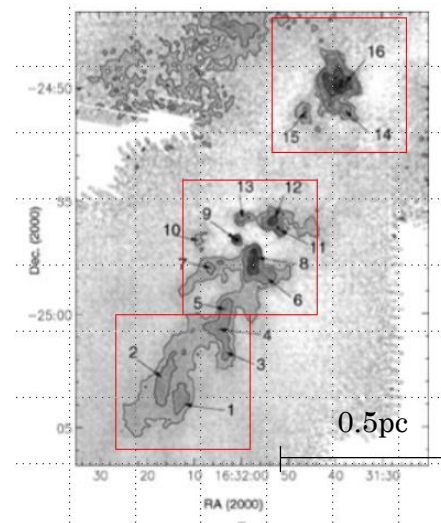


図 2.5 左の図の Filament1 を拡大した $850\mu\text{m}$ ダスト連続波のマップ。
赤い枠が $6' \times 6'$ の box を表している。下から box1, box2, box3 と呼ぶ。

2.3 観測装置(Z45 受信機)



図 2.6 Z45 受信機 (国立天文台提供)

本観測で用いた受信機は 45GHz 帯両直線偏波受信機(Z45)である。この受信機は CCS のゼーマン効果を観測するために、国立天文台の中村文隆氏を中心に新たに開発された受信機であり、現在は野辺山 45m 電波望遠鏡に搭載されている。この受信機の基本情報を下記の表に示す。

表 2.5 Z45 受信機の基本情報(Nakamura et al. 2014)

観測可能周波数	42~46[GHz]
受信機雑音温度(T_{rx})	50~60[K]
システム雑音温度(T_{sys})	125~150[K]

この受信時の特徴として挙げられるのが、システム雑音温度の低さである。システム雑音温度(T_{sys})とは、大気や望遠鏡全体からくる雑音を、それと等価の黒体放射に置き換えた時の温度である。この T_{sys} が低ければ低いほど、観測時の積分時間が短くなり、観測時間の短縮につながる。観測時間と T_{sys} の関係式は次のように示される。

$$\Delta T = K_s \times T_{sys} / \sqrt{Bt},$$

$$t = K_s^2 T_{sys}^2 / B \Delta T^2. \quad (2.4)$$

ここで、 K_s は受信方式による係数、 B は周波数分解能、 ΔT は標準偏差 1σ を表す。この式から T_{sys} は観測時間 t に 2 乗で効いていることがわかり、 T_{sys} の低下は観測時間短縮に大きく関わる。また、従来の受信機の場合は観測前に受信機の周波数設定を行うチューニングと呼ばれる作業をしなければならないが、Z45 では高度に自動化されており、更なる効率化が図られている。次に、この受信機の特徴として挙げられるのが、両直

線偏波受信機という事である。第 1 章で述べたとおり、ゼーマン効果により磁場と平行方向には左旋円偏波と右旋円偏波、磁場と直交方向には水平な直線偏波(H)と垂直な直線偏波(V)が観測される。この受信機は両直線偏波(H、V)を同時に取得することができる。また、ゼーマン効果の観測には Z45 受信機とソフトウェア偏波分光計 PolariS を組み合わせて使用する。そうすることで、Z45 受信機で取得した両直線偏波を円偏波に変換し、右旋円偏波と左旋円偏波の差を計測することが出来る。更に、このシステム全体の周波数分解能は 61Hz のため、CCS のゼーマン効果による 100 μ G あたりの周波数分裂 60Hz を分解して測定することが可能である。

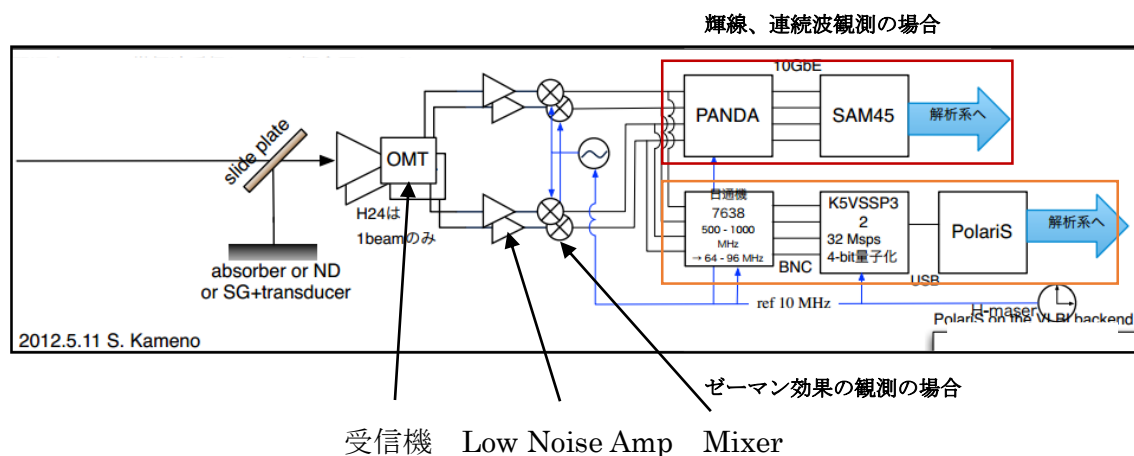


図 2.7 野辺山 45GHz 帯偏波受信システム概念図(S.Kameno 2012)

2.4 観測手法

ここでは、単一鏡の電波望遠鏡を用いた観測手法について解説する。

2.4.1 R-Sky 法によるキャリブレーション

地上のアンテナで天体を観測した場合、地球大気的光学的厚みによる天体からの放射への影響は無視することができない。ここでは、大気的光学的厚み τ がわからなくても大気による吸収の補正を行うことができる手法である R-Sky 法について述べる。

● 電波強度のスケール

温度 T の黒体からの電波強度はプランクの放射の式から

$$I_\nu(T)dv = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1} dv [\text{erg}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{str}^{-1}]. \quad (2.5)$$

ここで $h\nu \ll kT$ とすると

$$I_\nu(T) \approx \frac{2\nu^2}{c^2} kT = \frac{2kT}{\lambda^2} \propto T. \quad (2.6)$$

となる。上式より電波の強度は温度に比例するので、望遠鏡出力パワーを対応する黒体

の温度で表すと便利ことが多い。

● 大気の吸収の補正

アンテナを天体に向けた時の大気圏外のアンテナ温度 T_A^* は、天体からの放射強度を (2.6) 式を用いて温度換算したものを T_{source} 、大気からの放射を T_{atm} 、大気の光学的厚みを τ とすると

$$T_{\text{source}} = T_A^* e^{-\tau} + T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau}). \quad (2.7)$$

アンテナを天体に向けたときの単位周波数あたりの出力を P_{source} とすると G を定数として、

$$P_{\text{source}} = Gk\{T_A^* e^{-\tau} + T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})\}. \quad (2.8)$$

放射のない領域(空のみ)を見たときは

$$P_{\text{sky}} = GkT_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau}). \quad (2.9)$$

電波吸収体 (黒体) に向けたときの出力は、黒体の温度を T_{amb} とすると

$$P(T_{\text{amb}}) = GkT_{\text{amb}}. \quad (2.10)$$

となる。それぞれを用いて

$$\frac{P_{\text{source}} - P_{\text{sky}}}{P(T_{\text{amb}}) - P_{\text{sky}}} = \frac{T_A^* e^{-\tau}}{T_{\text{amb}} - T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})}. \quad (2.11)$$

$T_{\text{atm}} = T_{\text{amb}}$ を仮定すると

$$T_A^* = \frac{P_{\text{source}} - P_{\text{sky}}}{P(T_{\text{amb}}) - P_{\text{sky}}} T_{\text{amb}}. \quad (2.12)$$

となる。(2.12) 式より、大気の τ がわからなくても、 T_A^* を求めることが出来る。(現代の天文学シリーズ 16 巻)

2.4.2 観測方法

輝線観測には、主に 2 つの観測方法がある。ON-OFF 観測と On The Fly(OTF)観測である。これらの観測の主な特徴は次の通りである。

ON-OFF 観測：単一鏡においてビームが一つの受信機 (シングルビーム受信機) を搭

載している場合は、その光軸上のデータしか取得できない。点状の電波源またはその位置の情報だけに興味がある場合はその天体にアンテナを指向させ（ON 点）、またその周辺の天体の無い点（OFF 点）を観測する。その差分をとることで大気と望遠鏡の放射・吸収を補正する方法。

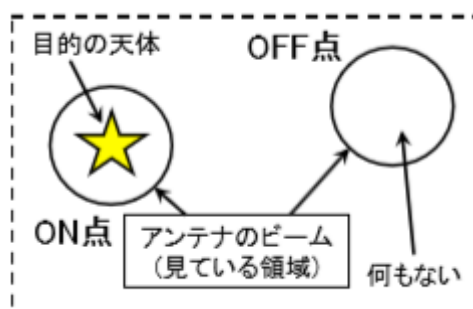


図 2.8 アンテナで ON 点と OFF 点を見た時の概念図

(2013 年度岡本修論)

On The Fly(OTF)観測：望遠鏡を天体に対してテレビの走査線のように連続に動かしてデータを取得する撮像観測である。従来はバックエンドが単純で高速のデータ取得が可能な連続波観測のみで行われていたが、最近では計算機能力の向上により輝線観測でも高速のデータ取得が可能になった。

今回、使用した観測方法は OTF 観測である。この OTF 観測について詳しく解説する。

まず、この OTF 観測は ON-OFF 観測に比べて、次のような利点があり、今回のようなマッピング観測に効果がある。

- 望遠鏡の方角切り替え移動時間が減り、観測効率が向上する。
- マップ全体を短時間で掃けるため、その間のシステム(大気の状態、ポインティング)の変動が少ない。
- Nyquist レートより細かくデータを取得するため、空間情報を失わない。

次に、図 2.9 は OTF 観測におけるスキャンパターンの概念図である。図中の「ON-source」とある灰色の領域が本観測(スキャンと呼ぶ)で、この間アンテナは一定速度 v_{scan} (今回の観測では $v_{\text{scan}}=12[^\circ/\text{s}]$) で駆動する。スキャン中にアンテナが目的の方向を向き、スキャン速度が一定になるように、各スキャンの前に助走 (approach) が入る。また、この観測ではスキャンとスキャンの間にスキャン終了点から approach 開始点への移動(transit)が入る。ON-OFF 観測と同様に、観測の最初、および観測の適当なタイ

ミングに R-Sky キャリブレーションデータを取得し、定期的に振幅の較正をする必要がある。観測結果として、Nyquist レートより細かい間隔で取得されたデータ点によってマップ領域が埋め尽くされる。図 2.9 は水平方向のスキャンパターンを示したが、垂直方向にも同様にスキャンを行う。また、実際の観測データではビームサイズはマップ作製の際の空間的な畳み込みによってなまされる。今回の観測の実効的なビームサイズは $43''@45\text{GHz}$ であった。

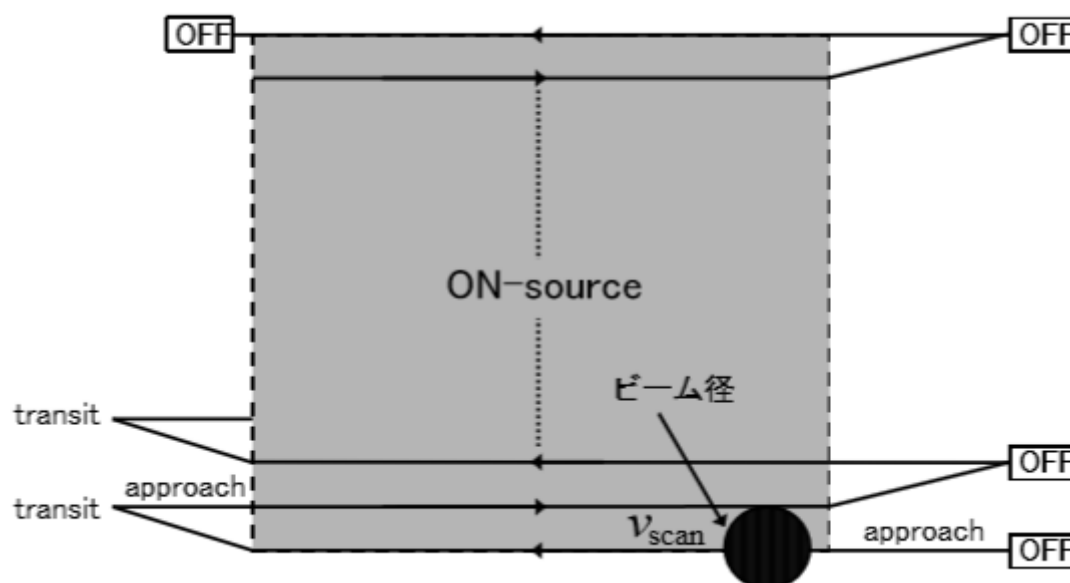


図 2.9 OTF 観測のスキャンパターンの概念図(2013 年度岡本修論)

2.5 データリダクション

観測の生データにはシステム起源の様々なノイズが乗っており、そのまま解析を行うことはできない。解析を行う前に生データを較正し、最終的なマップにしていく作業がこのデータリダクションである。以下に示すのがデータリダクションに使用したソフトウェアである。

- NOSTAR : 生データを fits file へ変換するソフトウェア。詳細には観測の生データの積分や畳み込み、マス目上にグリッド分割をする。

(<http://www.nro.nao.ac.jp/~nro45mrt/html/obs/otf/reduct.html>)

- CASA : NOSTAR で作成した fits ファイルを解析するソフトウェア。詳細には速度(周波数)ごとの天体の強度マップ(チャンネルマップ)、速度方向に積分した積分強度図の作成や、任意の領域からスペクトルを表示する等がある。(Common Astronomy Software Applications package : <http://casa.nrao.edu>)

2.5.1 マップの作成

NOSTAR により、まず得られたスペクトルに対してベースラインを引く。得られたスペクトルはアンテナ固有のノイズに信号が乗っている状態であるため、信号のないチャンネルのアンテナ温度を平均した値がシステム由来の雑音であるとし、その値を信号検出の無いレベルであるとして、全チャンネルから引くことで天体のアンテナ温度を得ることができる。観測されたデータにはシステム由来のスプリアスと呼ばれる強いノイズが特定の周波数に検出される場合がある。スプリアスがみられたピクセルのデータを除外することをフラグ立てという。今回の観測ではスプリアスは見られなかったが、全スペクトルを見ていく中でプロファイルが正しく表示されていないデータがあり、それらを使わないデータとしてフラグした。NOSTAR ではその後、得られた OTF データをピクセルに分割する。今回はビームサイズの約 $1/3$ のサイズである $15''$ 間隔でグリッドを作成した。フラグ立てをしたデータを得られたマップ枚数分積分し、ノイズレベルを下げる。ノイズレベルは N をマップ枚数とするとポアソン統計に基づいて各ピクセルで $1/\sqrt{N}$ で下がってゆく。CCS 輝線のマップは Aquila Rift 北側では各ボックス X 方向、Y 方向を合わせて 4 枚、Aquila Rift 東側では X 方向 1 枚、L1689 では X 方向、Y 方向を合わせて 4 枚(box3 のみ 12 枚)取得することができ、ポインティング時に取得した観測間のシステムの強度変動は 10[%]以下であったため、誤差は無視できるものと考え、積分を行った。観測された OTF 生データは空間的に正方格子状に並んでいないので畳み込み関数(gridding function)をかけることによりマップ領域のノイズレベルの平滑化を行う。今回は Bessel * Gauss 関数を gridding function として用いている。

次に、このようにして NOSTAR で作成された fits ファイルを解析ソフトである CASA で読み込み、解析を行った。CASA では分子輝線のスペクトルやチャンネルマップ、積分強度図を作成することができ、これらから定量的に物理量を導出することが出来る。

第 3 章 観測結果

野辺山 45m 鏡で観測した Aquila Rift と L1689 の CCS 分子の観測結果を 2.5.1 の手順で作成したマップで示す。いずれの領域でも CCS が初めて検出された。

3.1 チャンネルマップ

電波観測では周波数（速度）ごとの情報が得られる。この周波数ごとの情報をそれぞれマップ化したものがチャンネルマップである。このチャンネルマップを作成することで、輝線が周波数ごとに空間的にどのように分布しているかを示すことが出来る。今回は図 3.1 から図 3.3 までに各領域のチャンネルマップを示した。スケールはアンテナ温度 T_A^* [K] である。これらのチャンネルマップのうち、Aquila Rift 北側では全体的に広範囲な CCS の分布が見られた。Aquila Rift 東側は X 方向の 1 枚のスキャンしか取れていないため rms が高く、有意な解析を行うことが出来ない。解析を行うには、さらに観測を重ね、rms を下げる必要がある。ただし、この領域でも Aquila Rift 北側と同様に CCS の分布が見られた。L1689 は 3 つの box のうち、一番北側にある box3 でのみ CCS の検出がみられた。そのため、box3 でのみチャンネルマップを作成した。

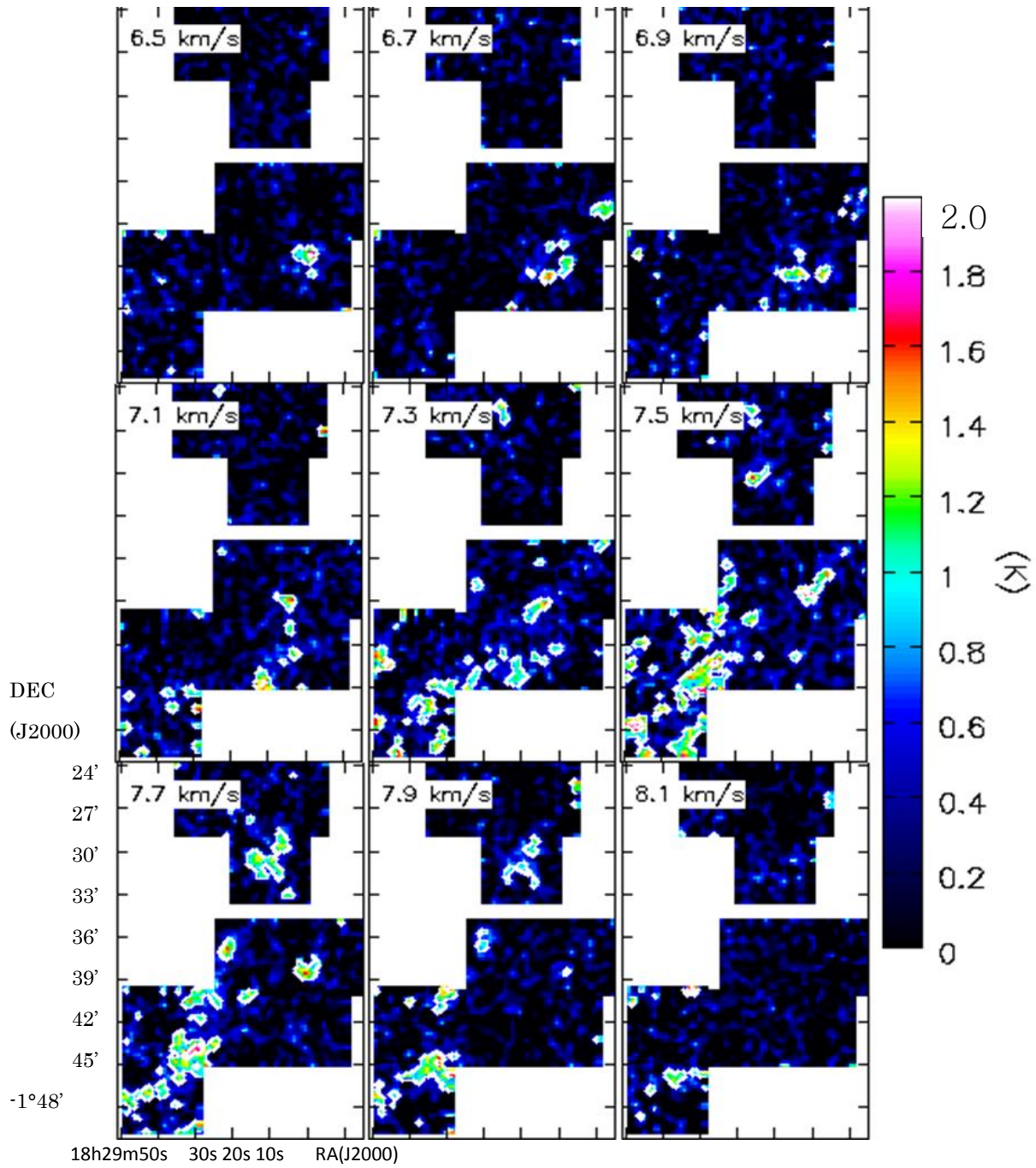


図 3.1 Aquila Rift 北側のチャンネルマップ rms $\sim$ 0.26[K]
 30[kHz](0.2[km/s])の間隔で 45.37805[GHz] $\sim$ 45.37777[GHz](6.5[km/s] $\sim$ 8.3[km/s])。コン
 トアは白線で rms を 1σ として、 3σ 毎に引いた。

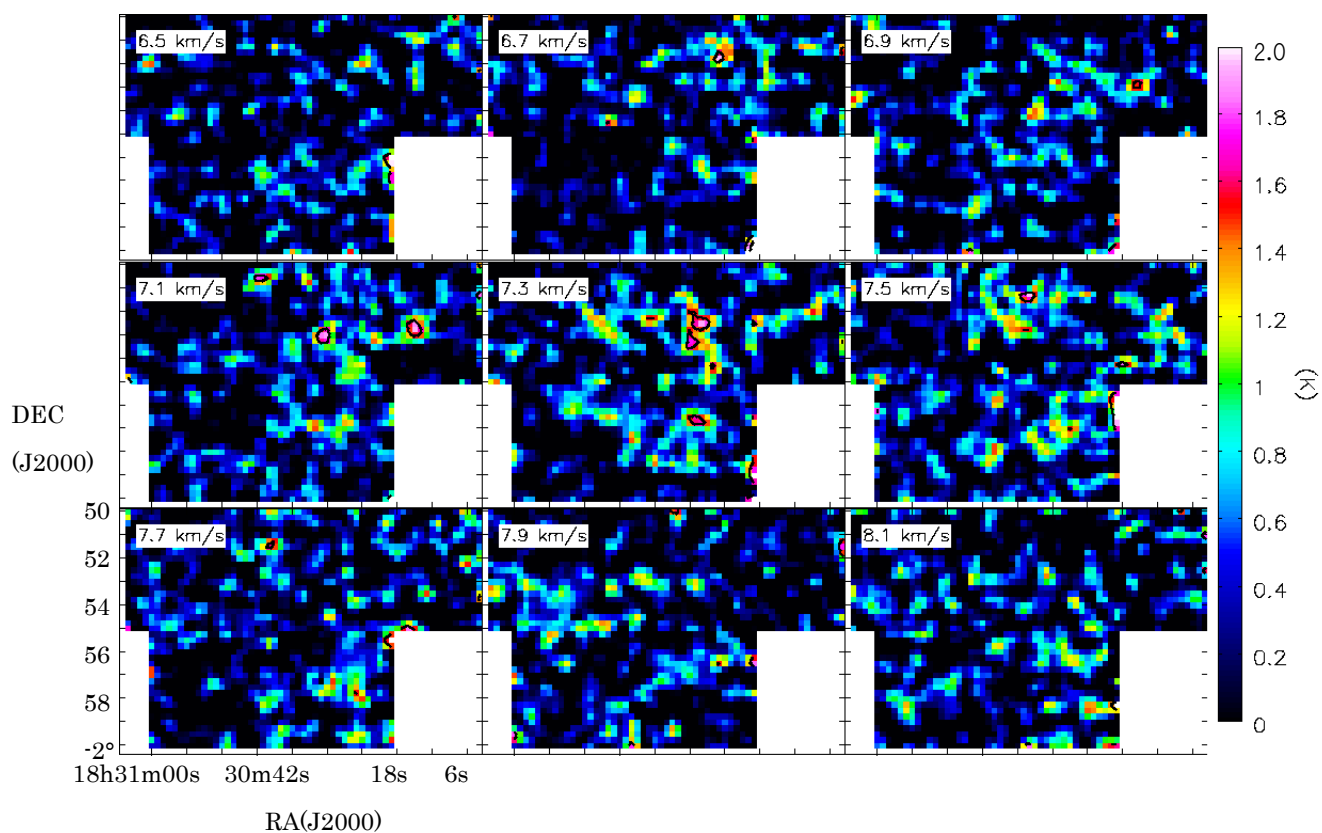


図 3.2 Aquila Rift 東側のチャンネルマップ rms $\sim$ 0.5[K]
 30[kHz](0.2[km/s])の間隔で 45.37805[GHz] $\sim$ 45.3778[GHz](6.5[km/s] $\sim$ 8.1[km/s])
 コントアは黒線で rms を 1σ として、 3σ 毎に引いた。

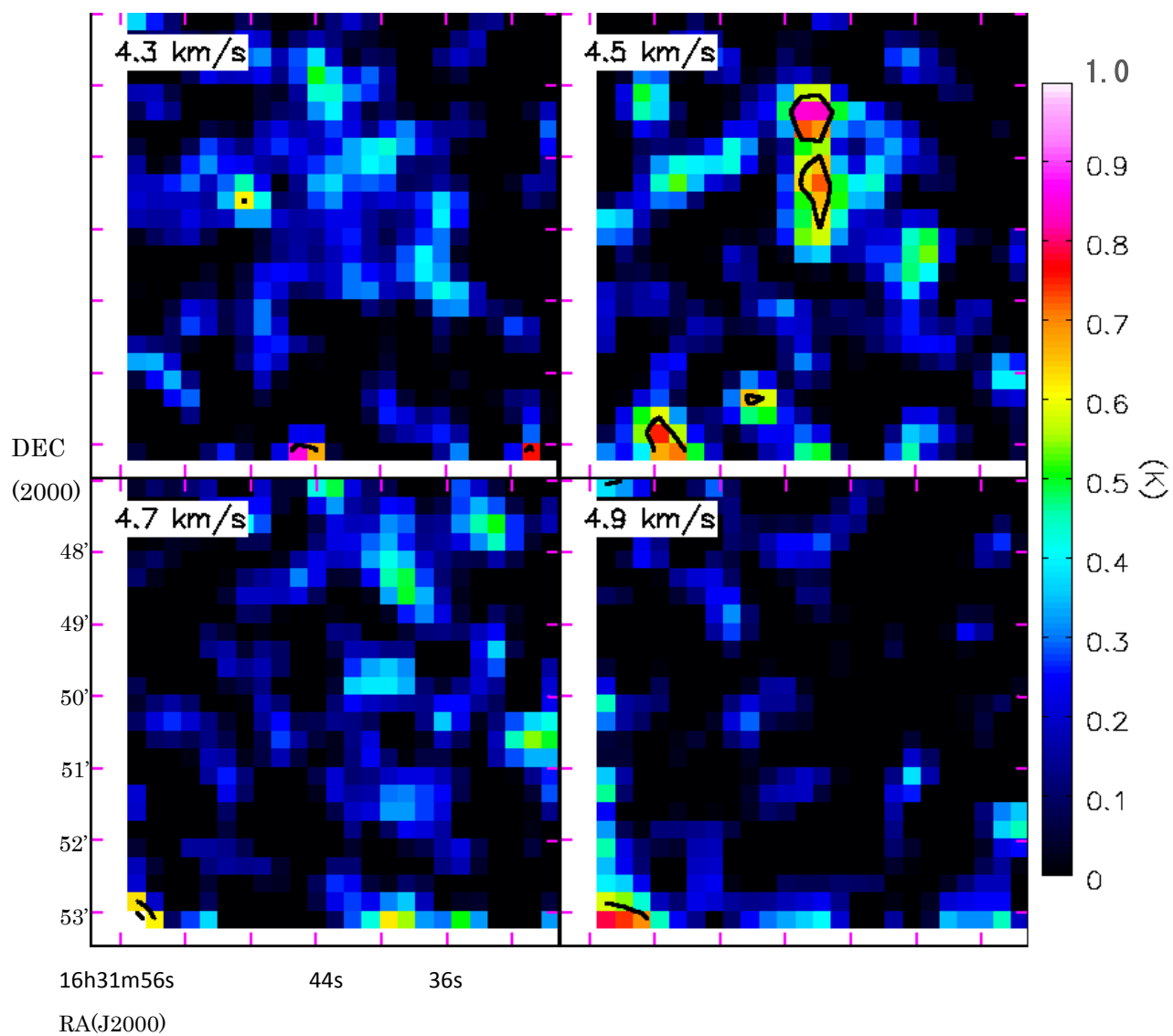


図 3.3 L1689(北側)のチャンネルマップ rms $\sim$ 0.2[K]
 30kHz(0.2[km/s])の間隔で 45.37838[GHz] $\sim$ 45.37829[GHz](4.3[km/s] $\sim$ 4.9[km/s])
 コントアは黒線で rms を 1σ として、 3σ 毎に引いた。

3.2 積分強度図

速度範囲を指定し、そこで足し合わせて作成した図が積分強度図である。スケールは積分強度 $\int T_A^* dv$ [K km/s] である。図 4.4~4.6 に各領域の積分強度図を示す。どの領域でも赤枠で囲った範囲に強い CCS の分布が見られた。Aquila Rift 北側は最も大きい分布で 0.4[pc] の広がりが見られ、Aquila Rift 東側では 0.1[pc] の広がりが見られた。L1689(box3)でも強度は弱い、赤枠で囲まれた領域で CCS の分布が見られた。

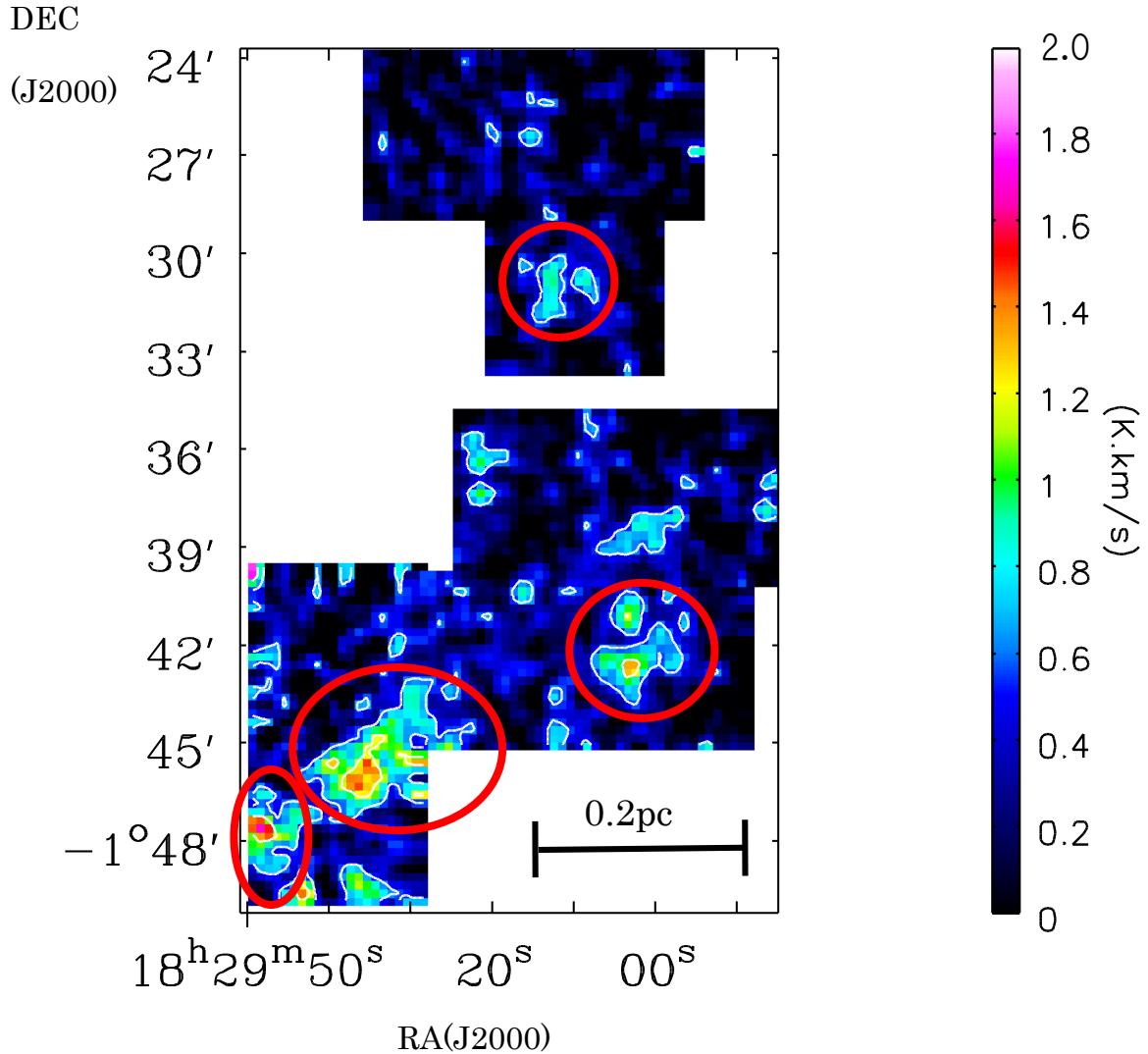


図 3.4 Aquila Rift 北側 rms~0.195[K km/s]

6.5[km/s]から 8.1[km/s]の速度範囲を積分した図である。コントラストは白線でチャンネルマップと同様に作成した。

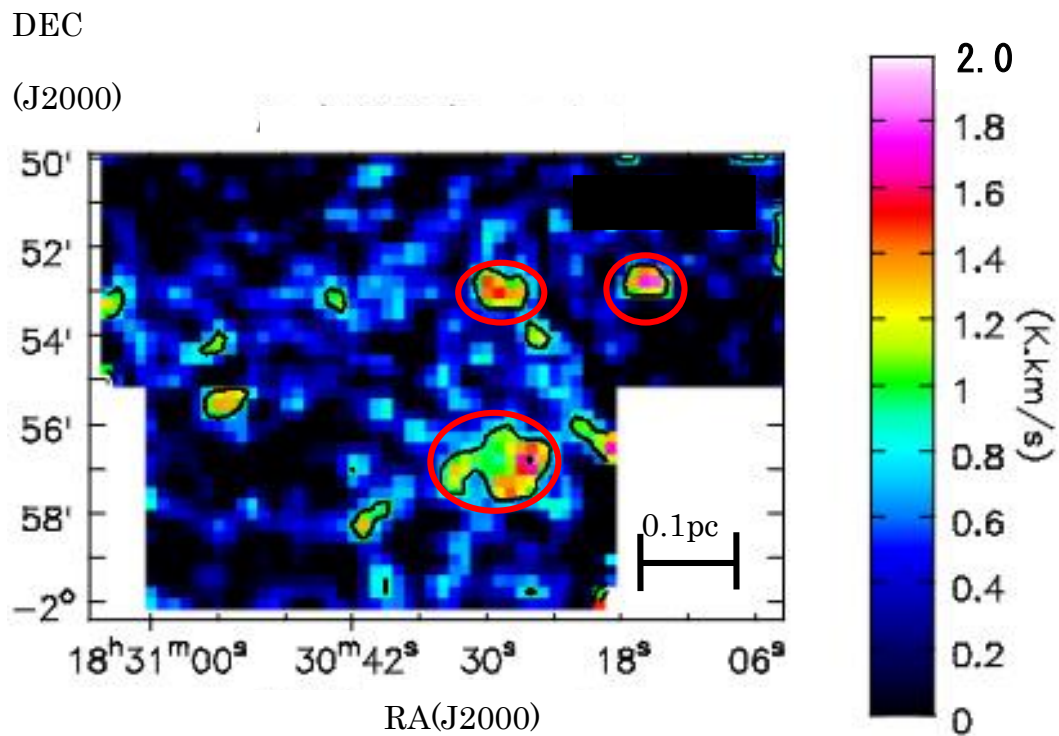


図 3.5 Aquila Rift 東側 rms $\sim$ [0.3K]

6.1[km/s] $\sim$ 8.5[km/s]の速度範囲を積分した。コントアはチャンネルマップと同様に作成。

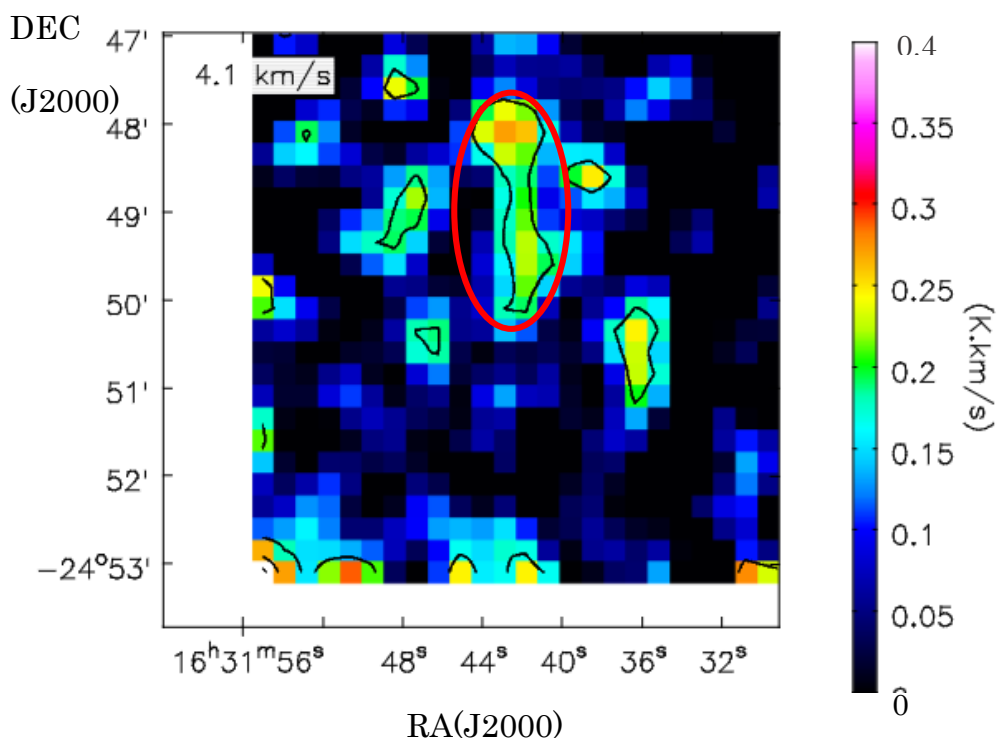


図 3.6 L1689 北側 rms $\sim$ 0.06[K km/s]

4.1[km/s] $\sim$ 4.9[km/s]の速度範囲を積分した。コントアはチャンネルマップ同様に作成。

第 4 章 解析と考察

これまで作成したチャンネルマップと積分強度図を使って、コアの物理状態の解析を行った。ここでは、まず CASA で作成したチャンネルマップ上でコアの同定を行い、CCS のコアカタログを作成した。その後、各コアについて物理量（光学的厚み、柱密度、LTE 質量、ビリアル質量）の導出を行った。また、今回の観測では Aquila Rift 北側でのみ、S/N の良い観測ができ、かつ CCS の強度が強かったため、その領域について解析を行った。L1689 に関しては、有意な検出が見られなかったため、解析は行っていない。最後に、それぞれの解析結果から今後のゼーマン効果の観測に関する考察と各コアの物理状態の考察を行う。

4.1 コアの同定

ここではチャンネルマップ上で CCS の強度が強く、広がりが見られる分布をそれぞれ一つのコアとして同定する作業を行った。そして最後に、CCS のコアカタログの作成を行った。

4.1.1 コアの同定手順

コアの同定手順を下のフローチャート(図 4.1)に示した。主に次の 3 つのステップに分かれている。①チャンネルマップ上でのコア候補の選定、②期待される速度幅にない Component の排除、③複数のコア候補の空間的な一致の検証である。

次にこれらの詳細な手順について説明する。

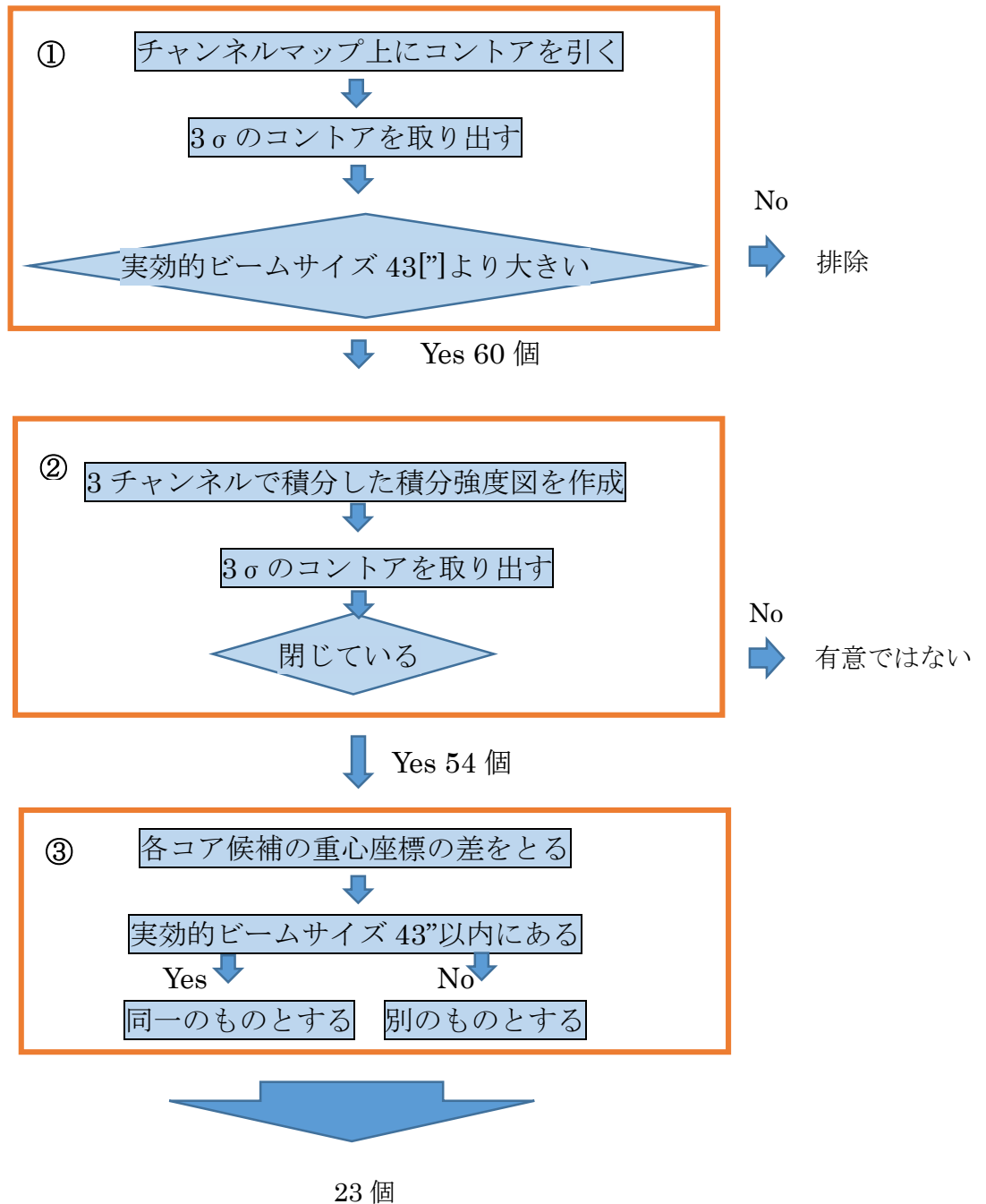


図 4.1 コアの同定手順のフローチャート

①チャンネルマップ上でのコア候補の選定

まず、チャンネルマップ(図 3.1)上で $\text{rms}=0.26[\text{K}]$ を基準としたコントラストを 3σ 、 6σ 、 9σ 、 12σ の間隔で引いた。そこで、 3σ のコントラストで引かれた部分を探し、そのサイズが実効的ビームサイズ $43''$ より大きいものをコア候補とした。下記の図はその一例で、赤枠で囲まれたものがコア候補としたものである。

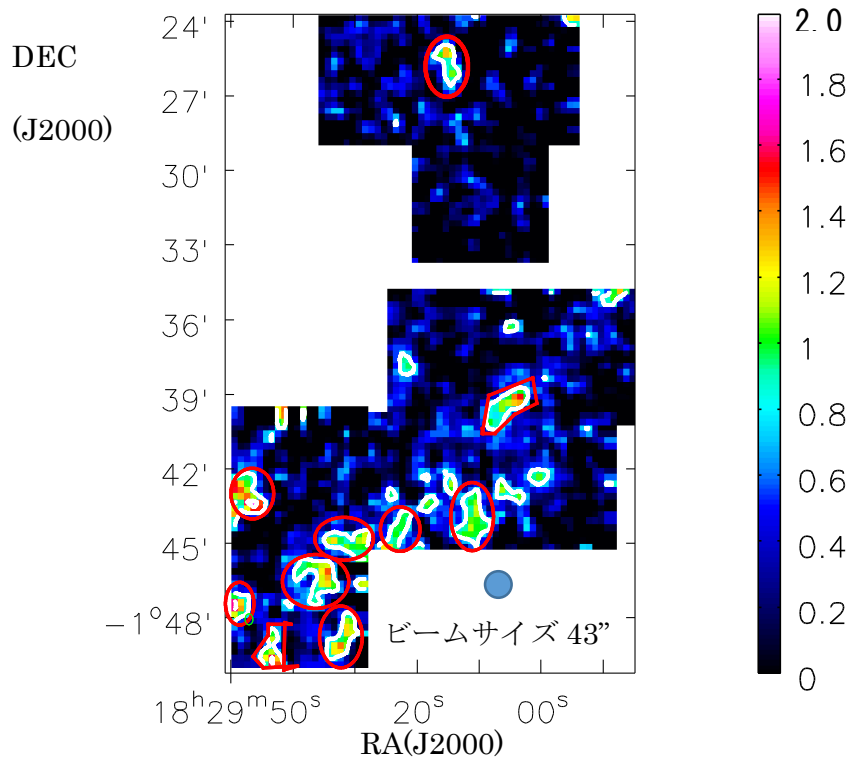


図 4.2 チャンネルマップでのコア候補の選定の例

②期待される速度幅にない component の排除

ここでは①で選定したコア候補が真に有意な輝線放射によるものなのかの確認を行った。有意な輝線放射であれば、典型的な線幅程度の範囲に放射が存在するので、その範囲で積分しても放射が残り、かつ S/N 比も良くなる。一方、ノイズのような有意な輝線放射ではないものであれば、線幅を持たないので、線幅を持たせて積分すると、 S/N 比が悪くなり、放射が消える。そこで、以下に述べる理由から $0.6[\text{km/s}]$ の速度範囲で積分することで放射が消え、有意ではないと判断したものについては排除した。また、ここでは Taurus 領域での典型的な線幅 $0.47[\text{km/s}]$ と Serpens South 領域での $0.7[\text{km/s}]$ と比べて、ほとんどのコア候補の線幅が $0.5[\text{km/s}] \sim 1.0[\text{km/s}]$ と妥当な値であった。そのため、3チャンネル($0.6[\text{km/s}]$)積分しても、有意な輝線放射ならば残るとし

て、0.6[km/s]の速度幅で積分した積分強度図を1チャンネル毎ずらしながら作成した。この積分強度図上において、コア候補とした領域で放射が残っているかどうかの確認をした。

下記の図でこのステップの一例を示す。

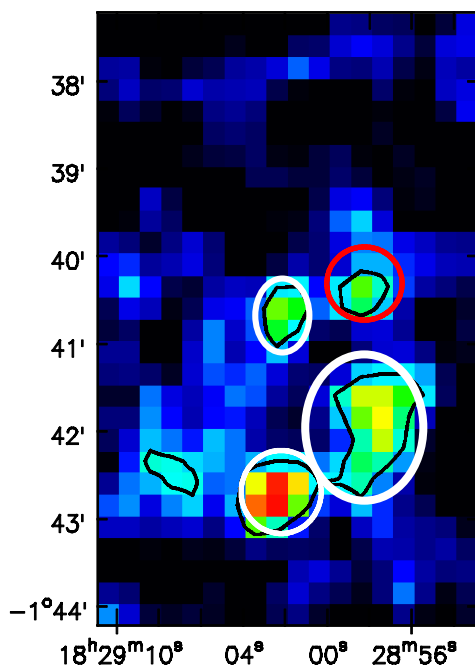


図 4.3 チャンネルマップ(6.7[km/s])

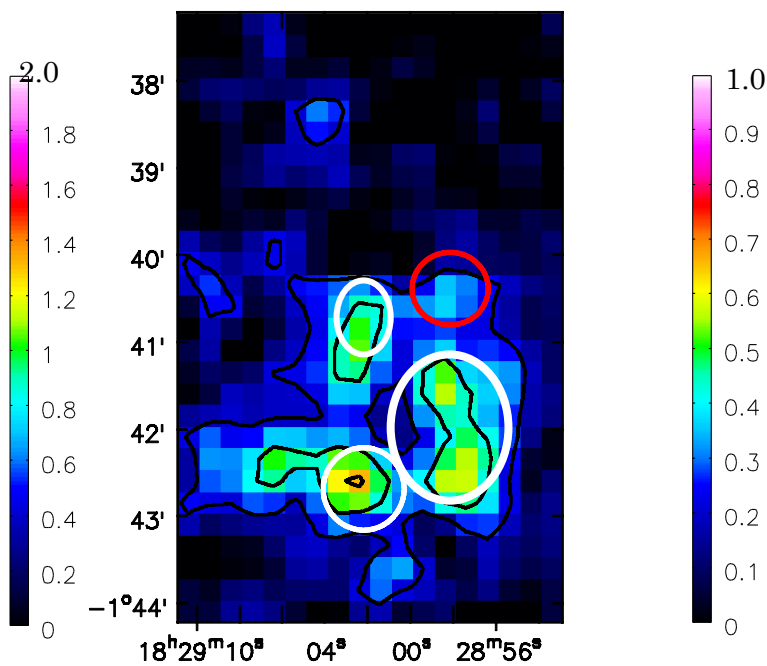


図 4.4 6.5[km/s]~6.9[km/s]の範囲での積分強度図

赤い枠線で囲まれた領域はチャンネルマップでは放射が見られるが、0.6[km/s]積分した積分強度図では見られなくなっている。対して、白い枠線で囲まれた領域では、チャンネルマップと積分強度図の両方で放射が見られている。そのため、白枠線で囲まれたコア候補を有意な輝線放射として残し、赤い枠線で囲まれたコア候補を有意ではないとして排除した。

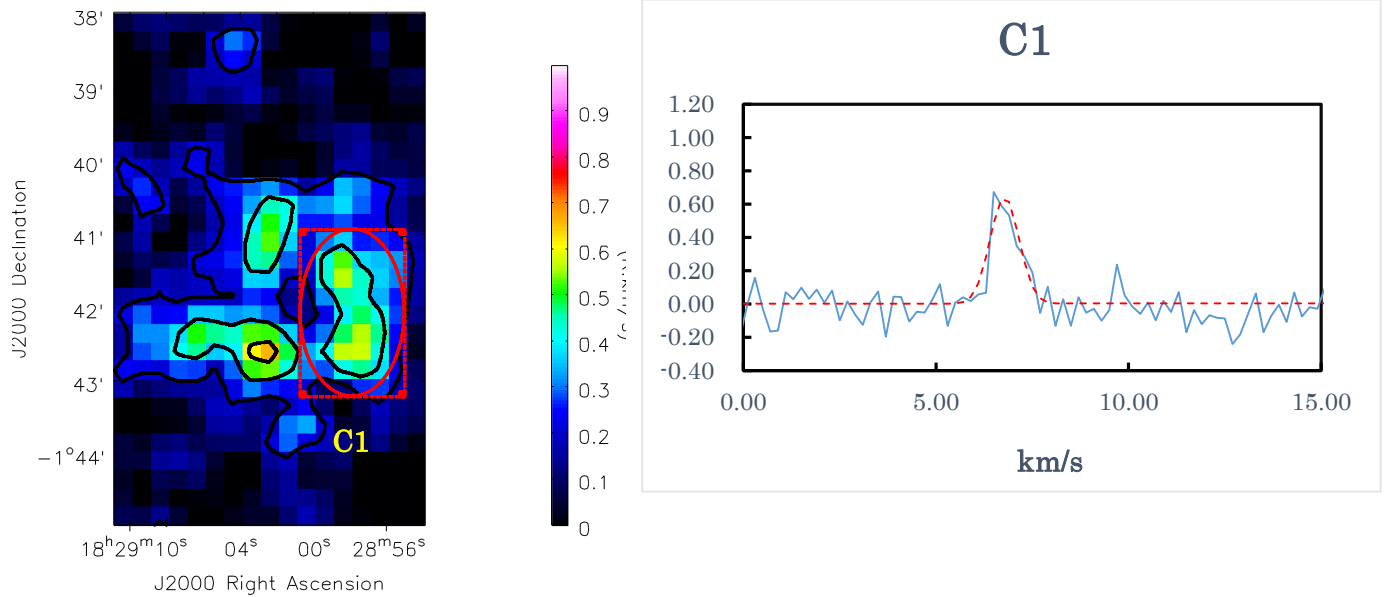
③複数のコア候補の空間的な一致の検証

コアの中には内部運動により系統的に位置がずれるものもある。それらのコアの同一性を確認するために各候補同士の重心座標の差をとった。その差が 45[GHz]帯での実効的なビームサイズ(43["])以内の場合、それらの候補を別々のものとして分解することは望遠鏡の性能上不可能である。そのため、連続した速度幅をもち、重心座標の差が43["]以内にある複数のコア候補を同一のものとした。この結果、全部で 23 個のコアを

同定することが出来た。

4.1.2 同定したコアのリスト

ここでは、同定した各コアの積分強度図(スケールは積分強度 $\int T_A^* dv$ [K km/s])、スペクトルのプロファイル(強度はアンテナが受け取った強度であるアンテナ温度 T_A^* [K])とその観測量を示す。左が積分強度図、右がスペクトル、下の表がコアの観測量である。全ての図において、コントアは rms を 1σ として $3\sigma, 6\sigma, 9\sigma, 12\sigma$ で引いた。

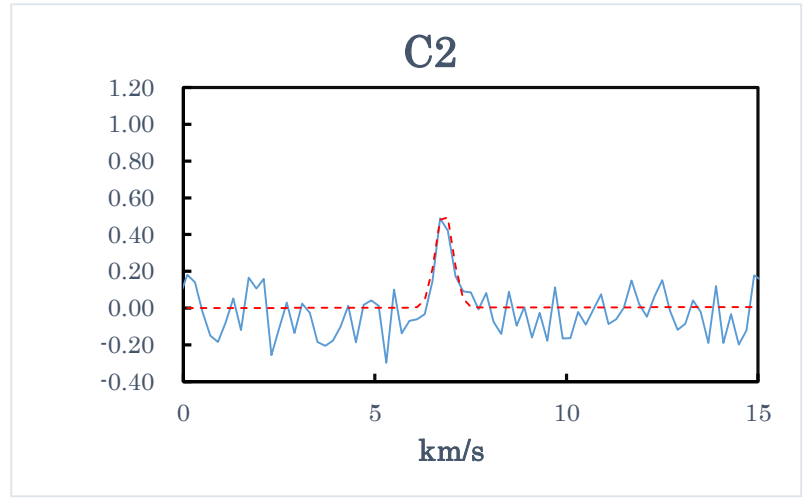
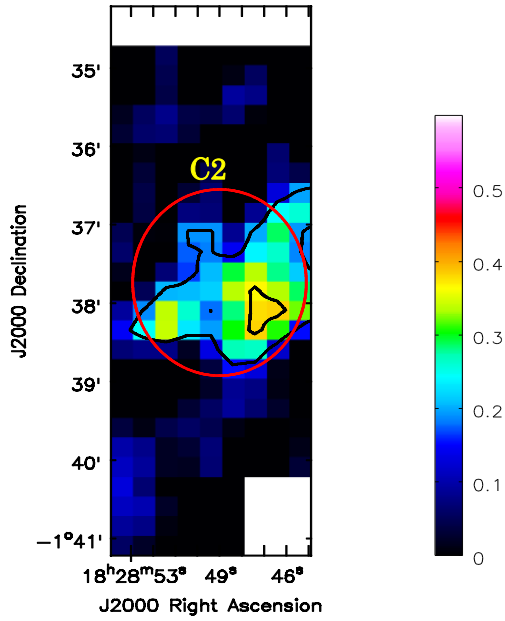


C1	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	6.78 ± 0.66	18h28m57.683s	-1°42'04.40"	15.15	6.5~6.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.64 ± 0.06	0.88 ± 0.10	0.07	0.22	3

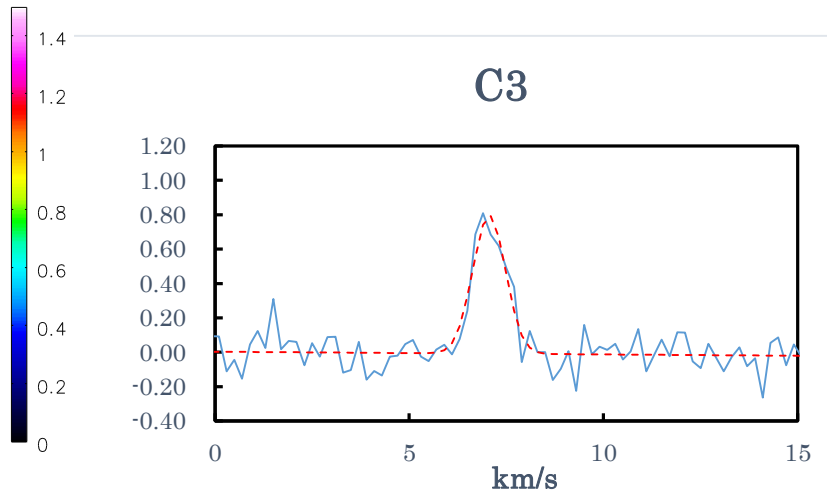
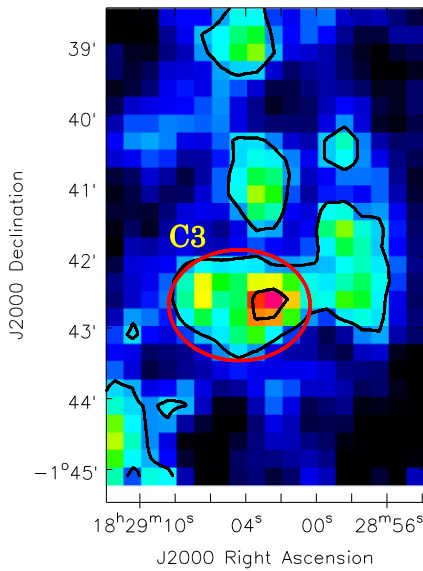
線幅はスペクトルのガウスフィット(赤い破線)から導出した。半径は、まずコアの面積 A を求め、この面積を円の面積と仮定して、 $R = \sqrt{A/\pi}$ から導出した。ここで面積 A は次の式から導出した。

$$A = (1.3 \times 10^{-3} \times \Delta\theta)^2 \times N_{\text{pix}} \quad (4.1)$$

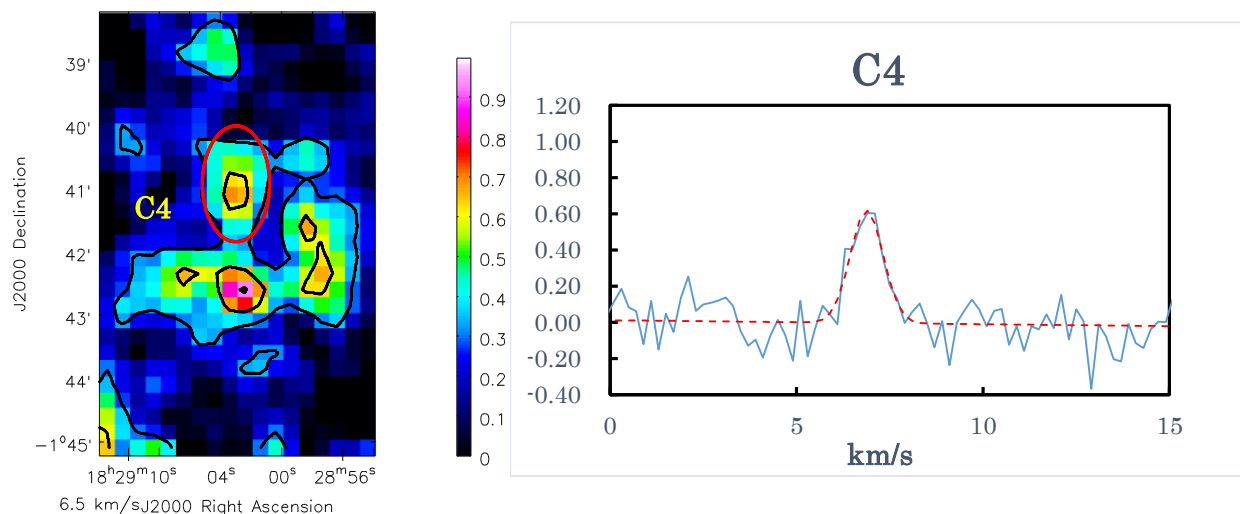
ここで、 θ は解析の際に用いた積分強度図の 1 ピクセルの視角、 N_{pix} は 質量を導出する領域に含まれるピクセルの数である。



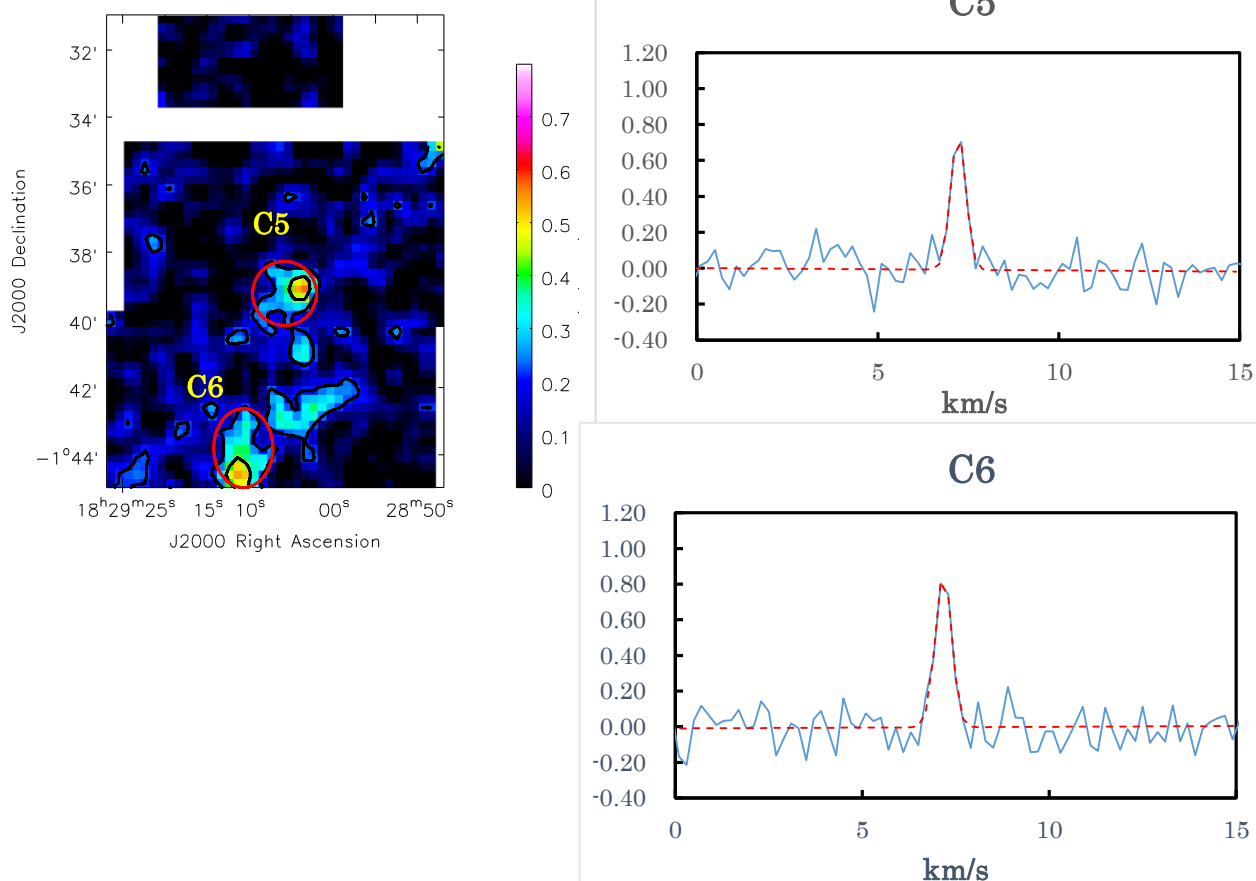
C2	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	6.81 ± 0.05	18h28m47.051s	-1°37'54.93"	10.91	6.7~6.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.54 ± 0.10	0.53 ± 0.12	0.09	0.26	2



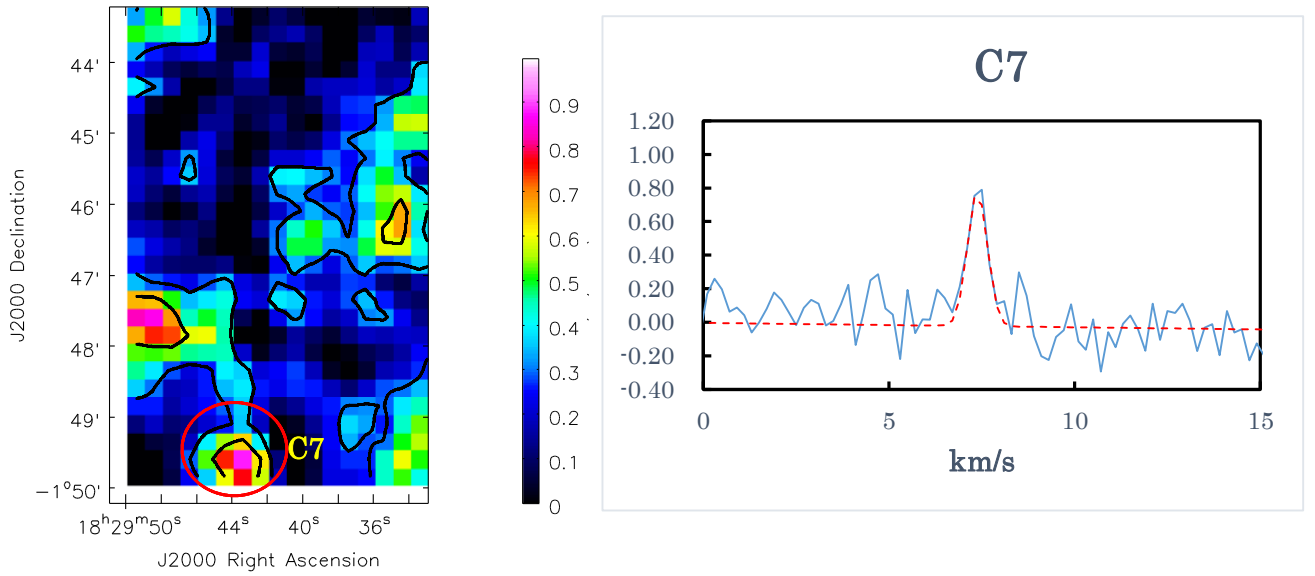
C3	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.06 ± 0.03	18h29m3.225s	-1°42'36.62"	26.82	6.5~7.5
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.80 ± 0.06	0.99 ± 0.09	0.07	0.2	4



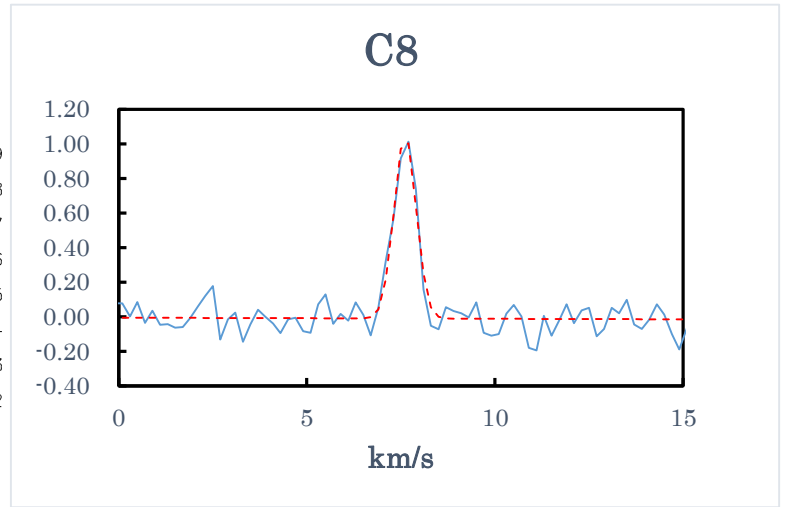
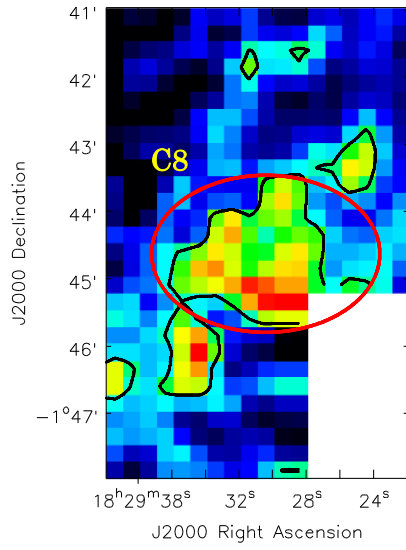
C4	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	6.88 ± 0.55	18h29m02.881s	-1°41'01.18"	10.28	6.5~7.1
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.62 ± 0.07	1.04 ± 0.13	0.05	0.22	3



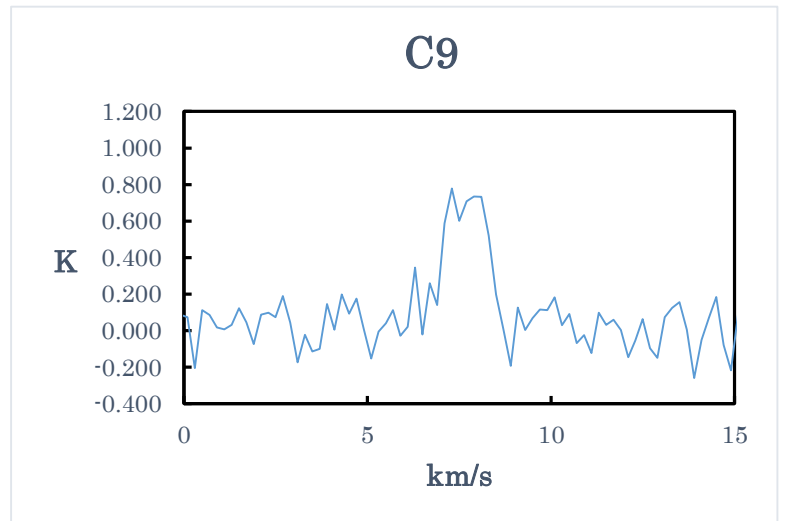
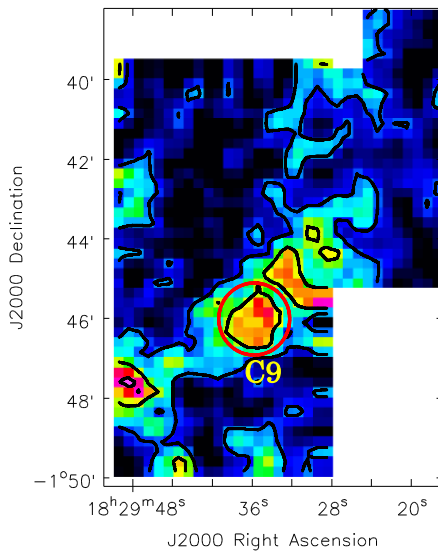
C5	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.22 ± 0.02	18h29m04.047s	-1°39'03.40"	13.04	7.1~7.3
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.75 ± 0.08	0.49 ± 0.06	0.08	0.19	4
C6	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.17 ± 0.02	18h29m11.099s	-1°44'41.11"	15.46057	7.1~7.3
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.86 ± 0.08	0.51 ± 0.06	0.08	0.16	5



C7	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.38 ± 0.04	18h29m43.723s	-1°49'40.14"	9.50	7.1~7.5
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.80 ± 0.1	0.63 ± 0.09	0.05	0.21	4

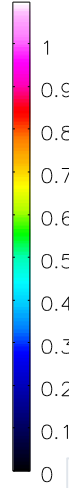
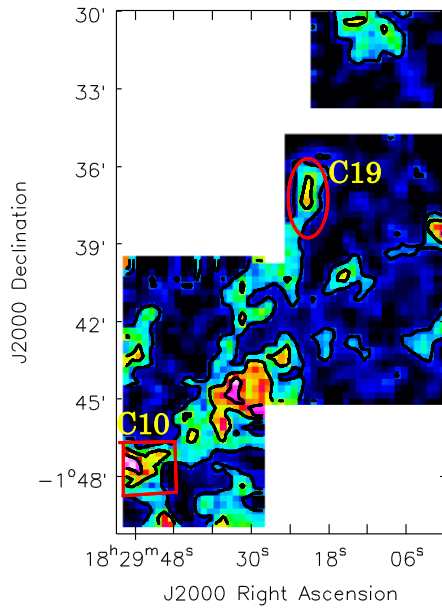


C8	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.61 ± 0.02	18h29m30.393s	-1°44'57.81"	54.62	7.1~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	1.06 ± 0.06	0.69 ± 0.04	0.11	0.24	4

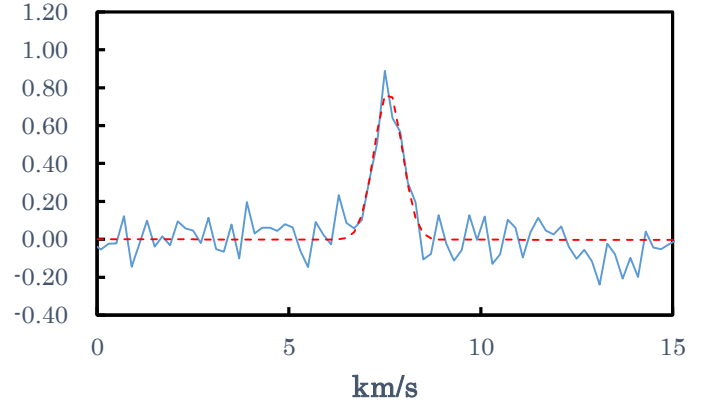


C9	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)
	7.66 ± 0.06	18h29m34.750s	-1°46'06.95"

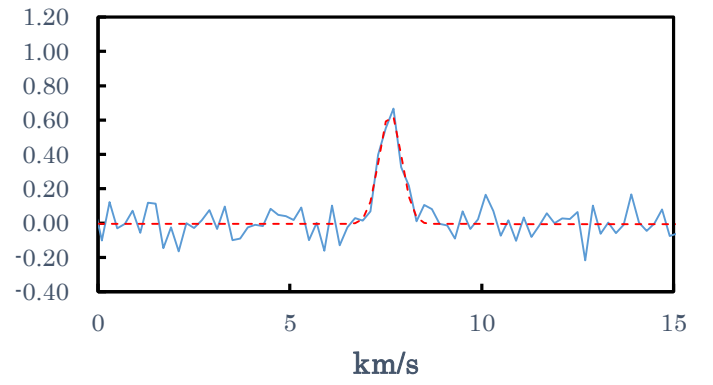
このコアは他のコアと違い、スペクトルにダブルピークが見られる。そのため、コアの内部運動が活発なコアである可能性を示唆する。このコアに関してはプロファイルのガウスフィットはここでは示さず、5.3.2 節で議論する。



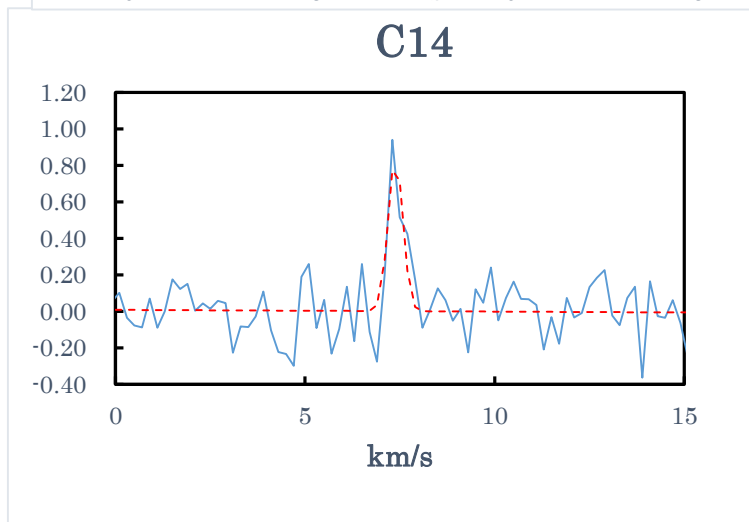
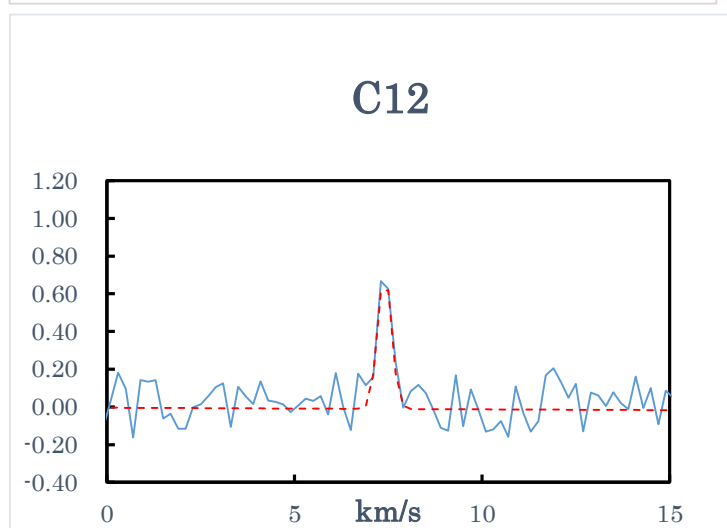
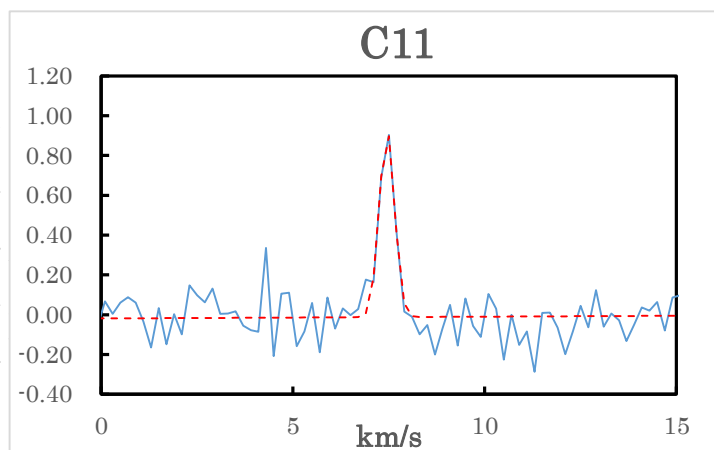
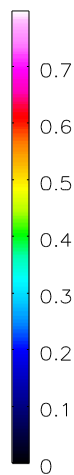
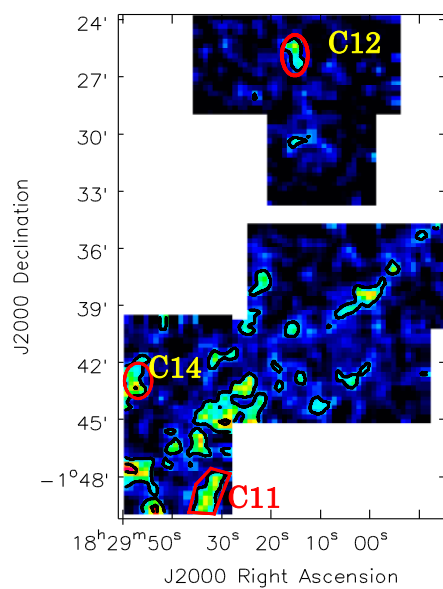
C10



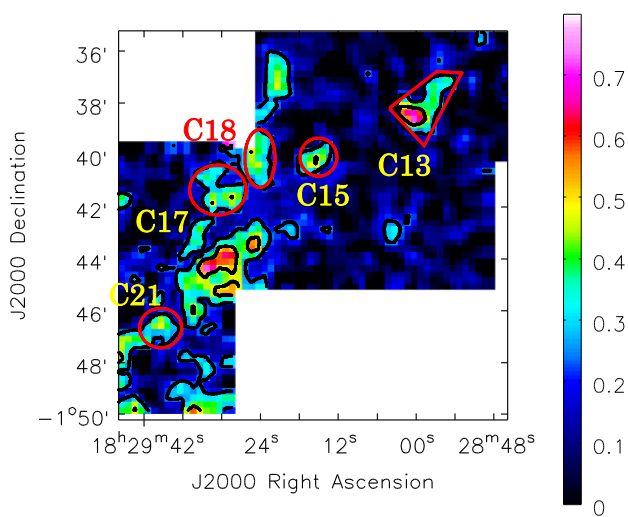
C19



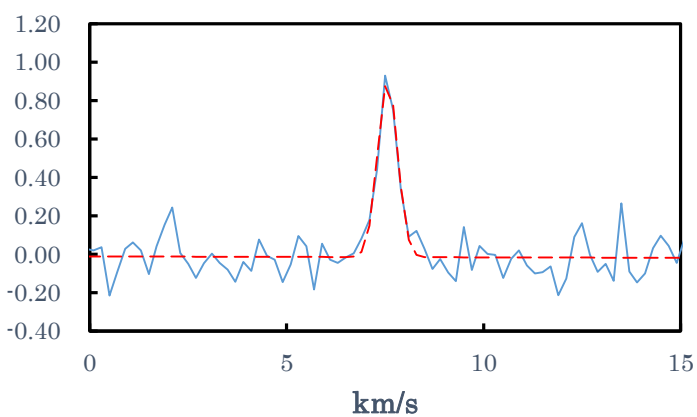
C10	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.59 ± 0.04	18h29m48.747s	-1°47'39.25"	33.33	7.3~7.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.79 ± 0.07	0.85 ± 0.08	0.09	0.23	3
C19	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.62 ± 0.04	18h29m21.251s	-1°36'56.24"	21.78	7.3~7.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.65 ± 0.07	0.68 ± 0.08	0.08	0.21	3



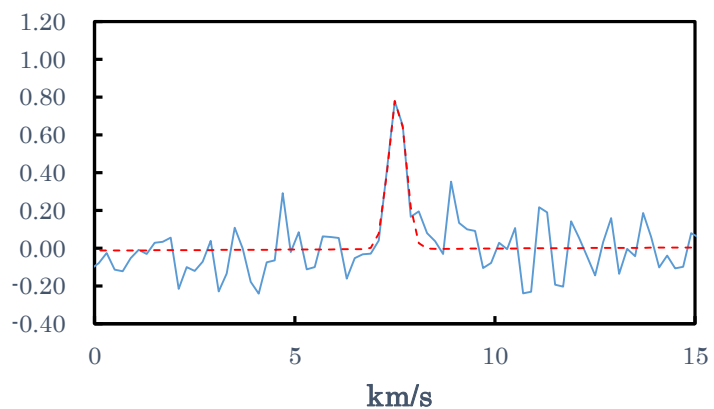
C11	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.45 ± 0.02	18h29m33.131s	-1°49'12.71"	16.25	7.3~7.5
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.94 ± 0.09	0.47	0.08	0.23	4
C12	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.5 ± 0.04	18h29m15.408s	-1°25'37.97"	9.57	7.3~7.5
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.73 ± 0.1	0.43 ± 0.06	0.07	0.25	3
C14	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.40 ± 0.04	18h29m47.964s	-1°43'07.44"	10.19	7.3~7.5
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.86 ± 0.15	0.47 ± 0.09	0.07	0.22	4



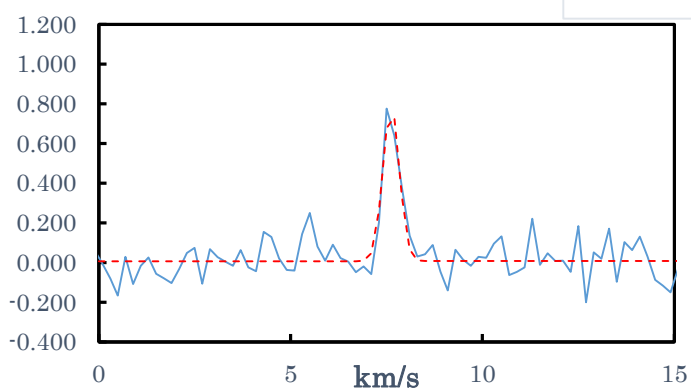
C13

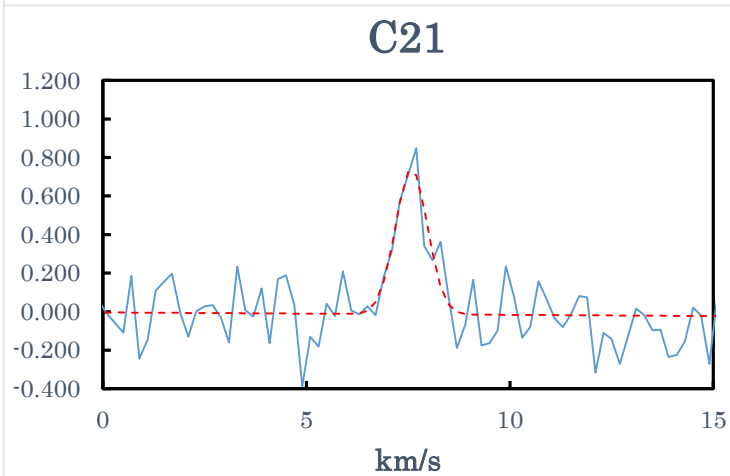
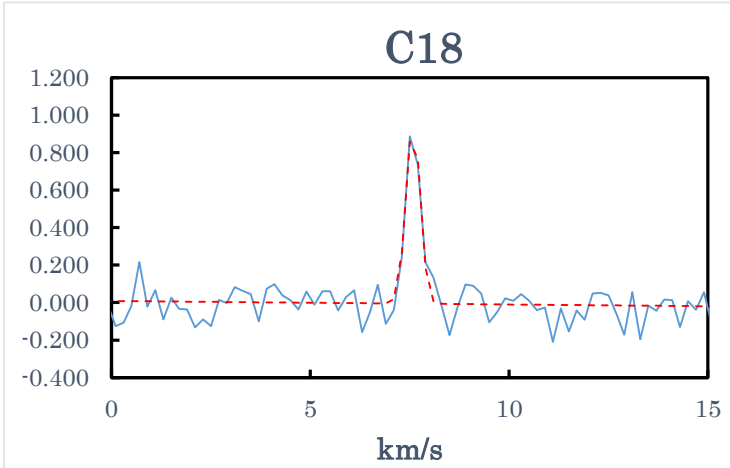


C15

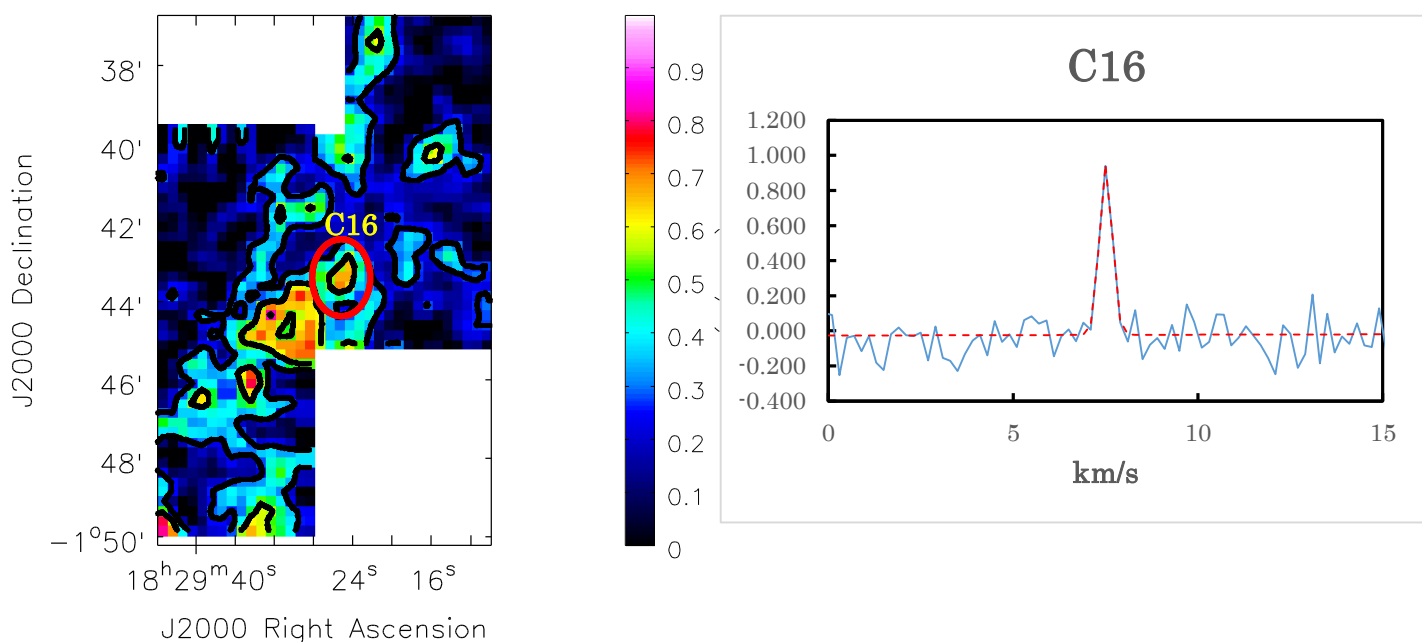


C17

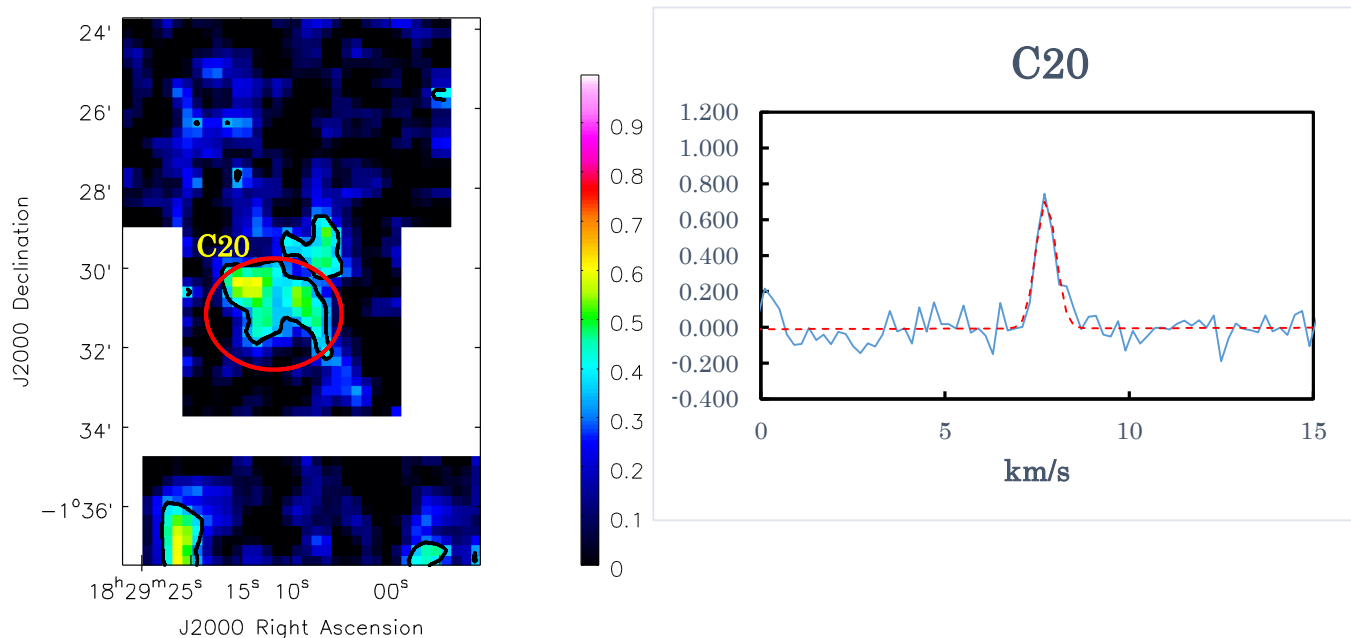




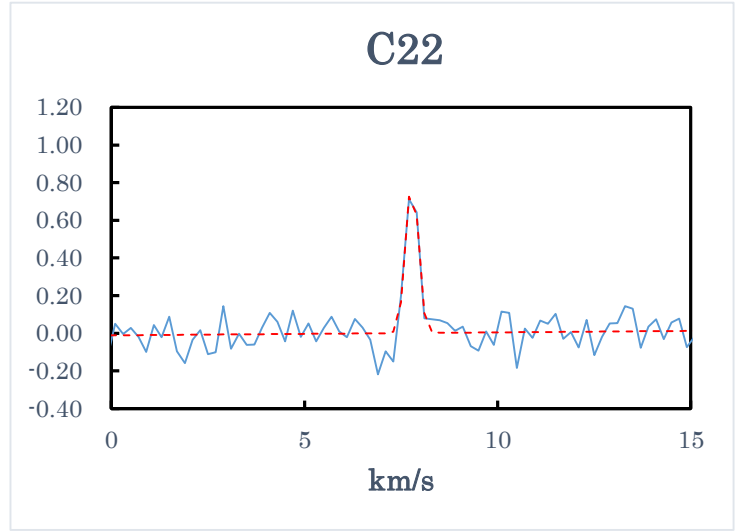
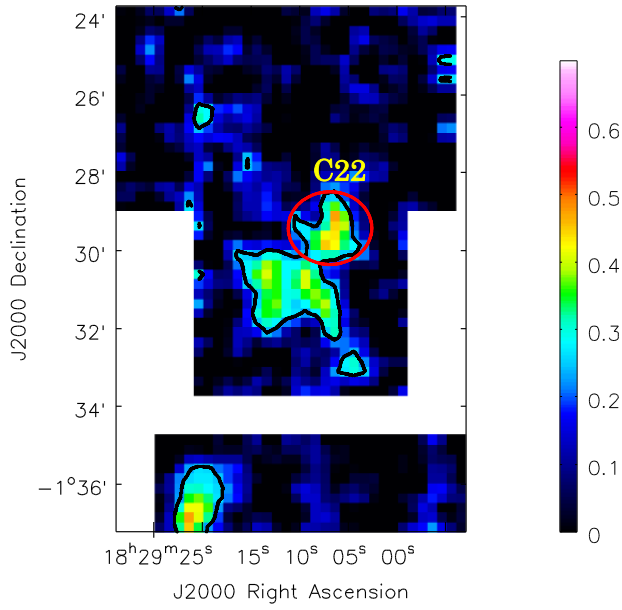
C13	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.56 ± 0.02	18h29m00.391s	-1°38'27.45"	19.31	7.5~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.92 ± 0.08	0.53 ± 0.05	0.09	0.24	4
C15	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.55 ± 0.03	18h29m15.741s	-1°40'10.64"	7.13	7.5~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.81 ± 0.1	0.50 ± 0.07	0.06	0.24	3
C17	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.62 ± 0.03	18h29m29.260s	-1°41'38.97"	14.4	7.5~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.78 ± 0.08	0.50 ± 0.04	0.08	0.21	4
C18	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.58 ± 0.02	18h29m25.018s	-1°39'53.60"	9.98	7.5~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.96 ± 0.09	0.43 ± 0.05	0.06	0.20	5
C21	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.58 ± 0.05	18h29m39.525s	-1°46'30.74"	5.62	7.5~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.75 ± 0.09	0.93 ± 0.14	0.05	0.21	4



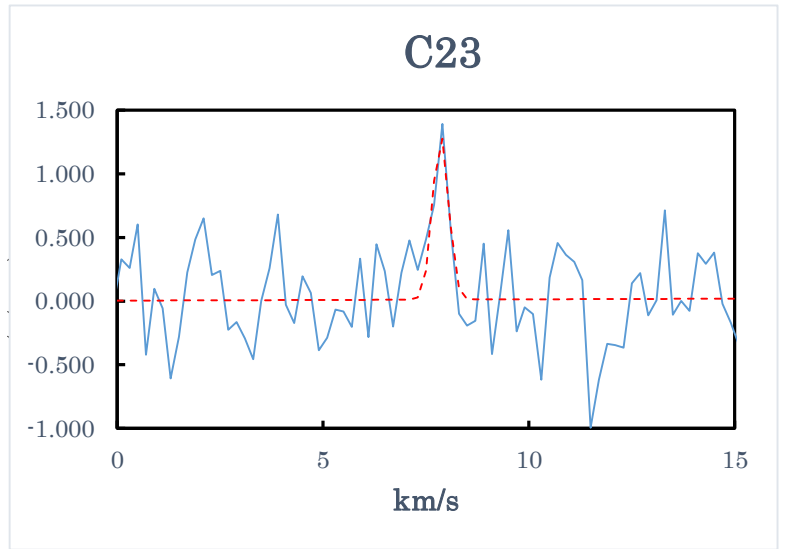
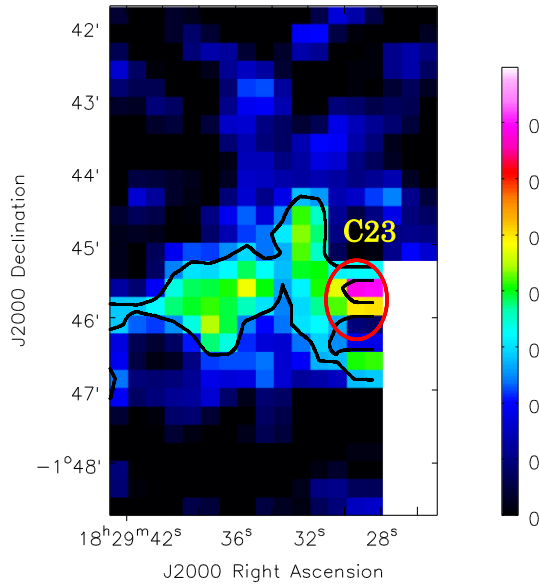
C16	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.51 ± 0.02	18h29m25.003s	-1°43'21.01"	13.78	7.3~7.7
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.99 ± 0.09	0.42 ± 0.04	0.07	0.2	4



C20	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.74 ± 0.03	18h29m11.681s	-1°30'40.50"	32.14	7.5~7.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.71 ± 0.06	0.64 ± 0.06	0.11	0.19	4



C22	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[Kkm/s]	積分範囲[km/s]
	7.78 ± 0.02	18h29m06.697s	-1°29'30.33"	12.99	7.7~7.9
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	0.83 ± 0.09	0.37 ± 0.05	0.08	0.20	4



C23	視線速度[km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	積分強度[K km/s]	積分範囲[km/s]
	7.86 ± 0.05	18h29m28.858s	-1°45'38.21"	4.693232	7.9~8.1
	アンテナ温度[K]	線幅[km/s]	半径R[pc]	rms[K]	S/N[σ]
	1.30 ± 0.06	0.45 ± 0.12	0.04	0.45	3

なお、C2、C6、C7、C8、C10、C11、C18 はマップの端で同定されたコアなので、導出される物理量は不定性が大きい。これらのコアカタログを Appendix C に載せる

4.2 物理量の導出

上で同定したコアについて、得られた観測データを用いて、物理量(光学的厚み、柱密度、LTE 質量、ビリアル質量)を導出した。一般的には分子雲の励起温度はダストの温度から 10[K]~15[K]を仮定する (Maury et al. 2011) が、CCS の観測では 10[K]より低い温度を仮定するのが一般的である (Nakamura et al. 2014) 。しかし、Aquila Rift 北側ではあまり輝線観測が進んでおらず、励起温度の不定性が大きいと考えられる。そのため、今回の解析では励起温度を 15[K]、10[K]、5[K]と 3 つの場合を仮定し、それぞれの場合について物理量を導出した。

4.2.1 開口能率の補正

開口能率とは、アンテナの開口面をどれだけ効率的に使っているかを表す指標であり、通常その値は 60[%]程度である。この値は観測する電波の波長によって異なり、今回の 45[GHz]帯での観測では、開口能率は 53[%]であった。つまり、この観測では開口面の 53[%]しか有効に使われておらず、天体からくる電波強度の約半分しかアンテナが受け取っていないことになる。そのため、今後の解析のためにアンテナが受け取った強度(アンテナ温度 T_A^*)を天体からくる本来の電波強度の強さ(輝度温度 T_B)に以下の式から補正しなければならない。

$$\frac{T_A^*}{0.53} = T_B \quad (4.2)$$

このようにして得られた輝度温度を使って、物理量の導出を行った。

4.2.2 光学的厚みの導出

まず、同定したコアが光学的に薄いのか厚いのかを知るために、コアのピーク付近での光学的厚みの導出を行った。用いた式は以下の式である。

$$T_B = [J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})][1 - \exp(-\tau)]$$

$$\exp(-\tau) = 1 - \frac{T_B}{J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})} \quad (4.3)$$

ここで

$$J(T_{\text{ex}}) = \frac{T_0}{e^{T_0/T_{\text{ex}}} - 1}, \quad J(T_{\text{bg}}) = \frac{T_0}{e^{T_0/T_{\text{bg}}} - 1}, \quad T_0 = \frac{h\nu_0}{k}$$

であり、 T_{ex} は励起温度、 T_{bg} は宇宙背景放射、 T_{B} は輝度温度を表している。

図 4.5 に各コアの光学的厚み τ の 5[K]、10[K]、15[K] の 3 つの仮定での結果をそれぞれ示す。

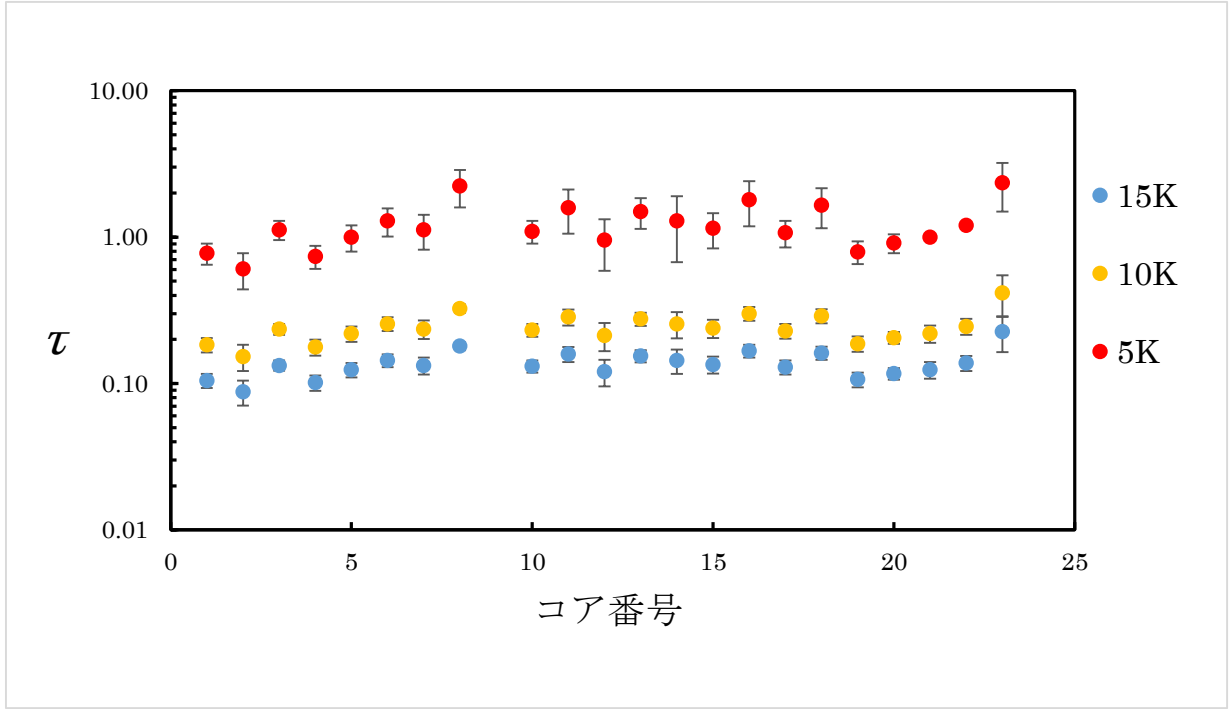


図 4.5 励起温度 15[K]、10[K]、5[K]での光学的厚み τ

励起温度が 15[K]、10[K]の場合は全てのコアで $\tau < 1$ を満たすため、光学的に薄いといえる。しかし、励起温度が 5[K]とした場合は多くのコアで $\tau > 1$ となるため、光学的に厚いという結果となった。

4.2.3 柱密度の導出

励起温度が 15[K]、10[K]と仮定した場合は 4.2.2 節から光学的に薄く、局所的熱平衡が成り立っているとして、柱密度を以下の式(4.4)により導出した。(具体的な導出は Appendix B を参照)

$$N_{\text{CCS}} = \frac{3kQ}{8\pi^3\mu^2\nu_0} \frac{1}{J+1} \exp\left(\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \times \int T_{\text{B}} d\nu \quad (4.4)$$

ここで、 μ は永久ダイポールモーメントであり、CCS の場合 $\mu^2 = 7.8961 \times 10^{-43} [\text{J} \cdot \text{cm}^3]$ 、 ν_0 は中心周波数で 45[GHz]、 B は回転定数で $B = 6.48 [\text{GHz}]$ である。 h はプランク定数

で $h = 6.63 \times 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$ で、 k はボルツマン定数で $k = 1.38 \times 10^{-23} [\text{J} \cdot \text{K}^{-1}]$ である。 Q は分配関数で $Q = \frac{kT_{\text{ex}}}{hB}$ である。また、 $hB(J+1)(J+2) = E_u$ であり、 $E_u = 7.46 \times 10^{-23} [\text{J}]$ である。これらの値を式(4.4)に当てはめて計算すると、

$$N_{\text{CCS}} = 1.2 \times 10^{11} \times Q \times \exp\left(\frac{5.4}{T_{\text{ex}}}\right) \times \int T_B dv \quad (4.5)$$

となった。 $\int T_B dv$ は積分強度であり、4.1.2 の各積分強度図から導出した観測量である。

次に、励起温度は 5[K] と仮定した場合、4.2.2 の結果から、ピーク付近で光学的に厚いという結果となったため、それらのコアの柱密度を導出する場合、式(4.5)に $\tau/(1 - e^{-\tau})$ の項が加わり、以下のような式となる。

$$N_{\text{CCS}} = 1.2 \times 10^{11} \times Q \times \exp\left(\frac{5.4}{T_{\text{ex}}}\right) \times \int T_B dv \times \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \quad (4.6)$$

式(4.5)、(4.6)を使用して、各励起温度での各コアの柱密度を導出した結果を図 4.6 に示す。

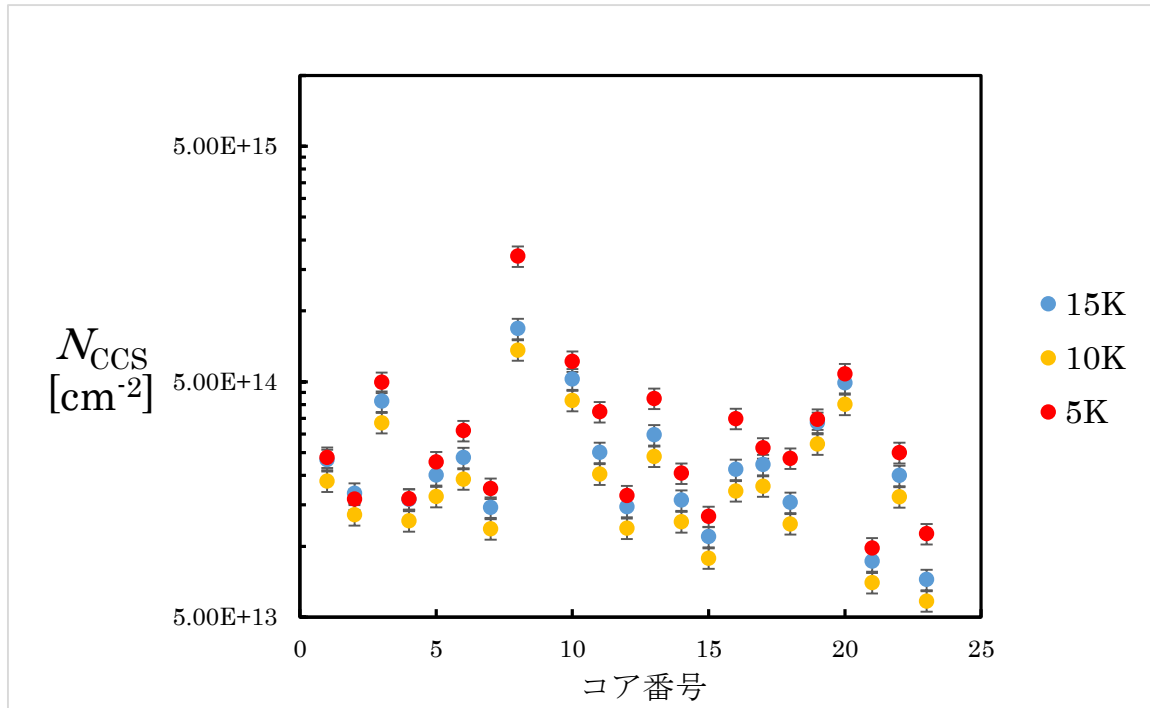


図 4.6 励起温度 15[K]、10[K]、5[K]での柱密度 N_{CCS}

ほとんどのコアで precluster clump の典型的な柱密度 $\sim 1 \times 10^{14} [\text{cm}^{-2}]$ (Nakamura et al. 2014) の結果と同等の結果となった。また、励起温度 5[K] の場合では光学的に厚いことから、全コアについて柱密度が最も高い結果となった。

4.2.4 LTE 質量の導出

次に LTE を仮定した各コアの質量 M_{LTE} を導出した。導出に使用した式は以下である。

$$M_{\text{LTE}} = \alpha m_{\text{H}} A N_{\text{H}_2} \quad (4.7)$$

α は平均分子量、 m_{H} は水素原子の質量、 A がコアの面積、 N_{H_2} が水素分子の柱密度である。水素分子の柱密度 N_{H_2} は CCS のアバンダンス χ と CCS の柱密度 N_{CCS} から次のように表される。

$$N_{\text{H}_2} = \frac{N_{\text{CCS}}}{\chi} \quad (4.8)$$

ここで注意しなければならないのが、CCS のアバンダンスはコアの進化段階に応じて、非常に変わりやすく、 $\chi = 8 \pm 3 \times 10^{-9}$ (Shinnaga et al. 2004) のように不定性が大きいという事である。そのため、今回の解析では式(4.8)において、アバンダンスを 8.0×10^{-9} として計算し、その値を基準とした。そして、 5×10^{-9} と 11×10^{-9} での値との差をエラーバーとして各図に表記した。図 4.7、図 4.8、図 4.9 に励起温度が 15[K]、10[K]、5[K]の場合での N_{H_2} を示す。

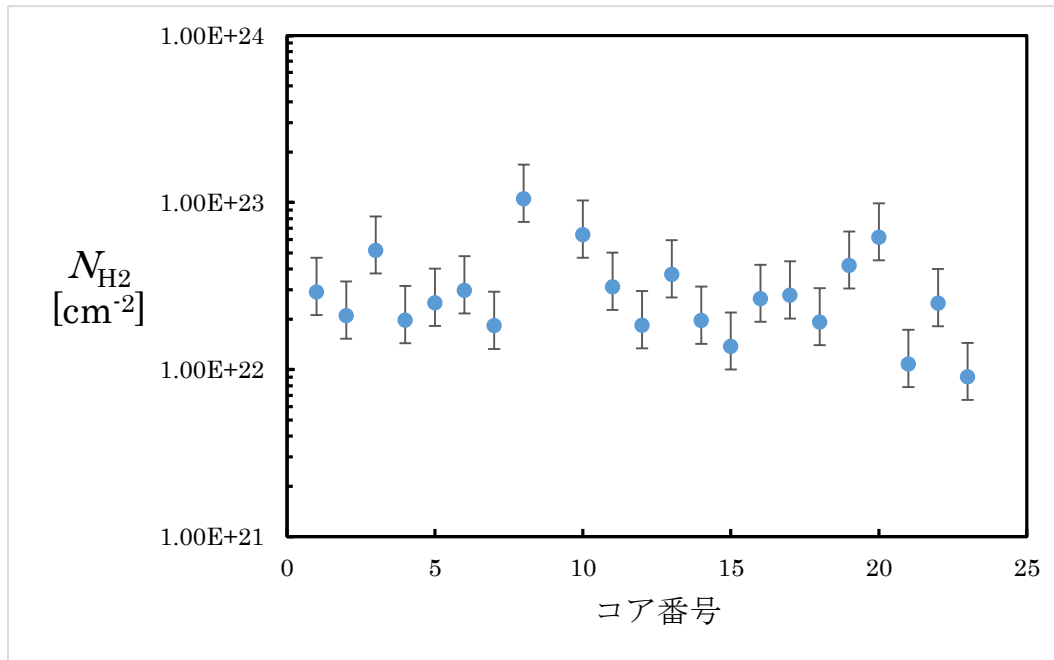


図 4.7 励起温度 15[K]での水素の柱密度 N_{H_2}

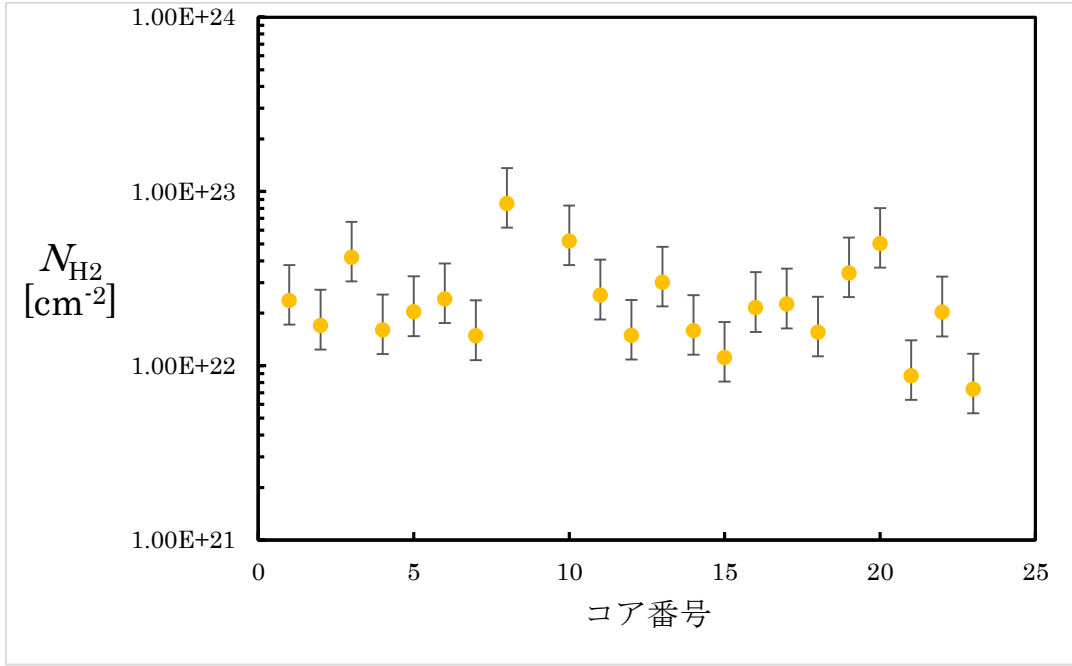


図 4.8 励起温度 10[K]での水素の柱密度 N_{H_2}

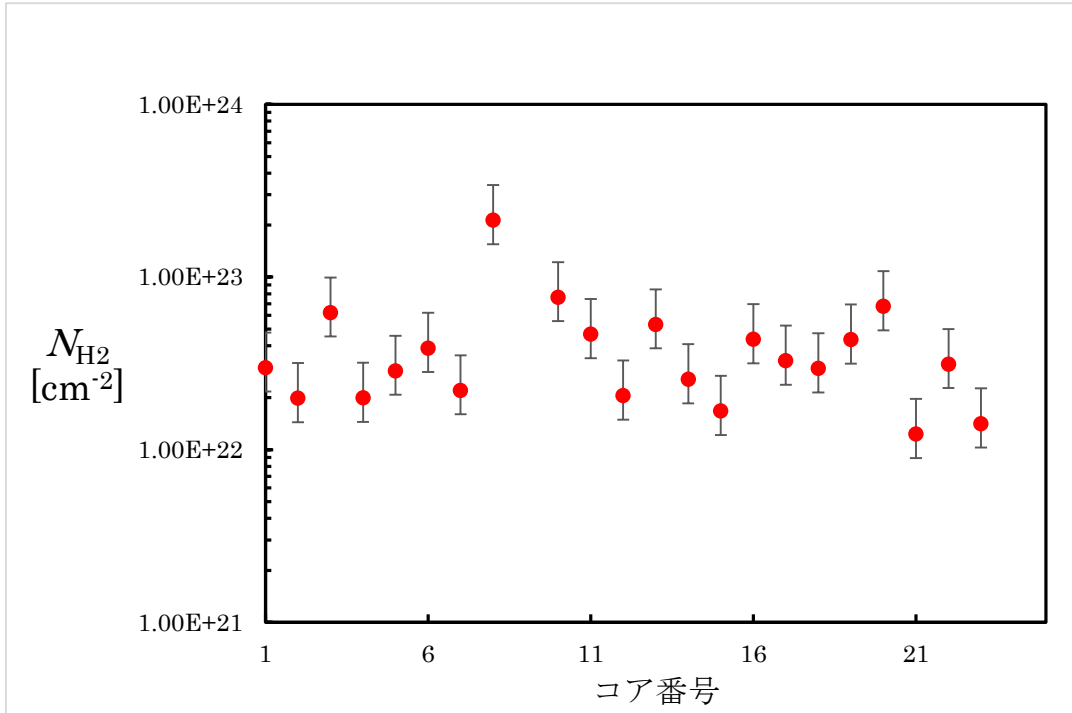


図 4.9 励起温度 5[K]での水素の柱密度 N_{H_2}

これらの値は星形成領域での典型的な値 $\sim 10^{22}[\text{cm}^{-2}]$ (Shimoikura et al. 2012、Shinnaga et al. 2004)と矛盾しない結果となった。

次に、求めた水素の柱密度と式(4.7)を用いて、LTE 質量 M_{LTE} を導出した。図 4.10、図

4.11、図 4.12 に励起温度が 15[K]、10[K]、5[K]の場合での M_{LTE} を示す。

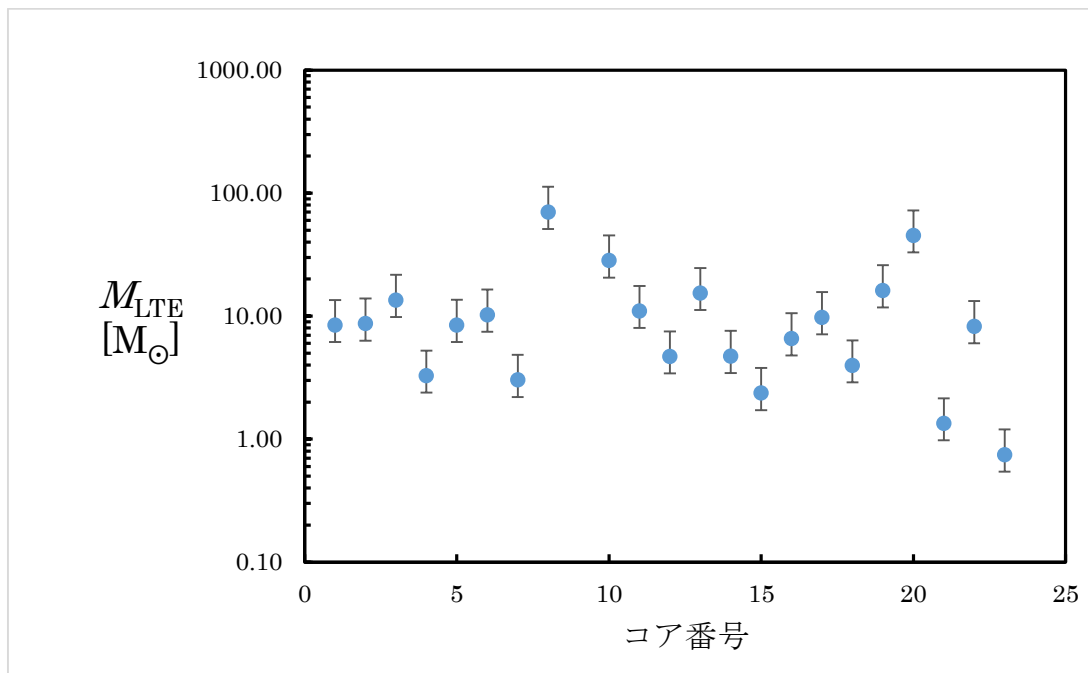


図 4.10 励起温度 15K での LTE 質量 M_{LTE}

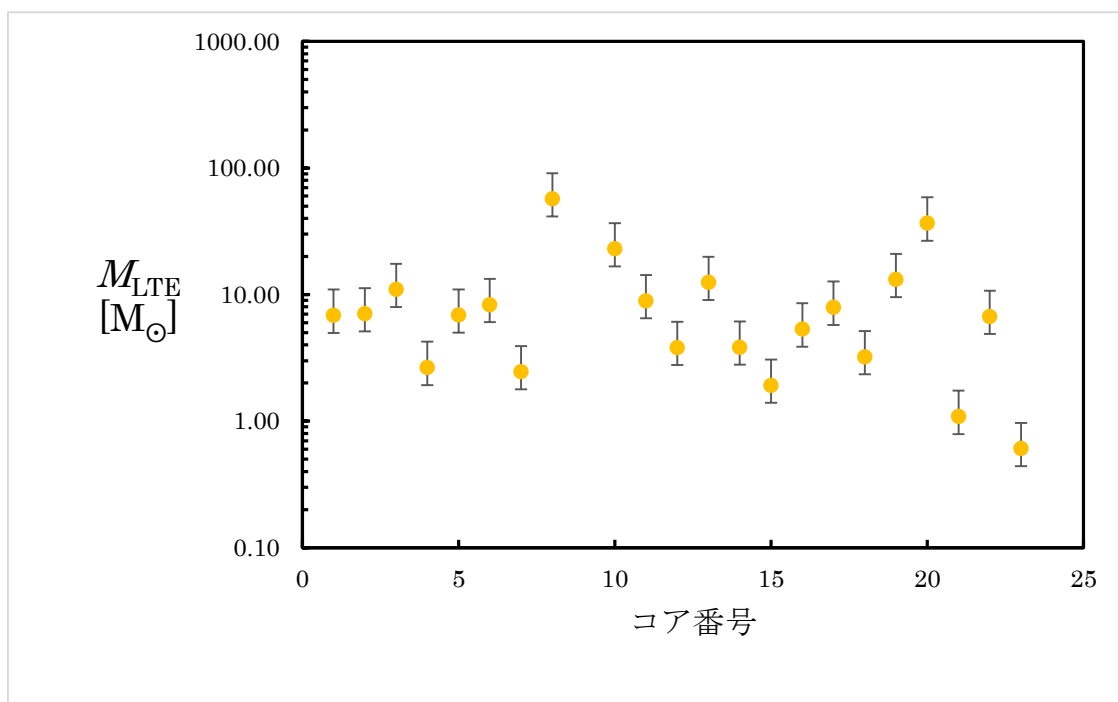


図 4.11 励起温度が 10[K]での LTE 質量 M_{LTE}

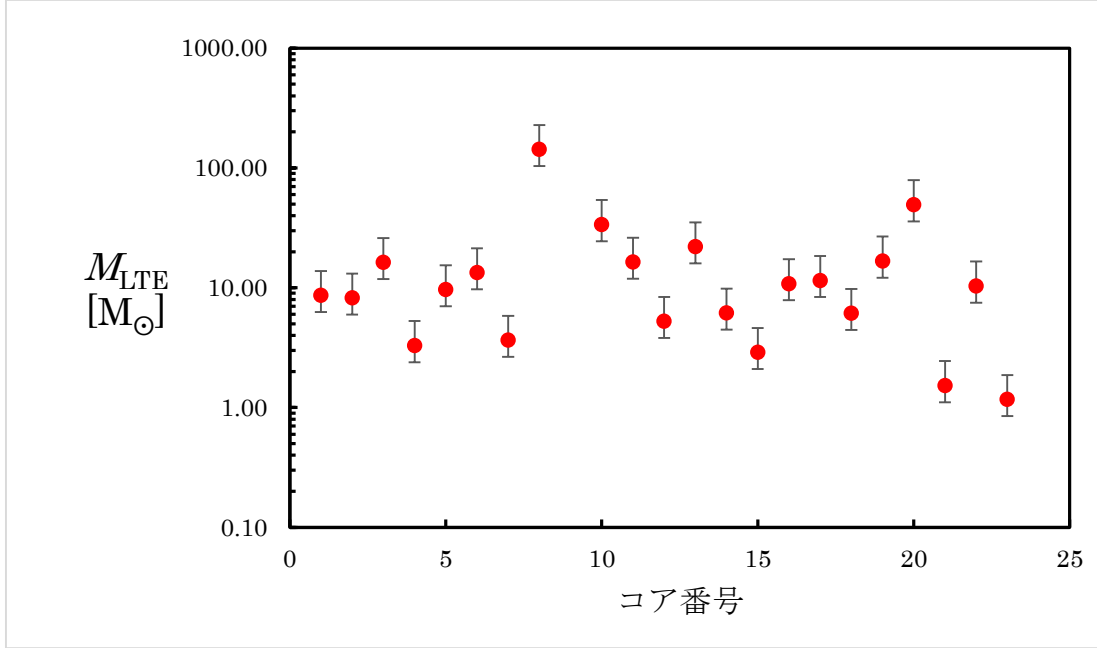


図 4.12 励起温度が 5[K]での LTE 質量 M_{LTE}

上記の結果から励起温度が 10[K]、15[K]での LTE 質量は全てのコアで数 $[M_{\odot}]$ ~数十 $[M_{\odot}]$ となったのに対して、励起温度が 5[K]での LTE 質量は数 $[M_{\odot}]$ ~数百 $[M_{\odot}]$ と分子雲の LTE 質量としては少し大きい値となってしまった。これについては 4.3.1 節で考察する。

4.2.5 ビリアル解析

コアの自己重力とコア内部の分子の熱運動による乱流圧の大小関係によって、コアの重力的な束縛状態がわかる。このコア内部の熱運動による乱流圧で支えることが出来る質量を表したのが、ビリアル質量 M_{vir} である。ビリアル質量はスペクトルの線幅から見積もることができ、以下の式から導出することが出来る。

$$M_{\text{vir}} = \frac{R}{G} \sigma_{\text{v}_{\text{obs}}}^2 \quad (4.9)$$

ここで、 R はコア半径、 G は重力定数で $G = 6.67 \times 10^{-11} [\text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}]$ である。 $\sigma_{\text{v}_{\text{obs}}}^2$ は速度分散であり、線幅 Δv (FWHM)を用いて $\sigma_{\text{obs}}^2 = \frac{\Delta v(\text{FWHM})^2}{8 \ln 2}$ で表せられる。このビリアル質量と LTE 質量を比較することで、コアの重力的な束縛状態を推定することが出来る。つまり、ビリアル質量と LTE 質量の比 $\alpha = \frac{M_{\text{LTE}}}{M_{\text{vir}}}$ をとることで、 $\alpha < 1$ なら重

力的に非束縛で、 $\alpha > 1$ なら重力的に束縛状態であると推定することが出来る。励起温度を 10[K]と仮定して、横軸が LTE 質量、縦軸がビリアル質量の対数グラフを図 4.13 に示す。

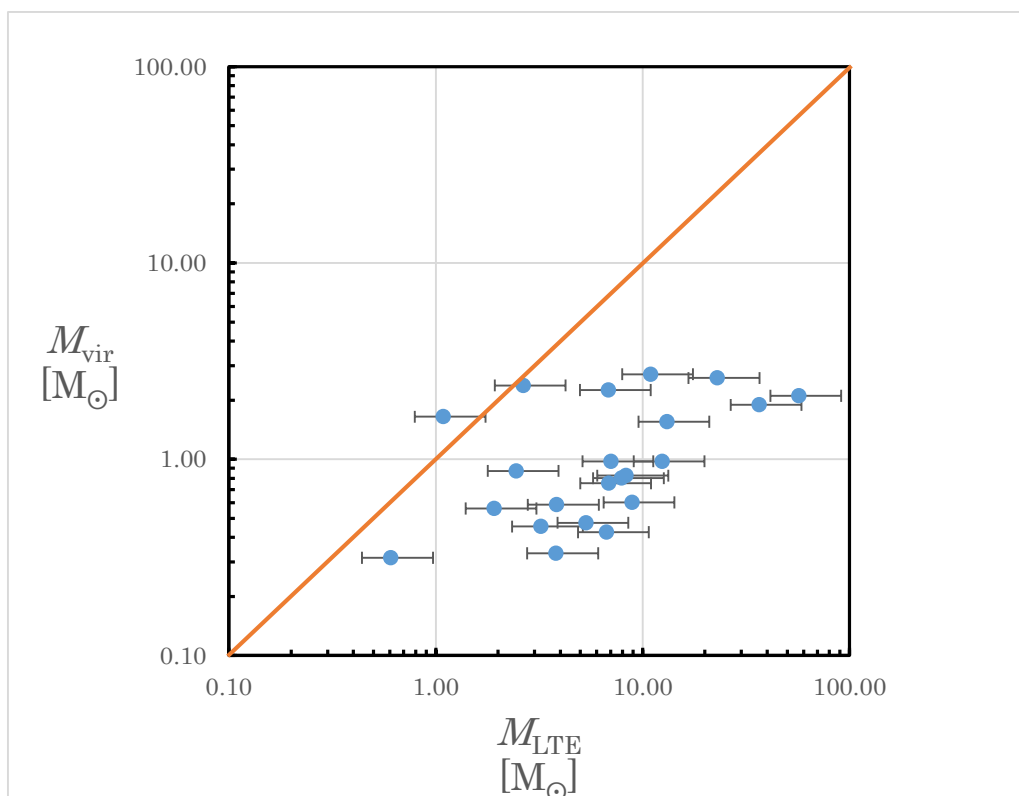


図 4.13 励起温度 10K での LTE 質量とビリアル質量の比較

橙色の線が $\alpha = 1$ を表しており、この線よりも上にあるコアは $\alpha > 1$ で重力的に非束縛、下にあるコアは $\alpha < 1$ で重力的に束縛であることを示している。

図 4.13 から、ほとんどのコアが $\alpha < 1$ の範囲に位置しており、重力的に束縛され、将来重力収縮が行われる可能性のあるコアであると推定できる。

4.3 考察

上記で得られた結果から、ゼーマン効果の観測に関する考察と同定したコアの物理的な性質の考察を行った。

4.3.1 ゼーマン効果の観測に関する考察

Aquila Rift 北側において、広範囲な CCS の分布が見られたが、この分布と 1.2mm ダスト連続波の分布を比較した。下の図 4.14 が CCS の積分強度図で、図 4.15 が 1.2mm ダ

スト連続波のマップである。

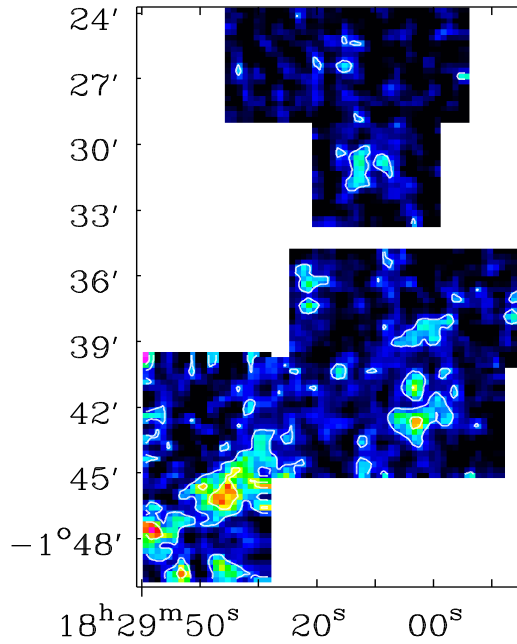


図 4.14 CCS の積分強度図

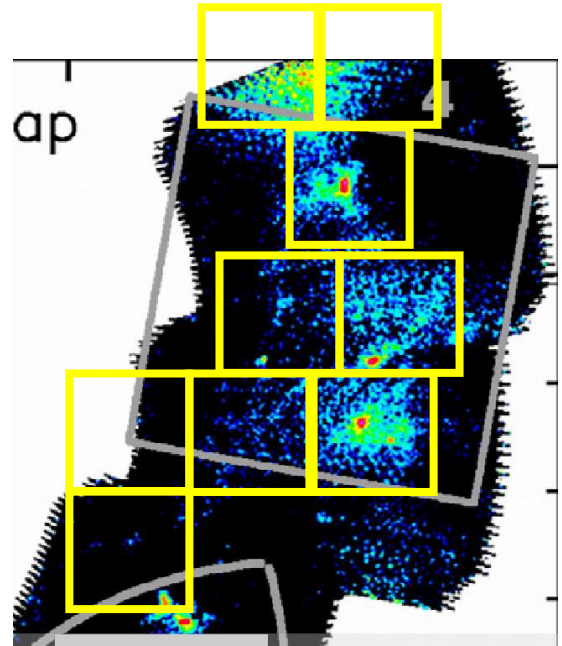


図 4.15 図 4.14 の 1.2mm ダスト連続波の分布
黄色い枠線が本観測の観測範囲である

上記の図を比べると、ある程度ダスト放射の分布に従って CCS の分布が見られるところもあるが、ダスト放射が全く受かっていないところでも強い CCS の分布が見られる。そのため、CCS はダスト放射が弱い所でも存在比が大きい可能性があることを真に示唆する結果となった。

次に、同定したコアについて、ゼーマン効果に適しているかどうかの考察を行った。ゼーマン効果の観測に適したコアの条件($T_{A,peak}^* \gtrsim 1[K]$ 、 $\Delta v(FWHM) \lesssim 0.5[km/s]$)に全て当てはまるコアは 23 個のコアの中で、1 個であった。そのコアは C23 であるが、コアの場所はマップの端であり、rms が非常に高く、S/N が悪いものであったため、いまだ好適なコアであると断定はできない。しかし、S/N 比が良く (4σ 以上)、 $T_{A,peak}^* = 0.7 \sim 1[K]$ 、 $\Delta v(FWHM) = 0.5 \sim 0.7 km/s$ にあるコアは 23 個中 12 個であり、これらのコアを含めてゼーマン効果の観測に適する可能性がある候補とした(Appendix C 参照)。また、今回得られたマップは rms がまだ高く、加えてコアの中にはマップの端に同定されたコアがいくつもあり、物理量の不定性が大きい。そのため、今後マップを広げて観測し、rms を下げていくことで、さらに多くの好適な候補が見つかる可能性が大いにあ

る。従って、Aquila Rift 北側は今後ゼーマン観測を行う上で、非常に有望な領域であることが分かった。

4.3.1 コアの性質に関する考察

次に、同定したコアの性質について、コアの物理量(光学的厚み、柱密度、LTE 質量)と典型的な星形成コア(Serpens South)との比較を行った。

今回の解析では励起温度の不定性が大きいため、励起温度を 15[K]、10[K]、5[K]の3つの場合に分けて、それぞれ物理量を導出した。その結果、励起温度を 15[K]、10[K]、5[K]と仮定した場合の柱密度(CCS、H₂)はどれも典型的な星形成コアの物理量と同程度の結果となった(5.2 節参照)。次に Serpens South で同定されたコアの質量 10~40[M_☉] (H¹³CO⁺の観測から導出:田中智博 NRO UM ポスター 2012) と今回求めた各励起温度での LTE 質量(図 4.2)の比較を行った。

Aquila Rift 北側[M _☉]								
15[K]			10[K]			5[K]		
①	②	③	①	②	③	①	②	③
1~112	0.7~70	0.5~50	0.9~90	0.6~60	0.4~40	2~230	1~142	0.8~103

表 4.2 Aquila Rift 北側での各励起温度ごとのコアの質量

① $\chi=5 \times 10^{-9}$ の場合 ② $\chi=8 \times 10^{-9}$ の場合 ③ $\chi=11 \times 10^{-9}$ の場合

これにより、10[K]と 15[K]の場合ではアバンダンスが 11×10^{-9} での値が Serpens South と同等の結果となった。特に、励起温度 10[K]で、アバンダンスが 11×10^{-9} での LTE 質量が 0.4~40[M_☉]と最も近い結果となった。対して、励起温度が 5[K]での結果はどのアバンダンスの場合でも Serpens South のコアの質量の約 2~3 倍もある結果となってしまった。これは Serpens South 全体の質量の 1/6~1/3 を占める結果となってしまった。そのため、励起温度が 5[K]であるとの可能性は低いといえる。

最後に、スペクトルにおいてダブルピークが見られた C9 について考察を行った。スペクトルにおいてダブルピークが見られる場合は、運動として回転運動が考えられる。そのため、このコアは回転運動をしている活発なコアである可能性がある。しかし、今回の観測では rms がまだまだ高いため、真に運動が活発なコアなのか、それともまったく

別のコアなのかの判断はできなかった。そのため、このコアに関しては、今後さらに詳細な観測が必要である。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

- 野辺山 45m 望遠鏡と Z45 受信機を使って、Aquila Rift、L1689 での CCS マッピング観測を行った。
- 全ての領域において、CCS が初めて検出された。このうち、Aquila Rift 北側でのみ S/N の良い観測ができ、かつ CCS の強度が強かったため、その領域について解析を行った。
- Aquila Rift 北側での CCS の分布とダスト放射の分布には必ずしも相関があるわけではなく、ダストが存在していないところでも強い CCS の分布が見られることが分かった。
- 23 個すべてのコアの物理量が典型的な星形成コアの物理量 ($N_{\text{CCS}} \sim 1 \times 10^{14} [\text{cm}^{-2}]$, $N_{\text{H}_2} \sim 10^{22} [\text{cm}^{-2}]$, $M_{\text{LTE}} \sim 10 \sim 40 [M_{\odot}]$) と同等の結果となった。
- 23 個のコアの内、22 個のコアが重力的に束縛され、今後星形成が行われる可能性があることが分かった。
- Aquila Rift 北側において、23 個のコアが同定でき、そのうち、13 個がゼーマン効果の観測に適する可能性を持つコアであることが分かった。

5.2 今後

- 今回、同定された 13 個/23 個のコアについてゼーマン効果の観測を試みる。
- Aquila Rift 東側においてさらに時間をかけて観測し、rms を下げる。
- Aquila Rift 北側の観測範囲を広げて観測し、サンプル数を増やす。
- C9 についてもコアの内部運動を捉えるためにより詳細な観測を行う。

Appendix A Davis-Greenstein 理論

ダストは 1.3.1 節の図 1.7 のような非球対称とする。ダストは分子雲内の衝突により回転を生じる。回転の向きは短軸を回転軸として回転する。回転楕円体の 3 つの主軸 (x,y,z) の周りの慣性モーメントをそれぞれ I_x, I_y, I_z とする。短軸を z 軸とすると

$$I_z > I_x, I_y. \quad (\text{A.1})$$

である。ガス分子と熱平衡にある回転楕円体では、エネルギー等分配則が成り立ち、それぞれの軸周りの回転エネルギーは等しい。

$$\frac{L_x^2}{2I_x} = \frac{L_y^2}{2I_y} = \frac{L_z^2}{2I_z}. \quad (\text{A.2})$$

より

$$L_z > L_x, L_y. \quad (\text{A.3})$$

つまり、角運動量ベクトルの成分のうち、短軸(z 軸)に平行な成分が大きい。すなわち、ガス中で回転楕円体粒子が回転すると、その角運動量の向きは短軸(Z 軸)に平行となる傾向がある。

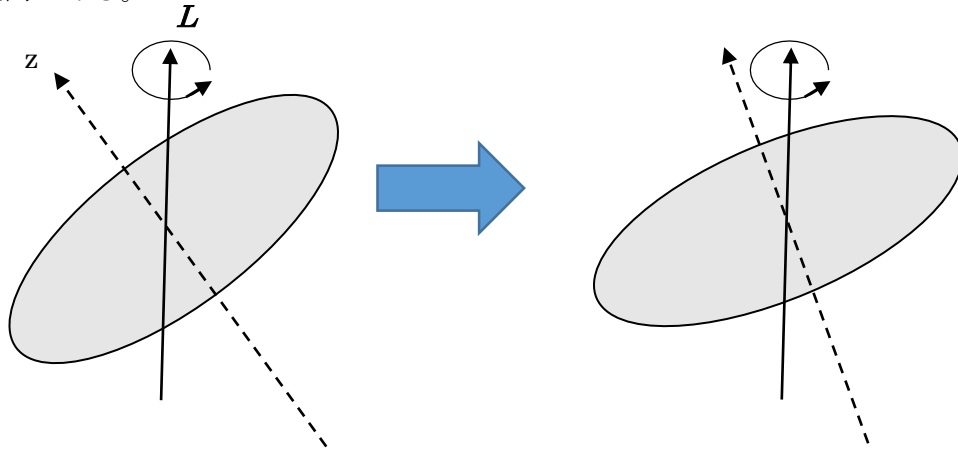


図 A.1 星間微粒子の回転を表した模式図

星間微粒子の外部に磁場が働いているとする。星間微粒子は常磁性体なので外部の磁場により、微粒子内部にも外部の磁場と平行な磁場ができる(I)。ここで、磁場中にある磁気双極子モーメントを考えると、ダストの回転によって、磁気モーメントは磁場の方向からずれる(II)。ずれた磁気モーメントが磁場と平行になるように微粒子にトルクが働く(II)。その結果、磁気モーメントと磁場が常に平行になるためには、回転軸(z 軸)が磁場の向きと平行になる必要がある。

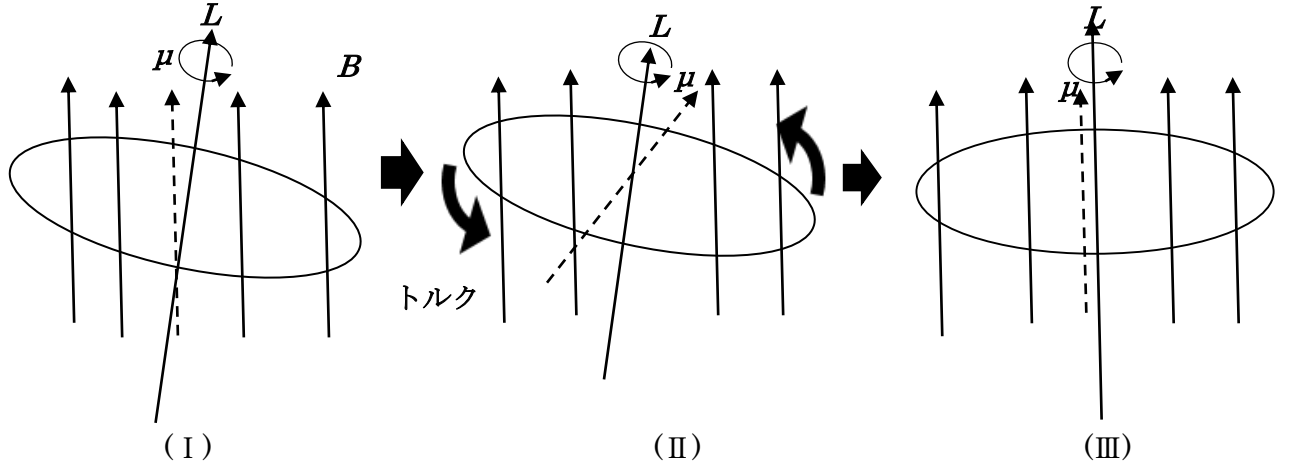


図 A.2 星間微粒子の整列の様子を表した模式図

Appendix B 柱密度の導出

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ようになる。

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

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、局所的熱平衡(LTE)を仮定する。励起温度 T_{ex} のもとで、 n_J 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 は以下ようになる。

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

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

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、 以下ようになる。

$$Z = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right). \quad (\text{B.4})$$

ここでレイリーゼンズ近似($hB/kT_{\text{ex}} \ll 1$) のとき、 Z は以下のように近似できる。

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

また、(B.2) は以下のように近似できる。

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

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、 $T_B = T_\nu(1 - e^{-\tau_\nu})$ 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 ($\tau_\nu \ll 1$) と仮定すると、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。

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

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。また、 I_ν は放射係数 ε_ν と吸収係数 κ_ν を用いて、 $I_\nu = \varepsilon_\nu / \kappa_\nu$ と表すことができる。よって、(B.8) は以下のようにになる。

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

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

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

(A.10) を用いると (A.9) は以下のようにになる。

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

ε_ν は、アインシュタイン係数 $A_{J+1,J}$ を用いると、

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

であり、(B.11) は以下のようにになる。

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

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

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

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ができる。

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

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

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

周波数と速度の関係 $d\nu/\nu = dv/c$ を用いると、式 (B.16) は

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

となり、これを速度で積分すると

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

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

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

この式から柱密度を導出することが出来る。

Appendix C コアカタログ

今回作成したコアカタログと励起温度(15[K],10[K],5[K])での物理量(柱密度、LTE 質量)のカタログを以下にまとめた。

1. 視線速度、座標(RA,DEC)、アンテナ温度(T_A^*)、線幅、rms、S/N

コア名	視線速度 [km/s]	RA(J2000)	DEC(J2000)	T_A^* [K]	線幅 [km/s]	rms [K]	S/N [σ]
C1	6.78 $\pm$ 0.66	18h28m57.683s	-1°42'04.40"	0.64	0.88	0.22	3
C2	6.81 $\pm$ 0.05	18h28m47.051s	-1°37'54.93"	0.54	0.53	0.26	2
C3	7.06 $\pm$ 0.03	18h29m03.225s	-1°42'36.62"	0.8	0.99	0.2	4
C4	6.88 $\pm$ 0.55	18h29m02.881s	-1°41'01.18"	0.62	1.04	0.22	3
C5	7.22 $\pm$ 0.02	18h29m04.047s	-1°39'03.40"	0.75	0.49	0.19	4
C6	7.17 $\pm$ 0.02	18h29m11.099s	-1°44'41.11"	0.86	0.51	0.16	5
C7	7.38 $\pm$ 0.04	18h29m43.723s	-1°49'40.14"	0.8	0.63	0.21	4
C8	7.61 $\pm$ 0.02	18h29m30.393s	-1°44'57.81"	1.06	0.69	0.24	4
C9	7.66 $\pm$ 0.06	18h29m34.750s	-1°46'06.95"	0.82	1.26	0.25	3
C10	7.59 $\pm$ 0.04	18h29m48.747s	-1°47'39.25"	0.79	0.85	0.23	3
C11	7.45 $\pm$ 0.02	18h29m33.131s	-1°49'12.71"	0.944	0.47	0.23	4
C12	7.5 $\pm$ 0.04	18h29m15.408s	-1°25'37.97"	0.73	0.43	0.25	3
C13	7.56 $\pm$ 0.02	18h29m00.391s	-1°38'27.45"	0.92	0.53	0.24	4
C14	7.40 $\pm$ 0.04	18h29m47.964s	-1°43'07.44"	0.86	0.47	0.22	4
C15	7.55 $\pm$ 0.03	18h29m15.741s	-1°40'10.64"	0.81	0.5	0.24	3
C16	7.51 $\pm$ 0.02	18h29m25.003s	-1°43'21.01"	0.99	0.42	0.23	4
C17	7.62 $\pm$ 0.03	18h29m29.260s	-1°41'38.97"	0.78	0.5	0.21	4
C18	7.58 $\pm$ 0.02	18h29m25.018s	-1°39'53.60"	0.96	0.43	0.2	5
C19	7.62 $\pm$ 0.04	18h29m21.251s	-1°36'56.24"	0.65	0.68	0.21	3
C20	7.74 $\pm$ 0.03	18h29m11.681s	-1°30'40.50"	0.71	0.64	0.19	4
C21	7.58 $\pm$ 0.05	18h29m39.525s	-1°46'30.74"	0.75	0.93	0.21	4
C22	7.78 $\pm$ 0.02	18h29m06.697s	-1°29'30.33"	0.83	0.37	0.2	4
C23	7.86 $\pm$ 0.05	18h29m28.858s	-1°45'38.21"	1.3	0.45	0.45	3

2. 積分強度、積分範囲、面積、半径、 $T_A^* \gtrsim 1[K]$ 、 $\Delta v \lesssim 0.5[\text{km/s}]$ 、 $S/N \gtrsim 4$

コア番号	積分強度 [K km/s]	積分範囲 [km/s]	面積 [pc ²]	半径[pc]	$T_A^* > 1$ [K]	$\Delta v \lesssim 0.5$ [km/s]	$S/N \gtrsim 4$ [σ]
C1	15.15	6.5~6.9	1.6E-02	7.1E-02	×	×	×
C2	10.91	6.7~6.9	2.3E-02	8.5E-02	×	○	×
C3	26.82	6.5~7.5	1.4E-02	6.8E-02	△	×	○
C4	10.28	6.5~7.1	9.1E-03	5.4E-02	×	×	×
C5	13.04	7.1~7.3	1.9E-02	7.7E-02	△	○	○
C6	15.46	7.1~7.3	1.9E-02	7.8E-02	△	○	○
C7	9.50	7.1~7.5	9.1E-03	5.4E-02	△	△	○
C8	54.62	7.1~7.7	3.7E-02	1.1E-01	○	△	○
C9※					△		×
C10	33.33	7.3~7.9	2.4E-02	8.8E-02	△	×	×
C11	16.25	7.3~7.5	1.9E-02	7.9E-02	△	○	○
C12	9.57	7.3~7.5	1.4E-02	6.7E-02	△	○	×
C13	19.31	7.5~7.7	2.3E-02	8.5E-02	△	○	○
C14	10.19	7.3~7.5	1.3E-02	6.5E-02	△	○	○
C15	7.13	7.5~7.7	9.5E-03	5.5E-02	△	○	×
C16	13.78	7.3~7.7	1.4E-02	6.6E-02	△	○	○
C17	14.44	7.5~7.7	1.9E-02	7.9E-02	△	○	○
C18	9.98	7.5~7.7	1.1E-02	6.0E-02	△	○	○
C19	21.78	7.3~7.9	2.1E-02	8.2E-02	×	△	×
C20	32.14	7.5~7.9	4.0E-02	1.1E-01	△	△	○
C21	5.62	7.5~7.7	6.8E-03	4.7E-02	△	×	○
C22	12.99	7.7~7.9	1.8E-02	7.6E-02	△	○	○
C23	4.69	7.9~8.1	4.6E-03	3.8E-02	○	○	×

△は $T_{A,\text{peak}}^* = 0.7\sim 1[K]$ 、 $\Delta v(\text{FWHM}) = 0.5\sim 0.7[\text{km/s}]$ に当てはまるもの。

3. 励起温度 15[K]を仮定した柱密度 N_{CCS} 、LTE 質量 M_{LTE}

コア番号	$N_{\text{CCS}}[\text{cm}^{-2}]$	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=5.0\text{E}-9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=8.0\text{E}-9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=11\text{E}-9$)
C1	2.34E+14	13.52	8.45	6.14
C2	1.68E+14	13.91	8.70	6.32
C3	4.13E+14	21.66	13.53	9.84
C4	1.58E+14	5.24	3.28	2.38
C5	2.01E+14	13.58	8.49	6.17
C6	2.38E+14	16.42	10.26	7.47
C7	1.46E+14	4.85	3.03	2.20
C8	8.42E+14	112.56	70.35	51.16
C9※				
C10	5.14E+14	45.32	28.32	20.60
C11	2.50E+14	17.60	11.00	8.00
C12	1.48E+14	7.52	4.70	3.42
C13	2.98E+14	24.61	15.38	11.19
C14	1.57E+14	7.58	4.74	3.44
C15	1.10E+14	3.79	2.37	1.72
C16	2.12E+14	10.54	6.59	4.79
C17	2.23E+14	15.65	9.78	7.11
C18	1.54E+14	6.36	3.97	2.89
C19	3.36E+14	25.92	16.20	11.78
C20	4.95E+14	72.38	45.24	32.90
C21	8.66E+13	2.15	1.34	0.98
C22	2.00E+14	13.24	8.28	6.02
C23	7.23E+13	1.20	0.75	0.54

4. 励起温度 10[K]を仮定した柱密度 N_{CCS} 、LTE 質量 M_{LTE}

コア番号	$N_{\text{CCS}}[\text{cm}^{-2}]$	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=5.0\text{E-}9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=8.0\text{E-}9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=11\text{E-}9$)
C1	1.89E+14	10.94	6.84	4.97
C2	1.36E+14	11.26	7.04	5.12
C3	3.35E+14	17.53	10.96	7.97
C4	1.28E+14	4.24	2.65	1.93
C5	1.63E+14	10.99	6.87	5.00
C6	1.93E+14	13.30	8.31	6.04
C7	1.19E+14	3.92	2.45	1.78
C8	6.82E+14	91.13	56.95	41.42
C9※				
C10	4.16E+14	36.69	22.93	16.68
C11	2.03E+14	14.25	8.91	6.48
C12	1.19E+14	6.09	3.81	2.77
C13	2.41E+14	19.93	12.45	9.06
C14	1.27E+14	6.14	3.83	2.79
C15	8.90E+13	3.07	1.92	1.39
C16	1.72E+14	8.53	5.33	3.88
C17	1.80E+14	12.67	7.92	5.76
C18	1.25E+14	5.15	3.22	2.34
C19	2.72E+14	20.98	13.11	9.54
C20	4.01E+14	58.60	36.62	26.63
C21	7.01E+13	1.74	1.09	0.79
C22	1.62E+14	10.72	6.70	4.87
C23	5.86E+13	0.97	0.61	0.44

5. 励起温度 5[K]を仮定した柱密度 N_{CCS} 、LTE 質量 M_{LTE}

コア番号	$N_{\text{CCS}}[\text{cm}^{-2}]$	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=5.0\text{E}-9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=8.0\text{E}-9$)	$M_{\text{LTE}}[M_{\odot}]$ ($\chi=11\text{E}-9$)
C1	2.39E+14	13.82	8.64	6.28
C2	1.59E+14	13.12	8.20	5.97
C3	4.98E+14	26.06	16.29	11.85
C4	1.59E+14	5.27	3.29	2.40
C5	2.29E+14	15.44	9.65	7.02
C6	3.10E+14	21.36	13.35	9.71
C7	1.76E+14	5.83	3.64	2.65
C8	1.71E+15	228.13	142.58	103.70
C9※				
C10	6.11E+14	53.89	33.68	24.50
C11	3.73E+14	26.23	16.40	11.92
C12	1.64E+14	8.38	5.23	3.81
C13	4.25E+14	35.13	21.96	15.97
C14	2.04E+14	9.86	6.16	4.48
C15	1.34E+14	4.62	2.89	2.10
C16	3.49E+14	17.30	10.81	7.86
C17	2.62E+14	18.40	11.50	8.36
C18	2.36E+14	9.78	6.11	4.44
C19	3.46E+14	26.74	16.71	12.15
C20	5.41E+14	78.99	49.37	35.90
C21	9.84E+13	2.44	1.53	1.11
C22	2.50E+14	16.54	10.34	7.52
C23	1.13E+14	1.87	1.17	0.85

※C9 は真に運動が活発なコアなのか、それともまったく別々のコアなのか判断はできなかったため、物理量の導出は行っていない。

次ページに線幅とアンテナ温度の相関を示したグラフを載せる。

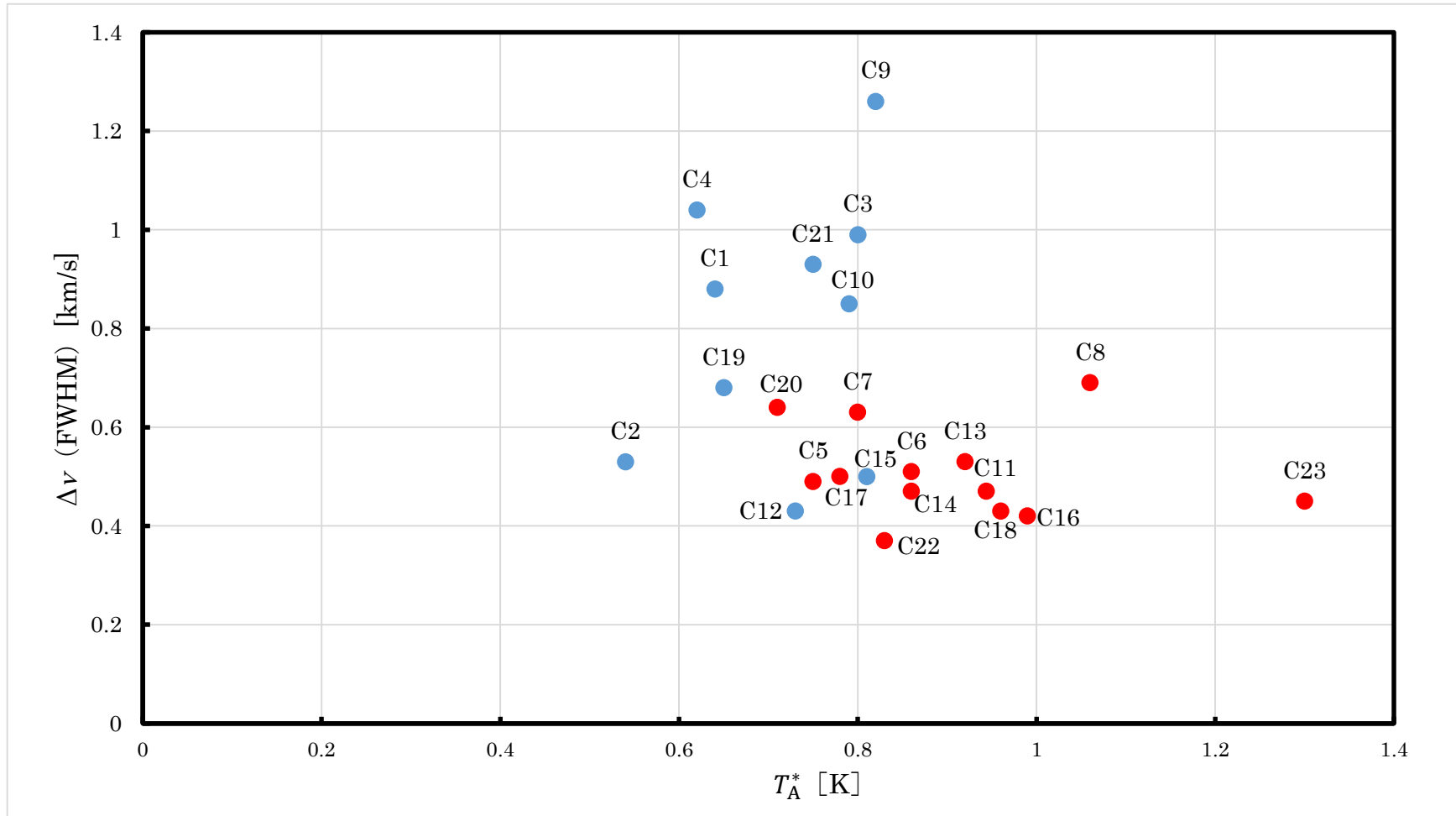


図 C.1 コアの線幅とアンテナ温度の相関を示すグラフ

赤いプロットは今回同定したコアのうち、ゼーマン効果の観測に適している可能性を持つコアを示す。

謝辞

本論文は非常に多くの方々のご指導、ご協力がなければ完成させることが出来ませんでした。特に指導教官である百瀬宗武教授には、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、論文添削等において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。米倉先生には電波望遠鏡の仕組みから受信機の事まで教えていただきました。特に、野辺山での Z45 の立ち上げの際にはハード面や観測において多くの事を教えていただき、ありがとうございました。同大学の研究員である樋口あや氏とは、何度も打合せをさせていただき、観測から解析、論文の添削まで非常にお世話になりました。樋口研究員のご指導がなければ、この研究を進めることはできませんでした。心からお礼を申し上げます。同研究員の塚越崇氏には研究内容のご指導、発表原稿の添削等でご教示頂き、本当にありがとうございました。

国立天文台の中村文隆氏をはじめとする Z45 チームの皆様には、Z45 の立ち上げ、試験観測において、非常に多くの事を学ばせていただきました。特に、土橋先生をはじめとする学芸大の皆様には、実際に観測に立ち合わせていただき、観測準備や観測方法について丁寧に教えていただきました。本当にありがとうございました。

研究室の先輩である D3 の齋藤悠さんと D1 の Soon Kang Lou さんには、研究室生活について様々な事を教えていただきました。また、時には自分のわがままにも付き合ってください、本当にありがとうございました。同じ M2 の石井君とは、お互いに切磋琢磨しあいながら、研究を進めることが出来ました。ありがとうございました。M1 や B4 の学生の方々とは、いろんな話をさせていただき、ありがとうございました。おかげで、非常に楽しい研究室生活を送ることができました。

最後に、快く大学院に進むことを認めてくれ、自分がしたいと思ったことは全てやらせてくれた両親と、暖かく見守ってくれた家族に厚くお礼を申し上げます。本当にありがとうございました。

References

- Crutcher.1991 APJ 520:706-713
- Dauphas N. & Chaussidon M., 2011, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 39: 351-386
- Hirota et al.2009 APJ 699:585-602
- Mac Low.2004 Reviews of Modern physics, Volume 76
- Maury et al.2011 A&A 535,A77
- Nakamura et al.2014 APJ 791:L23
- Nutter et al.2006 Mon. Not. R. Astron. Soc. 368,1833-1842
- Shimoikura et al.2012 APJ 745:195
- Shinnaga et al.2004 APJ 601:962-978
- Shinnaga & Yamamoto et al.2000 APJ 544:330-335
- Suzuki et al.1992 APJ 392:551-570
- Tanaka et al.2013 APJ 778:34
- 岡本雄大 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 I:N2H+(J = 1-0)輝線」 2014 年 茨城大学
- 新永浩子 天文月報 第 93 巻 第 7 号「CCS の回転遷移輝線のゼーマン効果による高密度分子雲コアの磁場観測」
- 田中智博 NRO UM ポスター「星団形成領域 Aquila Rift のマルチライン観測」 2012、大阪府立大学
- シリーズ現代の天文学 6 「星間物質と星形成」
- シリーズ現代の天文学 16 「宇宙の観測Ⅱ - 電波天文学」
- 亀野誠治 偏波分光計「PolariS」の開発 (http://milkyway.sci.kagoshima-u.ac.jp/sandbox/users/kameno/weblog/cec62/attachments/80e39/PolariS_Kuju.pdf)
- 45m 鏡による OTF 観測の手引き
(<http://www.nro.nao.ac.jp/~nro45mrt/html/obs/otf/index.html>)
- Common Astronomy Software Applications package(<http://casa.nrao.edu>)