

修士学位論文

日立 32m 望遠鏡メタノールレーザー探査に基づく
IRAS22198+6336 の強度変動解析と
熱的ガス輝線観測計画
2017 年度
(平成 29 年度)
茨城大学大学院理工学研究科

理学専攻
16NM152T
石川果奈

概要

本研究は二部で構成されている。

大質量原始星は、進化が早く高密度なガスに埋もれていることや、小質量星に比べ遠方にあることなどからその形成過程は十分理解されていない。茨城大学電波天文観測研究室が運用している日立 32m 電波望遠鏡(以下日立局)では 6.7 GHz メタノールレーザーを用いた星形成領域の観測を行なっている。6.7GHz メタノールレーザーは大質量星と相関性が高く、その一部で周期的な強度変動が確認されている。レーザー成分の変動の特徴からその変動原因が複数考えられており、脈動変光モデルや Colliding Wind Binary モデルなどがある。

第一部では、IRAS22198+6336 における 6.7GHz メタノールレーザーの強度変動について観測した結果を解析したものである。IRAS22198+6336 は中質量星で唯一 6.7GHz メタノールレーザーが観測されている天体である。先行研究ではその周期が 34.6 日周期であり、5つのスペクトル成分が間欠的かつ異なるタイミングでフレアのピークを示すことが観測されている。本研究では、日立局で実施した高頻度モニター観測の結果を先行研究で使用された解析方法を元に解析し、先行研究で用いられている強度変動フィットにより速度成分一つについてその正確な周期を得た。

第二部では、日立局のメタノールレーザーモニターを元に行う研究計画の概要を示すものである。レーザーは非熱的な放射であることから、輝線強度よりその温度分布を導くことはできない。そこで、日立局で観測されている 6.7GHz メタノールレーザー観測天体カタログより、レーザー強度の周期変動の有無によって天体を分類し複数の熱的輝線放射に対する観測を行う。この観測によって、周期性の有無によるレーザースポット周囲の環境について調べることが研究目標である。この研究は、野辺山 45m 電波望遠鏡での共同利用観測が決定しているものであり、本修士論文では、その観測計画について述べた。

Abstract

The massive stars of evolution are not well understood compared with that of low mass stars. Our group observe using 6.7 GHz methanol masers with star formation regions. 6.7 GHz methanol masers has high correlation with massive stars, Observational results indicate that 10% of the masers shows periodic variations, but the mechanism of the variation is not.

The thesis contents of two parts. The time variability of the masers in IRAS22198+6336 in analyzed in Part1.

The plan of observation of thermal gas emission toward methanol maser sources in discussed in part2.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	星形成領域と進化段階	1
1.2	分子とその放射機構	3
1.3	メーザー	8
1.4	日立局での 6.7 GHz メタノールメーザーのモニター観測	11
1.5	大質量星に付随する Hot molecular core (HMCs) や CH ₃ OH メーザー源 における熱的輝線放射の観測	12
第 2 章	IRAS22198+6336 の強度変動解析	17
2.1	IRAS22198+6336 の先行研究	17
2.2	観測諸元	21
2.3	観測結果	26
2.4	議論	32
2.5	まとめ	35
第 3 章	日立 32m 電波望遠鏡 Class II メタノールメーザー探査に基づく熱的ガス 輝線観測計画	37
3.1	野辺山 45m 電波望遠鏡	37
3.2	観測天体	39
3.3	結果	45
3.4	議論	48
3.5	まとめ	49
付録 A	観測天体の SED	51
A.1	周期的な変動を示すメタノールメーザー天体のスペクトルエネルギー分布	53
A.2	6.7GHz メタノールメーザーの強度が一定な天体のスペクトルエネルギー 分布	65

謝辭	79
Bibliography	81

第 1 章

序論

1.1 星形成領域と進化段階

ガス成分や星間ダストなどの星間物質から恒星が作られる現象のことを星形成と総称する。星間分子雲や恒星はいずれもガスからなる系であるが、恒星は自己重力と圧力勾配が釣り合っている状態、一方それ以前の段階を分子雲コアと呼ぶ。原始星はダストと呼ばれるサブミクロンサイズの固体微粒子埋もれているため、ダストを透過する電波や、原始星が暖めた周囲の星間微粒子から放出される赤外線を用いて観測が行われる。

小星形成の標準的なシナリオは既に以下のように確立されている。

- (i) 高密度分子雲コアの重力崩壊の結果、内部に非常に小さな原始星が形成される。
- (ii) 原始星が外側の物質の降着により質量を増して成長する。
- (iii) 降着の終了後、中心星はケルビン-ヘルムホルツ収縮により収縮しながら内部温度を上昇させる。
- (iv) 水素核燃焼による発熱により重力収縮が止まり、主系列星となる。

小質量星においてはこの標準的なシナリオに示されている各進化段階に対応する天体が見つけられているが、大質量星に関して同様の形成過程を考えた場合には問題点が生じてくる。

1.1.1 小質量星の形成

小質量星形成の観測的・理論的理解は大質量星の形成と比較すると非常に進んでいる。これは、(i) 進化のタイムスケールが長い (ii) 小質量星形成領域の中に分子雲の環境を大きく変える要因 (超新星爆発や大型星による星風等) が存在しないものもある (iii) 比較的近くに観測対象が存在するなどの理由が挙げられる。大質量星の形成を考える際にも、小質

量星における進化段階に当てはめて考える場合がある。

放射エネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED)

放射エネルギー分布とは、遠赤外線での輝度またはフラックス密度を周波数または広い波長で測定したものである。SED による系統的分類により、Class I、Class II、Class III という分類が提唱された (Lada) この分類は次式で定義される、波長 $2.2\mu\text{m}$ と $25\mu\text{m}$ のスペクトルの傾きを示す指標 α が用いられる。

$$\alpha = \frac{d \log \lambda F_{\lambda}}{d \log \lambda} \quad (1.1)$$

- Class 0

−30K 程度のダストに深く埋もれた状態である。原始星はダストのエンベロープにより完全に埋もれているため観測ができない。ダストからの黒体放射のみが観測される状態であり、2-25 μm 帯ではほとんど検出できない。

- Class I

α が正の天体 ($\alpha > 0$) で、SED が長波長側に向かって増加する。原始星段階に対応し、赤外線のエネルギー超過は星周囲の原始惑星系円盤の寄与による。T タウリ型星と比較すると、分子雲に深く埋もれており、中心星への物質降着が活発であり、双極分子流などの質量放出現象も普遍的に見られる。散乱光が近赤外線で見られることもある。

- Class II

−2 < α < 0 となる天体で、SED は平坦か右肩下がりになる。星自身の黒体放射に対し円盤の寄与による赤外線超過が見られる。古典的 T タウリ型星に対応する。星周物質が減少し高温領域からの放射が減光を受けなくなるため、赤外線域全体で放射が観測できるようになる。

- Class III

$\alpha < -2$ となる天体で、可視光から赤外線において、恒星の表面温度の黒体放射曲線で近似される。中心星の近傍に目立った星周構造がなく、弱輝線 T タウリ型星以降に対応している。進化が進み、星周物質が晴れ上がっているため、可視光で直接観測が可能になる。

1.1.2 大質量星の形成

数 $10M_{\odot}$ 以上の大質量星が形成された場合、以下のような困難が生じる。

主系列星の質量は、星自体が主系列星になるまでの段階での質量降着量に由来している。中心星が大質量星になる前に降着によって質量が増加するタイムスケールと中心星が

収縮するタイムスケールがある。降着時間は中心星の質量と質量降着率の比によって決定される。原始星の質量が小さい段階では、降着時間が短いため、原始星が主系列星に向けて収縮する間も無く質量が増加するが、質量が大きくなってくると中心星の収縮が早くなるため、中心星は降着しつつ中心部で核融合が始まり主系列星となる。小質量星の場合の典型的な降着率は $10^{-5}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ 程度である。中心星の寿命を t_* 、質量降着率 $\dot{M}$ を $10^{-5}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ と仮定すると、 $30 - 40M_{\odot}$ 程度までしか大きくならない。一方で実際にはそれ以上の質量を持つ星も存在している。したがって、大質量星の進化は小質量星とは異なるものであると言われている。

1.2 分子とその放射機構

1.2.1 放射機構

エネルギー準位間の遷移には、以下の3つの素過程が存在し、各過程は確率的に起こり、分子や原子の波動関数によって決定されるアインシュタイン係数と呼ばれる量で記述される。

- 自発放射

エネルギー準位が上 (以下準位 2 とする) の粒子がある確率によって、エネルギーが下の準位 (以下準位 1 とする) に自発的に遷移し、 ν_0 近辺の粒子 (準位間のエネルギー差が $h\nu_0$ 、ただし h はプランク定数) を一つ放出する現象である。その確率をアインシュタイン A 係数 A_{21} で表す。

- 吸収

エネルギー準位 1 の粒子が ν_0 近辺の光子を一つ吸収し、準位 2 へと遷移する現象である。この確率は入射する光子数 $\bar{J}$ に比例し、この時の比例定数をアインシュタイン B 係数と呼び、吸収が起こる確率を $B_{12}\bar{J}$ で表す。

- 誘導放射

エネルギー準位 2 の粒子に ν_0 近辺の光子が入射した時に、ある確率で準位 1 へと遷移するのと同時に、入射した光子と全く同じ周波数、位相を持つ光子を一つ放射するものである。この確率は吸収と同様に入射する光子の数 $\bar{J}$ に比例し、この時の比例係数もまたアインシュタイン B 係数と呼ぶ。誘導放射が起こる確率は $B_{21}\bar{J}$ である。

同様な粒子が多数存在している場合、準位 1、2 間にある粒子の数密度を n_1 、 n_2 とし、

準位 1 から準位 2 に移る頻度が準位 2 から準位 1 に移る頻度と等しい場合を考えると、

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \bar{J} = n_1 B_{12} \bar{J} \quad (1.2)$$

が成り立つ。これを変形すると、

$$\bar{J} = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}} = \frac{A_{21}/B_{21}}{(n_1/n_2)(B_{12}/B_{21}) - 1} \quad (1.3)$$

温度 T の黒体放射と熱平衡にある場合、 $\bar{J} = B_\nu(T)$ であり、一方で、粒子の数密度分布はエネルギー準位 1、準位 2 の統計的重率 g_1 、 g_2 として、ボルツマン分布

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (1.4)$$

に従う。以上の式と、プランクの放射式

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^3} [\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1]^{-1} \quad (1.5)$$

から、以下の関係が導ける。

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.6)$$

$$A_{21} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{21} \quad (1.7)$$

電磁波を放射する天体は恒星や星間物質以外にも様々存在しているが、電磁波の放射機構は大きく分けて 2 つに分類することができる。熱平衡にある物質から放射される熱的放射と、熱平衡にない物質から放射される非熱的放射である。

1.2.2 熱平衡

系が熱力学的に平衡であるか否かによって、その空間内部での粒子、光子の分布は変化する。

- 熱力学平衡 (Thermodynamic Equilibrium: TE)

孤立系において、十分に時間が経ち、巨視的に系の温度や密度の変化がなくなり、微視的には系を構成する粒子の分布が変化しなくなった状態を指す。この時、粒子の並進運動の p 分布は温度 T の Maxwell 分布、光子の分布は温度 T の Planck 分布、原子の準位内の配置は Boltzmann 分布といったように全ての状態を 1 つの温

度 T で記述することができる。

温度 T の黒体放射と熱平衡にある気体のエネルギー準位間の粒子数分布はボルツマン分布に従うため

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (1.8)$$

• 局所熱力学平衡 (Local thermodynamic equilibrium:LTE)

一方、ガスの運動温度が T_k で、エネルギー準位間の分布がガス粒子の衝突で支配されるほど密度が高い場合は、準位の粒子数は T_k で決まるボルツマン分布で与えられる。しかし、実際の粒子数分布では、 T_k で表せない場合がある。考えている二準位間で

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (1.9)$$

を満たす励起温度 T_{ex} を定義することができる。

励起温度 T_{ex} が、放射場を特徴付ける温度 T に支配されるのか、ガスの運動温度 T_k に支配されるのかは自発放射の頻度とガス粒子間の衝突頻度の大小関係で決定することができる。十分ガス密度が高い極限においては、物質内ではエネルギー等分配が成立した熱平衡状態が実現し、これを局所熱力学平衡と呼ぶ。この場合、全てのエネルギー準位間の分布を一温度で表すことができ、 $T_{\text{ex}} = T_k$ となる。ただし、局所熱力学平衡の場合、周囲の放射場とは熱平衡になっていない。

1.2.3 スペクトル

電波の周波数に対するエネルギー分布を電波のスペクトルと呼ぶ。スペクトルは大きく分けて連続スペクトルと線スペクトルがある。連続スペクトルとは、周波数に対し連続的にエネルギー分布を持つものである。前述の通り放射スペクトルの形は熱平衡状態にある黒体の温度から一意に決定できるため、黒体であると近似できる恒星からの熱放射は黒体輻射で近似することができる。線スペクトルとは、特定の周波数に鋭い吸収または放射を持つスペクトルである。分子の振動エネルギーの変化による赤外線や、分子の回転エネルギー変化や原子の微細構造線による電波の線スペクトルが例として挙げられる。スペクトルは、放射している天体の温度や密度、化学組成などの物理状態を反映したものである。

1.2.4 分子輝線

放射の種類

天体から放出される放射は、大きく分けて熱的放射と非熱的放射に分類することができる。

- 熱的放射

黒体輻射や固体微粒子からの熱放射、ガスからの連続スペクトルなどの、温度と相関のあるエネルギー分布を持つ放射のことである。

- 非熱的放射

熱的電波とは全く異なるスペクトルを持つ。代表例として、大質量星形成領域と相関のあるメーザー (後述) や、超新星残骸や電波銀河などで観測されるシンクロトロン放射などがある。

分子雲で観測される輝線放射

分子雲は一般的に低温であるため、可視光や近赤外線の波長帯域で電磁波を放射することはできない。しかし、10K 程度の低温において、ミリ波・サブミリ波での分子の回転遷移は引き起こされる。

分子雲の主成分である水素分子 (H_2) は同種原子からなるの二原子分子であり、その電気双極子モーメントがゼロであるため、回転遷移による電波の放出がほとんど起きない。したがって、一酸化炭素分子 (CO) などのミリ波・サブミリ波帯の回転による分子輝線の観測 (分子分光観測) が利用される。分子輝線の観測により、分子ガスの分布、温度や密度などの分子雲の基本的な物理量の推定を行うことができるほか、分子ガスの運動を分子輝線の静止周波数からのずれとして観測することができる。

一酸化炭素分子 (CO) は、化学的に安定で、分子雲の環境によらずほぼ一定 ($1/10000$) とみなして良いため、ガス全体の質量を精度良く推定するのに使われる。また、電気双極子モーメントが他の分子よりも一桁近く小さいため、水素分子個数密度が 10^3cm^{-3} 程度の密度で十分励起される。したがって、低密度領域でも水素の質量推定に用いることができる。一方で、分子雲コアのような高密度の領域においては、光学的厚みが大きくなり放射強度が飽和してしまうため、分子雲コアの内部の密度分布を観測するには適していない。そこで、存在量が小さく光学的に薄い一酸化炭素の同位体分子 (^{13}CO 、 C^{18}O) や、励起のための臨界密度が高い分子 (CS 、 NH_3 、 H^{13}CO^+ 、 N_2H^+ 、 CH_3CN) などのスペクトル線が用いられる。一酸化炭素分子の同位体は、電波強度が比較的強く、低密度領域でも上のエネルギー準位に励起されるため、低密度領域の寄与を含んだ柱密度を反映する。一

方、他の分子は低密度領域からの寄与が少なく電波強度が弱いため、分子によっては衝撃波による加熱や星間微粒子からの放出、吸着により水素分子に対する存在比が変化する。そこで、実際に分子雲コアを観測する際には、複数の分子スペクトルの輝線を組み合わせて、分子雲コアの密度構造を調べる必要がある。

分子から放出される輝線の周波数決定

分子のエネルギー状態は、主に分子内の電子状態、分子の振動遷移、分子の回転遷移によって決定される。

$$E_{\text{total}} = E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{elect}} \quad (1.10)$$

エネルギー準位の遷移は主量子数だけではなく、磁気量子数、方位量子数、スピンなどがあり、多原子分子やイオンでは原子間距離の振動遷移や分子の回転遷移などもある。これらのうち、分子の回転遷移はエネルギー差が電波の領域に存在するものが多い。

分子の回転は、分子の重心を通る3つの直交した軸の周りの慣性モーメントによって記述される。各軸での慣性モーメントの大きさの違いから大きく対称コマ分子と非対称コマ分子に分類することができる。分子の重心を通る回転軸のうち、慣性モーメントが小さい順に A 軸、B 軸、C 軸とし、慣性主軸 A 軸、B 軸、C 軸周りの慣性モーメントをそれぞれ I_A 、 I_B 、 I_C とかくと、回転の全エネルギーは、

$$E = \frac{L_A^2}{2I_A} + \frac{L_B^2}{2I_B} + \frac{L_C^2}{2I_C} \quad (1.11)$$

で与えられる。ただし、 $I_A \leq I_B \leq I_C$ である。

- 対称コマ分子

3つの慣性モーメントのうち、2つが等しい分子である。特に、分子を構成する原子が直線上に並んだ直線分子は、残りの一つの軸の周りの慣性モーメントがゼロの対称コマ分子であり、一酸化炭素 CO のような2原子分子はもっとも簡単な直線分子である。

対称コマ分子は小さい方の慣性モーメントが等しい ($I_A = I_B < I_C$) 扁平対称コマ分子 (oblate) と、大きい方の慣性モーメントが等しい ($I_A < I_B = I_C$) 扁長コマ分子 (prolate) がある。

$I_A = I_B$ である扁平対称コマ分子の回転のエネルギーは、全角運動量を L 、それぞ

れの慣性主軸に対する慣性モーメントを I_A 、 I_B 、 I_C とすると、

$$E = \frac{L_A^2 + L_B^2}{2I_B} + \frac{L_C^2}{2I_C} \quad (1.12)$$

$$= \frac{L^2}{2I_B} + \left(\frac{1}{2I_C} - \frac{1}{2I_B}\right)L_C^2 \quad (1.13)$$

それぞれの慣性主軸における回転定数を A、B、C と置くと、

$$E = hBJ(J+1) + h(C-B)K^2 \quad (1.14)$$

K は回転量子数 J からの回転対称軸への射影を表す量子数で、-J から J までの整数値をとる。

同様に扁長対称コマ分子の回転エネルギーについても考えると、

$$E = hBJ(J+1) + h(A-B)K^2 \quad (1.15)$$

で与えられる。また、対称コマにおける放射遷移の選択則は

$$\Delta J = 0, \pm 1, \Delta K = 0 \quad (1.16)$$

である。対称コマ分子は2つの主軸周りの慣性モーメントが等しく、非対称コマ分子と比較すると、回転のエネルギーを表すために必要な量子数が J と K の二つのみであるため、簡単に記述をすることができると言える。実際の電波観測で重要な対称コマ分子として、CO のような直線分子のほか、 CH_3CN などがある。

- 非対称コマ分子

3つの慣性モーメントが全て異なる ($I_A < I_B < I_C$) 分子である。回転の全エネルギーは対称コマ分子と同様に表すことができるが、エネルギー状態を表すために回転量子数 J 以外に二つの量子数が必要になる。実際の電波観測で重要な非対称コマ分子として、 H_2O や CH_3OH などがある。

1.3 メーザー

メーザー (Maser: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) とは、誘導放射によってマイクロ波が増幅されたもので、光領域のレーザー (Laser) と同じ原理で放出される。メーザーの特徴として、(i) スペクトルの周波数幅が非常に狭い (ii) 高い輝度温度 ($T_B \approx 10^7 \text{ K}$) (iii) 非熱的放射であることが挙げられる。

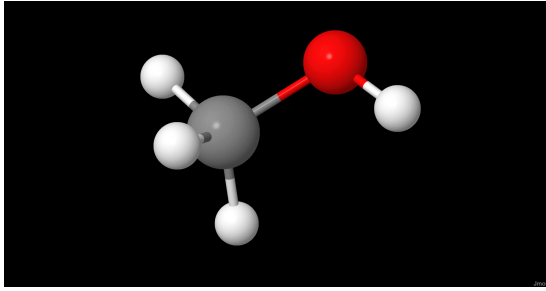


図 1.1 非対称コマ分子の例：
CH₃OH(<http://kida.obs.u-bordeaux1.fr>)

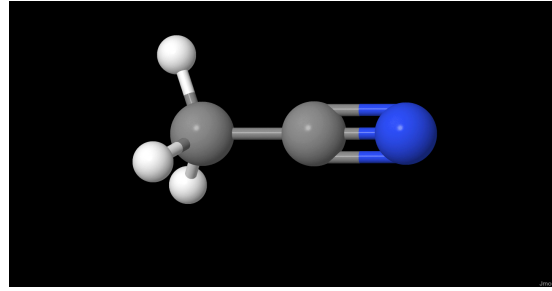


図 1.2 対称コマ分子の例：
CH₃CN(<http://kida.obs.u-bordeaux1.fr>)

ガスの密度の高いところでは通常、粒子同士の衝突により熱平衡状態となり、二準位間の粒子数 (n_1 、 n_2) の比がボルツマン分布で与えられる。

$$\frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (1.17)$$

熱平衡状態である場合、二準位間の粒子数 n_i/g_i ($i = 1, 2$) は下のエネルギー準位の方が多くなる。しかし、粒子数密度の低い希薄な宇宙空間では粒子同士の衝突より自発放射や誘導放射、吸収の方が卓越する場合があります、上のエネルギー準位により粒子が分布する場合があります。このような状態を反転分布と呼び、励起温度 T_{ex} が負になる。

反転分布では、上の準位の滞在密度 n_2 が大きくなり、 $n_2/g_2 > n_1/g_1$ が成りたつので、吸収係数 κ_ν が負になる。この時、入射した放射強度が増幅される。

この状態は非常に不安定であるため、外から2準位間のエネルギー差に相当する ν_{21} の電波が入射した時、誘導放射がカスケード的に発生し、非常に強い放射となる。この現象が発生するためには、分子間の相対速度が小さい必要があるため、スペクトル線の線幅が非常に小さくなることが特徴の一つである。メーザーを放出する分子として、OH、H₂O、SiO、CH₃OH などがあり、その放射機構によって Class I と Class II に分類されている(表 1.1)。また、極めて高い輝度温度を保つことから、VLBI(超長基線電波干渉法)を用いた超高空間分解能観測が可能である。

メーザー放射の特徴として以下が挙げられる。

1. 強度が局所熱力学平衡状態に比べて大きい。
2. 電波源の広がり小さく、点状である。
3. 直線または円偏光を示す。
4. 線幅が熱的輝線よりも小さい。
5. 電波の位相が揃っている。

宇宙空間でメーザー現象を起こす分子として、OH、H₂O、SiO、CH₃OH などがある。水メーザーは大質量星形成領域で多く検出されており、若い星からのジェットで励起されたショック領域で起きていると考えられている。OH メーザーは H_{II} 領域で多く検出されており、遠赤外線吸収を介して反転分布が作られていると考えられている。このようにメーザーはその有無により恒星の組成の違いや星周囲の物理状態を区分するための指標として用いられる。また、メーザーの速度によりガスの運動を知るための指標として用いられ、可視光などで観測の難しい段階の星形成領域内部の若い星からの質量放出によるガスの運動を詳細に調べることができる。

また、メーザー源は熱的輝線と比較すると強度が強く広がり小さいため、天体の性質を調べるだけでなく、電波望遠鏡の指向制度の測定やポインティング観測にも利用されている。

表 1.1 メーザーの放射機構によるクラス分類

クラス	放射機構	周波数 GHz
Class I	衝突励起	25,36,44,84,95
Class II	放射励起	6.67,12,19,23,37,38

1.3.1 6.7 GHz メタノールメーザーとその周期変動モデル

6.7GHz メタノールメーザーは大質量星との位置的相関が非常に高いメーザー放射である。その特徴として、寿命は $10^4 - 10^5$ 年で、 10^{10} K 程度の極めて高い輝度温度を持つ。また、周期的に強度が変動する天体が確認されており、現在までに 20 天体が確認されている。またその周期は 29-668 日までと様々である。これらの周期変動を示すモデルとして、その強度変動パターンから 6.7GHz メタノールメーザーの周期変動モデルがこれまでに 3 種類が提唱されている。

- Colliding Wind Binary モデル (van der Walt et al.2011)

メーザーの励起源が連星であり、その周囲に HII 領域が存在しているという仮定をし、メーザーの強度変動を説明するモデルである。伴星がその近星点において主星と伴星の恒星風が衝突することで衝撃波が発生する。それによって、HII 領域との境界にある中性ガスが電離され、HII 領域の拡大が起こる。その結果、メーザー放射の種光子となる HII 領域からの自由-自由放射も増大し、その結果メーザーの光度が変動するモデルである。このモデルでは、連星系からの衝撃波が間欠的であるため、メーザー自体の強度も間欠的に変動するとされる。

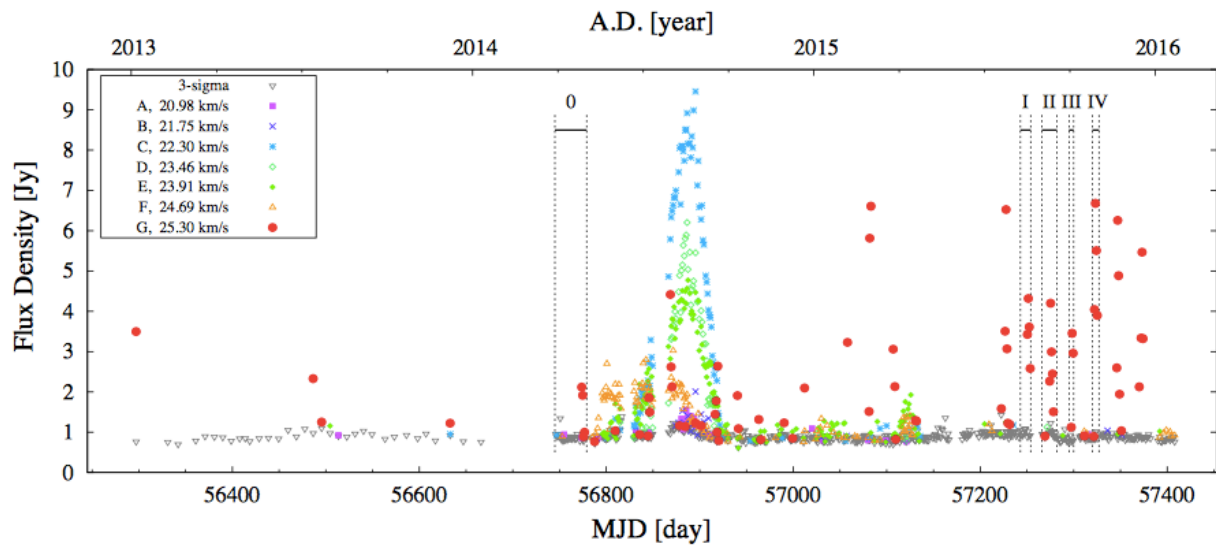


図 1.3 G014.23 の 6.7GHz メタノールメーザーでの観測。日立局での新検出。23.9 日周期で強度の周期変動が発生する。(Sugiyama et al.2017)

- 脈動不安定モデル (Inayoshi et al.2013)

メーザーの強度変動が中心星の周期的な強度変動に起因すると考えるモデルである。中心星が前主系列星である段階において星自身が脈動し、その時の光度変化に伴いメーザーを放射できるダストの量が増減する。メーザーの励起源の光度が中心星の脈動不安定星に伴い常に変化するので、メーザーの強度が正弦波的に変動をする。

- Spiral Shock モデル (Perfernov and Sobolev et al. 2014)

連星系を仮定したとき、星周円盤からの降着物質によってショックが発生する。それにより、ショックが追加の熱源となると、メーザーを放射できる柱密度が増加し、周期的に強度変化が起こるモデルである。

1.4 日立局での 6.7 GHz メタノールメーザーのモニター観測

茨城大学電波天文観測研究室が運用する日立 32m 電波望遠鏡では、大質量星に付随している 6.7 GHz メタノールメーザーのモニター観測を行なっている。日立局でのモニター観測の概要は以下である。この観測は、日立局で可能な赤緯 -30 度以上の既知の 6.7GHz メタノールメーザー源に対し、数十日以上周期性を持つものについて行ったものである。この観測はメタノールメーザー 442 天体に対して行われており、これまでに行われている 6.7GHz メタノールメーザーに対するモニターサーベイ観測の中で最も完全なもので

ある。

表 1.2 日立局 6.7GHz メタノールレーザーモニター観測の観測諸元

望遠鏡	日立 32m 電波望遠鏡
天体数	442 天体
観測輝線	CH ₃ OH(5(1, 5) – 6(0, 6))A+
静止周波数	6.6685912 GHz
観測期間	2012 年 12 月 30-2014 年 1 月 10 日 (1st) 2014 年 5 月 7 日-2015 年 8 月 24 日 (2rd) 2015 年 9 月 18 日-2016 年 6 月 7 日 (3rd) 2017 年 6 月 14 日-現在 (4th)
1 天体に対する観測頻度	9-10 日に 1 回程度 (1st,2rd) 4-5 日に 1 回程度 (3rd) 5 日に 1 回程度 (4th)
ビームサイズ (6.7GHz)	4.6 arcmin
受信周波数	6.664 -6.672 GHz
システム雑音温度	30 K
速度分解能	0.044kms ⁻¹
チャンネル数	8192
速度分解能	0.044 km/s

1.5 大質量星に付随する Hot molecular core (HMCs) や CH₃OH メーザー源における熱的輝線放射の観測

1.5.1 大質量形成領域に付随するメチルシアノイドの観測 (Araya et al.2005)

高温高密度の分子雲コア 17 天体について CH₃CN(J = 5 – 4, 6 – 5, 8 – 7, 11 – 12) の観測を行うものである。Rotation Diagram 法 (p14 参照) を用いて CH₃CN の回転遷移と柱密度の観測を行なっている。そのうち 4 天体において CH₃CN の回転温度 $T_{\text{rot}} > 90\text{K}$ 以上の HMCs の候補天体であるとした。

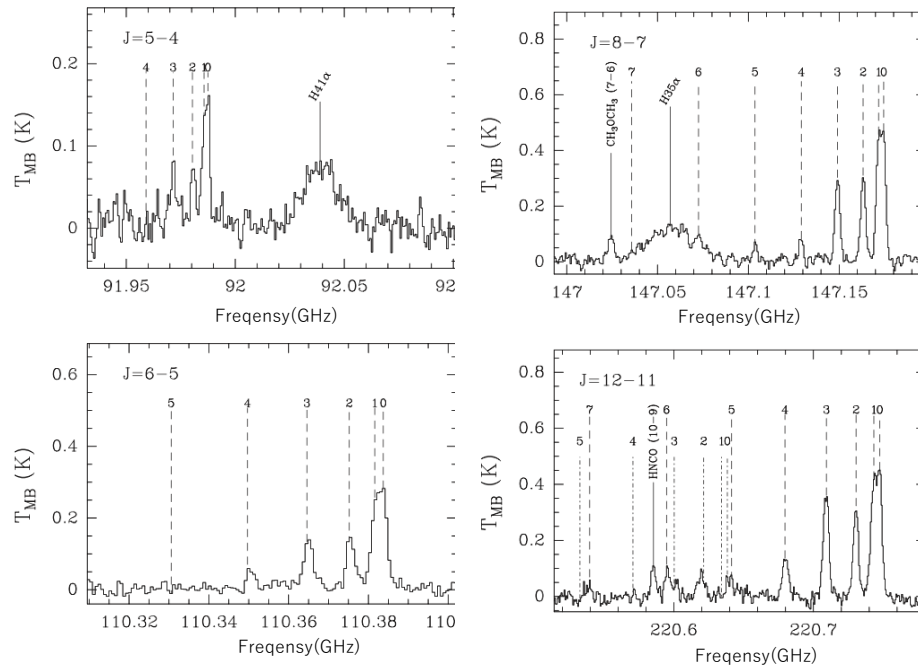


図 1.4 IRAS12326-6245 の CH_3CN のスペクトル (Araya et al. 2005)

1.5.2 星形成領域に付随するメタノールメーザー源の CH_3CH と HCO^+ の観測 (Purcell et al.2006)

大質量形成領域中のメタノールメーザー源に対する 3mm 連続波の観測である。IRAS での赤外線連続波観測による UCH_{II} 領域 (Wood & Churchwell 1989) と 6.7GHz メタノールメーザー (Walsh et al.2003) より選定した 83 点について $\text{CH}_3\text{CN}(5-4, 6-5)$ と $\text{HCO}^+(1-0)$ の回転遷移の観測を行った。結果として、 CH_3CN の放射を 58 天体 (70%) で検出し、Rotation Diagram 法を用いて 38 天体の温度と柱密度を測定し、その温度は 28-166K であった。この結果より、 CH_3CN は孤立したメーザー源よりも大質量星形成領域に付随する UCH_{II} 領域で励起されるのではないかという結論を得た。また HCO^+ を 82 天体 (99%) で検出した。

Rotation Diagram method(RD method) における温度導出 (Hollis et al.1982,Purcell et al.2006)

温度と柱密度を CH_3CN 単体で導出する方法である。光学的厚みが小さい ($\tau \ll 1$) とし、上準位の分子個数密度を N_u とするとライン強度 (Kkm s^{-1}) は、

$$N_u = \frac{8\pi k \nu_{ul}^2}{hc^3 A_{ul}} \int_{-\infty}^{\infty} T_b d\nu \quad (1.18)$$

ここで、 ν_{ul} は遷移の振動数 (Hz)、 A_{ul} はアインシュタインの係数 (s^{-1}) である。局所熱力学平衡であると仮定すると、エネルギーは温度 T のボルツマン方程式で決定される。ここで、上の準位の柱密度は全柱密度 N と関連付けられるため、分配関数 $Q(T)$ を用いると、

$$N_u = \frac{N g_u}{Q(T)} e^{-E_u/kT} \quad (1.19)$$

ここでの E_u は上の準位のエネルギーである。したがって、これを整理すると、

$$\ln\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = \ln\left[\frac{N}{Q(T)}\right] - \frac{E_u}{kT} \quad (1.20)$$

となる。これによって分子の回転温度を決定することができる。

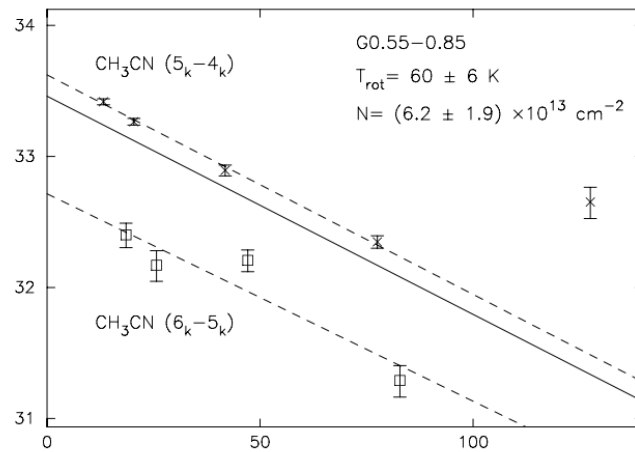


図 1.5 G0.55-0.85 における CH_3CN の RDmethod。縦軸が $\ln(N_u/g_u)$ 、横軸が E_u/k であり、 $J=5-4$ での値を $\times$ 、 $J=6-5$ での値を $\square$ でプロットしたものである。(Purcell et al.2006)

1.5.3 超微細構造線における輝線放射モデル (Keto.E & Rybicki.G 2010)

N₂H⁺ のエネルギーは角運動量子数 J 、 F_1 、 F で決定される。ここで、分子回転の角運動量を J 、水素原子と結合していない側 (外側) の窒素原子の核スピン運動量を I_1 、窒素原子の核スピン運動量を I_2 と置くと、 $F_1 = J + I_1$ 、 $F_2 = J + I_2$ となる。これらを組み合わせると、N₂H⁺ は各微細構造線の強度比から、高密度コア内の光学的厚み τ と励起温度 T_{ex} を N₂H⁺ 単体で導出することができる。

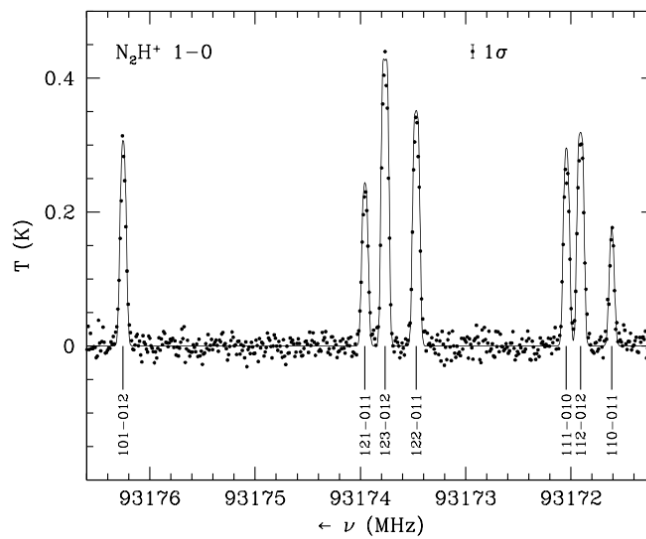


図 1.6 L1512 で観測された N₂H⁺ のスペクトル。点が観測データ (Caselli et al.1995)、線は正確な超微細衝突速度 (Daniel et al.2006) を用いて計算されたモデルスペクトル。(Keto.E & Rybicki.G 2010)

表 1.3 モデリングによって決定した $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ の微細構造線の強度比 (Keto.E & Rybicki.G 2010)

Line Label $JF_1F - J'F'F'_1$	周波数 (MHz)	強度比 $S_{F_1F - F'G'_1}$
110-011	93171.6086	0.3334
112-012	93171.9054	1.66667
111-010	93171.9054	1.66667
122-011	93173.4675	1.66667
123-012	93173.7643	2.33333
121-011	93173.9546	1.00000
101-012	93176.2527	1.00000

第 2 章

IRAS22198+6336 の強度変動解析

2.1 IRAS22198+6336 の先行研究

IRAS22198+6336 は、通常は大質量星から放射される 6.7 GHz CH_3OH メーザーを放出する中質量星で唯一の天体である。本天体は 6.7 GHz CH_3OH メーザー以外でも分子輝線や電波連続波で観測が行われている。主な天体の情報を表 2.1 にまとめた。

表 2.1 IRAS22198+6336 の天体情報

天体情報	
視線速度 V_{LSR}	-11km/s (Tafalla et al.1993)
距離	$764 \pm 27\text{pc}$ (Hirota et al. 2008)
光度	$450L_{\odot}$ (Hirota 2008) $\rightarrow 370L_{\odot}$ (Sánchez-Monge 2008)
質量	$7M_{\odot}$ (Hirota 2008) $\rightarrow 5M_{\odot}$ (中質量星) (Sánchez-Monge 2008)
SED による分類	class 0

2.1.1 赤外線連続波・熱的輝線・水メーザーによる観測

IRAS22198+6336 の連続波や分子輝線・水メーザーによる観測には以下がある。

- VLA を用いた連続波観測 (Sánchez-Monge et al.2008)
VLA(Very Large Array) を用いて 7 mm、13 mm、3.6 cm の連続波を観測し、IRAS22198 からのセンチ波での放射源を捉えたものである。
- 22GHz 水メーザーを用いた観測 (Hirota et al.2008)
VERA を用いた水メーザー観測である。水メーザー源での年周視差の導出から、IRAS22198 までの距離を $764 \pm 27\text{pc}$ であると導出し、そこから光度を $450L_{\odot}$ と

導いた。IRAS22198 が ZAMS に乗っていればその質量が $5M_{\odot}$ が最も適当であるとしている。もしくは、質量降着の段階であれば、その降着率は $10^{-5}M_{\odot}yr^{-1}$ 、励起源のサイズが $5R_{*}$ とした上で質量は $7M_{\odot}$ が適当であるとしている。また、水メーザーの固有運動の測定より、ジェットが東西方向に伸びているのが最もふさわしいと述べている。

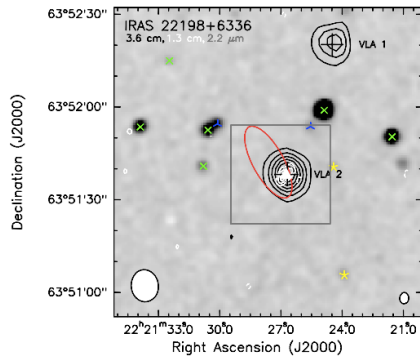


図 2.1 グレースケールが K バンドの 2MASS 画像、黒のコントアが 3.6 cm, 白が 1.3 cm 連続波での観測結果。色付きの星は 2MASS の放射源、赤い楕円は IRAS 点源の位置誤差を示す。(Sanchez-Monge et al.2008)

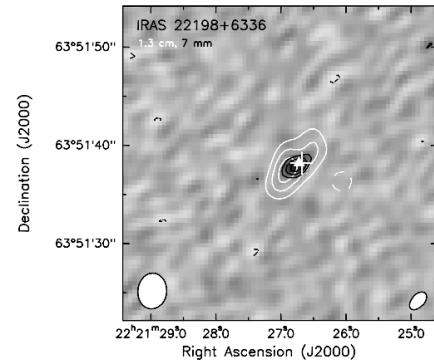


図 2.2 図 2.1 の四角領域を示したものである。白のコントアが 1.3 cm, 黒が 7 mm 連続波での観測結果 (VLA を用いた観測)。白の十字が cm 波の放射源に、三角が水メーザーに相当する。ビーム幅は 3.6 cm, 1.3 cm, 7 mm である。(Sánchez-Monge et al.2008)

- PdBI を用いた熱的輝線の観測 (Sánchez-Monge et al.2010)

PdBI を用いた CO(1-0)、SiO(2-1)、SMA を用いた 1.3mm 連続波、CH₃CN、HCNO、OCS、CH₃OH の観測を行なっている。観測によりミリ波の放射源を検出し、分子輝線の観測により北西-南東方向に速度勾配を持つ高密度コアを検出した。さらに、CO からミリ波放射源を中心とした四極構造のアウトフロー、SiO でその中からの片方のアウトフローの放射が検出された。したがって、この 2 本のアウトフローは別々のものであるということを示唆している。そのコアの速度勾配が円盤の回転を捉えているものであると仮定すると、IRAS22198 は edge-on のときダスト円盤と励起源の質量がほぼ同じになり、そこから IRAS22198 は Class0 天体であるという議論を展開している。

- PdBI を用いたアウトフローの分解 (Palau et al, 2011,2013)

PdBI を用いて観測を用いて、1.3mm 連続波、CO(2-1)、HCN(1-0)、などを観測したものであり、Sánchez-Monge et al,2008 よりも RA 方向に 5 倍、Dec 方向に 3 倍高い分解能での観測を行なっている。その結果、アウトフローを細かく分解することができ、二つのアウトフローが独立して存在する可能性が高いことを示唆してい

る。また、分子輝線で観測しているのはエンベロープではなく円盤なのではないかと結論づけている。

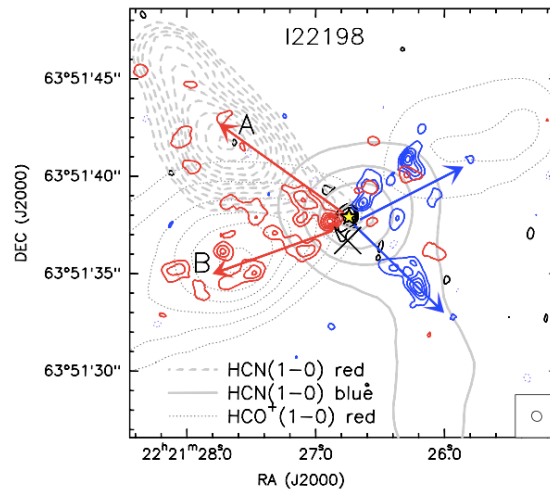


図 2.3 赤と青のコントアが CO(2-1) 輝線、矢印は outflow の方向を示す。灰色の HCN(1-0), HCO+(1-0) 輝線は Sáanchez-Monge et al. (2011) で観測された。(Palau et al. 2013)

2.1.2 6.7 GHz CH₃OH メーザーによる観測

本研究と同様に、IRAS22198+6336 を 6.7 GHz メタノールメーザーで観測した先行研究を紹介する。

山口 32m 電波望遠鏡を用いた観測 (Fujisawa et al. 2014)

IRAS22198+6336 で初めて 6.7GHz メタノールメーザーを観測した。これまで大質量星に付随していると考えられていた 6.7GHz メタノールメーザーが初めて中質量星から検出され、34.6 日周期の周期変動が確認された。観測には山口 32m 電波望遠鏡が用いられ、3 日に 1 回及び 1 日に 1 回の観測を行なった。また、較正天体として Cepheus A(G109.8+21) を使用している。この先行研究では、5 つのスペクトル成分について間欠的な強度変動を示すことが明らかにされ、そのうちの 3 成分において 35 日周期でのフレアリングが起こるとされている。また、フレアのピークに時間差が発生することから、各メーザースポットが励起源を中心に同心円状に分布すると仮定した時、励起源の変動が各スポットに同時に伝わるとすると、フレアのピークの時間差のずれは、観測者と各スポット間の距離の差であるとしている。これにより、メーザースポットは視線方向に 310AU の奥行きがあるとしている。また、観測されたメーザーをすでに提唱されているモデルと

の比較を行なっている。脈動不安定モデルだとすると、間欠的な変動を示すことと P-L relation へ光度と周期を代入した際の理論値と一致しないため適切なモデルではないとし、Colliding Wind Binary モデルであると周期が短く間欠的な振る舞いが説明できることから、IRAS22198+6336 は CWB モデルが適切であろうという結論に至っている。

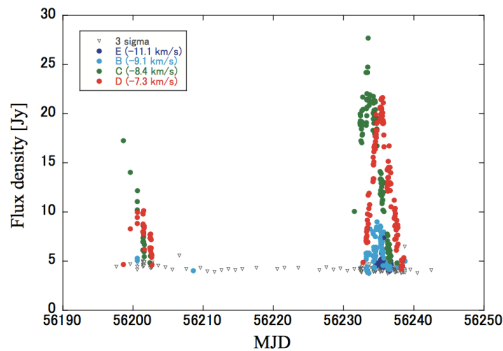


図 2.4 IRAS22198 の各成分の強度変動プロット。34.6 日周期でフレアが発生することが示されている。(Fujisawa et al.2014)

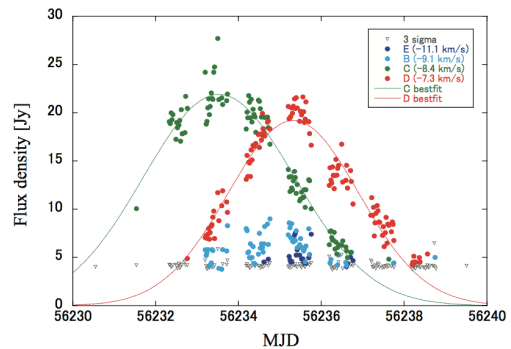


図 2.5 左図の MJD=56230 - 56240 の拡大。成分 C, D のピーク時刻差が 1.8 日であると示されている。しかしフレアの開始にデータの欠けがある他、変動について議論できていない成分もある。(Fujisawa et al.2014)

日立 32m 電波望遠鏡を用いた観測 (茨城大学 2017 年宮本氏修士論文)

IRAS22198+6336 を 6.7GHz メタノールメーザーを用いて観測したものである。日立 32m 電波望遠鏡を用い 2014 年 7 月 12 日から 2014 年 7 月 26 日にかけて観測を行い、検出感度以上の強度を確認した 7 月 13 日から 7 月 23 日までの 10 日間の観測による解析を行なっている。その結果として、6 つの速度成分を検出し、全成分がそれぞれ数日以内にピークの異なる変動を示すことが確認された。先行研究 (Fujisawa et al.2014) は強度変動の周期が 34.6 日周期であると見積もっていたが、フレアの立ち上がり時のデータに欠けが生じていることや感度が不十分であることから変動プロファイルの議論が出来なかった成分があった。そこでこの研究ではさらに高頻度かつ高感度な観測を実現している。また、励起源から同心円状にメーザースポットが分布しており励起源からの変動が同時に起こるものと仮定をしメーザースポットの 3 次元マッピングを行い、IRAS22198+6336 のフレア機構について 6.7GHz メタノールメーザーで提唱されている 3 つのモデルの検証を行なった。

本修士論文における研究では、宮本氏が解析した 7 月 13 日から 7 月 23 日までのデー

タに加え同様の方法で取得されたデータを追加することで、周期変動時の変動プロファイルについて議論を行う。なお、宮本氏修士論文では、IRAS22198+6336 の較正として2つの強度較正を行なっているため、本研究ではその較正方法にしたがって解析を行う。

2.2 観測諸元

観測諸元を以下にまとめた。

表 2.2 日立局観測パラメータ

観測局	日立 32m 電波望遠鏡
観測日程 (高頻度観測)	2014 年 6 月 9 日-2014 年 6 月 24 日 (1st) 2014 年 7 月 12 日-2014 年 7 月 26 日 (2nd)
受信周波数	6664 - 6672 MHz
バンド幅	8 MHz
チャンネル数	8192 ch
速度分解能	0.04 km s ⁻¹
積分時間	300 sec
システム雑音温度 (典型値)	30 K
rms ノイズ (3 σ)	0.9 Jy

日立局では、IRAS22198+6336 に対して 2012/12/30-2014/01/10、2014/05/05-現在まで毎日のモニター観測を実施している。その中でも表中の日程において高頻度観測を実施した。これは、1 日の中で観測天体の仰角 $EL > 15^\circ$ を満たす時に観測を行なったもので、1 日に 29-38 回の独立なデータ点の取得に成功した。また、1 日の連続スキャンを全積分することで、 $3\sigma \approx 0.15 \text{ Jy}$ という高感度も達成可能になっている。宮本氏による先行研究では、日立局での本観測天体の較正手法の確立と 2 エポック目の解析を行なっている。したがって、本研究では基本的に宮本氏の先行研究と同様の解析方法を行い、1 エポック目と 2 エポック目の解析を行なった。

2.2.1 観測の手順と較正

本観測では、2 種類の補正を行うことで天体からの真の強度に近い値を得る。この観測と較正の流れは先行研究 (宮本氏修士論文) と同様の流れを採用する。

(i) CepA を用いた 9 点法による較正

電波望遠鏡で天体を観測する時の流れとして一般的に (i) ポインティング観測 (ii) 観測天体の ON 点観測 (ii) 観測天体の OFF 点観測という流れが取られる。ポインティング観測

は、比較的強度の強い天体を観測し、望遠鏡を向けている方向と、実際の天体位置とのずれ(オフセット)を測定するものである。この時のオフセットを利用し、観測時のポインティングを補正するとともに、観測データの強度校正に利用をする。OFF 点観測とは、観測天体に近く天体からの放射が入らない点を観測するものである。観測を行う際、大気中の水蒸気量などによって天体からの放射は一部吸収されるとともに大気からの放射が付加される。そのため、OFF 点を観測することによってバックグラウンドと呼ばれる大気からの放射を観測する。OFF 点による観測は ON 点の補正に利用される。

ポインティング校正には、5 点法と 9 点法と呼ばれる 2 種類の方法がある。

- 5 点法

強度が既知の天体に対し、AZ、EL 方向にそれぞれビーム幅の $+1.0$ 、 0.0 、 -1.0 倍ずつオフセットさせた計 12 点 (ON 点 6 点 + OFF 点 6 点) 観測を行う方法。

- 9 点法

強度が既知の天体に対し、AZ、EZ 方向にそれぞれビーム幅の $+1.0$ 、 $+0.5$ 、 0.0 、 -0.5 、 -1.0 倍ずつオフセットさせた計 20 点 (ON 点 10 点 + OFF 点 10 点) 観測を行う方法。

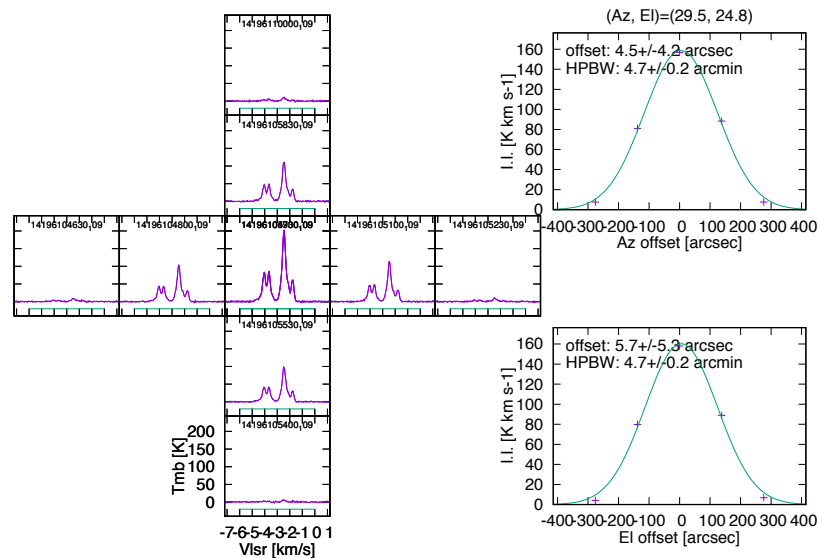


図 2.6 CepA における 9 点法の例

メーザーは熱的輝線放射と比較すると輝線強度が大きいため、9 点法を用いたポインティング校正を観測を観測天体自身で行うことも多い。しかし、IRAS22198+6336 は最も

強度が上昇する成分でも強度が 10 Jy 程度と強度が比較的弱く、さらに強度変動が起こる天体であるため、IRAS22198 以外の天体で 9 点法を行う必要性がある。したがって、先行研究でも使用されている、強度が一定であると考えられかつ観測天体から離角が小さい CepA を使用し 9 点法を行なった。

9 点法で得られた AZ、EL 両方のオフセットを利用し、IRAS22198 に利用する補正値を導出した。オフセット値を $[\Delta AZ, \Delta EL]$ とすると、測定される電波は観測天体のある $[0,0]$ から離れるごとにガウシアンで減少するため、その減少率は二次元ガウシアン の式

$$\Delta S = \exp\left(-\frac{4 \log 2}{HPBW^2/(\Delta AZ)^2 + (\Delta EL)^2}\right) \quad (2.1)$$

で表すことができる。ここでの HPBW はビームの半値幅であり、日立局では 4.6 分角である。

また、ポインティング較正前のフラックス密度を S_{app} 、ポインティング較正後のフラックス密度を S_{point} とすると、

$$S_{point} = \frac{S_{app}}{\Delta S} \quad (2.2)$$

から、ポインティング較正後のフラックス密度 S_{point} が求まり、ポインティング較正前と較正後の減少率である ΔS が求められる。以上の手順により CepA での 9 点法で得られた較正値を観測天体である IRAS22198+6336 に適用した。

(ii) 9 点法で補正できなかった仰角依存性などの補正

本観測は、高頻度のモニタリング観測である。通常、観測時間は 1 天体につき数分から数時間程度であるため天体の位置は大きく変化しない。しかし、本観測では一日を通して観測を行うため、その仰角が大きく変化する。したがって、重力によるアンテナ自体の歪みなど仰角に依存する装置由来の減少やシステム雑音の時間変化を考慮する必要がある。本観測では、これらの誤差を補正するために 9 点法に加えて仰角依存性などによる誤差の補正を行う必要があると考えられる。

仰角依存性の較正として以下の手順を行なった。

1.CepA の強度が観測期間内で変動しないものであると仮定し CepA を速度成分ごとに基準となる強度値を設定する。CepA の各観測日、各時間、各速度成分において、測定データのうち上位 10% を平均し、その日でのフラックス密度を決定する。この 10% という基準はアンテナの受信機雑音の較正精度から決定したもので、短時間の質の悪い測定値の影響を最小限に止めるためである。

2.CepA は強度変化がない天体であると仮定しているため、日毎の基準測定値を一定にす

るよう各日のスケールリングファクターを決定した。1. で求めた日毎の基準強度値を観測期間内で平均した基準測定値を本観測での CepA の成分ごとの強度の基準として設定する。この基準値を用いて CepA の各成分の規格化を行なった。

3. 観測した強度が基準値から割合としてどれくらい減少したかを、「仰角などにより生じた減少率」と定義し、これを IRAS22198+6336 に適用した。

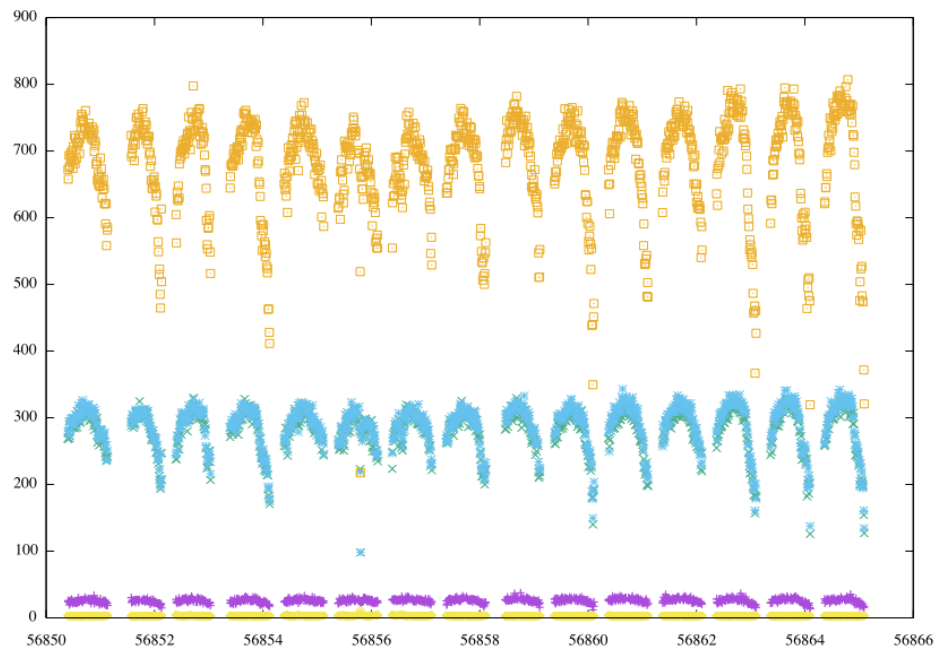


図 2.7 CepA の強度変動プロット (補正前)

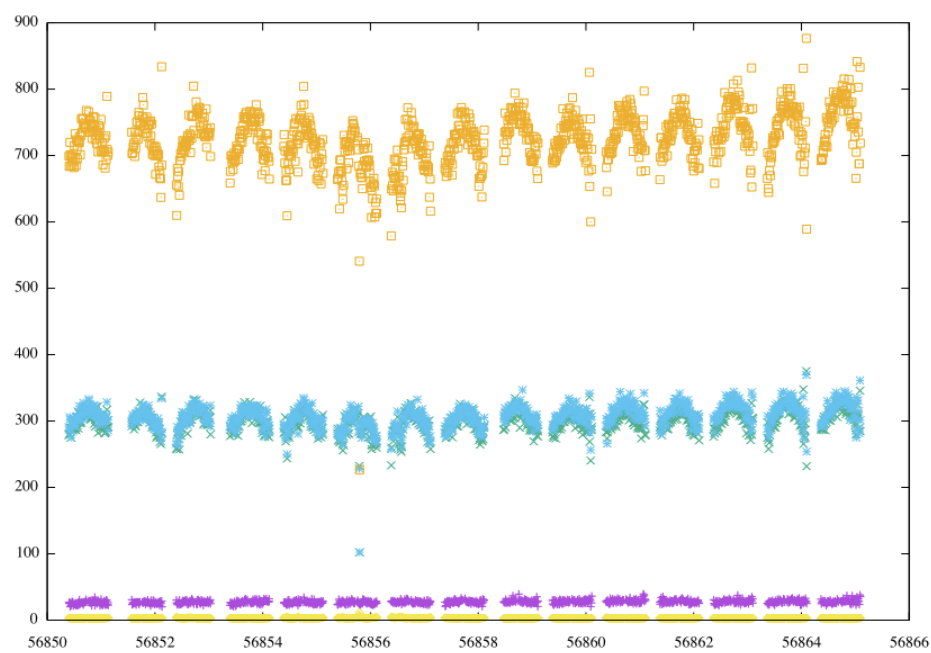


図 2.8 CepA の強度変動プロット（9 点法による補正値を適用後）

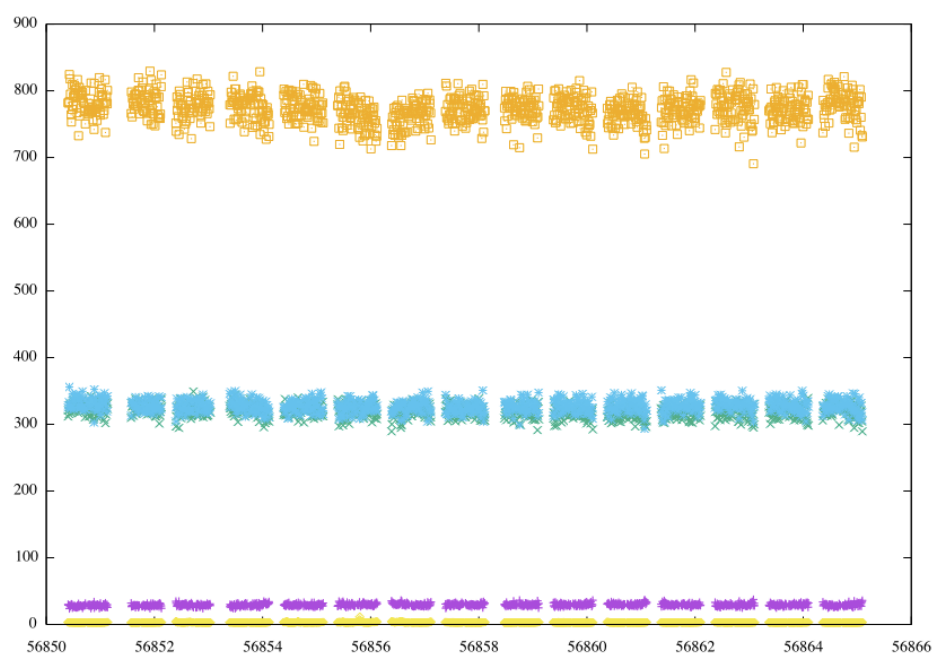


図 2.9 CepA の強度変動プロット（9 点法による補正 + 仰角などにより生じた減少率を補正）

観測の流れ

本観測は以下の流れで観測を行なっている。

観測1 IRAS22198 の ON 点 300 秒→ IRAS22198 の OFF 点 300 秒→ CepA の 9 点法 865 秒を 1 セットとする観測。

観測2 IRAS22198 の 9 点法 865 秒→ CepA の 9 点法 865 秒を 1 セットとする観測。

1st エポックでは、前半 5 日間において、観測 1 と観測 2 を両方行なっているが、IRAS22198 は強度が比較的弱いため、IRAS22198 自体で 9 点法較正を行うことができなかった。したがって、観測 2 を行なっている時間に対しては、IRAS22198 の 9 点法の ON 点での観測に CepA での 9 点法での観測による較正を行うことにした。そのため ON 点の観測時間が短くなることより、観測 2 での rms ノイズは観測 1 と比べると大きいことになる。

2.3 観測結果

観測の結果、以下 7 つの速度成分を検出した。

表 2.3 Fujisawa et al. 2014 との速度成分の比較

速度成分 kms^{-1}	本観測	宮本氏修士論文	Fujisawa et al. 2014
A:-16.91	○	○	-
-16.5	-	-	○
B:-16.06	○	○	-
C:-10.90	○	○	○
D:-9.18	○	○	○
E:-8.50	○	○	○
F:-7.31	○	○	○

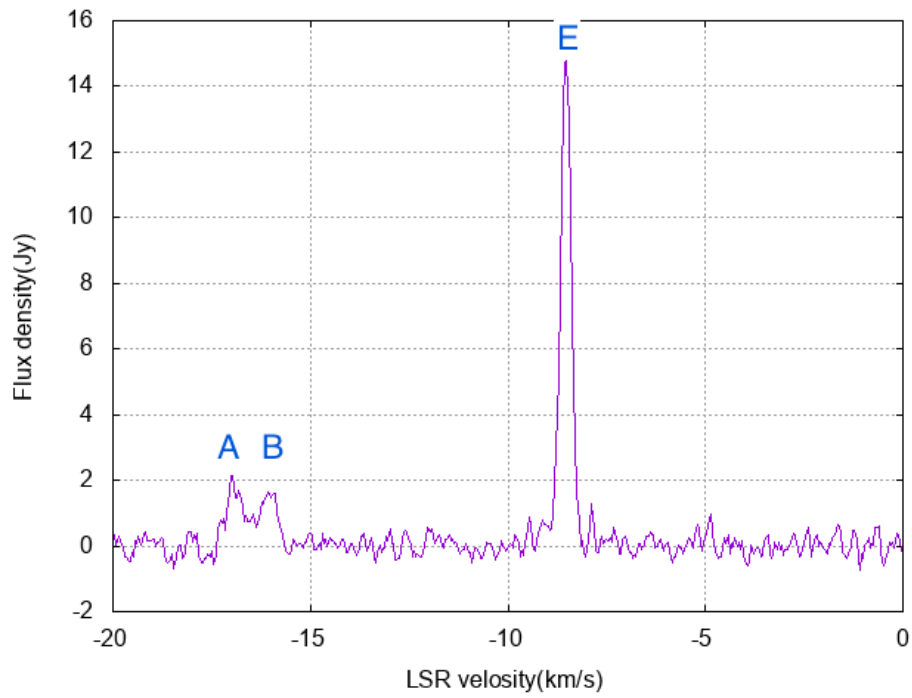


図 2.10 MJD56855 における IRAS22198+6336 のスペクトル。成分 A、B、E を検出

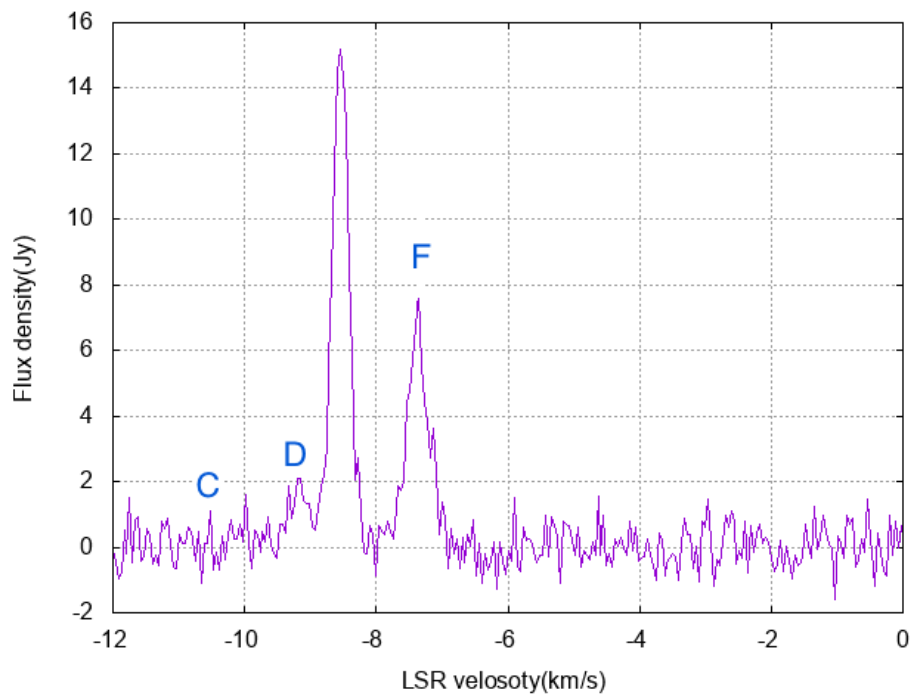


図 2.11 MJD56857 における IRAS22198 のスペクトル。成分 C、D、F を検出

観測したスペクトルによって作成した、成分ごとの強度変動プロットが以下である。1 エポックのデータには上で述べた観測 1 の流れが含まれているため、3sigma の値が極端

に高い観測が混ざっている。比較のためにこれを削除ののち、3sigma 以上の値を示す強度のときのみプロットをした。

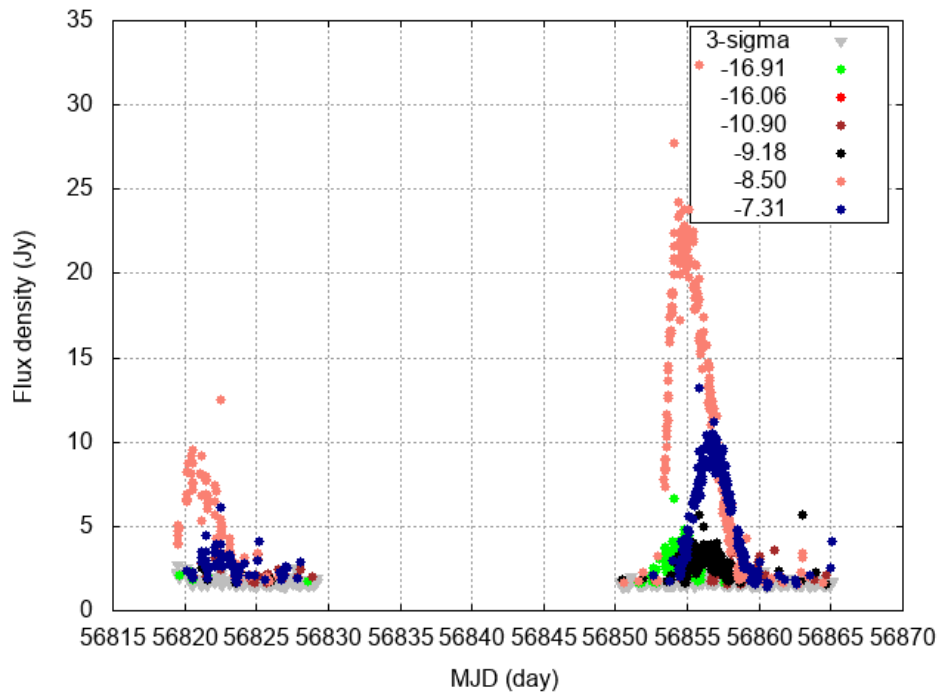


図 2.12 IRAS22198 の強度変動プロット

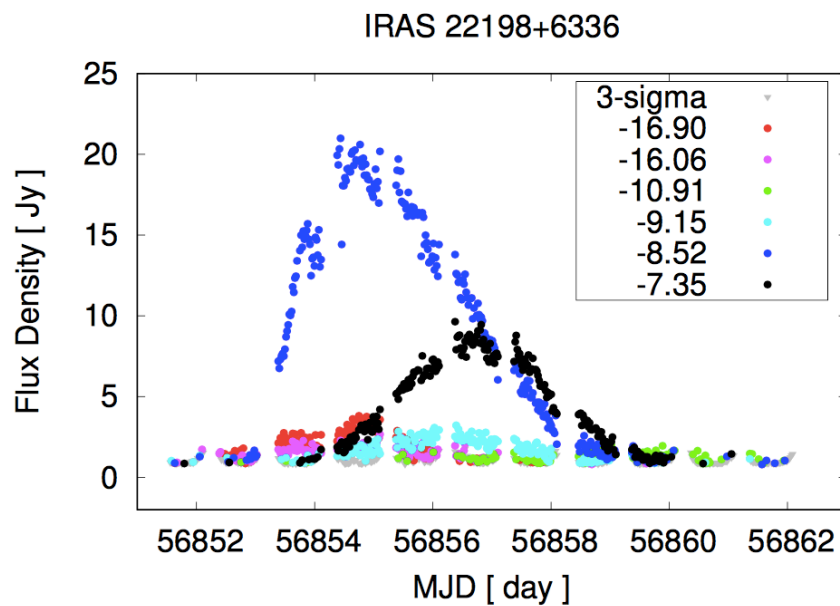


図 2.13 先行研究 (宮本氏修論) の IRAS22198 の強度変動プロット

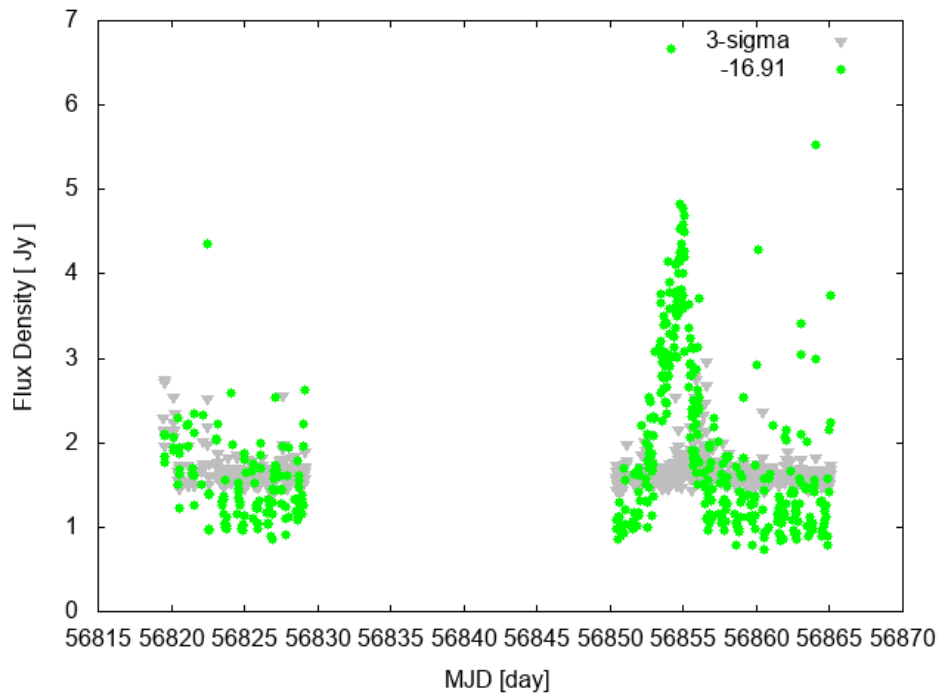


図 2.14 IRAS22198 の強度変動プロット (-16.91km/s)。2 エポックは 3 日程度でピークに達し、3 日程度で元に戻る。しかし 1 エポックでは変動が見られない。

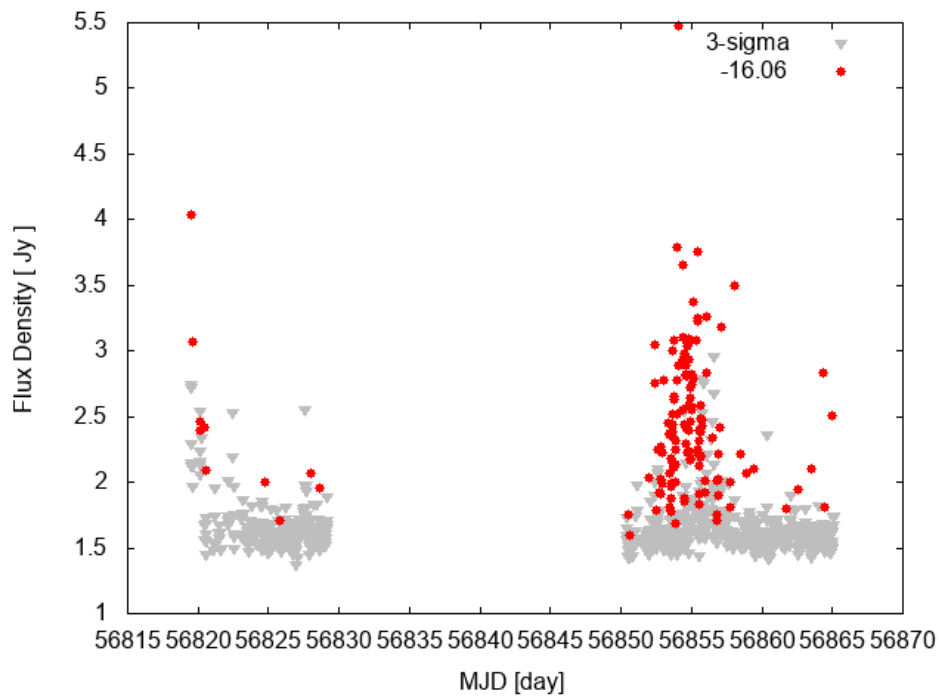


図 2.15 IRAS22198 の強度変動プロット (-16.06km/s)。2 エポックでは 3 日程度でのピークに達した後、3 日程度で元に戻る。しかし 1 エポックでの変動は見られない。

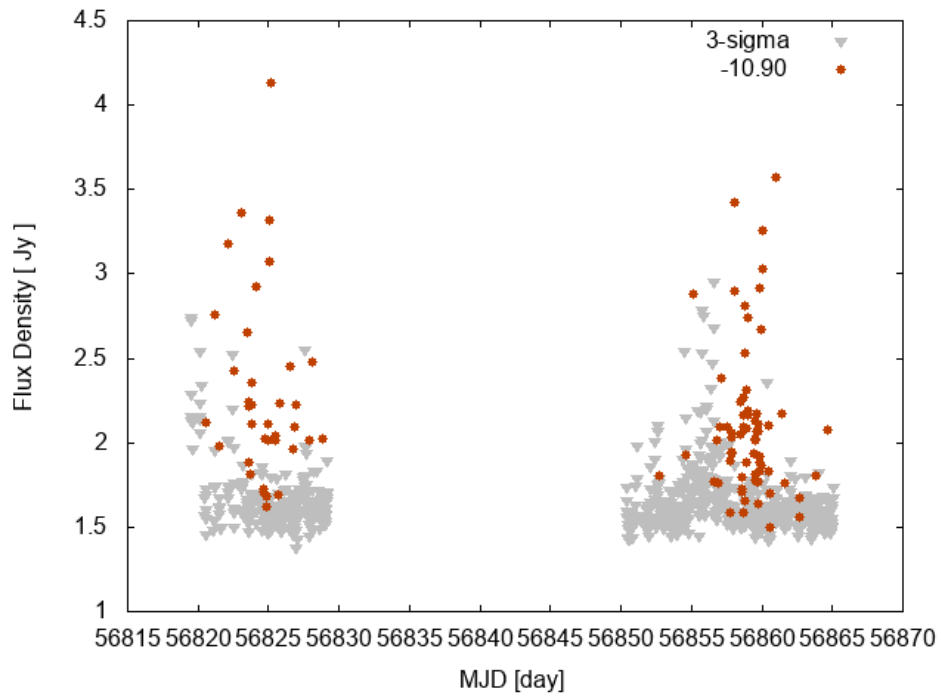


図 2.16 IRAS22198 の強度変動プロット (-10.90km/s)。検出をしたものの、強度変化は見られない。

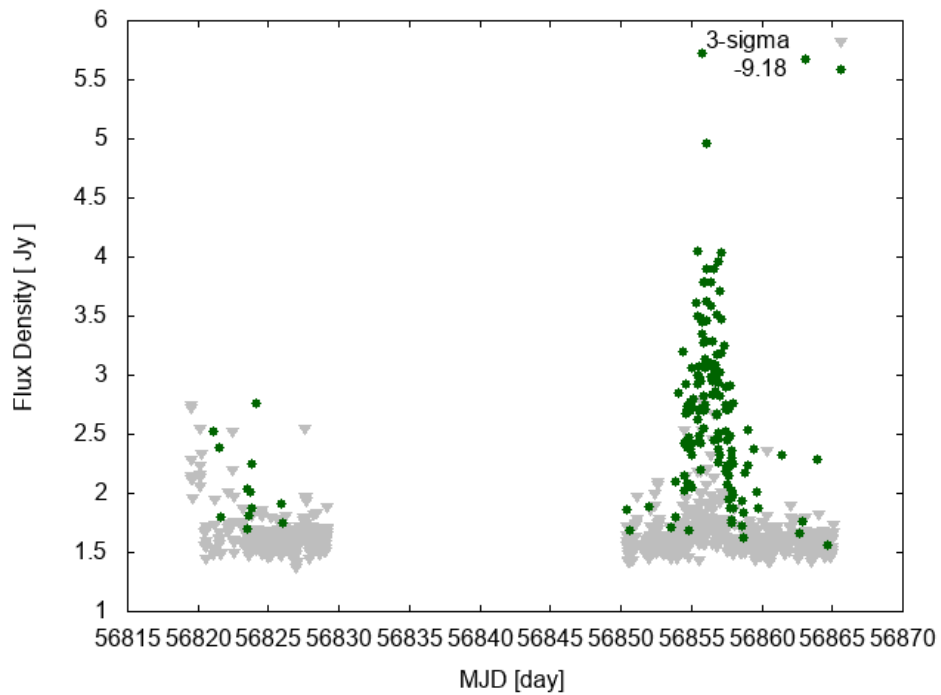


図 2.17 IRAS22198 の強度変動プロット (-9.18km/s)。2 エポックでは 4 日程度でピークに達し、4 日程度で元に戻る。

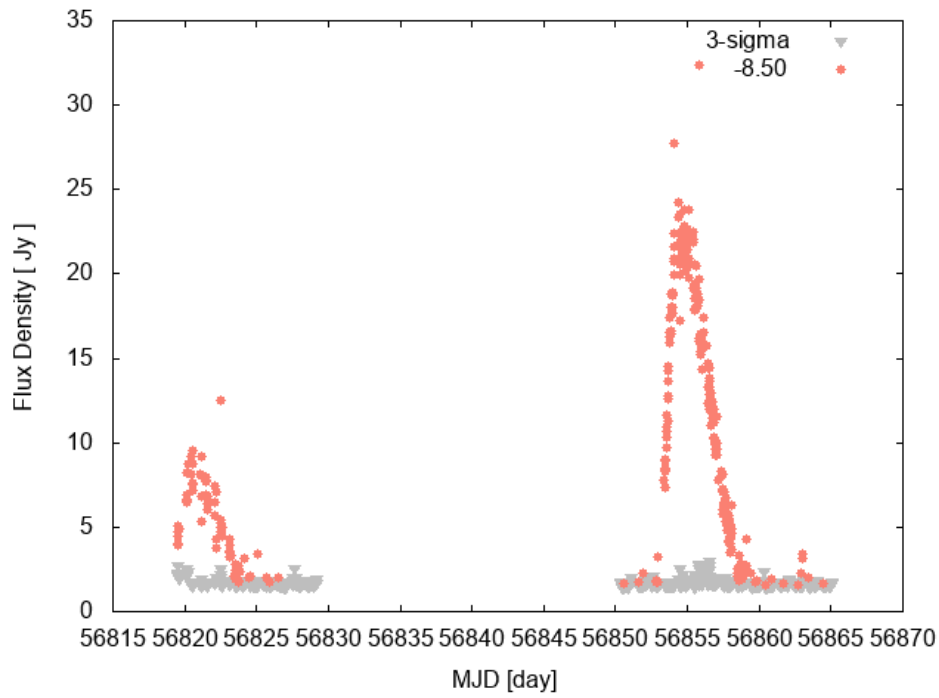


図 2.18 IRAS22198 の強度変動プロット (-8.50km/s)。2 エポックでは 2 日程度でピークに達した後、5 日程度で元に戻る。

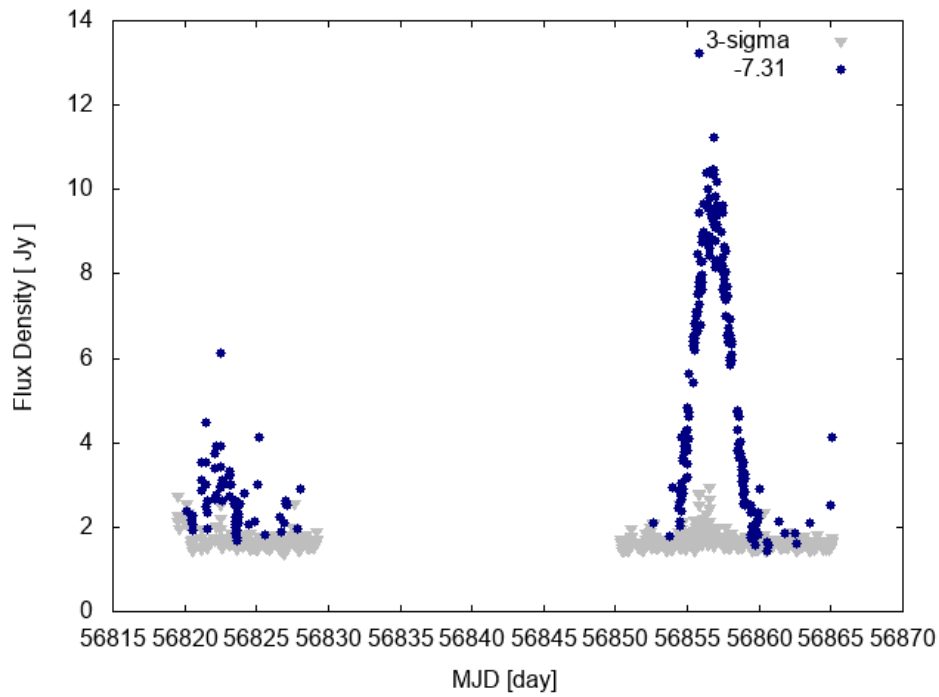


図 2.19 IRAS22198 の強度変動プロット (-7.31km/s)。2 エポックでは 4 日程度でピークに達し、4 日程度で元に戻っている。

2.4 議論

2.4.1 強度変動プロファイルの定量的な関数フィッティング

強度変動プロファイルを作成することで、そのフレアのお速度成分間 n 位相差やフラックス密度のパターンなどからフレアの定量的な評価を行うことができる。しかし、メーザーの強度変動はピークに対し非対称な成分もあることからフレアの強度変動を単純なガウシアンでフィッティングすることはできない。

非対称な変動プロファイルに適用可能な関数

非対称な変動をする成分に関するフィッティングとして、Szymczac et al. (2011) で既に用いられている関数を利用する。具体的には、

$$S(t) = A^{s(t)+C} \quad (2.3)$$

で表され、 A 、 C は定数である。さらに、 $s(t)$ は、

$$s(t) = \frac{b \cos(\omega t + \phi)}{1 - f \sin(\omega t + \phi)} + a \quad (2.4)$$

で表される。 $s(t)$ は Devid et al.(1996) で初めて用いられた関数であり、Szymczac et al (2011) ではこれを改変し、間欠的な変動を示す成分についてもフィッティングが可能である。また、 a : フラックス密度の平均値、 b : 平均値 a からの増幅率、 ω : 振動数、 ϕ : 位相、 f : 非対称パラメータである。ここで、 $\omega = 2\phi/P$ 、 $-1 \leq f \leq 1$ である。非対称パラメータ f は、 $f=0$ のときを基準として、 $-1 < f < 0$ の時ピークが早い側、 $0 < f < 1$ のときピークは遅い側に偏る。この関数は、ピークが複数回発生する場合や、間欠的な強度変動を示す場合に利用することが可能である。本研究で追加した 1 st フレアのデータは強度が比較的弱かった。その中で -8.50km/s 成分のフィッティングを行なった。

-8.50km/s 成分のフレアも同様に、1st フレアの強度が低い。したがって比較のために、2 種類のフィッティングを行なった。

1.1st フレアと 2nd フレアを同じ関数でフィッティングする方法

2.1st フレアの大きさを 2nd フレアの大きさと同程度にしてフィッティングする方法。具体的には、1st フレアと 2nd フレアそれぞれについて、上から 20 点の強度を平均することで各フレアでの最大値を定義する。1st フレアの最大値から 2nd フレアの最大値を割ることによって、1st フレアの減少率を定義する。減少率を 1st フレアの強度に掛け合わせることによって、1st フレアの強度を 2nd フレアの強度に合わせる。1st フレアのピークを 8.292、2nd フレアのピークを 24.840 として、1st フレアのピークと 2nd フレアの比であ

る 0.338 を 2nd フレアの強度にかけることで、1st フレアの強度を 2nd フレアの強度と同程度に引き上げた。そのため、比較のために 1st フレアの強度を 2nd フレアと同程度であると仮定したフィッティングを行なった。

また、今回のフィッティングでは 1st フレアと 2nd フレアの間がないために、中央にピークがあるとしてフィッティングを作成した。したがって、パラメータより得られる周期を 2 倍することで実際の周期を得ることにした。

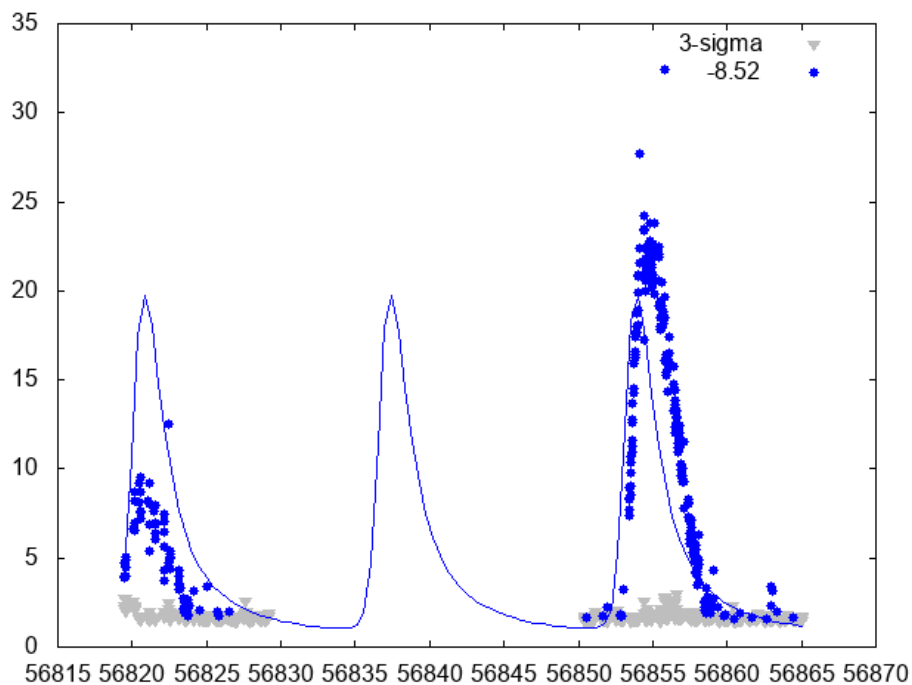


図 2.20 -8.50km/s 成分のフィッティング

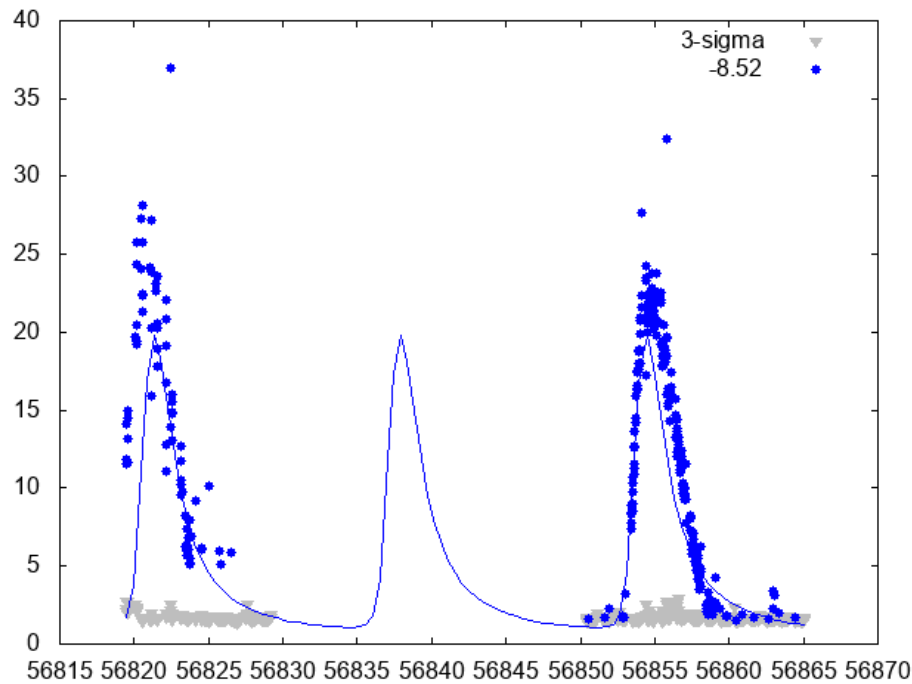


図 2.21 -8.50km/s 成分について、1st エポックの最大値を 2nd エポックの最大値まで引き上げてフィッティングした。

表 2.4 フィッティング関数

定数	1 番目の方法で fit	2 番目の方法で fit
A	$2.502 \pm 1.582 \times 10^4$	$2.5 \pm 2.1 \times 10^4$
b	$1.801 \pm 1.242 \times 10^4$	$1.8 \pm 1.7 \times 10^4$
ω	$0.380 \pm 7.975 \times 10^{-4}$	$0.38 \pm 7.73 \times 10^{-5}$
ϕ	-2.205 ± 0.08584	-2.200 ± 0.120
e	-0.800 ± 0.06364	-0.800 ± 0.085
a	1.001 ± 3.344	1.00 ± 4.57

ω の値より、1 の方法での周期を 33.072 日、2 の方法での周期を 33.082 日と導出した。求まった周期を比較すると、フィッティングの方法を変えても周期に大きな違いはでなかったと言える。また、目視により求めた周期は 34 日程度であった。Fujisawa et al.2014 でみちびかれている 34.6 日周期と比較すると、本研究で導いた周期は短く求まった。Fujisawa et al.2014 では周期の特定法として、観測した 1st フレアのピーク日数と 2nd フレアのピーク日数を、その間にフレアが起こったと思われる回数で割って導出していた。この方法は、強度変動の周期が対称な強度変動である場合においては比較的精度良く周期を導出することが可能であるが、今回のように短周期かつ非対称である強度変動プロ

ファイルに対しては、フレアの外形がわからない場合の適用は難しい。そこで、今回は高頻度のモニター観測を行うことによって強度変動プロファイルから非対称な強度変動に対応可能な関数を用いてフィッティングし、そこから周期を求めた。これより Fujisawa et al.2014 より正確な周期を求めることができたと考えられる。

2.5 まとめ

本研究では、中質量星で唯一 6.7 GHz メタノールメーザーの周期変動が認められている天体である、IRAS22198+6336 の高頻度モニター観測を実施した。先行研究では、メーザーの周期変動による周期が確認されているが、本研究では先行研究で行われた解析にさらにデータを足すことによって、更なる周期変動プロファイルの作成を行なった。今回は、-8.50km/s 成分に対して 2 種類のフィッティングを行ない、その周期を 33 日周期であると決定した。

第 3 章

日立 32m 電波望遠鏡 Class II メタノールメーザー探査に基づく熱的ガス輝線観測計画

茨城大学電波天文観測研究室では日立 32m 電波望遠鏡を用いた、大質量星形成領域から放出される 6.7 GHz メタノールメーザーのモニター観測を実施している。この観測から既に周期性が確認されている天体に加え、新たな周期変動天体が 20 天体が発見されている。メーザーは非熱的な放射であるため、その観測から周囲の温度や密度分布などの物理状態を詳しく知ることはできない。そこで、分子からの熱的輝線放射を観測することにより、6.7 GHz メタノールメーザーの強度の周期性の有無が天体周囲の物理状態と相関があるのかを調べるのが本章で紹介する研究の目的である。

本研究は 2016 年度の野辺山 45m 電波望遠鏡の共同利用観測プログラムに観測が採択されており、実行が決定している。この章では観測プロポーザルの概要と本研究の現状について記述する。

3.1 野辺山 45m 電波望遠鏡

本研究には、野辺山 45m 電波望遠鏡を使用する。その観測諸元は表 3.1 である。



図 3.1 野辺山 45m 電波望遠鏡

表 3.1 本研究の観測諸元

望遠鏡	野辺山 45m 電波望遠鏡
受信機	FOREST
分光器	SAM45
ビーム数	4
受信可能帯域	80-116 GHz
IF 周波数	USB-(H) : 7-11 GHz LSB-(L) : 4-8 GHz
積分時間 (予定)	9min(晴天時)-18min(曇天時)

3.1.1 受信機

野辺山 45m 電波望遠鏡は受信機として H22、H40、Z45、T70、FOREST の 5 つの受信機がある。これらの受信機は観測周波数が異なるため、観測天体によって受信機を選択し使用する。今回は使用する受信機は FOREST(FOur-beam REceiver System on the 45-m Telescope) である。FOREST はビームが 4 つあり、同時に 4 点の観測を行うことができる。ビームが複数あることで、遠方の銀河などのマッピングを簡単に行うことができる。野辺山 45m 電波望遠鏡では、望遠鏡を等速で掃引する On-The-Fly 観測などが可能であるが、本研究では少数の観測点だけを見るポジションスイッチング観測と呼ばれる方法を使用して観測を行う。ビームが 4 つあるため、図のように 4 つのビーム全てで観測天体を見

ることでビーム間に生じるゲインの違いを補正することができる。

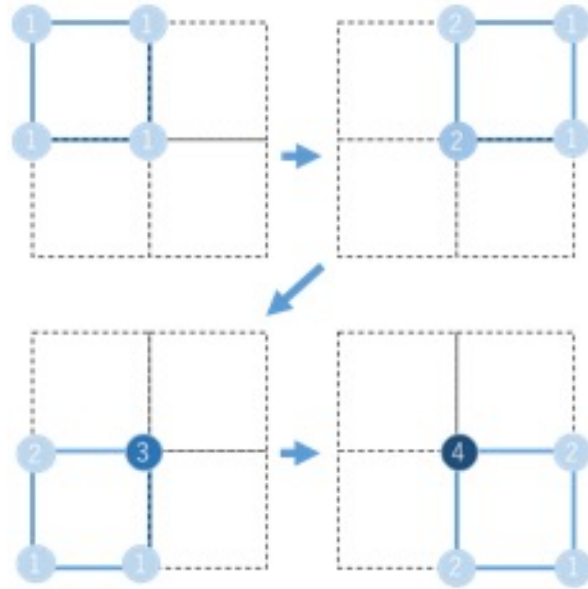


図 3.2 FOREST を用いたスイッチング観測の例。中心に観測天体があるとし、4 回移動させることにより、ビーム間に生じるゲインの違いをなくすことが目的である。

3.2 観測天体

今回の観測で与えられている観測時間は 20 時間である。したがって、その時間内で観測が行えるよう天体選定を行う必要があった。

表 3.3、表 3.4 は観測のために選定した天体のまとめである。表 3.3 はメーザーの周期的強度変動が観測された天体、表 3.4 は周期的強度変動を示さない天体である。また、表 3.3、表 3.4 は赤経の昇順に並べている。以下の基準を用いて、以下の 46 天体を選出した。

- (i) 観測時間内で観測できる天体数として、46 天体の選定を行う。
- (ii) 野辺山 45m 電波望遠鏡で観測ができる座標。
- (iii) 周期性を持つ天体と持たない天体で同数を選定 (メーザーの周期性有 23 天体 + メーザーの周期性なし 23 天体)。
- (iv) IRAS での光度累積頻度分布が周期性ありとなしのグループ間で同等になるよう選出。

表 3.2 野辺山 45m での観測のために選定した天体情報

	周期変動あり	周期変動なし
天体数	23 天体	23 天体
距離 (kpc)	0.8 -13.8	0.8-16.6
6.7 GHz CH ₃ OH の視線速度	-55.0 -119.8	-42.0 - 96.3
6.7 GHz CH ₃ OH の周期	31.7-668	-

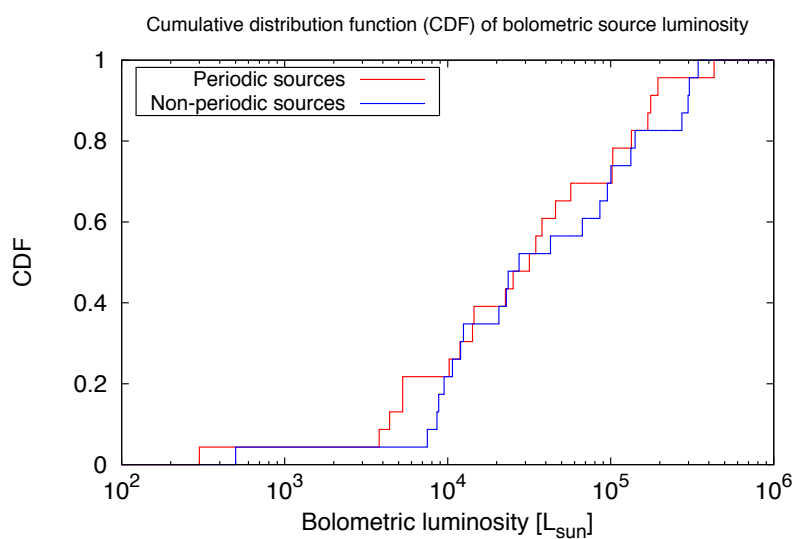


図 3.3 強度変動の有無による累積頻度分布

表 3.3 本観測用に選定した天体（メーザーでの強度周期変動あり）

天体名 (Gname)	CH ₃ OH の速度 (km/s)	IRAS 光度 (Guzman+ 2012)	距離 (kpc)
174.19-00.09	3.0	4.41E+03	1.8
213.70-12.59	11.0	3.48E+04	0.9
188.94+00.88	3.5	1.20E+04	2.1
196.45-01.67	14.8	1.03E+05	5.3
012.88+00.48	35.5	2.27E+04	2.5
014.23-00.50	23.0	5.36E+03	2.0
019.75-00.12	119.8	1.02E+05	9.7
022.35+00.06	82.4	2.53E+04	4.7
024.14-00.00	18.1	1.76E+05	13.8
025.41+00.10	95.4	1.43E+04	5.2
032.04+00.05	97.1	3.80E+04	5.2
033.39+00.01	102.0	1.34E+05	8.0
034.39+00.22	59.3	5.37E+03	1.6
033.64-00.22	60.6	3.18E+04	6.5
035.79-00.17	60.4	3.83E+03	3.6
036.70+00.09	57.5	1.03E+04	9.9
037.55+00.20	85.1	4.60E+04	5.1
045.47+00.13	66.5	4.31E+05	6.9
073.06+01.80	1.5	1.46E+04	4.7
075.76+00.34	-5.0	1.95E+05	3.8
107.29+05.63	-11.9	3.23E+02	0.8
108.75-00.96	-45.5	5.70E+04	4.1
111.53+00.76	-55.0	1.69E+05	2.6

表 3.4 本観測用に選定した天体 (メーザーでの強度周期変動なし)

天体名 (Gname)	CH ₃ OH の速度 (km/s)	IRAS 光度 (Guzman+ 2012)	距離 (kpc)
173.49+02.42	-13.5	1.33E+05	8.2
232.62+00.99	21.5	8.66E+03	1.7
188.71+01.03	-5.0	9.54E+03	2.0
192.60-00.05	3.5	2.29E+04	1.6
013.17+00.06	47.8	9.54E+04	4.1
015.03-00.67	22.0	3.44E+05	2.0
019.88-00.53	47.0	1.25E+04	3.4
023.01-00.41	77.8	8.59E+04	4.6
023.65-00.12	82.0	1.08E+04	3.2
025.71+00.04	96.3	2.73E+05	10.2
032.74-00.07	34.4	1.41E+05	11.8
033.98-00.01	62.3	7.51E+03	3.6
035.02+00.35	44.1	2.07E+04	2.3
032.99+00.03	88.8	1.00E+05	8.9
035.58+00.06	48.1	3.04E+05	10.7
036.91+00.48	-36.0	6.70E+04	16.6
037.54-00.11	51.1	2.98E+05	10.1
045.80-00.35	63.0	4.28E+04	7.1
069.52-00.97	8.0	2.35E+04	2.5
078.10+03.64	-6.5	8.90E+03	1.6
108.18+05.51	-11.0	5.89E+02	0.8
094.58-01.79	-42.0	2.74E+04	3.6
111.24-00.76	-39.5	1.21E+04	3.4

これらの天体に対して赤外線衛星 WISE のデータを用いてスペクトルエネルギー分布を調べた。また、Color-Color Diagram の作成を行なったが、周期性の有無による Color-Color Diagram に違いは見られなかった (図 3.5、図 3.6)。使用した赤外線衛星は WISE(Wide-field Infrared Survey Explorer) であり、band1 は $3.4\ \mu\text{m}$ 、band2 は $4.6\ \mu\text{m}$ 、band3 は $12\ \mu\text{m}$ 、band4 は $22\ \mu\text{m}$ である。

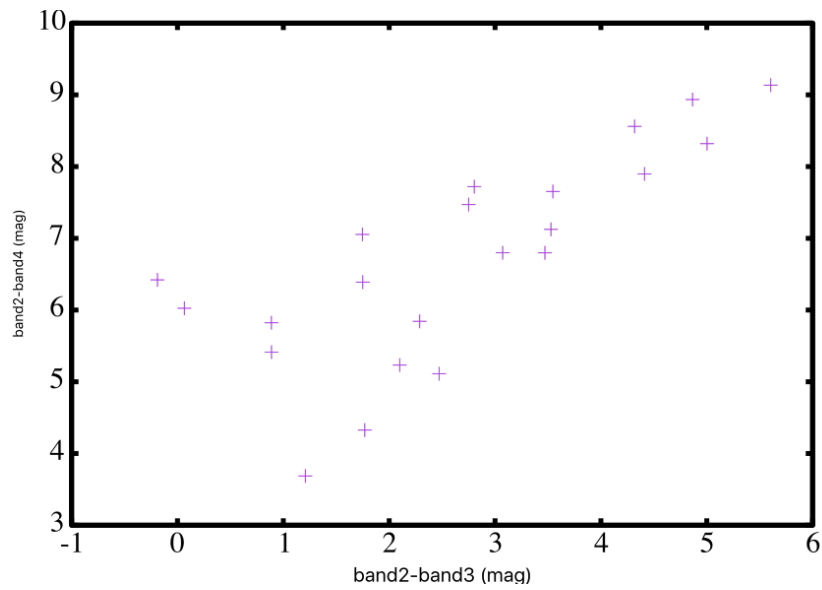


図 3.4 強度が変動するメーザー天体のみの color-color Diagram

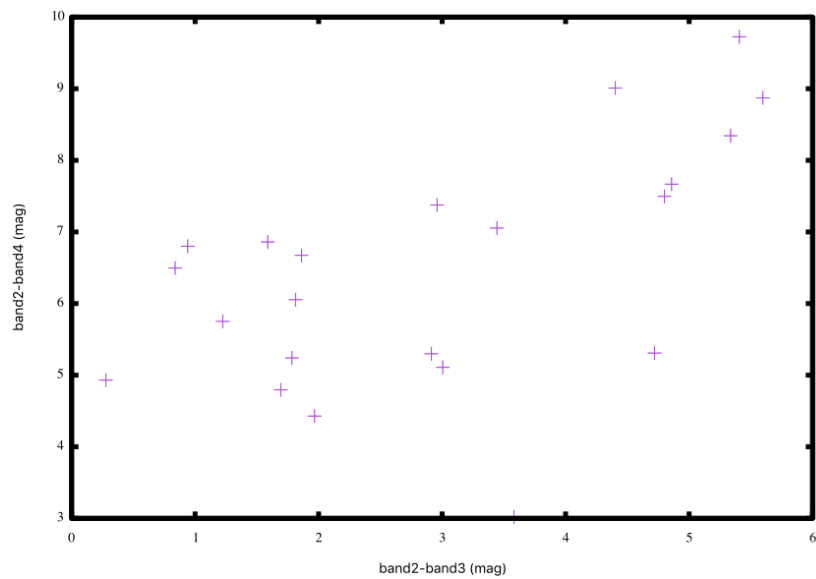


図 3.5 強度が変動しないメーザー天体のみの color-color Diagram

また、メーザー源周囲の赤外線分布について調査するため、赤外線衛星 WISE を使用して、4 波長 (band1 : $3.4\ \mu\text{m}$ 、band2 : WISE4.6 μm 、band3 : $12\ \mu\text{m}$ 、band4 : $22\ \mu\text{m}$) での赤外線での分布図を作成した。その例が以下である。

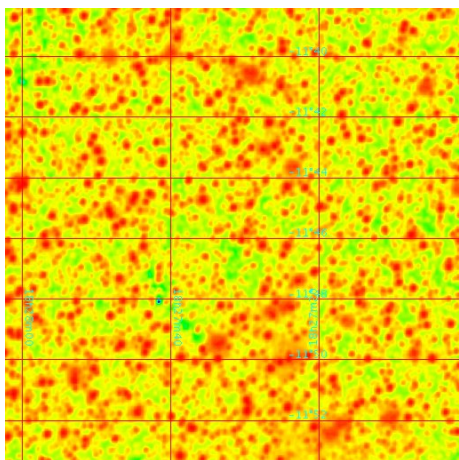


図 3.6 G019.75-00.22 の WISE3.4 μ m 連続波での観測

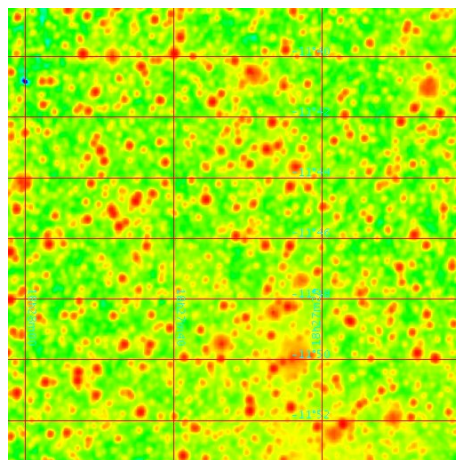


図 3.7 G019.75-00.22 の WISE4.6 μ m 連続波での観測

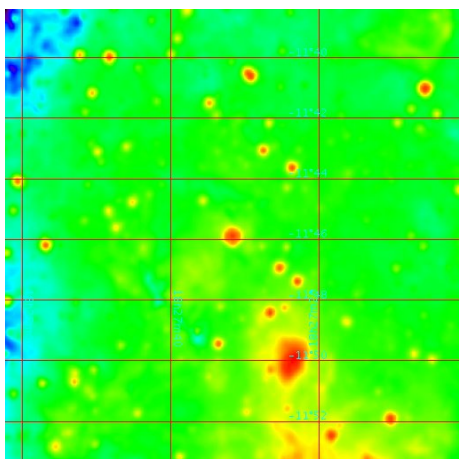


図 3.8 G019.75-00.22 の WISE12 μ m 連続波での観測

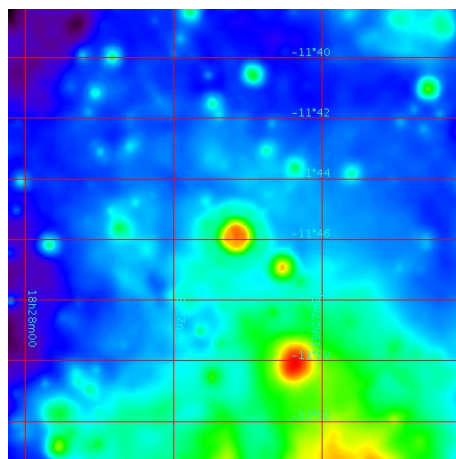


図 3.9 G019.75-00.22 の WISE25 μ m 連続波での観測

3.2.1 観測する分子輝線

観測する輝線は、受信機の受信可能帯域内に収める必要がある。今回の観測では、温度の正確な同定のため CH_3CN 、ガスの全体量を把握するために、低密度領域を捉えることのできる C^{18}O と ^{13}CO 、低温高密度領域を捉えることのできる N_2H^+ を観測に用いることにし、FOREST の受信可能帯域である 80-116GHz に収まるように遷移を決定した。決定した輝線が表 3.7 である。

表 3.5 野辺山ショートプロポーザルでの観測輝線

観測輝線	周波数
$\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$	91.979994 GHz (回転成分によりエネルギー差あり)
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93.17348 GHz (微細構造線が検出できる)
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	109.782192 GHz
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.201353 GHz

3.3 結果

2017 年 4 月 1 日に観測予定であったが、直前に起こった望遠鏡のマスターコリメータの故障により野辺山 45m での共同利用観測が半年間中止になった。そのため、2017 年 12 月 11 日に観測が延期となったが、FOREST での装置トラブルと荒天のため観測を途中で中止し後日に持ち越すことになった。次回の観測予定は 2018 年 2 月 23 日である。

2017 年 12 月 11 日の観測では、1 天体 (G045.47+00.13 : メーザーでの周期変動有) のみ観測を行うことができた。観測を行うことができた G045.47+00.13 のスペクトルが以下である。なお、観測を行なった 2 輝線 (^{13}CO 、 C^{18}O) において、FOREST のビーム 3、ビーム 4 での観測に異常が生じた。そのため、 ^{13}CO 、 C^{18}O に関してはビーム 1、ビーム 2 のみの観測を積分してスペクトルを作成した。

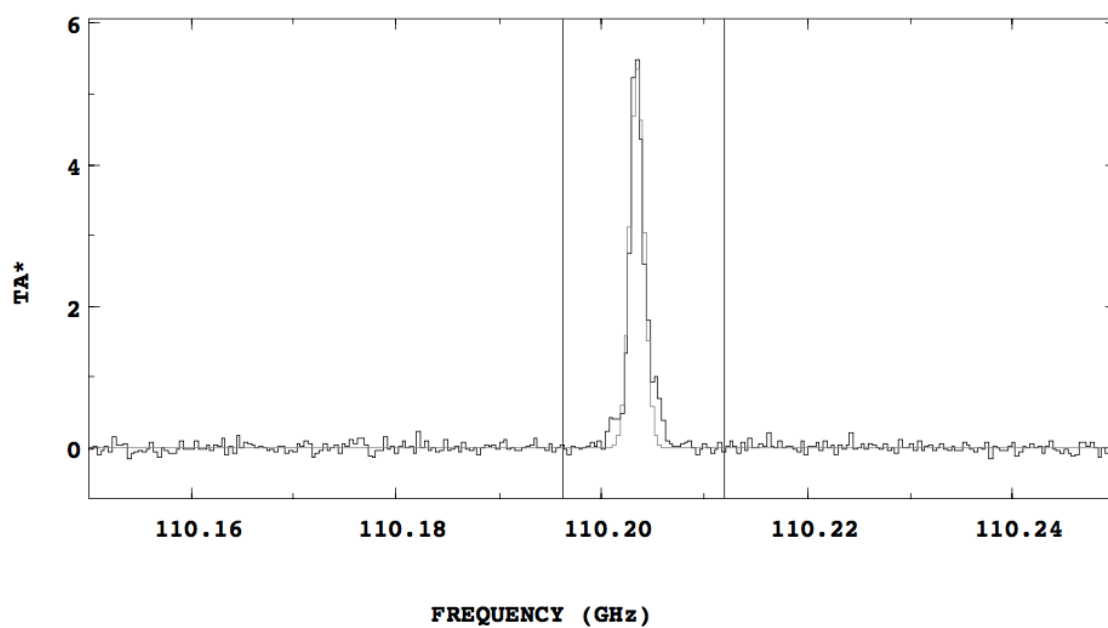


図 3.10 G045.47+00.13 の $^{13}\text{CO}(1-0)$ でのスペクトル

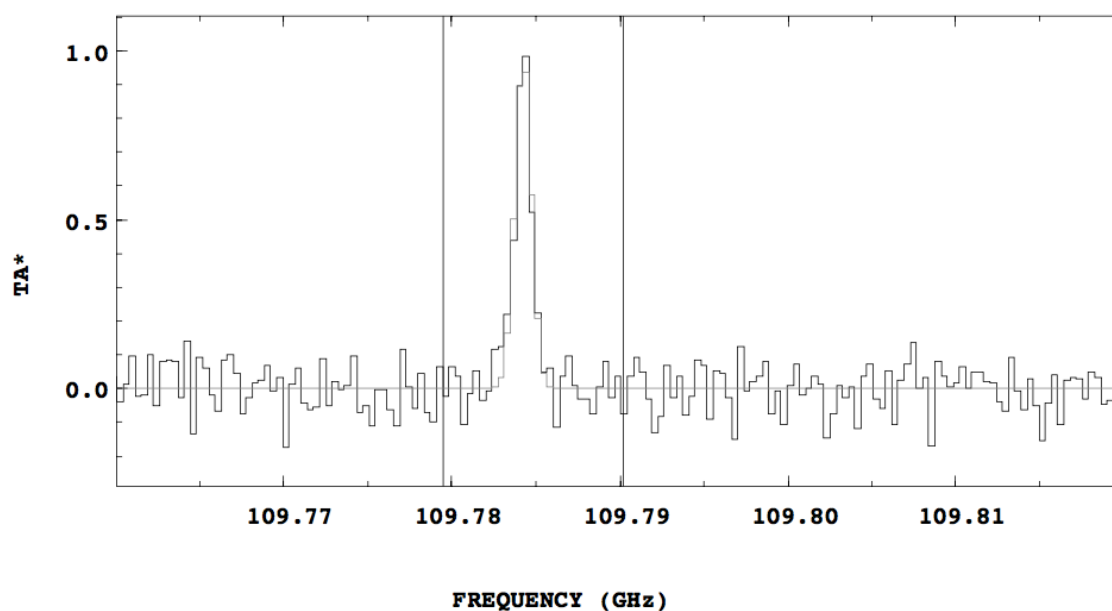


図 3.11 G045.47+00.13 での $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ のスペクトル

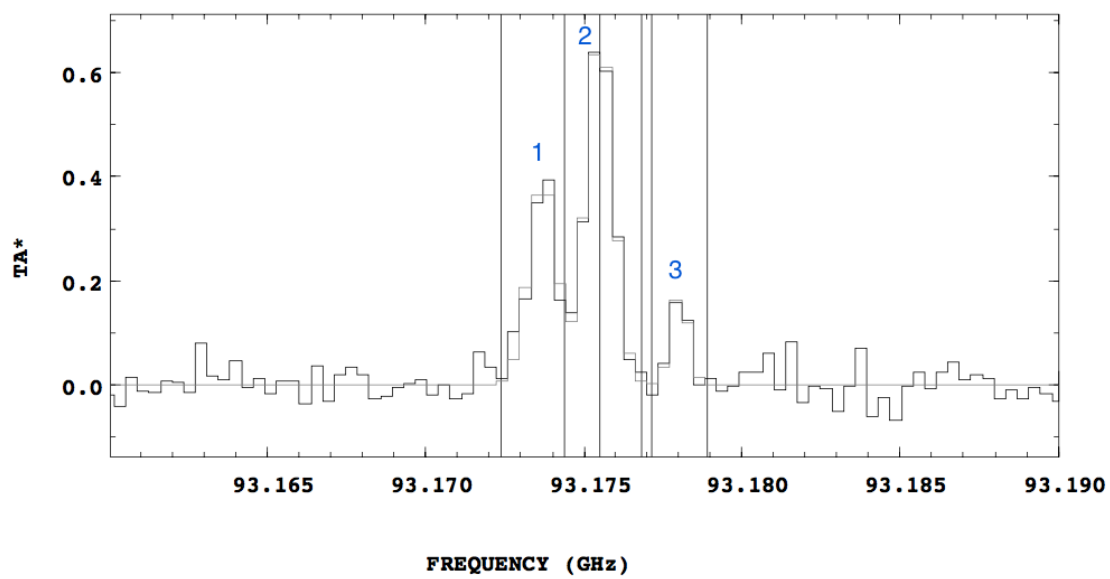


図 3.12 G045.47+00.13 での $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ でのスペクトル

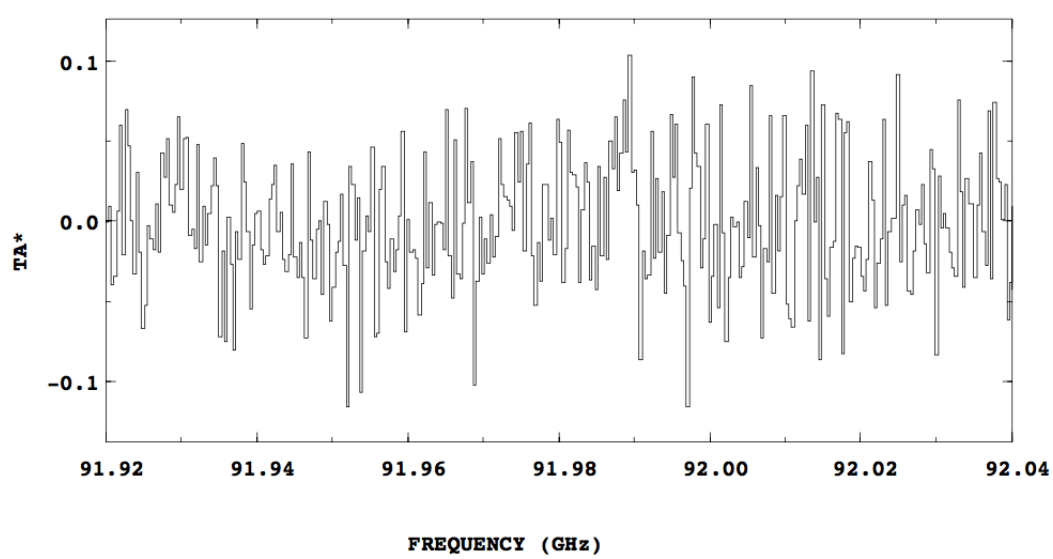


図 3.13 G045.47+00.13 での $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ でのスペクトル

輝線を検出することができた $^{13}\text{CO}(1-0)$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ 、 $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ スペクトルより以下の値を得た。

表 3.6 G045.47+00.13 の観測スペクトルから得た各輝線でのピークでの周波数、アンテナ温度、速度、半値幅

観測輝線	周波数 (GHz)	アンテナ温度 (K)	ピーク速度	半値幅 (MHz)
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.203	5.3500	60.559	1.647
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	109.784	0.9796	61.174	1.180
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (輝線 1)	93.173	0.3955	66.093	1.057
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (輝線 2)	93.175	0.6840	60.267	1.000
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (輝線 3)	93.179	0.1805	52.147	0.623

3.4 議論

今回行った観測では、観測が行えた天体が 1 天体のみであったため、当初の目的であった 6.7GHz メタノールメーザーの周期的強度の変動の有無による熱的輝線放射の差異について議論することはできなかった。しかし、Keto.E & Rybicki.G 2010 の N_2H^+ のモデリングにより得られた輝線強度比を参考に N_2H^+ の輝線から温度を導出した。今回の観測で取得できた N_2H^+ のスペクトルと、Keto.E & Rybicki.G 2010 での輝線と比較すると、(i)111-010、112-012、110-011(ii)121-011、123-012、122-011(iii)101-012 の重なりあった 3 成分 ((i)112-012、(ii)123-012、(iii)101-012) が確認できる。

表 3.7 N_2H^+ の輝線とその強度比 (Keto.E & Rybicki.G 2010 より導出)

Line Label	強度比
(i)112 – 012	3.0000
(ii)123 – 012	5.0000
(iii)101 – 012	1.0000

各輝線の強度と相対強度の比 (表 3.7) から光学的厚みを求めることができる。相対強度比 α と光学的厚み τ_1 、 τ_2 との関係は

$$\alpha = \frac{\tau_1}{\tau_2} \quad (3.1)$$

で表され、アンテナ温度 T_A と光学的厚みとの関係は、

$$\frac{T_{A1}}{T_{A2}} = \frac{1 - e^{-\tau_1}}{1 - e^{-\tau_2}} \quad (3.2)$$

さらに、アンテナ温度 T_A は

$$T_A = \eta^{-1}(T_{ex} - T_{bg}) \quad (3.3)$$

ゆえに励起温度 T_{ex} は、

$$T_{ex} = \frac{T_A \eta}{1 - e^{-\tau_\nu}} + T_{bg} \quad (3.4)$$

この時、 T_{bg} は宇宙背景輻射の温度 (2.725K)、 η はアンテナ能率である。アンテナ能率は、 $0 < \eta < 1$ であり、FOREST(110GHz) の場合、 $H : 47 \pm 2(\%)$ 、 $V : 43 \pm 2(\%)$ である。これらより光学的厚みと励起温度を導出した。

表 3.8 G045.47+00.13N₂H⁺ の光学的厚みと励起温度

観測輝線	光学的厚み	励起温度
112-012	0.9542	$2.857^{+0.001}_{-0.009}$
123-012	4.7709	$3.0354^{+0.003}_{-0.003}$
101-012	2.8625	$2.8898^{+0.014}_{-0.015}$

3.5 まとめ

本観測では、6.7 GHz メーザーと熱的輝線放射の関係について議論することを目的としている。6.7 GHz メタノールメーザーは周期的な強度変動を示す天体と強度が一定の天体の二種に分類することができる。メタノールメーザーはユニークな情報をもたらす反面、は通常の熱的分子輝線とは異なる性質を持ち、ガス温度などを決定することはできない。したがって、温度や密度などの物理構造を把握するためには、メーザー以外の他の熱的分子輝線を用いて観測を行う必要がある。茨城大学が運用している日立 32m 電波望遠鏡では、6.7GHz メタノールメーザーのモニター観測を実施している。その天体リストから観測条件に見合う 46 天体を選定し、野辺山 45m 電波望遠鏡で観測を行うことにした。前回の観測である 2017 年 12 月の観測では、装置トラブルにつきほとんど観測を行うことはできなかったが、1 天体のみデータを取得することができた。しかし、低温高密度な分子雲にて検出される N₂H⁺ を観測することができ、今後の観測に期待が持てる結果となった。

付録 A

観測天体の SED

野辺山での観測のために作成した天体リストについて、赤外線領域でのスペクトルエネルギー分布を作成した。作成に使用した衛星とその周波数が以下である。

表 A.1 SED 作成に利用した赤外線衛星と周波数一覧

衛星		周波数 ν m
2MASS	J-band	1.235
	H-band	1.662
	K-band	2.159
IRAS		12
		25
		60
		100
WISE	band1	3.4
	band2	4.6
	band3	12
	band4	22
AKARI	N60	65
	WIDE-S	90
	WIDE-L	140
	M60	160
MSX	B1	4.29
	B2	4.35
	A	8.28
	C	12.13
	D	14.65
	E	21.34
Spitzer		23.68
		71.42
		155.9
Herschel		70
		160
		350

A.1 周期的な変動を示すメタノールメーザー天体のスペクトルエネルギー分布

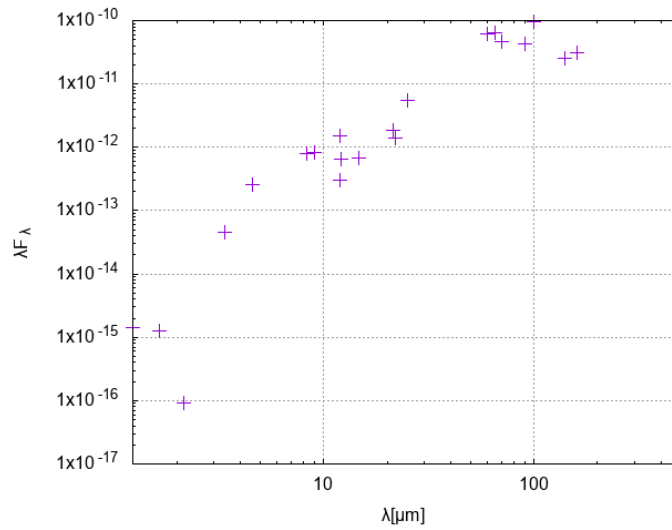


図 A.1 周期変動メタノールメーザーが付随する G12.88+00.48 の SED

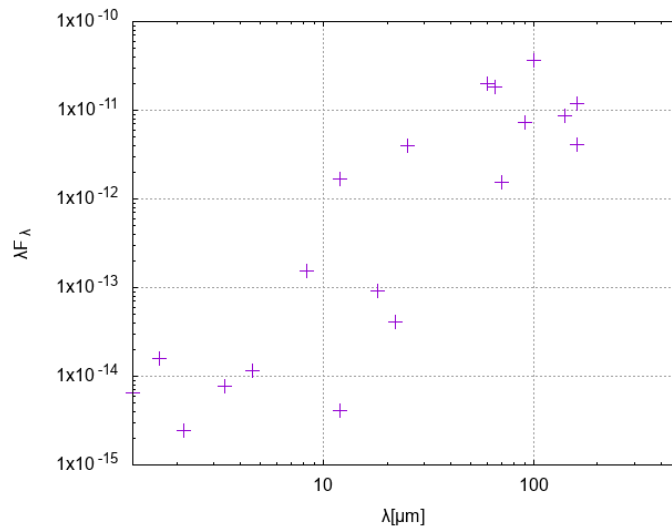


図 A.2 周期変動メタノールメーザーが付随する G14.23-00.50 の SED

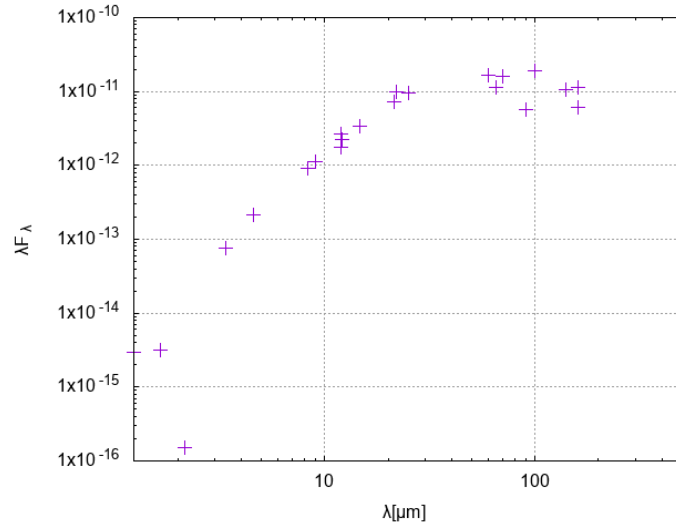


図 A.3 周期変動メタノールメーザーが付随する G19.75-00.12 の SED

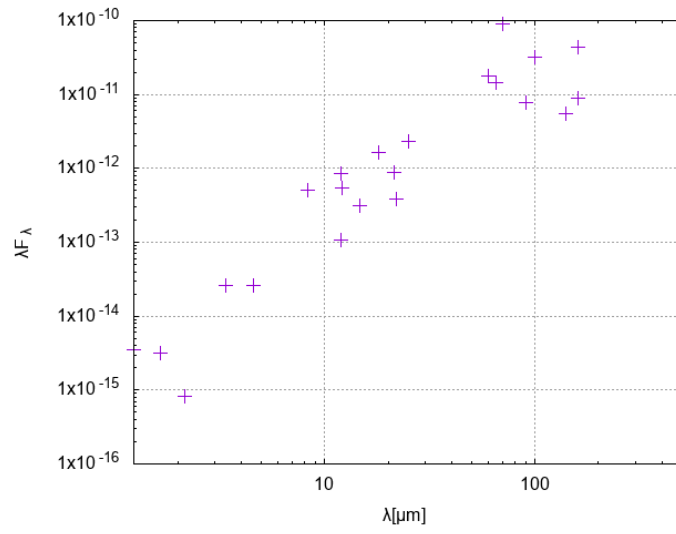


図 A.4 周期変動メタノールメーザーが付随する G22.35+00.06 の SED

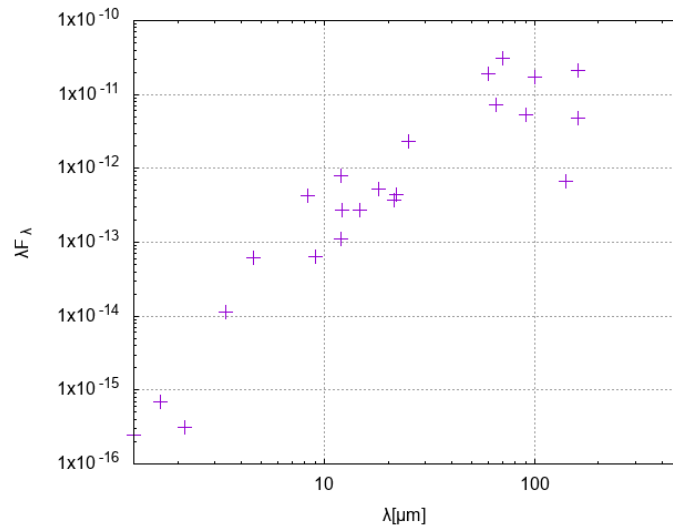


図 A.5 周期変動メタノールメーザーが付随する G24.14-00.00 の SED

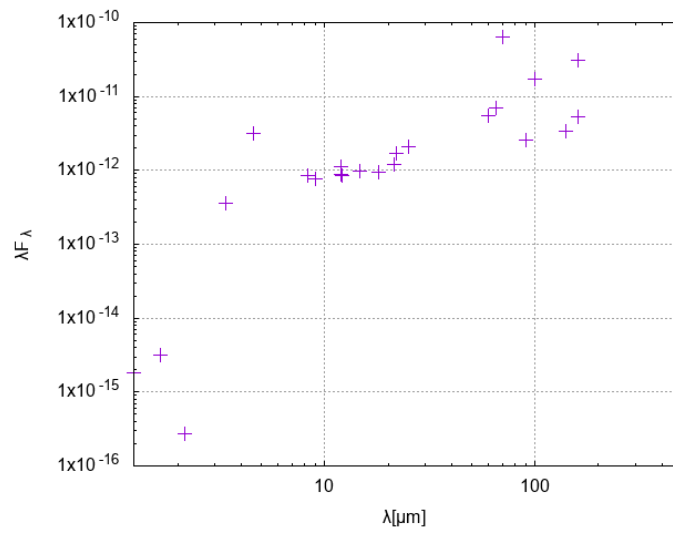


図 A.6 周期変動メタノールメーザーが付随する G25.41+00.10 の SED

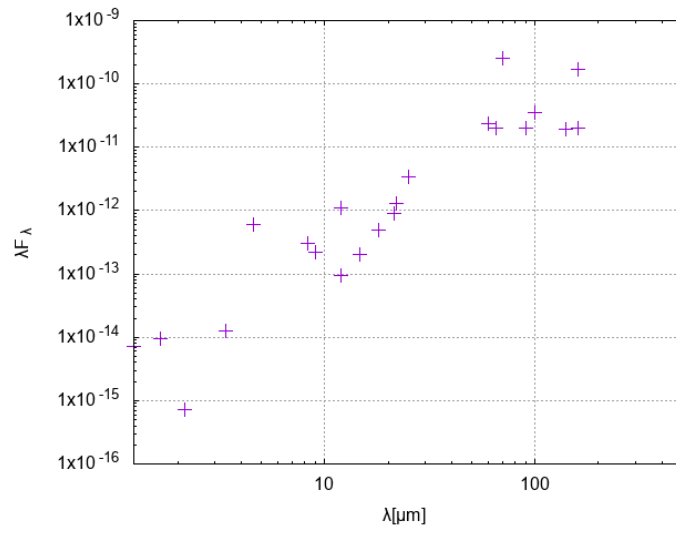


図 A.7 周期変動メタノールメーザーが付随する G32.04+00.05 の SED

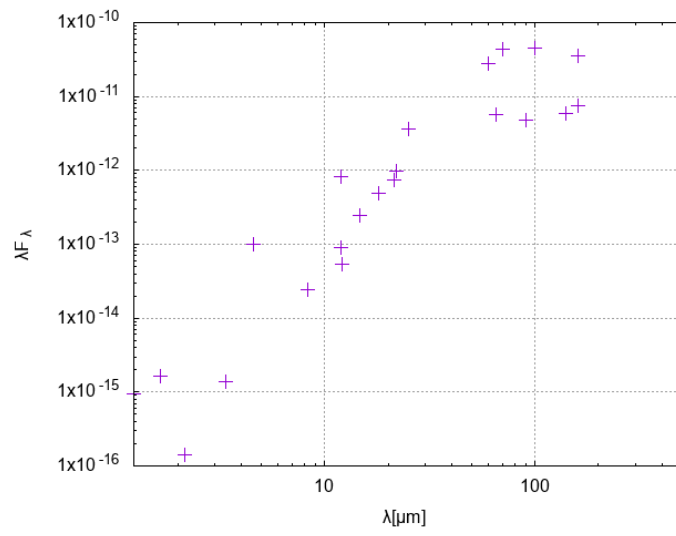


図 A.8 周期変動メタノールメーザーが付随する G33.39+00.01 の SED

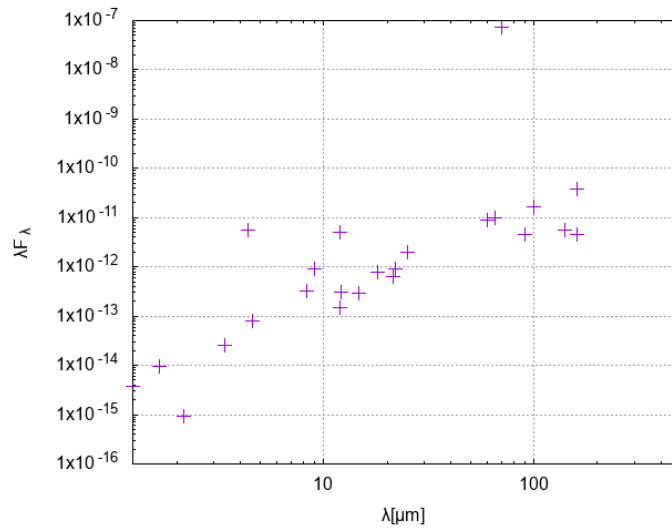


図 A.9 周期変動メタノールメーザーが付随する G33.64-00.22 の SED

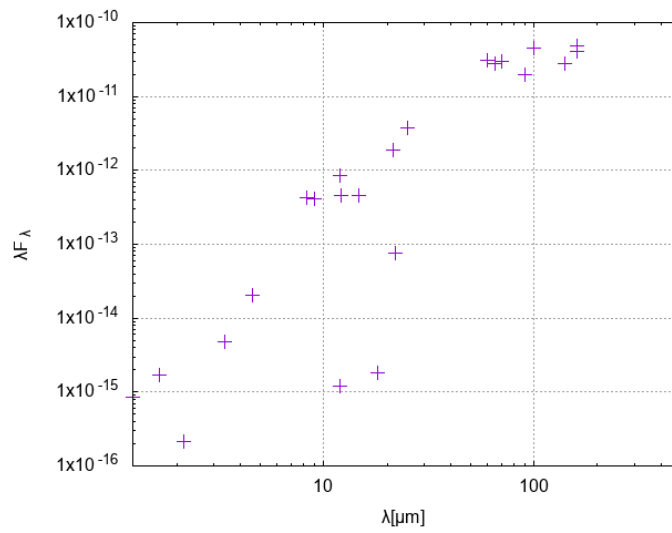


図 A.10 周期変動メタノールメーザーが付随する G34.39-00.22 の SED

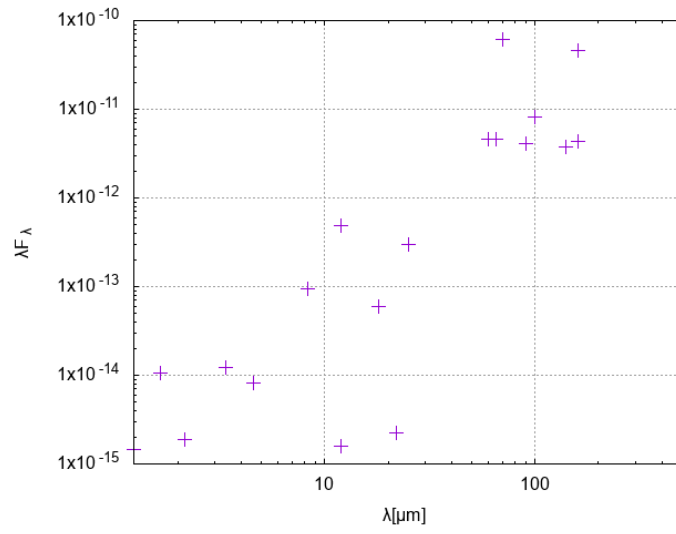


図 A.11 周期変動メタノールメーザーが付随する G35.79-00.07 の SED

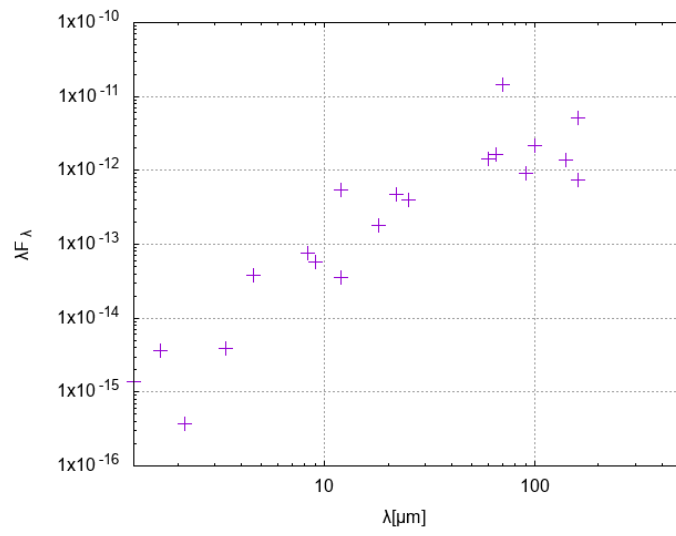


図 A.12 周期変動メタノールメーザーが付随する G36.70+00.09 の SED

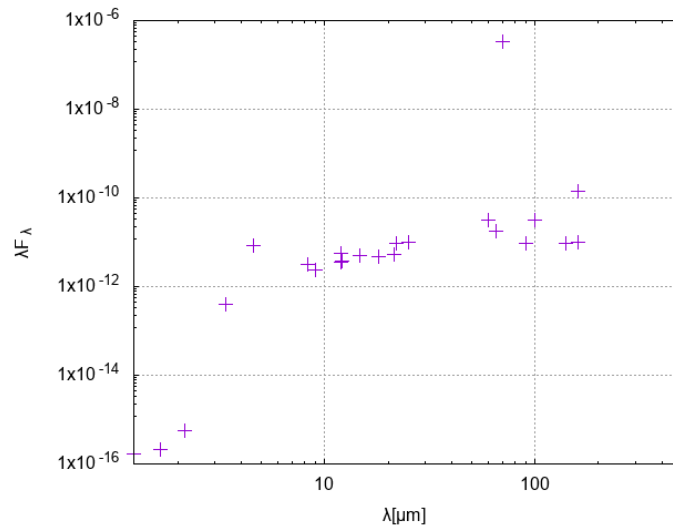


図 A.13 周期変動メタノールメーザーが付随する G37.55+00.20 の SED

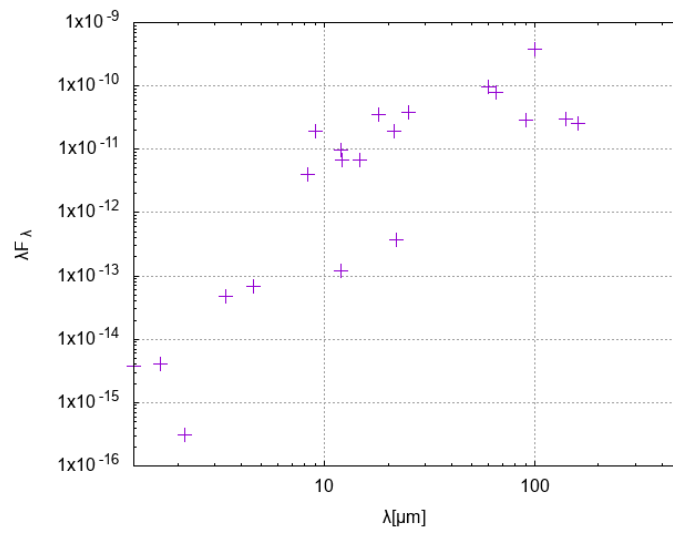


図 A.14 周期変動メタノールメーザーが付随する G45.47+00.13 の SED

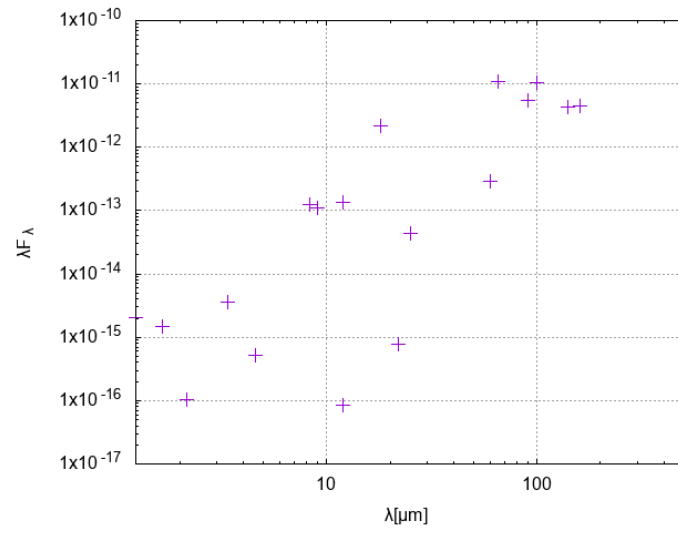


図 A.15 周期変動メタノールメーザーが付随する G73.06+01.80 の SED

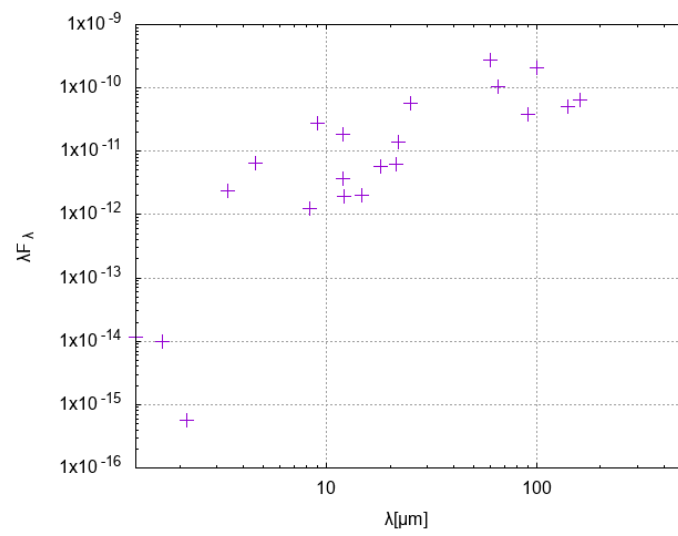


図 A.16 周期変動メタノールメーザーが付随する G75.76+00.34 の SED

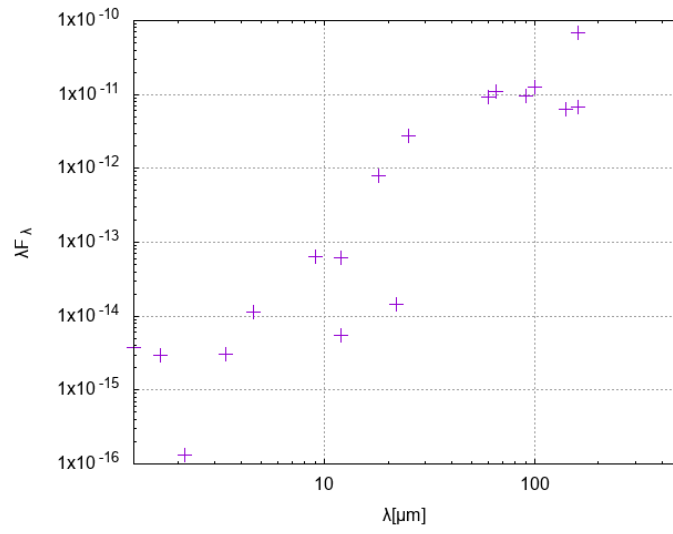


図 A.17 周期変動メタノールメーザーが付随する G107.29+05.63 の SED

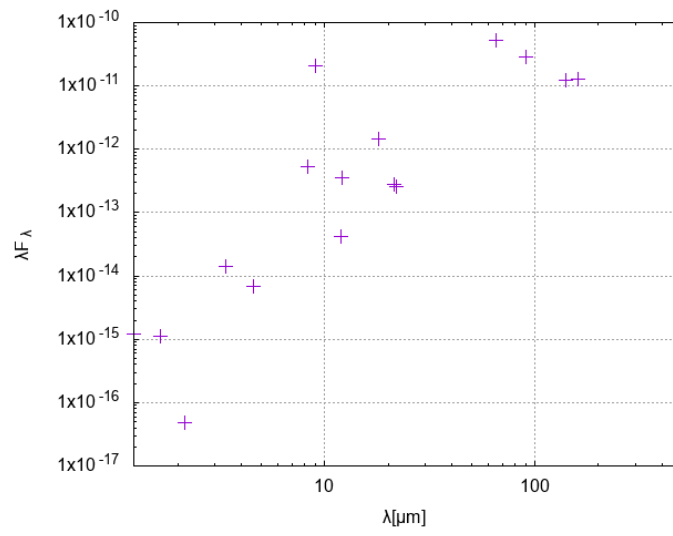


図 A.18 周期変動メタノールメーザーが付随する G108.75-00.96 の SED

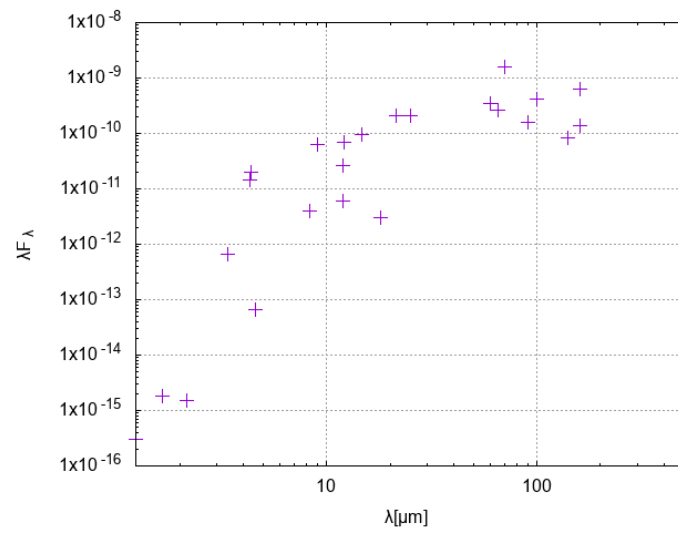


図 A.19 周期変動メタノールメーザーが付随する G111.53+00.76 の SED

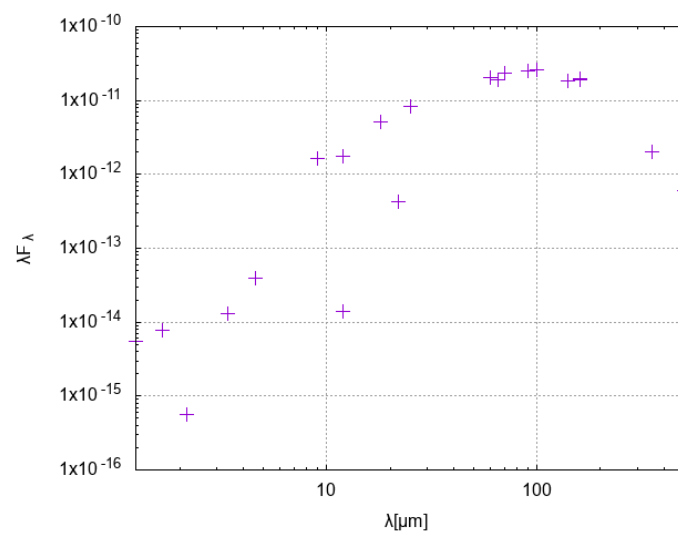


図 A.20 周期変動メタノールメーザーが付随する G174.19-00.09 の SED

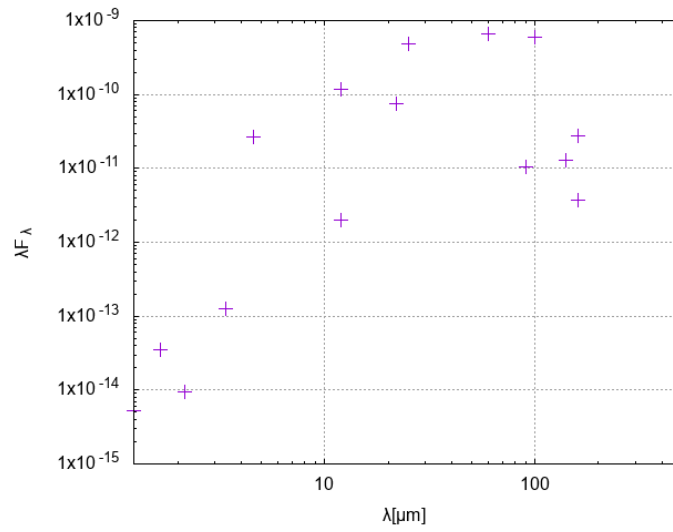


図 A.21 周期変動メタノールメーザーが付随する G188.94+00.88 の SED

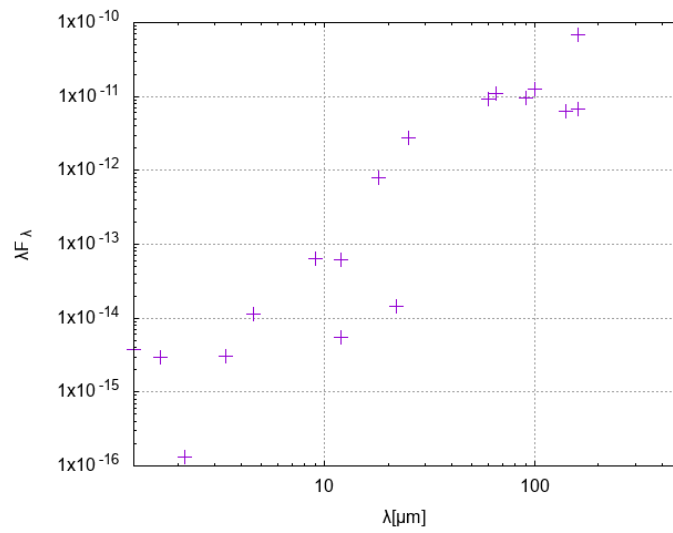


図 A.22 周期変動メタノールメーザーが付随する G107.29+05.63 の SED

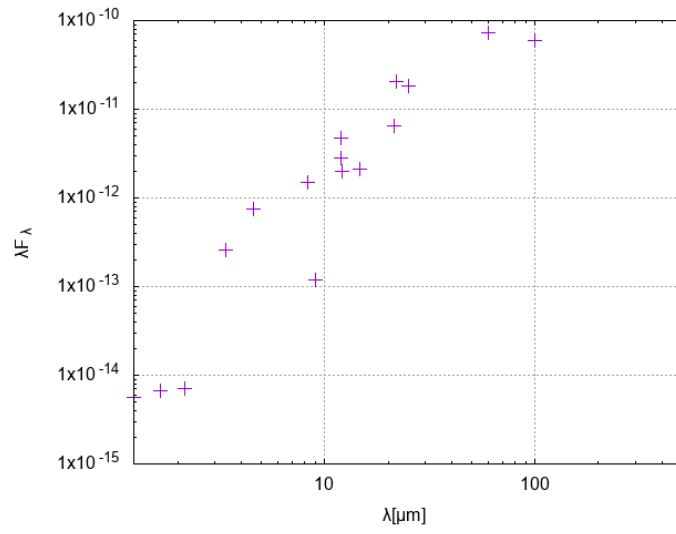


図 A.23 周期変動メタノールメーザーが付随する G196.45-01.67 の SED

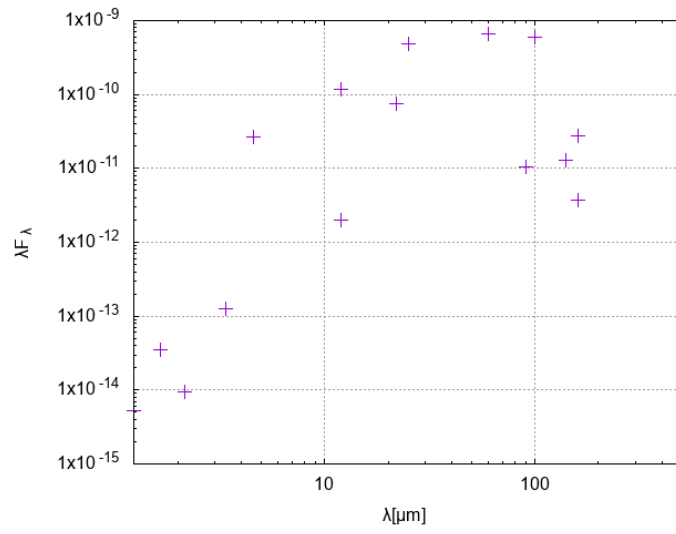


図 A.24 周期変動メタノールメーザーが付随する G213.70-12.59 の SED

A.2 6.7GHz メタノールメーザーの強度が一定な天体のスペクトルエネルギー分布

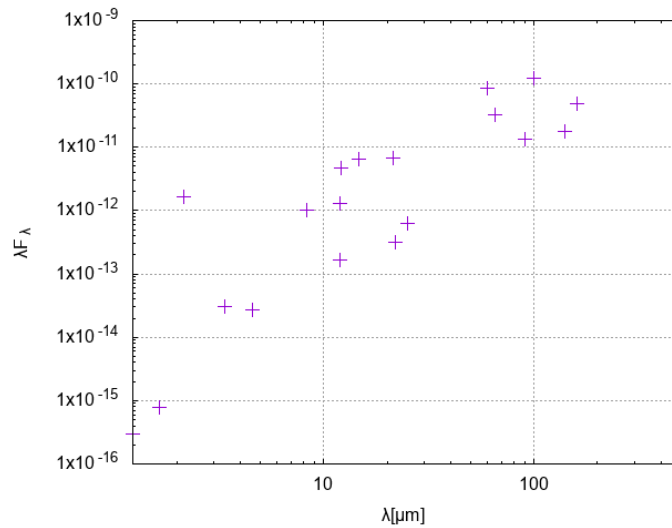


図 A.25 周期変動を示さないメタノールメーザーが付随する G13.17+00.06 の SED

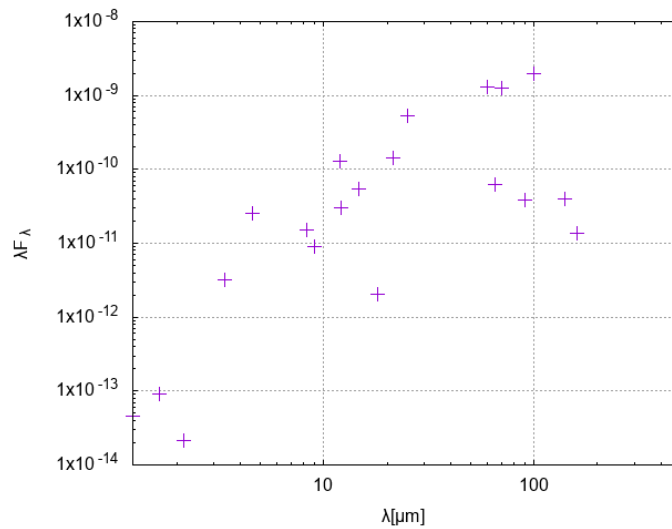


図 A.26 周期変動を示さないメタノールメーザーが付随する G15.03-00.67 の SED

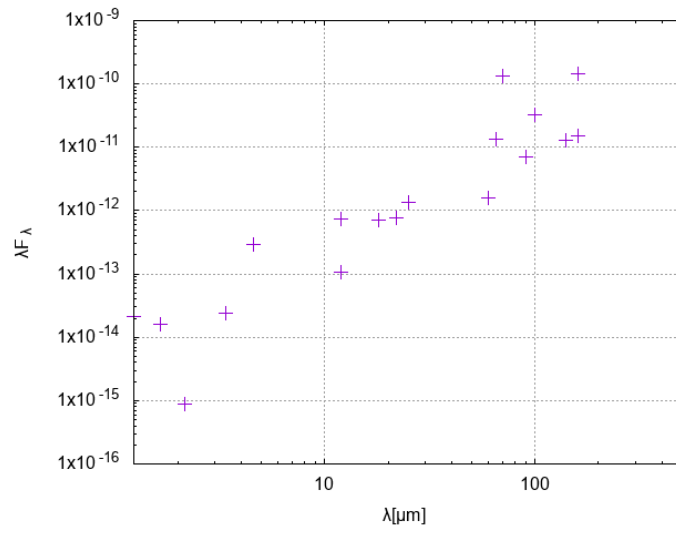


図 A.27 周期変動を示さないメタノールメーザーが付随する G19.88-00.53 の SED

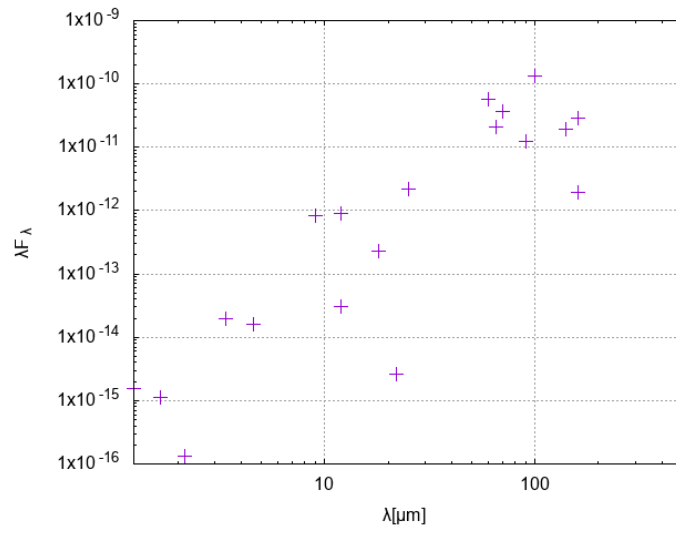


図 A.28 周期変動を示さないメタノールメーザーが付随する G23.01-00.41 の SED

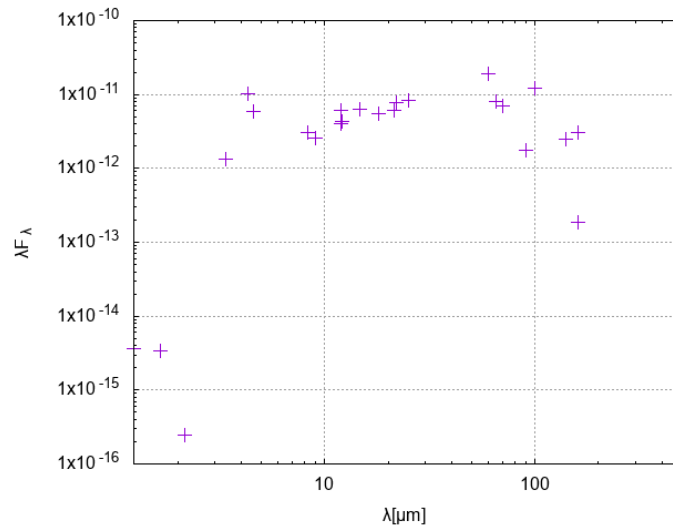


図 A.29 周期変動メタノールメーザーが付随する G23.65-00.12 の SED

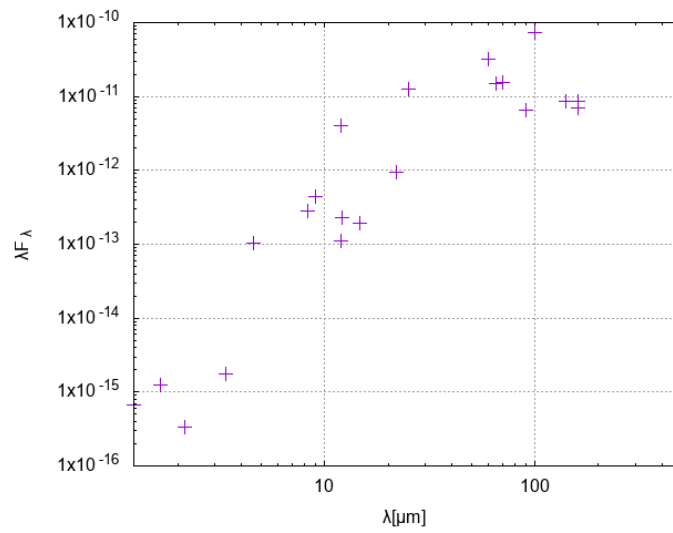


図 A.30 周期変動メタノールメーザーが付随する G25.71+00.04 の SED

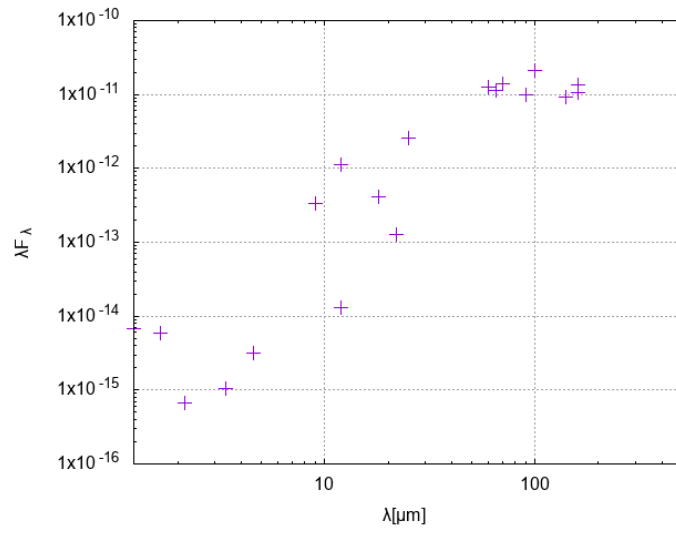


図 A.31 周期変動メタノールメーザーが付随する G32.74-00.07 の SED

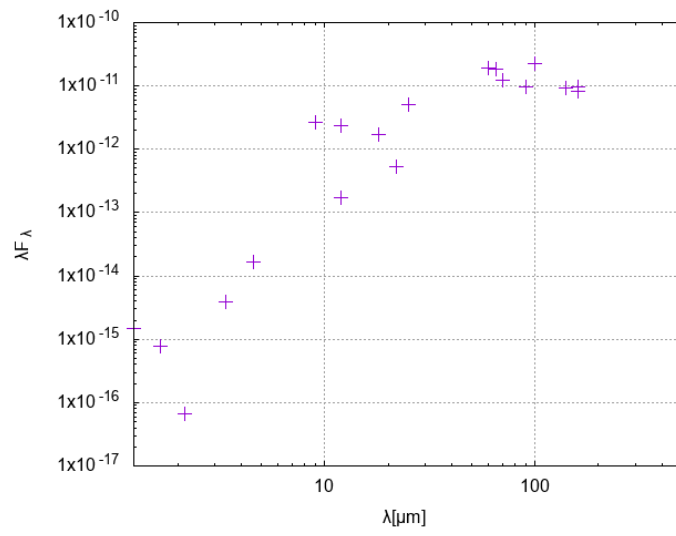


図 A.32 周期変動メタノールメーザーが付随する G32.99-00.07 の SED

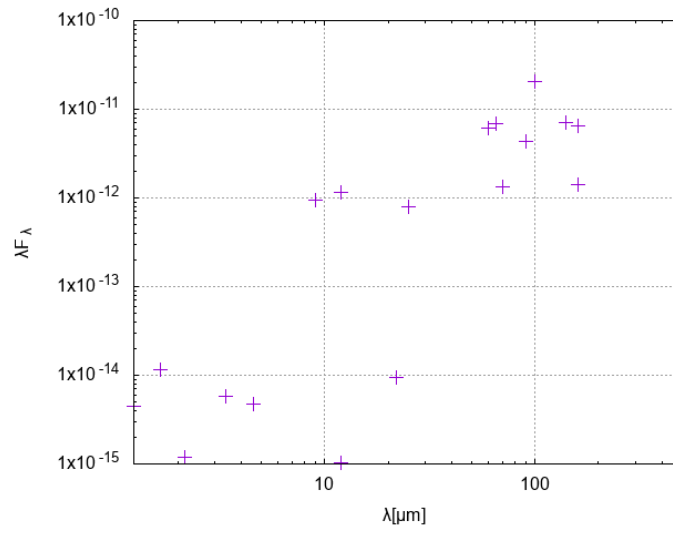


図 A.33 周期変動メタノールメーザーが付随する G33.98-00.01 の SED

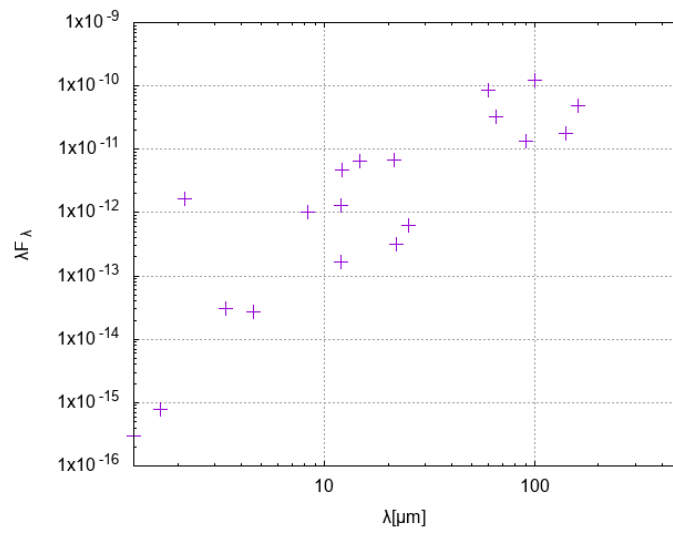


図 A.34 周期変動メタノールメーザーが付随する G13.17+00.06 の SED

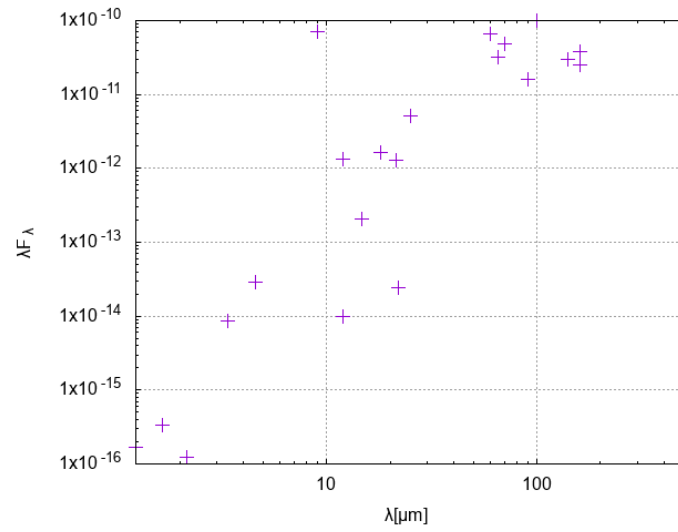


図 A.35 周期変動メタノールメーザーが付随する G35.02+00.35 の SED

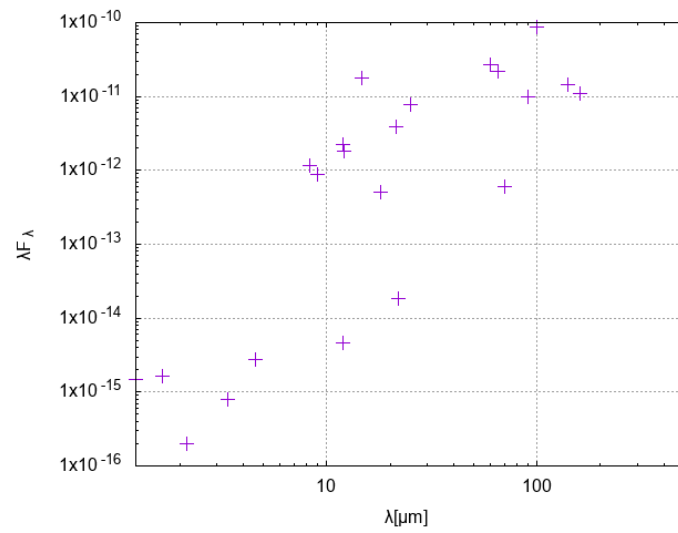


図 A.36 周期変動メタノールメーザーが付随する G35.58+00.06 の SED

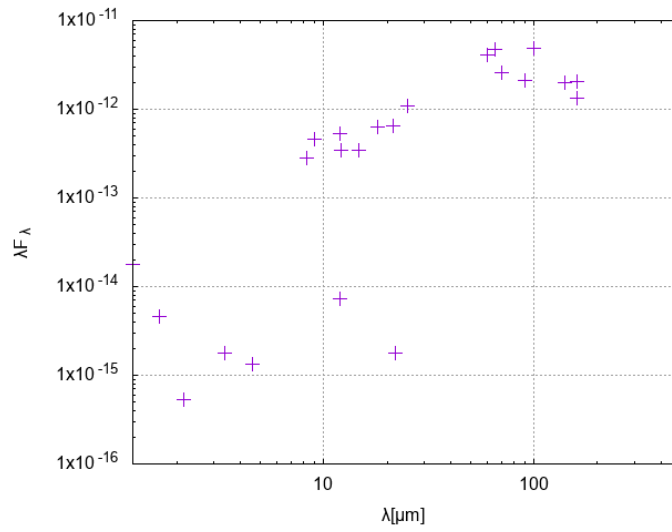


図 A.37 周期変動メタノールメーザーが付随する G36.91+00.48 の SED

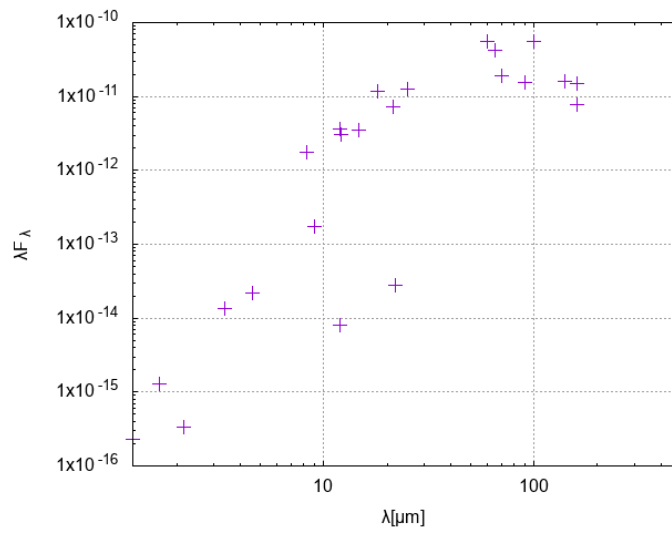


図 A.38 周期変動メタノールメーザーが付随する G37.54-00.11 の SED

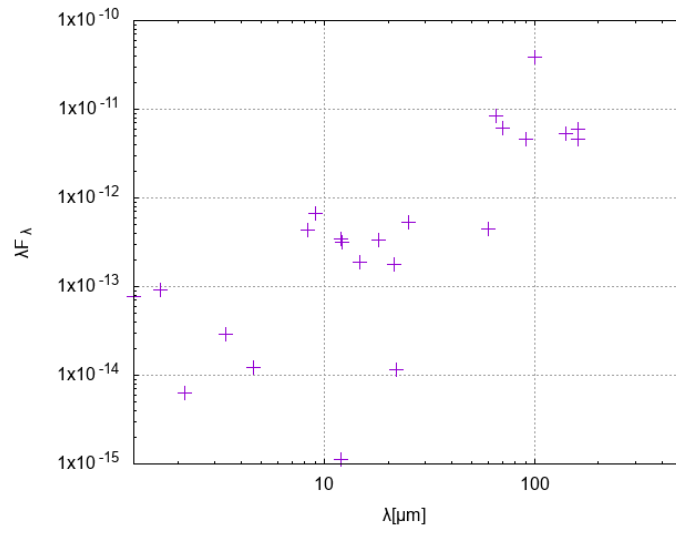


図 A.39 周期変動メタノールメーザーが付随する G45.80-00.35 の SED

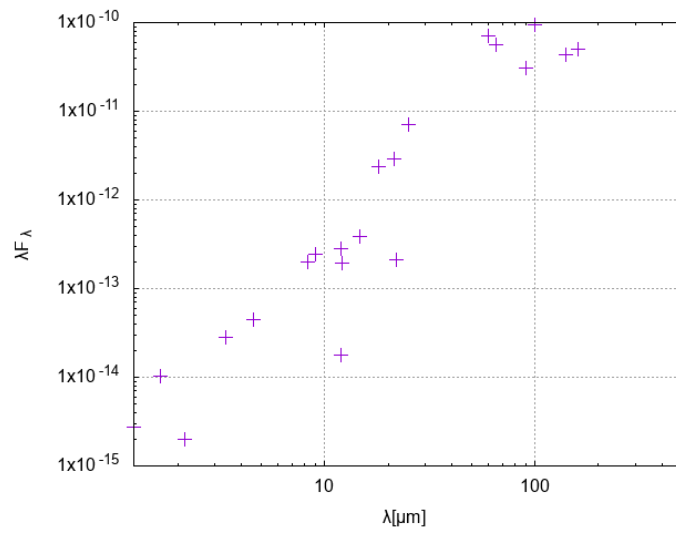


図 A.40 周期変動メタノールメーザーが付随する G69.52-00.97 の SED

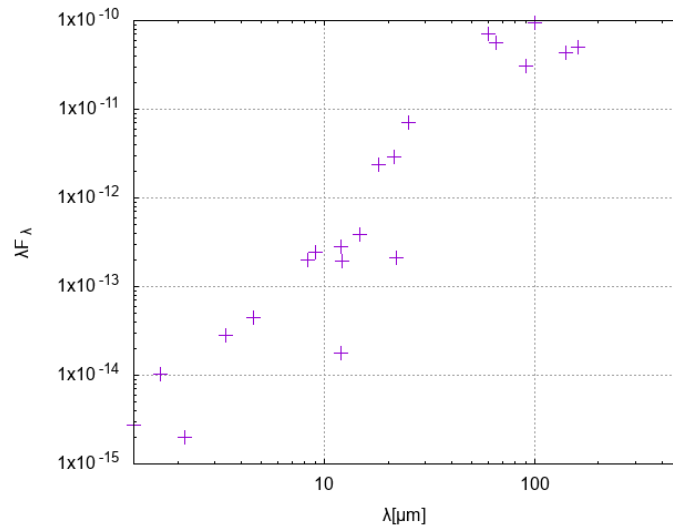


図 A.41 周期変動メタノールメーザーが付随する G69.52-00.97 の SED

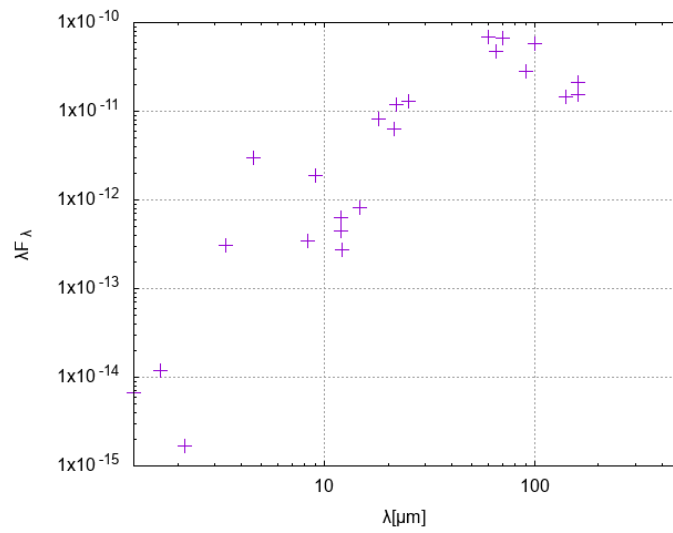


図 A.42 周期変動メタノールメーザーが付随する G78.10+03.64 の SED

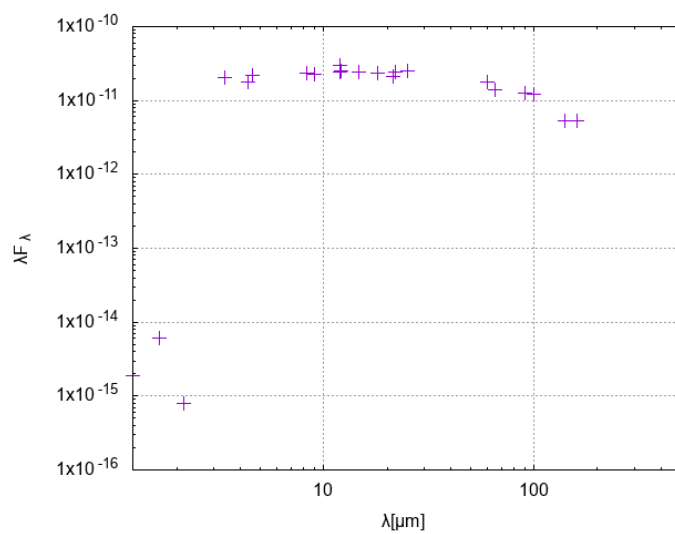


図 A.43 周期変動メタノールメーザーが付随する G94.58-01.79 の SED

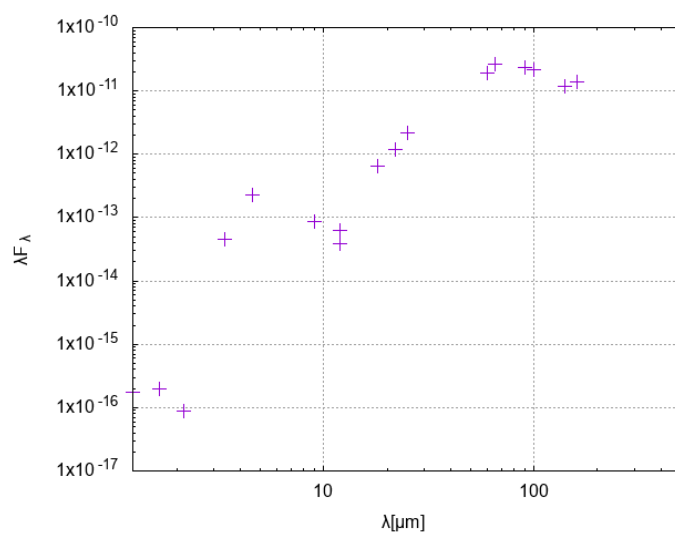


図 A.44 周期変動メタノールメーザーが付随する G108.18+05.51 の SED

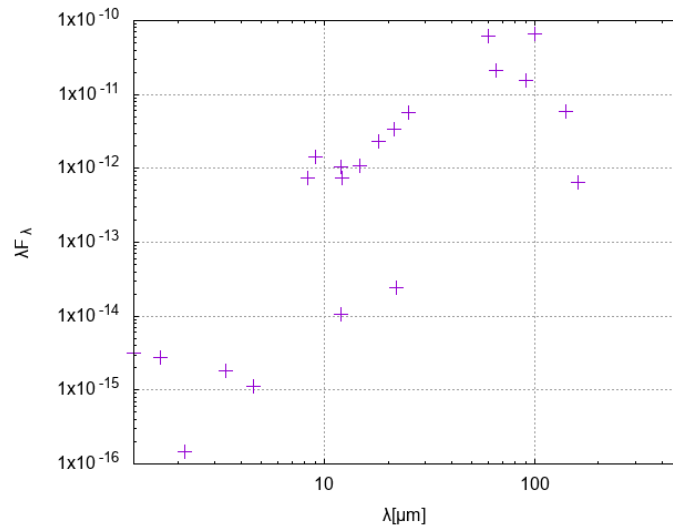


図 A.45 周期変動メタノールメーザーが付随する G111.24-00.76 の SED

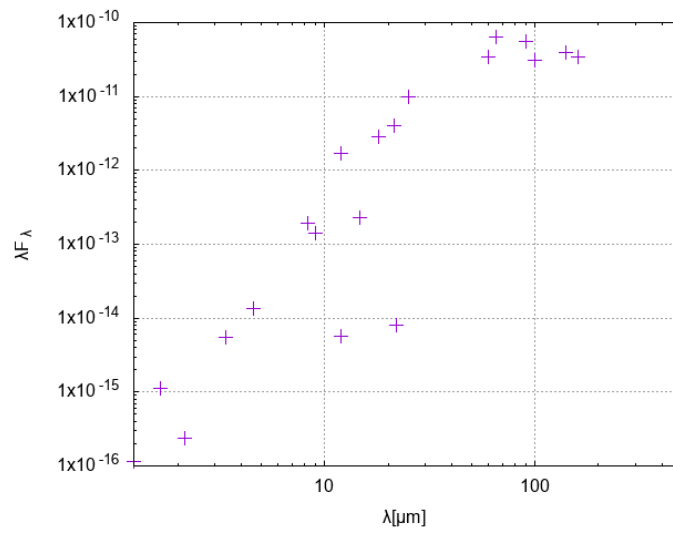


図 A.46 周期変動メタノールメーザーが付随する G173.49+02.42 の SED

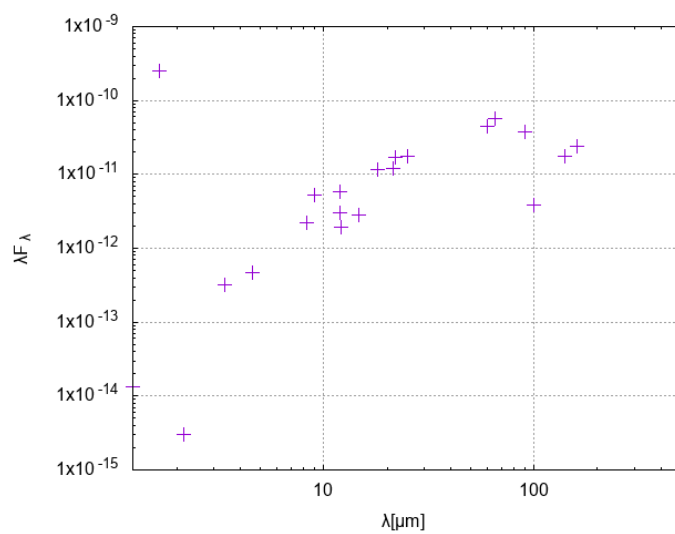


図 A.47 周期変動メタノールメーザーが付随する G188.71+01.03 の SED

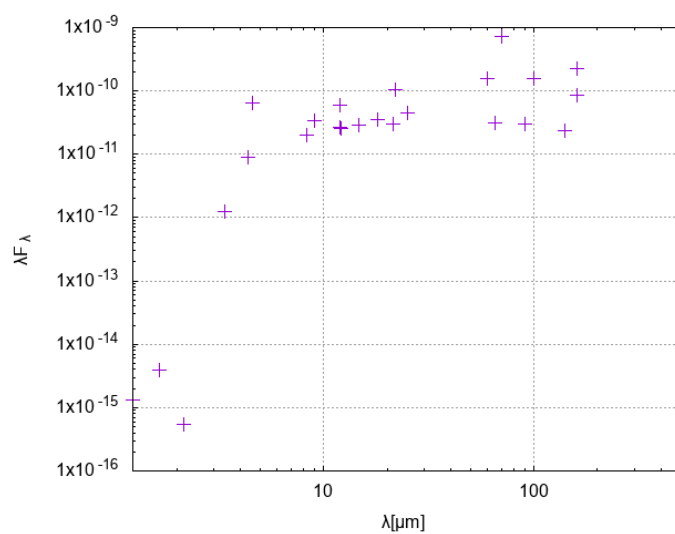


図 A.48 周期変動メタノールメーザーが付随する G192.60-00.05 の SED

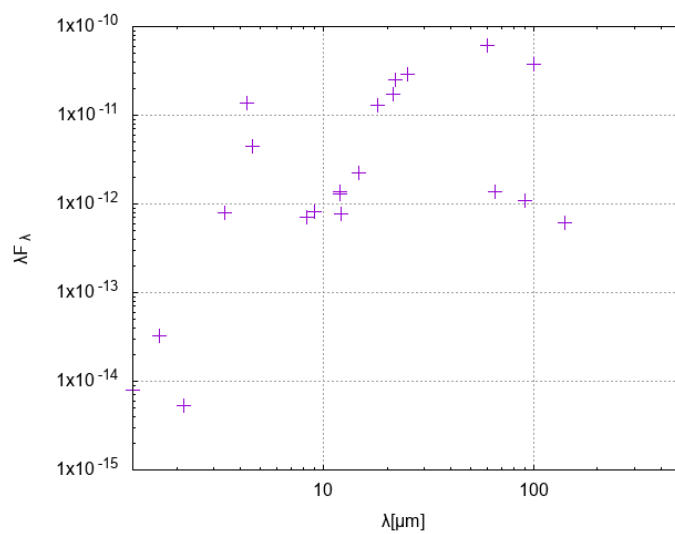


図 A.49 周期変動メタノールメーザーが付随する G232.62+00.99 の SED

謝辞

本修士論文に関わってくださった全ての方に感謝します。ありがとうございました。

Bibliography

- [1] Purcell, C. R., Balasubramanyam, R., Burton, M. G., et al., MNRAS, 367, 553
- [2] Araya, E., Hofner, P., Kurtz, S., Bronfman, L., & DeDeo, S., 2005, ApJS, 157, 279
- [3] Sugiyama, K., Nagase, K., Yonekura, Y., et al. 2017, PASJ, 69, 59
- [4] Lada, C. J., & Wilking, B. A. 1984, ApJ, 287, 610
- [5] Yonekura, Y., Saito, Y., Sugiyama, K., et al., 2016, PASJ, 68, 74
- [6] Inayoshi, K., Sugiyama, K., Hosokawa, T., Motogi, K., & Tanaka, K. E. I. 2013, ApJl, 769, L20
- [7] Keto, E., & Rybicki, G. 2010, ApJ, 716, 1315
- [8] Sánchez-Monge, Á., Palau, A., Estalella, R., Beltrán, M. T., & Girart, J. M. 2008, aap, 485, 497
- [9] Sánchez-Monge, Á., Palau, A., Estalella, R., et al. 2010, apjl, 721, L107
- [10] Inayoshi, K., Sugiyama, K., Hosokawa, T., Motogi, K., & Tanaka, K. E. I. 2013, apjl, 769, L20
- [11] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J. 2004, mnras, 355, 553
- [12] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J. 2007, Astrophysical Masers and their Environments, 242, 97
- [13] Goedhart, S., Langa, M. C., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J. 2009, mnras, 398, 995
- [14] Fujisawa, K., Takase, G., Kimura, S., et al. 2014, pasj, 66, 78
- [15] Hirota, T., Ando, K., Bushimata, T., et al. 2008, pasj, 60, 961
- [16] Lada, C. J., & Wilking, B. A. 1984, apj, 287, 610
- [17] Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., & Palla, F. 1996, aap, 308, 573
- [18] Palau, A., Fuente, A., Girart, J. M., et al. 2011, apjl, 743, L32
- [19] Palau, A., Fuente, A., Girart, J. M., et al. 2013, apj, 762, 120
- [20] Parfenov, S. Y., & Sobolev, A. M. 2014, mnras, 444, 620
- [21] Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, araa, 25, 23
- [22] Sugiyama, K., Fujisawa, K., Doi, A., et al. 2008, pasj, 60, 1001

- [23] Szymczak, M., Wolak, P., Bartkiewicz, A., & van Langevelde, H. J. 2011, *aap*, 531, L3
- [24] Szymczak, M., Wolak, P., & Bartkiewicz, A. 2014, *mnras*, 439, 407
- [25] Szymczak, M., Olech, M., Wolak, P., Bartkiewicz, A., & Gawroński, M. 2016, *mnras*, 459, L56
- [26] Tafalla, M., Bachiller, R., & Martin-Pintado, J. 1993, *apj*, 403, 175
- [27] van der Walt, D. J. 2011, *aj*, 141, 152
- [28] 宮本祐輔, 2017, 茨城大学大学院修士論文