

観測と解析の手引き

【概要】

宇宙には星だけが存在するのではなく、星と星の間には星間物質と呼ばれる星間ガスや星間塵が存在する。星間ガスは、密度の低いところでは原子ガスが支配的であるが、密度が高くなると分子ガスとして存在するようになる (分子雲)。星はそうように密度が高くなった分子雲の中から誕生してくることが知られているが、星形成のメカニズムが完全に理解されているわけではない。星誕生の場となる分子雲を直接観測できる電波観測は、星形成のメカニズムを探るためには欠かせないものである。

今回の実習では、生まれたばかりの星が輝き始めた領域に付随した分子雲中のアンモニア分子からの輝線を、45 m 電波望遠鏡で観測することによって、分子雲の物理状態 (温度等) を調べる。

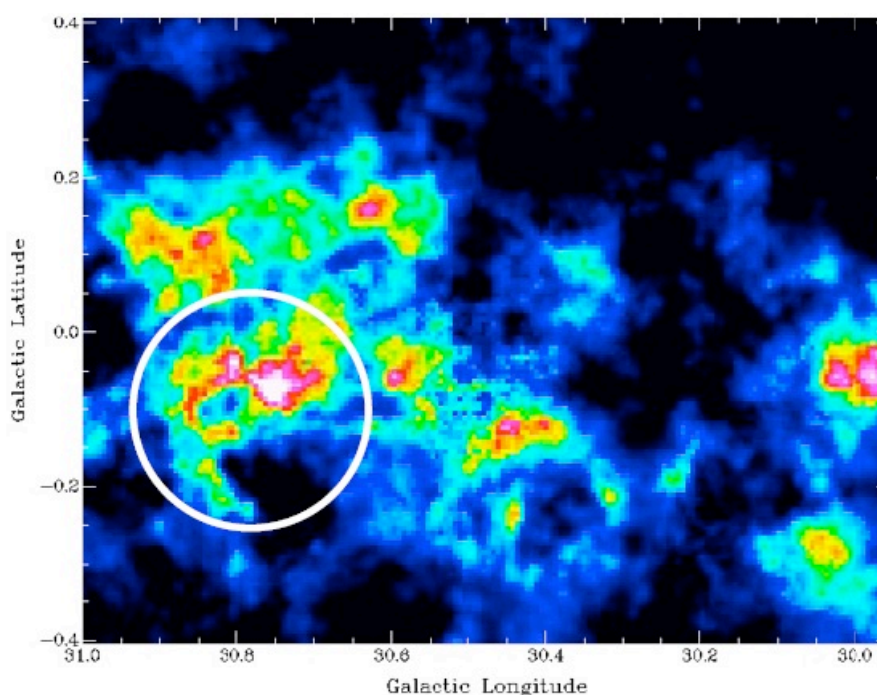


図 1: W43 領域の $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線での強度マップ ($-5 - +135 \text{ km s}^{-1}$ の積分)
(Jackson ら 2006, ApJS, 163, 145; http://www.bu.edu/galacticring/new_index.htm より取得したデータを用いて描画) 黒, 青, ..., 赤, 白の順で強度が大きくなる。座標は銀河座標。

【参考】 (詳しくは最後のページに紹介した参考文献を参照)

[分子雲]

星間ガスは、その密度と温度から図2の様ないくつかの相に分類される。分子ガスが存在するのは、密度が 10^2 cm^{-3} 以上あるような密度の高い相からで、それらが分子雲とよばれる。分子雲は、温度が 10 K 程度という極低温で、大きさが 1 - 数 10 pc (パーセク)、重さが太陽質量の $10^2 - 10^6$ 倍の塊として存在している。分子雲の中には温度がやや高く密度が 10^4 cm^{-3} を超えるような高密度領域 (コア) が存在し、そういった領域で新しい星が誕生、またはこれから誕生すると考えられている。

$$* 1 \text{ pc} = 3.26 \text{ 光年} = 3.08 \times 10^{18} \text{ cm}$$

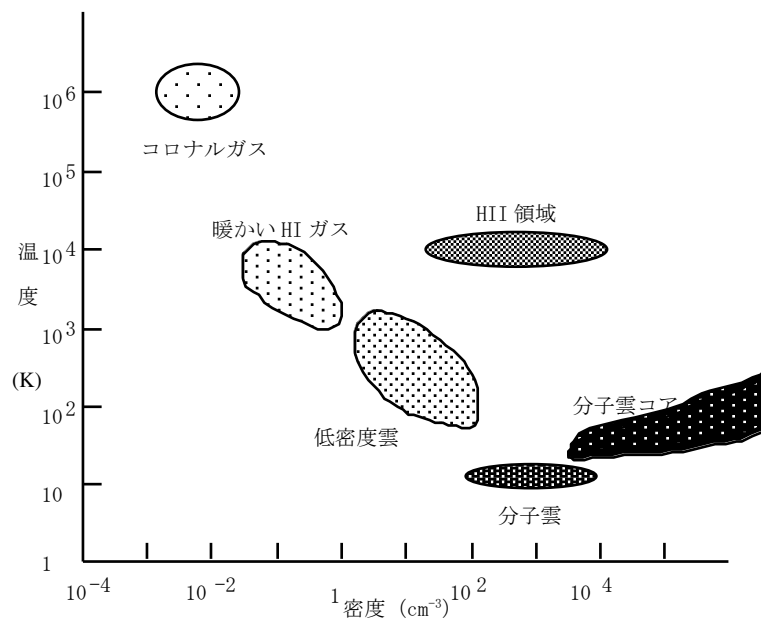


図2 星間ガスの温度と密度

[水素電離 (HII)領域] (HII: 水素原子イオン)

誕生したばかりの表面温度の高い星からの紫外線によって、まわりにある星間ガスが電離された領域。オリオン大星雲は代表的な HII 領域。

[分子輝線]

分子は高いエネルギー準位 (E_h) から低いエネルギー準位 (E_l) へ遷移するときに、その差に相当するエネルギー、

$$E_h - E_l = h\nu_0 \quad (1)$$

をもつ光子を放出し、これが分子輝線として観測される。 h はプランク定数。エネルギー準

位はそれぞれの分子で決まった値しかとれないので、放出される光子の周波数 (ν_0) もそれぞれの遷移で決まってしまう、それぞれの分子が決まった周波数の輝線を持つことになる。ただし、観測されている分子ガスが観測者に対して運動している場合、ドップラー効果によって実際に観測される周波数 (ν) がずれる。従って、逆にそのずれから観測者の視線方向に沿った速度 (視線速度 V) を知ることができる。

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{V}{c} \right) \quad (2)$$

c : 光速度

エネルギー準位には、電子の励起状態、分子の振動による励起状態、分子の回転による励起状態があるが、電波周波数帯では主に回転エネルギー準位間の遷移が重要である。輝線を放射するには、高いほうのエネルギー準位に分子が存在しなくてはならない。星間空間では主に水素分子との衝突によってより高いエネルギー準位へ励起されるが (水素分子が最も多い分子のため)、一方、高いエネルギー準位にある分子は不安定のため時間とともに自発的に輝線を放射し、低いエネルギー準位へ移ってしまう。したがって、衝突によって高いエネルギー準位へ移る割合が放射によって低いエネルギー準位へ移る割合以上になったとき、はじめてその輝線を観測することができる。放射による遷移が起こる割合はそれぞれの輝線で決まっており、衝突による励起の割合は水素分子の密度に依存するため、それぞれの輝線が出されるために必要な密度が決まる。したがって、異なる分子輝線で観測することによって星間ガスの異なる密度領域を観測することができる。例えば、最もよく観測される周波数 115.27 GHz の一酸化炭素分子 (CO) からの電波は、密度が 10^2 cm^{-3} 以上という比較的低密度な領域でも観測されるが、周波数 88.63 GHz のシアン化水素分子 (HCN) からの電波は 10^5 cm^{-3} を超えるような高密度領域からだけ観測される。

[輝線の強度]

温度 T の黒体から放射される周波数 ν の電波強度はプランクの放射式

$$I_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (3)$$

h : プランク定数 k : ボルツマン定数

で表わされる。ここで $h\nu \ll kT$ の場合、式 (3) は

$$I_\nu(T) \approx \frac{2kT}{c^2} \nu^2 \quad (4)$$

と近似され、電波強度は温度 T に比例することになる (レイリー・ジーンズの法則)。天体からの電波強度は、この関係を使って対応する黒体の温度で表わされる。ただし、 $h\nu \ll kT$

が成り立たない場合は

$$J(T) = \frac{h\nu/k}{\exp(h\nu/k T) - 1} \quad (5)$$

を式 (4) の T の代わりに使うことになる。

分子雲は電波を出す一方、自分自身で電波の吸収もおこし、吸収の割合は光学的深さで表わされる。例えば、図 3 のように、光学的深さ τ の分子雲を通過した電波は

$$I = I_0 e^{-\tau} \quad (6)$$

のように減衰する。実際に観測される分子雲からの電波強度 (温度の単位で表し ΔT_A^* と書く) は、実際の分子ガスの温度 T と光学的深さをを用いて次のように表わされる。

$$\Delta T_A^* = \eta_{mb} \Phi (T - T_{bg}) (1 - e^{-\tau}) \quad (7)$$

η_{mb} : アンテナの主ビーム能率 (main beam efficiency) (< 1)

Φ : 分子ガスの広がりかビーム内で占める割合 (beam filling factor) (< 1)

T_{bg} : 分子雲の背景からの電波強度

分子輝線に対する光学的深さは、分子ガスの温度、密度、分子雲の視線方向の長さ (視線長) に依存する量である。これは、低いエネルギー準位にある分子が電波を吸収して高いエネルギー準位へ遷移するため、視線上の分子が多い (柱密度 = 密度 \times 視線長 が大きい) ほど、また低いエネルギー準位にある割合が高い (温度が低い) ほど光学的深さが大きくなるためである。温度、密度が一定の分子雲を仮定すると、光学的深さは分子の柱密度に比例する。

式 (7) は、光学的深さが大きい (光学的に厚い) 場合、 $\Delta T_A^* = \eta_{mb} (T - T_{bg})$ となり ($\Phi = 1$ の場合。 η_{mb} は測定可能)、観測される温度 (ΔT_A^*) が分子ガスの温度 (T) に対応することになる。一方、光学的深さが小さい (光学的に薄い) 場合、 $\Delta T_A^* = \eta_{mb} (T - T_{bg}) \tau$ となり、観測される温度は分子の柱密度に比例することになる。

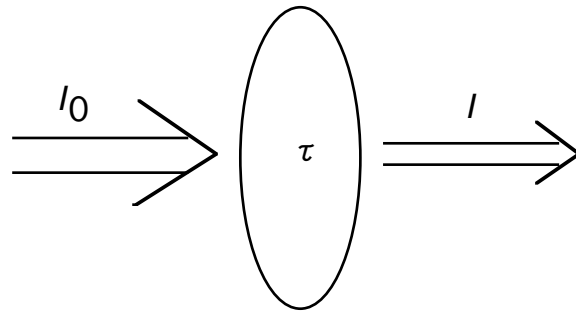


図 3 光学的深さ τ の分子雲による電波の吸収

[アンモニア分子]

アンモニア分子 (NH_3) は星間空間で最初 (1968 年) に検出された多原子分子である (図 4)。アンモニア分子は周波数 23 - 24 GHz の電波領域に多くの輝線をもち、それらを使ってガスの温度や光学的深さを求めることができるため、星間物質の性質を調べる重要な手段として使われている。

アンモニア分子の回転エネルギー準位は図 6 のようになっている。アンモニア分子は、一つの回転エネルギー準位上でも、窒素原子が三つの水素原子の作る面を通り抜け反対側へ移動する反転遷移 (図 5) がおきるため各エネルギー準位が二つに分かれている (図 6)。今回観測するのはこの反転遷移である。回転エネルギー準位は、図 7 のようにさらに四重極超微細構造に分かれ、選択則 ($\Delta F = 0, \pm 1$) に従ってそれぞれの準位間の遷移が観測される。実際に観測されるスペクトルは図 8 のように 5 本のピークが見られるはずである。中心の最も強いピークがメインの成分で $\Delta F = 0$ の遷移による。その両脇に見られる 4 つのピークは $\Delta F = \pm 1$ の遷移によるものである。

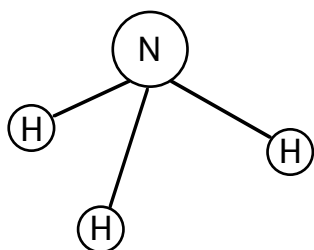


図 4 アンモニア分子構造の模式図

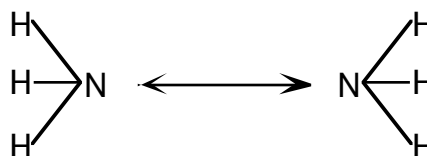


図 5 反転遷移

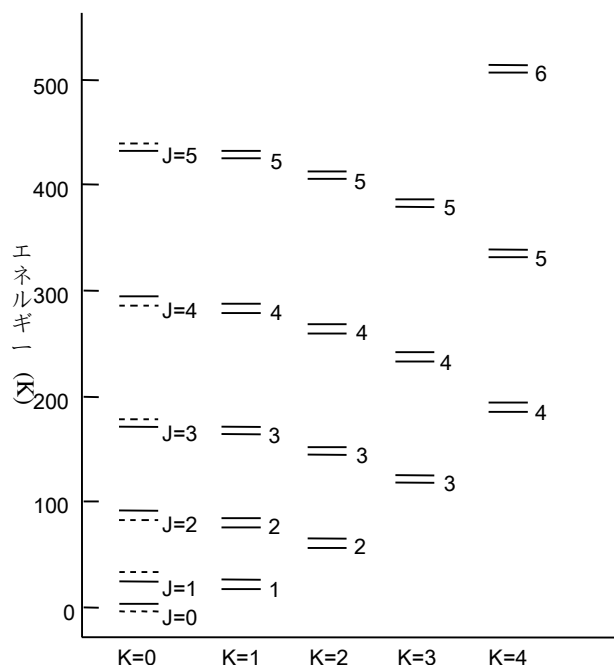
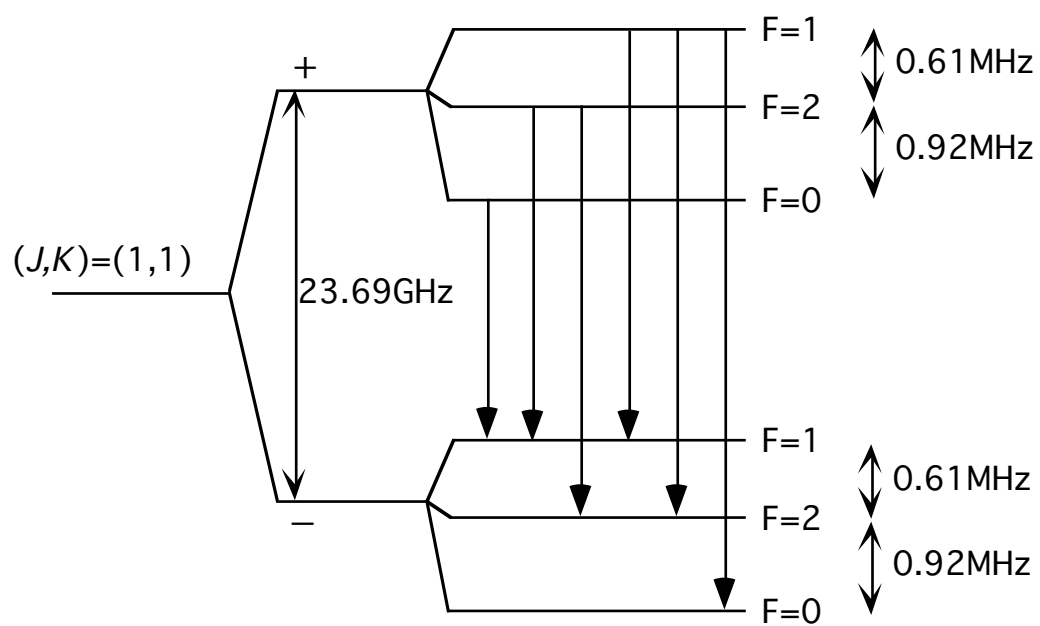


図 6 アンモニア分子の回転エネルギー準位。J は回転量子数、K は分子の回転対称軸への J の射影。



超微細構造

図 7 $(J, K) = (1, 1)$ の超微細構造。

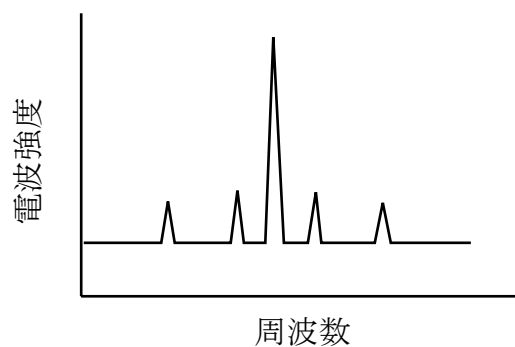


図 8 アンモニア輝線のプロファイル $(J, K) = (1, 1)$ の場合

【実習内容例】

- (1) 45 m 鏡を用いた観測計画を立て、実際にデータを取得する。
- (2) 得られたデータから、各観測点での星間ガスの物理量 (視線速度、光学的厚さ、温度) を求め、得られた結果について考察する。
- (3) それらの 2 次元分布を求め、星形成 (例えば光で見える構造) との関係を考察する。

【解析方法】 (式の導出等より詳しく知りたい場合は参考文献を参照)

ここでは分子ガスが熱平衡にあるものとして、大まかな解析方法を述べる。詳しくは実習を進めながら担当の教官に指導してもらう。

今回の観測では、各観測点で十分な感度であればアンモニア分子の $(J, K) = (1, 1), (2, 2)$ での超微細構造まで観測されるはずである (図 8)。各観測点でのスペクトルについて、以下のように物理量を求める。

[視線速度・速度幅]

熱平衡にある分子ガスの速度分布はマクスウェル分布に従い、そこからの輝線の強度分布はガウス関数で表わすことができる。

$$f(V) = T_{\text{peak}} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left(\frac{V - V_0}{\Delta V} \right)^2 \right\} \quad (8)$$

T_{peak} : ピーク温度

$\Delta V \equiv \sqrt{4 \ln 2 \frac{2kT}{m}}$: 半値幅 (強度が最大値の半分となる場所での線幅)

V_0 : 強度の最大値での速度

T : ガスの温度

m : 分子の質量

メインの成分をガウス関数でフィッティングし、そのピークの手速と半値幅を求める。

[光学的厚さ]

各成分の強度が式 (7) のように表わせることから、回転エネルギー準位 (J, K) でのメインの成分と $\Delta F = \pm 1$ の成分の強度比を用いてそれぞれの成分の光学的深さを求めることができる。

$$\frac{\Delta T_A^*(J, K, m)}{\Delta T_A^*(J, K, s)} = \frac{1 - e^{-\tau(J, K, m)}}{1 - e^{-\tau(J, K, s)}} \quad (9)$$

$\Delta T_A^*(J, K, m)$: (J, K) のエネルギー準位でのメインの成分の観測されたアンテナ温度。

$\Delta T_A^*(J, K, s)$: $\Delta F = \pm 1$ の成分の観測されたアンテナ温度。

$\tau(J, K, m)$: メインの成分の光学的深さ。

$\tau(J, K, s)$: $\Delta F = \pm 1$ の成分の光学的深さ。 $(J, K) = (1, 1)$ の場合、メインの成分の光学的深さと、内側二つのピークでは $\tau(1, 1, s) = 0.28\tau(1, 1, m)$ 、外側では $\tau(1, 1, s) = 0.22\tau(1, 1, m)$ の関係にある。

それぞれの成分をガウス関数でフィッティングし、ピーク温度の比から光学的深さを求める。

$\Delta F = \pm 1$ の成分が弱く、直接 $\tau(J, K, m)$ が求められない場合でも、 $\tau(1, 1, m)$ がわかっているれば式 (9) と同様に以下の式から $\tau(J, K, m)$ を求めることができる。

$$\frac{\Delta T_A^*(J, K, m)}{\Delta T_A^*(1, 1, m)} = \frac{1 - e^{-\tau(J, K, m)}}{1 - e^{-\tau(1, 1, m)}} \quad (10)$$

[温度]

各エネルギー準位にどれだけの分子が存在するかは、ボルツマン分布で表わされる。

$$\frac{N(2, 2)}{N(1, 1)} = \frac{g(2, 2)}{g(1, 1)} \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) = \frac{5}{3} \exp\left(\frac{-41.5}{T}\right) \quad (11)$$

$N(J, K)$: エネルギー準位 (J, K) にある分子の柱密度

$g(J, K)$: エネルギー準位 (J, K) における統計的重み (= 縮退度)

ΔE : $(J, K) = (2, 2)$ と $(J, K) = (1, 1)$ のエネルギー準位の差

一方、光学的深さと柱密度の間には次のような関係が成り立つ。

$$\tau_i(J, K) \approx 6.1295 \times 10^{-24} \frac{K^2}{J(J+1) \Delta V} \frac{\nu}{T} N(J, K) \quad (12)$$

ν : 輝線の周波数 (Hz)

ΔV : 速度幅 (km s^{-1})

τ_i : メインの成分と $\Delta F = \pm 1$ の成分の光学的深さの和

従って、異なるエネルギー準位での遷移の光学的深さの比から、分子ガスの温度を知ることができる。

$$T = -41.5 / \ln \left[\frac{-0.282}{\tau(1,1,m)} \ln \left\{ 1 - \frac{\Delta T_A^*(2,2,m)}{\Delta T_A^*(1,1,m)} \times (1 - e^{-\tau(1,1,m)}) \right\} \right] \quad (13)$$

[柱密度]

式 (12) を使って $(J, K) = (1, 1), (2, 2)$ にある分子の柱密度を求めることができる。

【参考文献】

- “星間物理学” Spitzer, L. 高窪啓弥訳 共立出版
- “宇宙電波天文学” 赤羽賢司、海部宣男、田原博人 共立出版
- “理科年表” 国立天文台編 丸善
- “Tools of Radio Astronomy” Rohlfs, K., Wilson, T.L. Springer
- “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy” Verschuur, G.L.
Springer-Verlag
- “Interstellar Ammonia” Ho, P.T.P., Townes, C.H.
Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics Vol.21, p239, 1983
- “Probing Molecular Clouds” Kutner, M.L.
Fundamentals of Cosmic Physics Vol.9, p233, 1984