

## 光解離領域の遠赤外分光観測

中川 貴雄<sup>1)</sup>・奥田 治之<sup>2)</sup>・芝井 広<sup>3)</sup>  
松原 英雄<sup>1)</sup>・舞原 俊憲<sup>2)</sup>・水谷 耕平<sup>3)</sup>  
F. J. Low<sup>4)</sup>・西村 徹朗<sup>4)</sup>・小林 行泰<sup>5)</sup>  
広本 宣久<sup>6)</sup>

## Far-Infrared Spectroscopic Observations of Photodissociation Regions

By

Takao NAKAGAWA, Haruyuki OKUDA, Hiroshi SHIBAI, Hideo MATSUHARA,  
Toshinori MAIHARA, Kohei MIZUTANI, F. J. Low, Tetsuo NISHIMURA, Yukiyasu  
KOBAYASHI, and Norihisa HIROMOTO

**Abstract:** Interstellar far-ultraviolet radiation (FUV:  $912 < \lambda < 2000$  Å) dominates the heating and many important aspects of physics and chemistry in some interstellar neutral regions. These regions are called “photodissociation regions.”

We have made far-infrared spectroscopic observations of many photodissociation regions with a 50 cm Balloon-borne Infrared Telescope (BIRT) and a liquid helium cooled Fabry-Perot spectrometer. We also adopted a frequency switching method to observe diffuse components efficiently. The spectral lines we observed are [CII] ( ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$ ,  $158\mu\text{m}$ ) and [OI] ( ${}^3P_1 - {}^3P_2$ ,  $63\mu\text{m}$ ), both of which are the most important coolants in photodissociation regions.

We have observed many kinds of photodissociation regions, including active star-forming regions (M17 and NGC6334), central regions of our

---

1) 宇宙科学研究所

2) 名古屋大学理学部

3) 京都大学理学部

4) アリゾナ大学シュワード天文台

5) 東京大学理学部天文教育研究センター

6) 郵政省通信総合研究所

Galaxy, and wide regions along the Galactic plane. Our observations showed that (1) photodissociation regions are very clumpy and that FUV penetrates deep into clouds, (2) photodissociation regions are ubiquitous, and (3) photodissociation regions are not minor interstellar components but their total mass in our Galaxy amounts to 40% of that of molecular gas.

## 概 要

遠紫外線（波長 912Å～2000Å）が支配的な加熱源であり，そのために物理・化学状態が遠紫外線量によって決定されている星間領域を，光解離領域と呼ぶ．この領域は，電離領域から分子雲にかけてのエネルギーの流れを司どるとともに，分子雲の化学状態に大きな影響を与えている．しかし，このように重要な領域でありながら，広範囲な観測は従来はなされていなかった．

我々は，口径 50 cm の気球搭載赤外線望遠鏡および超流動液体ヘリウム冷却ファブリ・ペロー分光器を用いて，銀河系内の様々な光解離領域について，遠赤外スペクトル線分光観測を行った．目的のスペクトル線は，光解離領域で最も明るい二本の微細構造線：[C II]（波長 158 $\mu\text{m}$ ）および [O I]（波長 63 $\mu\text{m}$ ）である．特に [C II] スペクトル線については，従来の空間チョッピング方式に加えて，周波数スイッチング方式を採用し，空間的に広がった [C II] スペクトル線を，世界で初めて直接的に観測することに成功した．

主な観測対象は，M17・NGC6334 等の活発な星生成領域，我々の銀河の中心領域，そして銀河面の広範囲のマッピング観測など，広範囲にわたる．

この観測により，光解離領域の物理・化学状態の理解が進んだ．特に，光解離領域が空間的に大きく広がり，かつ星間ガスの中の大きな質量を占めていることが明らかになった．

## 1. 序

宇宙に漂う星間ガスは，決して一様ではない．星間ガスはその密度・温度等により様々な相に分かれている．図 1 は，様々な星間ガスの相の各々が占める領域を，密度-温度図上に模式的にプロットしたものである．

一般にガスの圧力  $P$  は

$$P = nkT$$

1

と書ける． $n$  は個数密度 ( $\text{cm}^{-3}$ )， $k$  はボルツマン定数， $T$  は温度 (K) である．ここで  $nT$  が  $P$  に比例していることに注目して，単純化のために，以後  $nT$  ( $\text{cm}^{-3} \text{K}$ ) で圧力を表

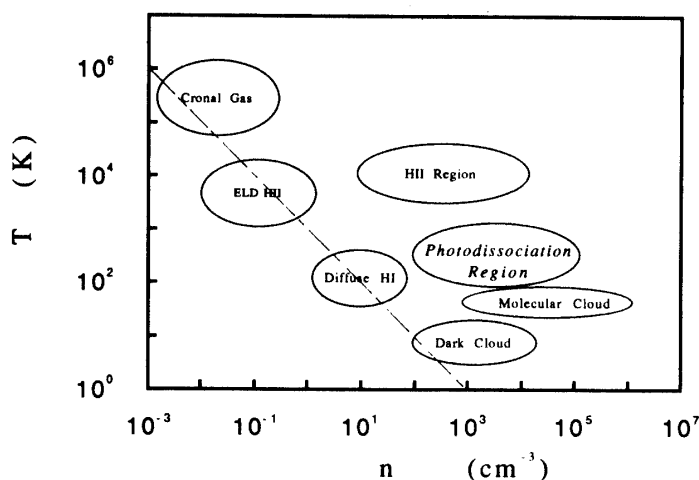


図1 星間雲の諸相

す。すると図1で斜めに走る一点鎖線は、圧力一定 ( $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ ) の線を示す。したがって、図1上でこの一点鎖線上にのっている相の星間ガスは、お互いに圧力平衡にあることになる。軟X線で観測されている「高温コロナ領域」、電波連続波で観測されている「ELD (Extended Low Density) H II 領域」、中性水素原子の超微細構造線 (H I, 波長 21 cm) で観測されている「中性水素領域」、COをはじめとする様々なミリ波分子線で観測されている「暗黒星雲」などの様々な星間ガスが一点鎖線上にのっている。これらの星間ガスは、お互いに空間的に接している上に、各々が特定・個別の励起源を持っているわけではなく、より一般的な励起源 (超新星爆発の重ね合わせ, 一般星間輻射場, 宇宙線など) によって暖められていると考えられる。そのために、お互いに圧力平衡にあり、安定になっているのであろう。

しかし、星間ガスが一旦不安定になり星が生成され始めると、もはや星間ガスは圧力平衡ではいられなくなる。図1上で一点鎖線上にのっていない星間ガスがこれにあたる。例えば、図1で右下に位置する「星生成を伴う分子雲」では、分子雲が重力に対して不安定になり、そのために分子雲が圧力平衡からずれ収縮し、星を生み出している。また、新しく誕生した星が早期型の場合には、大量の紫外線を星が放出するために、その周りのガスを急速に電離・加熱することになる。こうしてできた、「電離水素領域 (H II 領域)」も、やはり圧力平衡からずれている。

図1を見て気が付くことは、圧力平衡からずれた上記の二つの領域の間が、相図の上ではっきりと離れているということである。この二つの領域では、確かに密度・温度・組成ともに全く異なる。しかし、両者は活発な星生成の場では必ず同時に観測される共存物であり、空間的にもきわめて近接している。したがって、お互いが相互作用しており、そのあいだをつなぐものが存在するはずである。

また、早期型星からの光子・エネルギーの流れにも注目したい。ライマン・リミット以上のエネルギーを持つ光子 ( $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ ) は、水素原子を電離するため、星間ガスに対する吸収係数が極めて大きくなり、そのためにほぼ完全にH II領域内に閉じ込められている。し

かし、ライマン・リミット以下のエネルギーしか持たない光子は、水素原子と相互作用しないためH II領域の外にまで飛び出しているはずである。このような光子は水素こそ電離できないものの、ほとんどの分子を光解離するのみならず、電離ポテンシャルの低い元素（C, S, Si, Fe など）を電離することもできる。さらに、星間塵粒子・ガスの加熱や、星間化学の最も重要な機構であるイオン・分子反応にも、このような光子が大きな役割を果たしている。したがって、このようなライマンリミット以下の光子によって星間物質の物理・化学が支配されている領域は、他の領域とは異なる様相を示すことが予想される。

上記の二つの領域、すなわち(1)相図上でH II領域と星生成を伴う分子雲との間に位置する領域と、(2)ライマンリミット以下の光子によってその物理・化学が支配されている領域とは、実は同一の領域である。それが、この論文の主題である光解離領域である。この領域では、(1)水素は原子または分子で存在し、(2)CO分子は光解離し中性酸素と炭素の一回電離イオンになっている。上記の特徴からも判るように、一般の星間雲とは圧力平衡にない活発な星間雲の間の光子の流れや、分子生成のおもな機構は、光解離領域によって支配されており、その性質の解明は星間物理・化学の両面にとってきわめて重要である。

光解離領域の冷却に最も大きな役割を果たし、したがって観測にも最も適しているスペクトル線は、遠赤外線からサブミリ波にかけてのスペクトル域に位置する。種類として、原子・イオンの微細構造や、単純な分子の高励起回転遷移線などがある。しかし、これらの重要なスペクトル線は、地上からの観測が全く不可能であるため、観測が可能になったのは1980年代になってからのことであった。特に重要でかつ明るいスペクトル線は、[C II] ( $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ , 波長  $158\mu\text{m}$ ) および [O I] ( $^3P_1 \rightarrow ^3P_2$ , 波長  $63\mu\text{m}$ ) の2つである。

我々は、気球搭載機器を用い、この重要な2本のスペクトル線を広い範囲にわたって観測することに世界で初めて成功し、光解離領域の分布・物理状態を明らかにした[1]。この論文では、主に我々の観測に基づいて、星間ガスの新しい「相」、すなわち光解離領域の特徴について述べる。

以下に、この論文の構成を示す。まず第二章で、一般的な光解離領域の理論的な解説を行う。第三章では、光解離領域の広域観測に用いた我々の観測機器について述べる。続いて第四章では、観測の結果を理論に照らし合わせて考察する。第五章では、今後の観測計画について述べる。

## 2. 光解離領域

### 2-1. 光解離領域

ライマン・リミット ( $h\nu=13.6\text{ eV}$ , 波長  $912\text{ \AA}$ ) よりもエネルギーの低い光子は、水素原子を電離することができない。しかし、電離ポテンシャルが水素よりも低い原子（炭素、硫黄、鉄など）は、そのような光子でも電離される。このように、水素を電離することはできないが、炭素などの他の原子を電離することのできる波長  $912\text{ \AA} \sim 2000\text{ \AA}$  ( $6\text{ eV} < h\nu < 13.6\text{ eV}$ ) の光を、この論文では遠紫外線 (Far Ultra-Violet Radiation) と呼ぶ。

遠紫外線は、上記のように原子を電離するのみならず、分子に吸収されることにより分子を解離（光解離, Photodissociation）する。例えば、分子の中で最も豊富に存在する水素分子 ( $\text{H}_2$ ) は、 $10 \sim 13\text{ eV}$  の遠紫外線を吸収 (Lyman and Werner bands) した後、約10%の

確率で二つの水素原子に解離する。同様に、分子中二番目に豊富な一酸化炭素 (CO) は、11.1 eV 以上の光子の吸収により解離する。

エネルギーがライマン・リミット以上の光子は、前述のように、水素原子を電離するために、H II 領域の中にほぼ完全に閉じ込められ、この外に出てくることはできない。しかし、遠紫外線は水素を電離しないために水素原子による吸収が小さい。そのために、遠紫外線は H II 領域の外側にまでしみだしてくる。

このようにしみだした遠紫外線は、H II 領域の外側に独特の領域を形成する。すなわち、遠紫外線により多くの分子が解離し、ほとんどの元素が原子またはイオンの状態で存在する領域である。これが、この論文の主題である光解離領域である。ここではさらにこの領域の定義を拡大し、星間物質の加熱機構・化学組成・化学反応が遠紫外線によって支配されている領域を光解離領域とする。したがって、H II 領域と分子雲の間に広がり若い星からの強い輻射場に照らされている濃い中性ガス領域のみならず、一般の星間輻射場に照らされている拡散した中性ガス領域も、広義の光解離領域に含まれる。

光解離領域は、内部構造を持っている。図 2 [6] は、この内部構造のうちの化学組成について、一次元で模式的に示したものである。光解離領域の構造は、H II 領域からの遠紫外線のしみこみ方によって決定されている。したがって、図 1 では横軸を実距離ではなく、可視光に対する吸収量 ( $A_V$ : これは  $A_{FUV}$  とは比例関係にあると考える) で記してある。横軸の原点は H II 領域の最外層である。

図 2 の中で、一番最初に起こる変化は水素分子の形成である。水素分子の結合エネルギーは 4.476 eV であるが、このエネルギーの光子によって直接水素分子が解離することはない。水素分子は、11 eV 前後の遠紫外線を吸収することにより、基底状態 ( $X^1\Sigma_g$ ) から二つの電子励起状態 ( $B^1\Sigma_u$ ,  $C^1\Pi_u$ ) へと移る。この後、10% の確率で水素分子は解離し、残り 90% は基底電子状態の振動励起状態へと遷移する。水素分子は非常に多く存在するために、

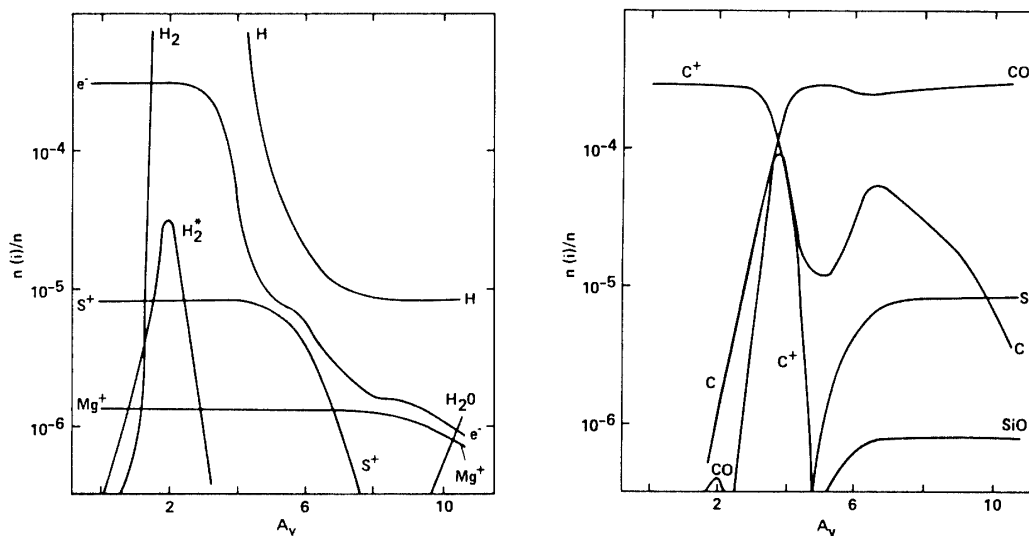


図 2 光解離領域の化学組成比。横軸は可視減光量  $A_{UO}$  太陽近傍の  $10^5$  倍の遠紫外線輻射密度と密度  $2.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  のもとのモデル計算 (文献 [6] より引用)。

電子状態を励起する遠紫外線 (Lyman and Werner Bands) にたいして光学的に厚くなるのが早い。そのために、遠紫外線に対して自己保護 (Self Shielding) が効き、 $A_V \sim 2$  mag で光解離が働かなくなる。一方、光解離領域のこのような外層では、ほとんどの炭素は一回電離イオン ( $C^+$ ) の形で、酸素は中性原子 ( $O^0$ ) の形で各々存在する。

次に起こるのは炭素の存在形態の変化、すなわち  $C^+ \rightarrow C^0 \rightarrow CO$  の変化である。こり変化は  $A_V = 3 \sim 5$  mag で起こる。炭素の電離ポテンシャルは 11.3 eV で、ライマン・リミット以下であるため、光解離領域の外層では遠紫外線によって電離されている。やがて、遠紫外線が星間塵の吸収により弱められてくると、炭素は電離しなくなり、中性炭素原子が増えてくる。ただし、一酸化炭素の解離エネルギーが 11.1 eV と大きく、炭素の電離ポテンシャルとあまり変わらないため、炭素が中性になると同時に一酸化炭素の形成が始まり、中性炭素原子の存在量はあまり増えない。

光解離領域のさらに奥に進むと、分子の形成が進む。この領域で存在量が圧倒的に多いのは水素分子であるが、次いで多いのが一酸化炭素である。これは、一酸化炭素の解離エネルギーが高く安定であるのと、炭素の存在量に比べて酸素の存在量が二倍近くあるため、炭素のほとんどが一酸化炭素になっているためである。残りの酸素は  $A_V \geq 10$  mag で分子を形成する。

このように、光解離領域は内部構造を持ち、遠紫外線のしみこみ方によって、化学組成が決定されている。

## 2-2. 加熱機構

光解離領域内の星間塵・星間ガスの支配的な加熱源は、波長 912~2000Å の遠紫外線である。ただし、星間塵が遠紫外線を直接吸収することにより効率よく暖められるのに対して、星間ガスは遠紫外線によって直接効率よく加熱されはしない。また、星間ガスと星間塵は熱的な結合が緩く、熱平衡には全くない。そのため、星間ガスを加熱する間接的な経路を考えなければならない。

星間ガスを加熱する主な機構としては、光解離領域内では以下の経路が考えられる [6]。

- (1) 光電子の放出による加熱 (Photoelectric Heating)。遠紫外線が星間塵を照射したときに、余分な運動エネルギーを持つ電子が星間塵から放出され、その電子が周りのガスを衝突により温める。
- (2) 振動励起状態にある水素分子が、他の粒子との衝突により逆励起され、そのエネルギーがガスを加熱する。振動励起状態の水素分子は、基底状態の分子が遠紫外線を吸収した後につくられる。
- (3) 中性炭素原子が遠紫外線により電離される際に、余分な運動エネルギーを持つ電子が放出され、その電子がガスを加熱する。
- (4) もし、星間塵が星間ガスよりも高温であれば、ガス-塵衝突により、ガスが加熱される。
- (5) 星間塵の出す遠赤外連続線により励起された原子 (OI) が、衝突によって逆励起され、そのエネルギーがガスを加熱する。星間塵はもちろん遠紫外線により加熱されている。

上記の各経路の加熱効率は、遠紫外線の量による。そのため、光解離領域の外層と内部では、各々の寄与の割合が異なる。その様子を、一次元で模式的に表したのが図 3b である

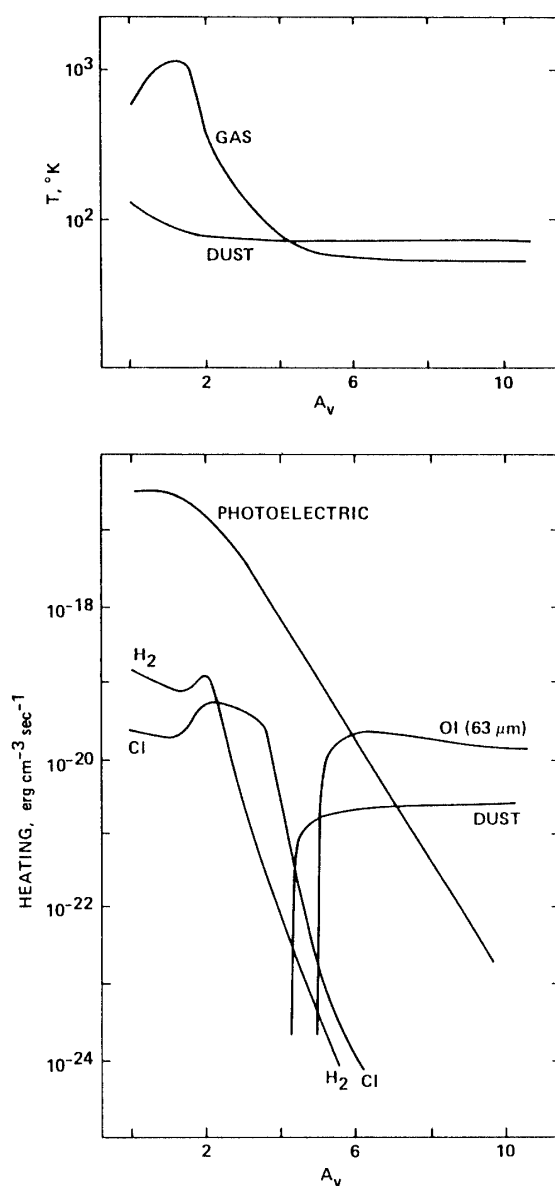


図3 光解離領域の(a)星間塵と星間ガスの温度と(b)ガスの加熱機構。横軸は可視減光量  $A_{V0}$  図2のモデルと同じパラメータで計算(文献[6]より引用)。

[6]. あわせて、星間塵とガスの各々の温度を図3aに表した[6]。横軸は図2と同じく  $A_V$  である図3から分かるように、光解離領域の外層で加熱に最も効くのは、光電子の放出(Photoelectric Heating)である。この効率を以下に簡単に見積ってみる。

中性星間塵から光子により電子をたたき出す際の仕事関数  $E_{WF}$  は6 eV程度と考えられている。一方入射する遠紫外線の平均エネルギー  $E_{IN}$  は10 eV程度である。また、光電子は必ず放出されるものではなく、ある確率(Y: Yield)で放出される。この確率Yは0.1程度

である。したがって、光電子による加熱効率  $\eta$  は以下ようになる。

$$\eta \sim \frac{E_{IN} - E_{WF}}{E_{IN}} Y \sim 0.04 \quad 2$$

ただし、星間塵は光電子を放出すると正に帯電し、そのために新たに光電子が放出される確率や、そのときに持ち出すエネルギーが減少する。そのため、遠紫外線輻射密度が大きくなると逆に  $\eta$  は小さくなってしまう。したがって、上記の  $\eta$  は上限値であり、実際には光電子による加熱は高々1%の程度であろう。

その他にも、密度が高くなると、上記(2)振動励起状態の水素分子との衝突による加熱が効くようになるが、その効率も上記の値を越えるものではない。他の過程は、図3に示したように、より効率が低い。

したがって、光解離領域内では、遠紫外線のエネルギーの99%は星間塵の加熱に使われ、残りの約1%のみがガスの加熱に用いられているのである。

### 2-3. 冷却機構

一方、ガスの冷却機構も、光解離領域の外層と内部では異なる。その一例を図4に示す[6]。横軸は、やはり  $A_V$  である。

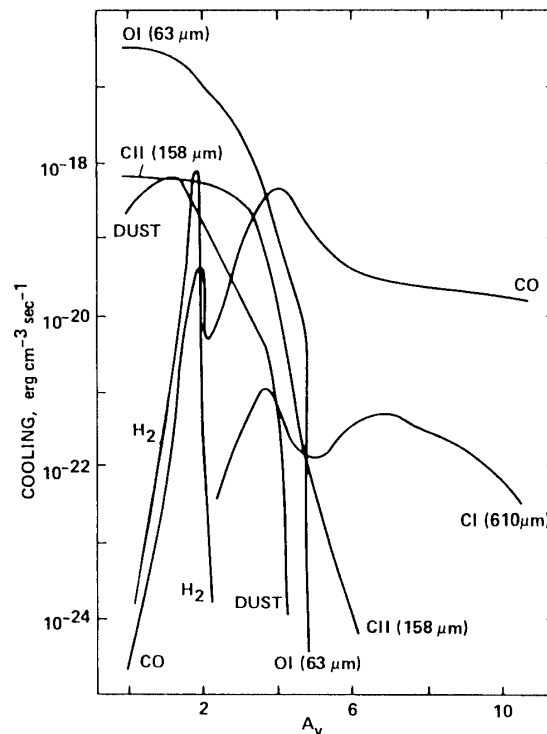


図4 光解離領域での星間ガスの冷却機構。横軸は可視減光量  $A_{VO}$  図2のモデルと同じパラメータで計算(文献[6]より引用)。



主な冷却機構を以下に記す。

- (1) 外層部分では [O I] (63 $\mu\text{m}$ ) と [C II] (158 $\mu\text{m}$ ) の2本の遠赤外微細構造スペクトル線が、冷却に効いている。
- (2) 遠紫外線を吸収して電子励起状態に移った水素分子の内の一部や、衝突により励起された水素分子が、電子基底状態の振動励起状態にあり、その後近赤外の振動一回転遷移スペクトル線を放出して冷却する。この機構も外層では有効である。
- (3) 外層部分では星間塵が星間ガスよりも温度が低いため (図 3a)、塵-ガス衝突によって、ガスは冷える。
- (4) 内部では、CO のミリ波回転遷移線が冷却に効いている。

水素分子は、存在量では圧倒的だが、a) 振動励起状態にある分子の割合がきわめて少ない、b) 水素分子の振動一回転遷移は電気四重極放射しか許されず、そのためにA係数が小さい、の2つの理由により、支配的な冷却源にはなれない。

代わって冷却に有効な働きをしているのが、上記(1)の遠赤外域の原子・イオンの微細構造線である。これらは、全軌道角運動量Lと全スピン角運動量Sとの間の相互作用 (LS結合) のための全角運動量Jの差による。基底状態のわずかの分離の間の遷移である。これらの遷移は電子配置が変化しないため、電気二重極放射が許されず磁気二重極放射によるものである。そのためA係数がそれほど大きくはなく、放射による励起よりも、他の粒子との衝突による励起の方が効率が良い。

微細構造線のなかでも特に重要な働きをするのは、図4からも分かるように、[O I] (63 $\mu\text{m}$ ) と [C II] (158 $\mu\text{m}$ ) の2本のスペクトル線である。この2本のスペクトル線の詳細を表1に示す。これらのスペクトル線からの放射強度を以下に簡単に見積ってみる。

光学的に薄くかつ一様な星間ガスからのスペクトル線の全放射強度は以下のように書くことができる。

$$I = \frac{4\pi}{h\nu} A_{ul} f_u \chi_x N \phi \quad 3$$

ここで、 $A_{ul}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) は自発遷移の確率、 $f_u$  は特定の原子・イオンのうち考えている遷移の上の準位の滞在率、 $\chi_x$  はその原子・イオンの水素に対する存在比、 $N$  は水素の柱密度 ( $\text{cm}^{-2}$ )、 $\phi$  は観測ビームに占める天体の割合 (beam filling factor) である。したがって、式中の  $f_u \chi_x N$  は遷移の上の準位にある原子・イオンの柱密度になる。滞在率  $f_u$  は、二準位近似では、衝突による励起・逆励起と自発遷移による逆励起のみ考慮すると以下のように書ける。

$$f_u = \frac{g_u/g_l e^{-E/kT}}{1 + g_u/g_l e^{-E/kT} + n_c/n} \quad 4$$

ここで、 $g_u$  と  $g_l$  はそれぞれ上と下の準位の量子力学的重率、 $n_c$  は自発遷移による逆励起と衝突による逆励起が等しくなる密度 (臨界密度) である。4式は、 $n \ll n_c$  では  $n$  に比例し、 $n \gg n_c$  かつ  $E \ll kT$  では  $g_u / (g_u + g_l)$  という定数に近づく。

スペクトル線が光学的に非常に厚い場合には、全強度は近似的に以下のようになる。

表1 [C II] と [O I] スペクトル線の詳細

	[C II]	[O I]
遷移	$^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$	$^3P_1 \rightarrow ^3P_2$
波長 ( $\mu\text{m}$ )	157.7409	63.18372
$T_{\text{EX}}$ (K)	91	228
$n_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$2 \times 10^3$	$4 \times 10^5$
$A_{ul}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$2.36 \times 10^{-6}$	$8.95 \times 10^{-5}$

$n_c$  は、自発遷移による逆励起の確率と、衝突による逆励起の確率が等しくなる密度(臨界密度). 衝突の相手は、中性水素原子を仮定.

$$I = B_\nu(T_{\text{ex}}) \nu (\delta\nu/c) \phi$$

5

ここで  $B_\nu(T_{\text{ex}})$  はプランク関数,  $\delta\nu$  は線幅である.

遠紫外線のしみこむ大きさ, すなわち光解離領域の大きさは, 炭素の電離・再結合のバランスで決まるのではなく, 塵粒子の吸収によって決まっている. したがって, ある程度以上遠紫外線が強いと, もはや領域の大きさは遠紫外線強度にはあまりよらず, 核子柱密度換算で  $N \sim 6 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$  と一定値になる. 一方, 炭素は全て炭素イオンに, 酸素は全て中性酸素原子になっているとして, 元素の存在量として太陽近傍値をとると,  $\chi_{c+} = 3 \times 10^{-4}$ ,  $\chi_o = 5 \times 10^{-4}$  となる.

[C II] と [O I] スペクトル線の強度を,  $\phi = 1$  を仮定して, 以下の二つのケースについて見積る.

Case1) 一般的な光解離領域,  $T = 200\text{K}$ ,  $n = 10^4 \text{cm}^{-3}$ .

Case2) 高温・高密度の光解離領域,  $T = 400\text{K}$ ,  $n = 10^6 \text{cm}^{-3}$

[C II] スペクトル線は, ほとんどの場合には光学的にあまり厚くはならない ( $\tau \ll 1$ ). したがって, 3式から強度を見積ることができる.

$$\text{case1) } I_{\text{CII}} \sim 2.1 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$$

$$\text{case2) } I_{\text{CII}} \sim 2.6 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$$

一方, [O I] スペクトル線については, 3式は必ずしも成り立つとは限らない. 特に, H II 領域と分子雲との境界にあるような高温・高密度の光解離領域では  $\tau \geq 1$  になっていると考えられる. したがって, case 1 に関しては3式で, case 2 に関しては5式を用いて強度を見積ってみる. ただし5式で  $\delta\nu = 1.5 \text{ km/s}$  とした.

$$\text{case1) } I_{\text{OI}} \sim 1.0 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$$

$$\text{case2) } I_{\text{OI}} \sim 4.9 \times 10^{-2} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$$

これから分かるように, どちらのスペクトル線も大変に強度が強くなる. 特に, 低温・低密度では [C II] が, 高温・高密度では [O I] が重要になる. この傾向は, 表1の  $T_{\text{EX}}$  と  $n_c$  を見れば理解できる. 図4は case 2 に近い場合の詳細な計算である.

### 3. 観測装置

#### 3-1. 目的のスペクトル線

遠赤外域の原子・イオンの微細構造線が光解離領域の冷却に最も有効に働いていることを前章で述べた。特定の星間ガスの冷却に効くということは、そのスペクトル線が多くエネルギーを持ち出しているということであり、そのため、特定の星間ガスの観測・研究にそのスペクトル線が有効であるということである。したがって、光解離領域の観測の場合には、前章の議論より、[C II] (158 $\mu\text{m}$ ) と [O I] (63 $\mu\text{m}$ ) の二本のスペクトル線が最も適していることになる。

しかしながら、両スペクトル線とも大気の完全に不透明な領域にあり、地上からの観測は不可能である。さらに、この波長域(波長100 $\mu\text{m}$ 前後の遠赤外線)は、様々な技術的困難のため、観測方法が確立されていない。

そこで我々は、先駆的な遠赤外分光観測により、光解離領域の物理・化学を研究することを目的に、口径50 cmの気球搭載赤外線望遠鏡[7]、および超流動液体ヘリウム冷却・ファブリ・ペロー分光器[8]を開発してきた。このシステムによる観測実験を、1988年5月25日および6月5日(ともにUT)に、米国・テキサス州・パレスティンのNSBF(National Scientific Balloon Facility)から、2.7 million cubic feetの気球により2回行った。

以下に、観測器の概要について述べる。詳細については、各々の報告[7][8][9]を参照されたい。

#### 3-2. 気球搭載赤外線望遠鏡(BIRT)

宇宙科学研究所・京都大学・通産省機械技術研究所は、1980年より、気球高度からの恒久的赤外線観測を目的とする汎用プラットフォームとして、気球搭載赤外線望遠鏡(BIRT: Balloon-borne Infrared Telescope)を開発してきた。今回の観測には、この望遠鏡システムを用いた。

システムの概要を図5に示す。

望遠鏡は古典のカセグレン式で、口径50 cm、合成F/7である。大型の観測器の搭載を容易にするために、ナスミス焦点が設けられている。主望遠鏡をはさんで観測器の反対側には、姿勢制御用のスターセンサとスタートラッカーが付き、主望遠鏡に対して $\pm 10$ 度オフセットすることができる。

姿勢制御のためのトルクは、方位方向はCMG(Control Momentum Gyro)によって、高度方向は重力軸を足場にサーボモーターによって、各々制御されている。方位方向の動きは、アクティブ・ベアリングの一種であるよじれ戻し機構により、ゴンドラと気球との間で分離されている。姿勢制御には二つのモードがある。ひとつは、姿勢制御の参照信号を磁気センサから得る粗制御モードであり、もうひとつは、スタートラッカーからの誤差信号を参照する精密制御モードである。精密制御モード時のポインティングとトラッキングの安定性は、観測中で約20秒角であった。

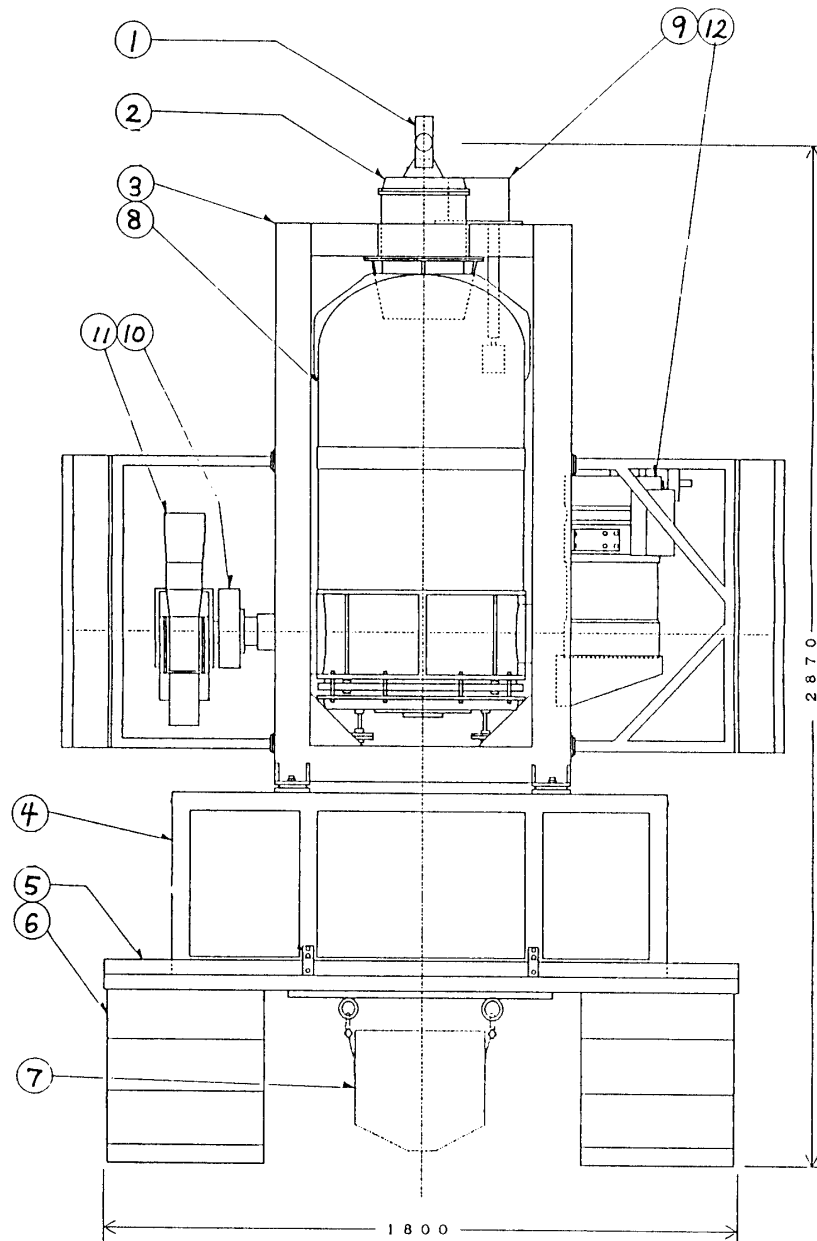


図5 気球搭載赤外線望遠鏡 (BIRT). 主な構成部品：2. よじれ戻し機構, 8. 望遠鏡本体, 9. 地磁気センサー回転テーブル, 11. スタートラッカー, および星野カメラ, 12. 分光器.

### 3-3. ファブリ・ペロー分光器

遠赤外線領域での天体観測の際に、ノイズの最大の源となっているのは、検出器自身のノイズではなく、背景放射の光子の「ゆらぎ」である。したがって、高感度観測システムの実現のためには、検出器に降り注ぐ背景放射光を極力下げることが必要である。

室温にある物体はすべて強烈な遠赤外線源である。それは、分光器自身といえども例外で

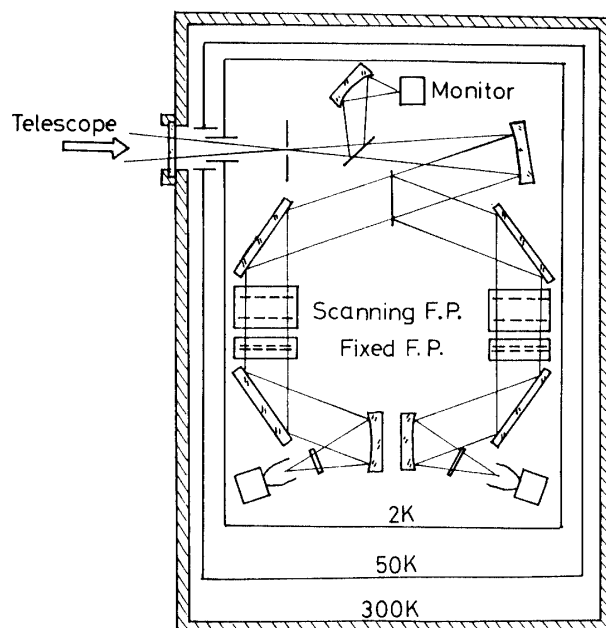


図6 ファブリ・ペロー分光器の構成.

はない。このために、我々は、全光学系を超流動液体ヘリウムにより2 Kまで冷却し、背景放射光を極力抑える分光器を開発した。さらに、ファブリ・ペロー分光法の採用により、小形ながら十分に高い波長分解能を達成することができるようにした。

図6に我々のファブリ・ペロー分光器の構成を示す。

分光器内でビームスプリッターにより光が二波長に分けられ、二つのスペクトル線が同時に分光観測できるようになっている。分光システムは二つに独立しており、各々が、波長走査用の高次のファブリ・ペロー干渉計と次数選択用の低次のファブリ・ペロー干渉計との直列で構成されている。

この分光器を前述の気球搭載赤外線望遠鏡と組み合わせた観測システムでは、ビームの大きさは3.7分角（実効値）、波長分解能は $\lambda/\Delta\lambda=2100$ 、 $NEP_{SYS}\sim 1\times 10^{-14}WHz^{-1/2}$ である。

### 3-4. 圧縮型 Ge:Ga 光伝導型検出器

検出器には、郵政省通信総合研究所と宇宙科学研究所との共同で開発した、圧縮型 Ge:Ga 光伝導型検出器（Stressed Ge:Ga Photoconductor）を用いている[9]。一般に半導体量子型検出器は、ある特定の波長よりも長い波長には感度を持たない。例えば、量子型検出器のなかでも最も長波長に感度を持つ Ge:Ga 光伝導型検出器の場合には、 $110\mu m$ 以上の波長では感度が急速に落ちる。したがって、[C II]（波長  $158\mu m$ ）に良い感度を持つ量子型検出器は従来は存在しなかった。

圧縮型 Ge:Ga 光伝導型検出器はこの壁を破るものである。その原理は、通常の Ge:Ga 光伝導型検出器に機械的な圧力を加えることにより不純物準位の縮退が解け、エネルギー・ギャップが小さくなることによる。これにより、圧縮型 Ge:Ga 光伝導型検出器は波長

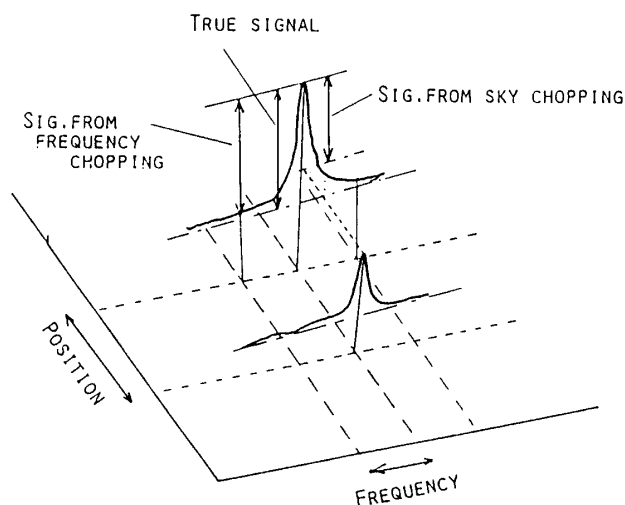


図7 二つの観測モード，空間チョッピングと周波数スイッチングとの比較。

200 $\mu\text{m}$  まで感度を持つようになり，[C II] (158 $\mu\text{m}$ ) 観測に最適の検出器となる。

我々の圧縮型 Ge:Ga 光伝導型検出器は，圧縮機構に皿ばねを用いて圧縮力の安定化をはかったところに特色がある。

### 3-5. 観測モード

観測には，2つのモードを用いた。(図7)。

1つのモードは，従来から赤外線天体観測に用いられてきた空間チョッピングによるものである。これは，目的の天体とその近傍の参照点との間で交互にビームをスイッチングすることにより，背景放射をキャンセルし，出力の差の成分である天体からの信号のみを取り出すものである。このモードを用いると，我々のシステムでは [C II] (波長 158 $\mu\text{m}$ ) および [O I] (波長 63 $\mu\text{m}$ ) の2つのスペクトル線を同時分光観測することができる。さらに，各々のスペクトル線の持つ速度情報も得ることができる。ただし，目的の天体の空間的な広がりやチョッピング幅よりも広いと，参照ビームの中にまで天体の信号が混入してしまう。したがって，空間チョッピング・モードでは，空間的に広がった天体の直接的な観測は不可能である。

もう1つのモードは，我々が新たに開発した周波数スイッチングによるものである。このモードは，従来の空間チョッピングでは観測不可能な広い領域からのスペクトル線強度分布を，効率よく観測するために採用したものである。具体的には，ファリブ・ペロー干渉計を目的のスペクトル線の波長と， $\Delta v = \pm 175 \text{ km/s}$  離れたその両わきの波長との間で周期 4 Hz でスイッチし，超過成分のみを取り出し，スペクトル線の全強度を得ようとするものである。すなわち，波長域での変調により背景放射をキャンセルするため，空間変調が不要となり，空間的に広がった成分でも直接的な観測が可能になったのである。このような方法は，背景放射の少ない近赤外域や電波領域では従来から用いられてきたが，背景放射の絶大な遠赤外線領域での使用は前例がない。気球高度という良好な観測環境と，全光学系を冷却したファ

ブリ・ペロー分光器で初めて達成された低背景放射環境とがあいまって、この観測モードは初めて可能になったのである。

実際の観測におけるスペクトル線強度の較正は、両モードを組み合わせて行った。まず、空間チョッピング・モードで惑星（火星・土星）を観測した。惑星の輝度温度を仮定することにより、空間チョッピング・モードでの強度較正ができる。次に、[C II] スペクトル線の強い天体を両モードで交互に観測し、較正された空間チョッピング・モードでの観測値をもとに、周波数スイッチング・モードでの観測を較正した。

両観測モードとも、実際の観測で良好に働いた。特に周波数スイッチング・モードは、[C II] (158 $\mu$ m) の広域マッピング観測に予想以上の威力を発揮した。

## 4. 結果

### 4-1. 観測例

我々の観測結果を以下に簡単にまとめる。詳細については、各々の報告[2][3][4][5]を参照されたい

- (1) 活発な星生成領域 M17：図8に周波数スイッチングにより得た [C II] 強度分布を、電波連続波強度分布とあわせて示す。電波連続波によりトレースされる H II 領域を、[C II] がトレースする光解離領域が取り巻いていることが分かる。
- (2) 活発な星生成領域 NGC6334：図9は周波数スイッチングで得た [C II] 強度分布と、 $^{13}\text{CO}$  ( $J=1 \rightarrow 0$ ) 強度分布である。 $^{13}\text{CO}$  がトレースする分子雲の端が、新しく誕生した星々により温められ、光解離領域となっていることが分かる。

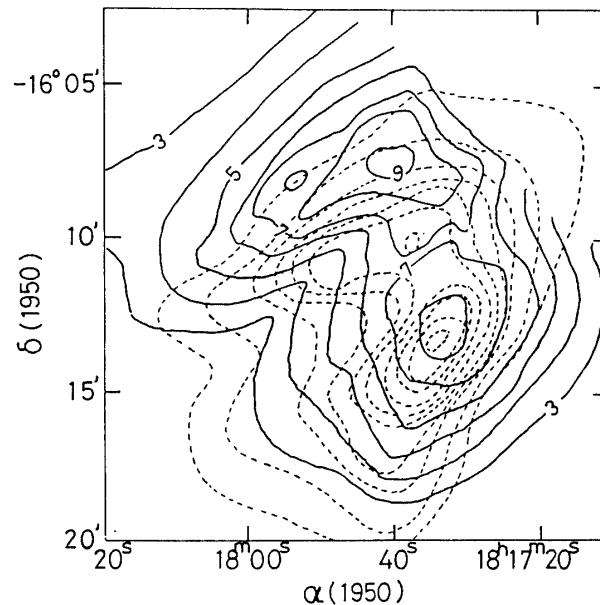


図8 M17における[C II]スペクトル線強度分布図(実線). 高等線の間隔は  $0.24 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$ . 波線は3.5cm電波連続波の分布(後者は文献[11]より引用).

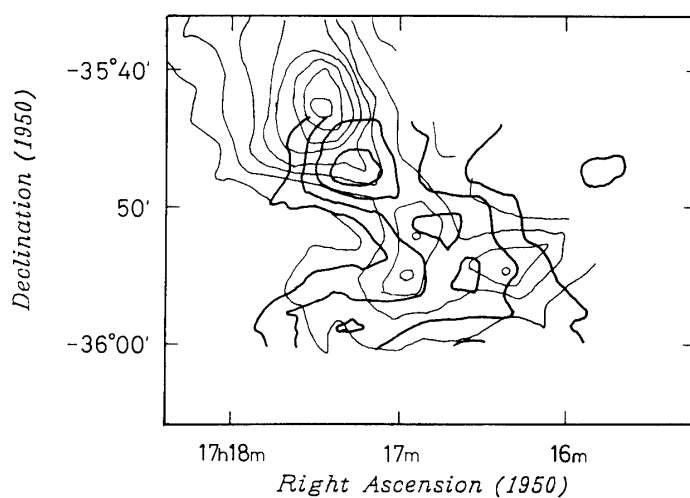


図9 NGC6334 観測結果. 太い線は, 3.6分角ビームで観測された[C II]スペクトル線強度. 各線は2, 4, 6, 8 $\times$ ( $2.7 \times 10^{-4} \text{ergs sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$ )に相当する. 細い線は, 2.7分角ビームにより観測された13CO (J=1 $\rightarrow$ 0)強度分布. 各線は1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 $\times$ ( $8 \text{km sec}^{-1}$ )に相当する.

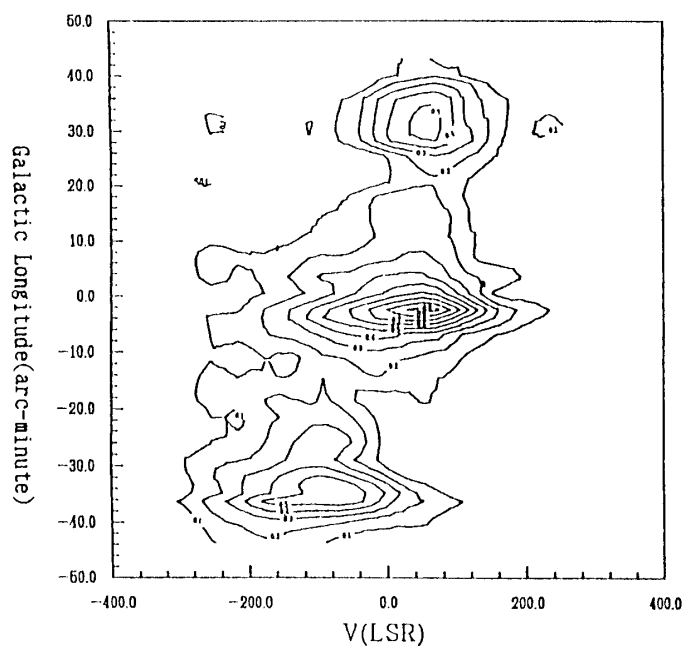


図10 [C II]スペクトル線の銀河中心近傍に於ける銀緯-速度図. 空間チョッピングモードにて観測.

- (3) 我々の銀河系の中心: この天体のみは, スペクトル線が大きな幅を持つため, 空間チョッピング中心で観測した. 図10は, 銀緯-速度図である. 銀河中心以外にも南北に強度の強い部分があり, はっきりとした対称性を示している.



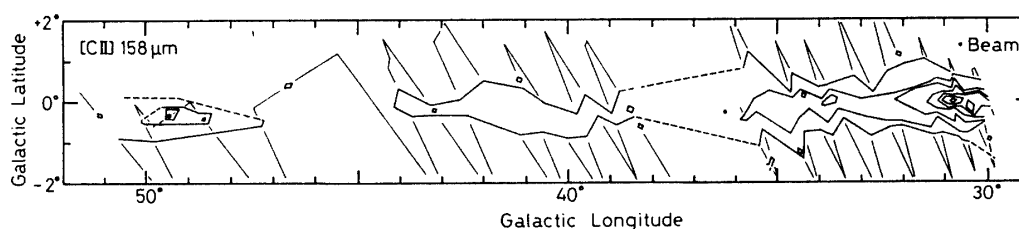


図11 銀河面における，[C II] スペクトル線の大局的分布．細い実線スキャンパス，右上の小さな丸印がビームの大きさ．等高線の間隔は  $10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1}$ ．

- (4) 銀河面の広域観測：図11は，我々の銀河系の広い部分を周波数スイッチングで観測した結果である．個々のH II領域に直接付随する[C II]放射のみならず，銀河面全体から空間的に広がった[C II]スペクトル線が強く放射されていることが分かる．

#### 4-2. 塊状の光解離領域

我々の観測で明らかになったことのひとつに，星生成領域に見られる高温・高密度の光解離領域が，予想よりも空間的に広がっていたことがあげられる．

最も顕著な例は，図8のM17の北側のピークである．ここでは，H II領域のピークと，[C II] 158 $\mu\text{m}$ のピークとが角度で2.8分，実距離にして約1.8 Pc離れている．[O I]と[C II]との強度比から，この領域の密度は少なくとも  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  以上であることが導かれている[3]．したがって，H II領域のピークから[C II]のピークまでの水素柱密度は  $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  以上， $A_V > 30 \text{ mag}$  が導かれる．H II領域から[C II]ピークまでの  $A_V$  は，第二章によれば約3 magである．したがって，観測された広がり理論値の10倍以上大きいことになる．

光解離領域が一樣であるとする，[C II]放射のこれほど大きな広がりには全く説明できない．したがって，実際の光解離領域は一樣均質からはほど遠く，むしろ塊状の雲の集まりであると考えられる．光解離領域が塊状であれば，雲全体を見たときには，遠紫外線もかなり雲の内部まで入り込むことができるはずである．

このような塊状構造は，H II領域や分子雲でも観測されており，濃い星間雲の共通の性質であると思われる．ただし，光解離領域の場合は塊状であるということが本質的で，そのために遠紫外線の空間的な広がりが予想よりも大きくなっているのであろう．

#### 4-3. 光解離領域の普遍性

M17やNGC6334といった活発な星生成領域から強い[C II]放射が検出されることは，理論的にも予想されたことであった．しかし，我々の観測は，そのような領域以外でも，個々のH II領域にはっきりとは関連していない空間的に広がった光解離領域が存在することを示した．

例えば，図10の我々の銀河系の中心部の例では，SgrA・B・Cといった，はっきりとした活動領域以外からでも，強い[C II]放射が一応に観測されることを示している．

より顕著な例は、図 11 の [C II] による銀河面広域観測の結果である。この図では、個々の H II 領域には付随しない広がった [C II] 158 $\mu\text{m}$  放射が、銀河面全体にみられる。しかも、光度を見積ってみると、個々の H II 領域に付随する [C II] 放射よりも、このような拡散成分の方が、銀河系全体としては寄与が大きいのである。

また、[C II] 158 $\mu\text{m}$  は、銀緯方向のスケールハイトと銀経分布の両者とも CO (J = 1  $\rightarrow$  0) によく似ている。したがって、CO によりトレースされる分子雲が、一般の星間放射場の遠紫外線光により温められて、その周辺にマントルのように光解離領域を形成し、そこから放射される [C II] を我々は観測しているのではあると思われる。

#### 4-4. 銀河スケールでみた光解離領域

最後に、銀河スケールでみた光解離領域についてコメントする。我々の観測の天域は限定されたものであるが、銀河中心近傍方向の観測と合わせることで [C II] 放射率の分布、[C II] 放射の総量などを求めることができる。

まず、図 12 は、軸対称を仮定して、上記の観測より [C II] 158 $\mu\text{m}$  の放射率を銀河中心からの距離の関数として求めたものである。5 kpc 分子雲に付随するピークが [C II] でもはっきりとみられ、5 kpc 付近で分子雲の質量が増えるのみならず、星間遠紫外線放射場も強くなっていることが分かる。

図 12 より [C II] の全光度を見積ってみると、内部銀河全体で  $2.8 \times 10^7 L_{\odot}$  となり、これは遠赤外線連続波の全光度の約 0.36% に相当する。

[C II] を放射している光解離領域の全質量を、[C II] が光学的に薄いとして求めてみると、分子雲の約 40% と大変に大きな値になる。この値は、H II 領域や中性水素領域の質量をもしのぐ。

我々の観測は、空間的に大きく広がった [C II] スペクトル線放射を初めて直接的に測定したものであり、これにより、銀河スケールの光解離領域の性質を求めることが可能になっ

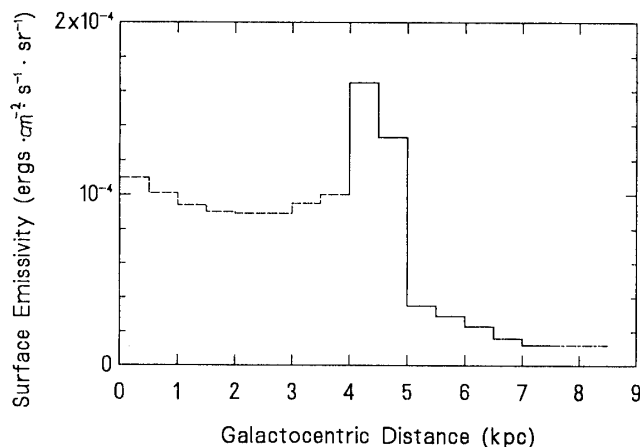


図12 [C II] スペクトル線の面輝度の分布。横軸は銀河中心からの距離。太陽と銀河中心との距離を 8.5kpc を仮定。

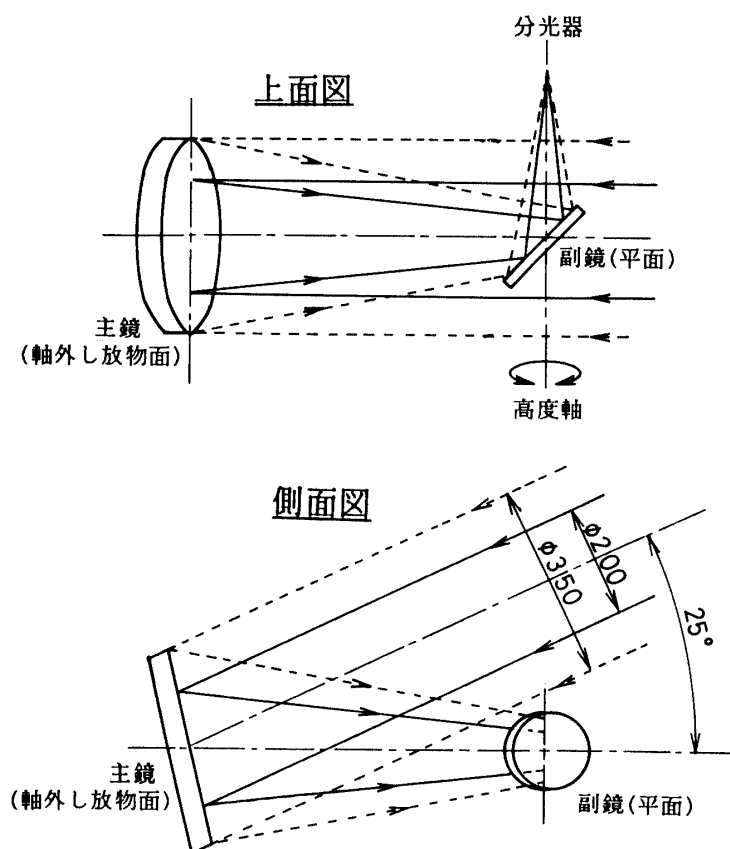


図13 銀河面[C II]サーベイ用観測システム BICE (Balloon-borne Infrared Carbon Explorer)の光学系。

た。前述のように、銀河スケールで見たときも、[C II] 158 $\mu\text{m}$  は最も明るいスペクトル線のひとつであり、また、[C II] のトレースする光解離領域が星間物質のかなりの質量を占めていると結論できる。

## 5. 将来計画

今後は、いままで述べてきた観測のなかでも、特に銀河面の広域観測を発展させることを計画している。

今回観測に用いた気球搭載赤外線望遠鏡 (BIRT) は、汎用の望遠鏡であるため、必ずしも広域サーベイに適したものでなかった。そこで、[C II] スペクトル線による銀河面広域サーベイ最適化した観測システム BICE (Balloon-borne Infrared Carbon Explorer) を現在開発している。

このシステムの最大の特徴は、その光学系にある。図13にその概要を示す。主鏡は口径35 cmのアルミ製軸外し放物面鏡である。これを、ニュートン・ナスミス焦点で用いる。第3章でも述べたように、この波長域での高感度観測には、背景放射光を落とすことが最重点課題である。そこで、このシステムでは、上記のように軸外し鏡の採用により、光路中から障害物を取り除くのみならず、35 cmの主鏡のうち幾何光学的には中央の20 cmのみを用い

ることにより回折による光のしみだしの効果を最小に抑えている。これらの工夫により、観測システム全体としての放射率を5%以下に抑えられると期待している。

従来の電波連続波の観測は、水素を電離する13.6 eV以上の紫外線および、そのような紫外線を放射することのできるO型星をトレースしているのみであった。これでは、星間雲の輻射場や星の構成の極一部のみを観測しているに過ぎない。

一方、我々の[C II] 銀河面サーベイにより、炭素を電離する11.3 eV以上13.6 eV以下の紫外線分布の観測も銀河スケールで可能になるはずである。そして、星間輻射場の強度のみならず、そのスペクトルの空間分布までが明らかにされる。したがって、星間輻射場の源である星の質量分布も、銀河スケールで明らかになると思われる。これにより、星の初期質量関数などの基礎的かつ重要な物理量を銀河全体にわたって明らかにすることが期待される。

## 6. まとめ

- (1) 口径50 cmの気球搭載赤外線望遠鏡および液体ヘリウム冷却ファリブ・ペロー分光器をもちいて、[C II] (波長158 $\mu$ m) と [O I] (波長63 $\mu$ m) の二本の遠赤外線構造線を分光観測した。これらのスペクトル線の源は、光解離領域である。
- (2) 光解離領域とは、遠紫外線(波長912Å~2000Å)が支配的な加熱源であり、物理・化学状態が遠紫外線量によって決定されている領域である。
- (3) 光解離領域では、遠紫外線を吸収した星間塵からの光電子放出が支配的な加熱源である。
- (4) [C II] (波長158 $\mu$ m) や [O I] (波長63 $\mu$ m) などの原子・イオンの遠赤外微細構造線が、光解離領域の支配的な冷却源である。
- (5) われれの観測対象は、活発な星生成領域のM17やNGC6334から、我々の銀河系の中心近傍、さらに銀河面の広域観測など、多種にわたる。
- (6) 実際に観測された光解離領域は、理論予想よりも空間的に広がっていた。これは、光解離領域が塊状であるためと考えられる。
- (7) 一般の星間輻射場が加熱源である光解離領域が数多く存在する。しかも、このような拡散した光解離領域が[C II] 全光度の過半数を担っている。
- (8) 銀河全体の[C II] 光度は $2.8 \times 10^7 L_{\odot}$ で、遠赤外全光度の0.36%に相当する。[C II] を放射している領域の質量は、分子雲の40%に達する。

## 参考文献

- [1] 奥田治之他：昭和63年，大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，p. 110.  
 芝井 広他：昭和63年度，宇宙科学研究所報告，特集23号，p. 69.  
 芝井 広：1989年，天文月報，第82巻，p. 112.  
 H. Okuda, 1989, in *Conf. Dig. of The 14th Int. Conf. IR and MM Waves*, p. 63.  
 奥田治之：1989年，赤外線技術，第16号，p. 2.
- [2] 水谷耕平他：昭和63年，大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，p. 115.  
 H. Okuda, et al.: 1989, in *The Center of the Galaxy IAU Symp. 136*, ed. M. Morris, p. 145.
- [3] 松原英雄他：昭和63年，大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，p. 118.  
 H. Matsuhara et al.: 1989, *Ap. J. (Letters)*, **339**, L67.

- 松原英雄：平成元年，京都大学博士論文。  
松原英雄他：平成元年度，宇宙科学研究所報告，特集24号，p. 139.
- [4] 中川貴雄他：昭和63年，大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，p. 123.  
中川貴雄他：平成元年度，宇宙科学研究所報告，特集24号，p. 129.
- [5] 芝井 広他：昭和63年度，大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，p. 129.  
芝井 広他：平成元年度，宇宙科学研究所報告，特集24号，p. 149.
- [6] A.G.G.M. Tielens, and D. Hollenbach: 1985, *Ap. J.*, **291**, 772.
- [7] H. Okuda, *et al.*: 1986, *Proc. ISSTS*, **14**, 1217.  
H. Shibai, *et al.*: 1990, in *Instrumentation in Astronomy VII, Proc. SPIE*, **1235**, in pres.
- [8] H. Okuda, H. Shibai, T. Nakagawa, Y. Kobayashi, T. Matsumoto, F.J. Low, and T. Nishimura:  
1986, in *Instrumentation in Astronomy VI, Proc. SPIE*, **627**, 20.  
T. Nakagawa, H. Okuda, H. Shibai, H. Matsuhara, Y. Kobayashi, N. Hiromoto: 1990, in *Instrumentation in Astronomy VII, Proc. SPIE*, **1235**, in press.
- [9] N. Hiromoto, *et al.*: 1989, *IR Phys.*, **29**, 525.  
広本宣久他：1989年，通信総合研究所季報，第35巻，No. 175, p. 143.
- [10] 中川貴雄他：平成元年度：大気球シンポジウム（宇宙科学研究所）集録，印刷中。
- [11] T.L. Wilson *et al.* 1979, *Astr. Ap.*, **76**, 86.