

# AGNAGN ゼミ

## chapter 5. 理論と観測の比較 5.1-5.3

菊地 泰輝

6月13日

## 5.1 導入

物理量を観測から推定する.

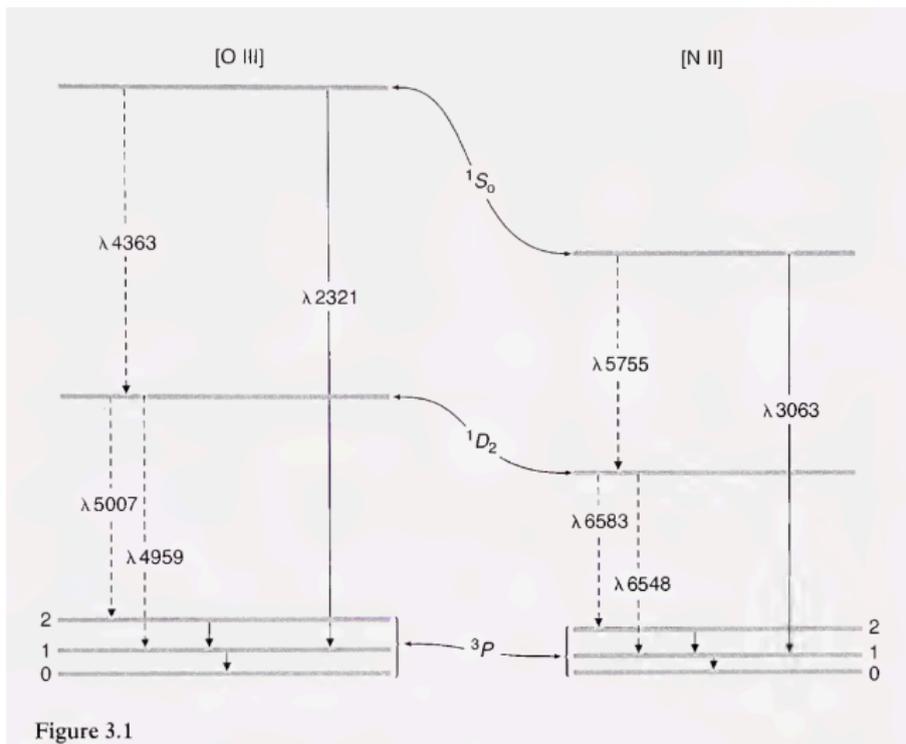
- 温度  $T$ 
  - H の再結合線の強度自体は  $T$  に対しほとんど変化しない.
  - しかし, その比はより  $T$  に対して急激に変化する.
  - したがって, 比を使って温度  $T$  を推定することができる.
- 電子密度  $n_e$ 
  - エネルギーは近いが, 遷移確率の異なる輝線のペアの比を使うことで  $n_e$  を推定できる.
- 化学的豊かさ
  - 一度  $T, n_e$  がわかれば, イオンの合計の存在量を計算できる.

## 5.2 輝線による温度の計測

- 上準位が2つあるようなエネルギー準位を持つ原子がある.
- 上準位へ励起する確率は  $T$  に強く依存しており, これら輝線の相対的な強さによって電子の温度を計測できる可能性あり.
- 3.5 節に従えば, 様々な準位の正確な比が計算できる.
- しかし, 直感的な理由付けも簡単で有益だろう.

以降, ちょうど良い具体例である [OIII] 輝線について考えよう.

## 5.2 [OIII] のエネルギー準位



## 5.2 [OIII] の性質

- 準位  $^1D$  から  $^3P_2$  または  $^3P_1$  へ落ちる際, それぞれ  $\lambda 5007, \lambda 4959$  の光子を放出する.
- $n_e \rightarrow 0$  の極限において, 輝線比は相対的な遷移確率によって計算することができる. ( $\lambda 5007 : \lambda 4959 \doteq 3 : 1$ )
- 準位  $^1S$  から  $^1D$  または  $^3P_1$  へ落ちる際, それぞれ  $\lambda 4363, \lambda 2321$  の光子を放出する.
- カスケード放射  $^1S \rightarrow ^1D \rightarrow ^3P$  は可能だが, 寄与は相対的に小さい. 従って, ここではカスケード放射を無視する.

## 5.2 輝線比

極限  $n_e \rightarrow 0$  (衝突脱励起が無視できる) での輝線強度の比は次のように簡単に与えられる.

輝線比

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Upsilon(^3P, ^1D)}{\Upsilon(^3P, ^1S)} \left[ \frac{A(^1S, ^1D) + A(^1S, ^3P)}{A(^1S, ^1D)} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P, ^1D)}{\nu(^1D, ^1S)} \exp(\Delta E/kT) \quad (1)$$

ここで  $h\bar{\nu}$  は遷移確率で重み付けしたエネルギーの平均.

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A(^1D_2, ^3P_2)\nu(\lambda 5007) + A(^1D_2, ^3P_1)\nu(\lambda 4959)}{A(^1D_2, ^3P_2) + A(^1D_2, ^3P_1)} \quad (2)$$

ここで  $\Delta E$  は  $^1D_2$  と  $^1S_0$  間のエネルギーギャップである.

## 5.2 輝線比の大雑把な説明

- 輝線強度は衝突強度  $\Upsilon$  に比例する (Chapter3 のスライドを参照).
- $\Upsilon(^3P, ^1S) \times [A(^1S, ^1D)/(A(^1S, ^1D) + A(^1S, ^3P))]$  は  $^1S$  から  $^1D$  への衝突強度 ( $\Upsilon(^1S, ^1D)$ ) を意味する.
- 遷移によって放射される光子 1 つのエネルギー  $h\nu$  は準位間のエネルギーギャップに相当する.
- ボルツマン因子  $\exp(\Delta E/kT)$  は準位間の相対的な占位数に対応している.

## 5.2 衝突脱励起による 1 次補正効果

- 輝線比の式 (1) は  $n_e \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$  まで良い近似。
- しかし、密度が高くなってくると**衝突脱励起**が効き始める。
- $n_e, \exp(-\Delta E/kT)$  に関する **1 次補正** : (1) の右辺を次の因子  $f$  で割る。

$$f = \frac{1 + \frac{C(^1D, ^3P)C(^1D, ^3P)}{C(^1S, ^3P)A(^1D, ^3P)} + \frac{C(^1D, ^3P)}{A(^1D, ^3P)}}{1 + \frac{C(^1S, ^3P) + C(^1S, ^1D)}{A(^1S, ^3P) + A(^1S, ^1D)}} \quad (3)$$

ここで

$$C(i, j) = q(i, j)n_e = 8.629 \times 10^{-6} \frac{n_e}{T^{1/2}} \frac{\Upsilon(i, j)}{\omega_i} \quad (4)$$

( $C$  は脱励起率. Chapter3 のスライドを参照)

## 5.2 輝線比の数値計算

衝突強度と遷移確率の具体的な値を代入することで,

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.9 \exp(3.29 \times 10^4/T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}} \quad (5)$$

同様に [NII], [NeIII], [SIII] についても輝線比を計算することができる.

$$[\text{NII}] \frac{j_{\lambda 6548} + j_{\lambda 6583}}{j_{\lambda 5755}} = \frac{8.23 \exp(2.5 \times 10^4/T)}{1 + 4.4 \times 10^{-3} n_e / T^{1/2}} \quad (6)$$

$$[\text{NeIII}] \frac{j_{\lambda 3869} + j_{\lambda 3968}}{j_{\lambda 3343}} = \frac{13.7 \exp(4.3 \times 10^4/T)}{1 + 3.8 \times 10^{-5} n_e / T^{1/2}} \quad (7)$$

$$[\text{SIII}] \frac{j_{\lambda 9532} + j_{\lambda 9069}}{j_{\lambda 6312}} = \frac{5.44 \exp(2.28 \times 10^4/T)}{1 + 3.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}} \quad (8)$$

## 5.2 低密度極限での輝線比の計算例

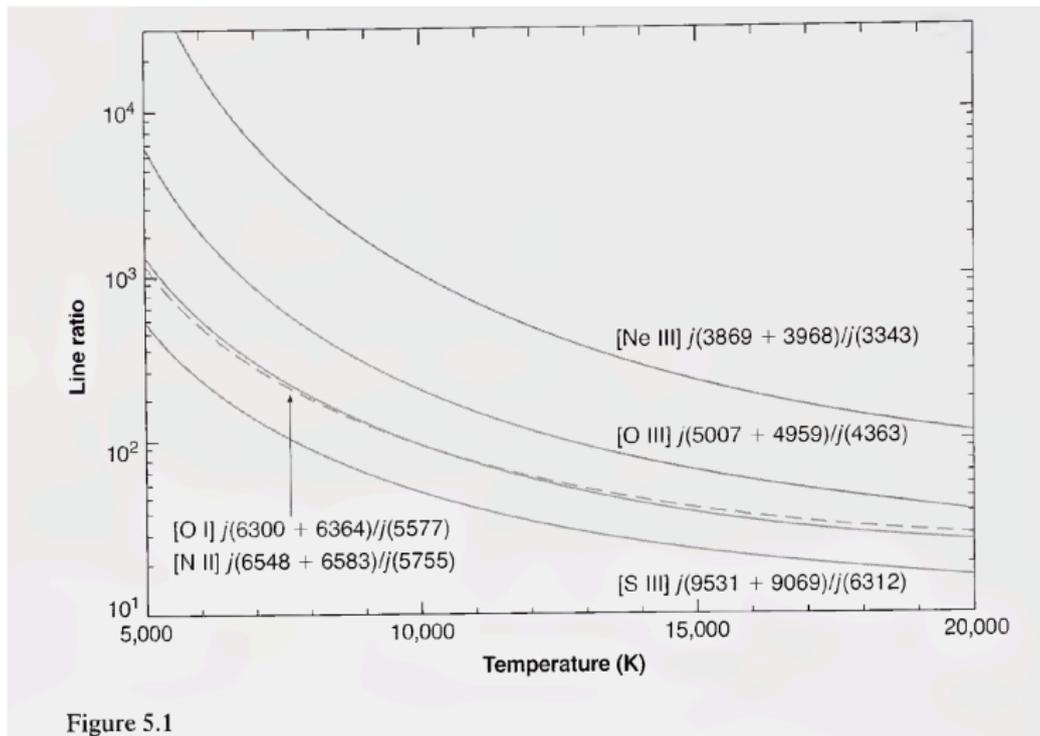


Figure 5.1

$$n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$$

## 5.2 温度 $T$ の推定

星雲は一般に光学的に薄い ( $\tau \ll 1$ ) ので,

$$\frac{I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}}{I_{\lambda 4363}} \simeq \frac{\int (j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}) ds}{\int j_{\lambda 4363} ds} \quad (9)$$

ここで,  $s$  は光線に沿った距離である.

温度  $T$  と密度  $n_e$  が一様だとすると, 輝線の強度の比は簡単になる.

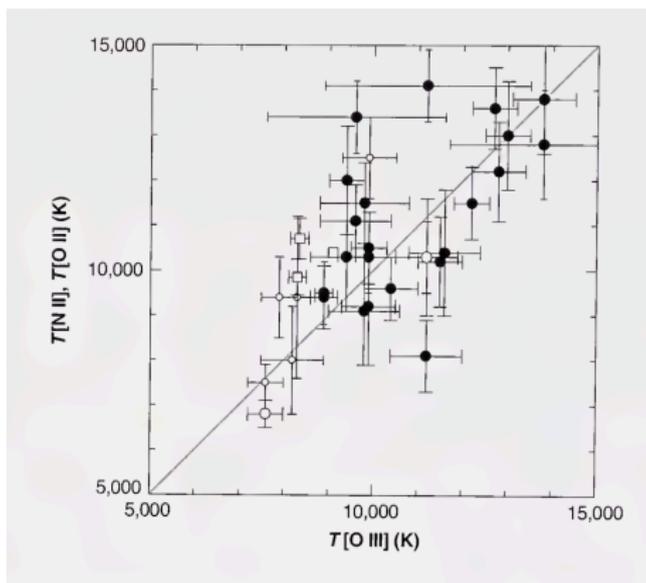
$$\frac{I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}}{I_{\lambda 4363}} = \frac{(j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007})s}{j_{\lambda 4363} \times s} = \frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363} \times} \quad (10)$$

従って, このような場合は輝線の強度比を観測し, 図 5.1 を用いることで温度  $T$  を推定することができる.

## 5.2 詳細

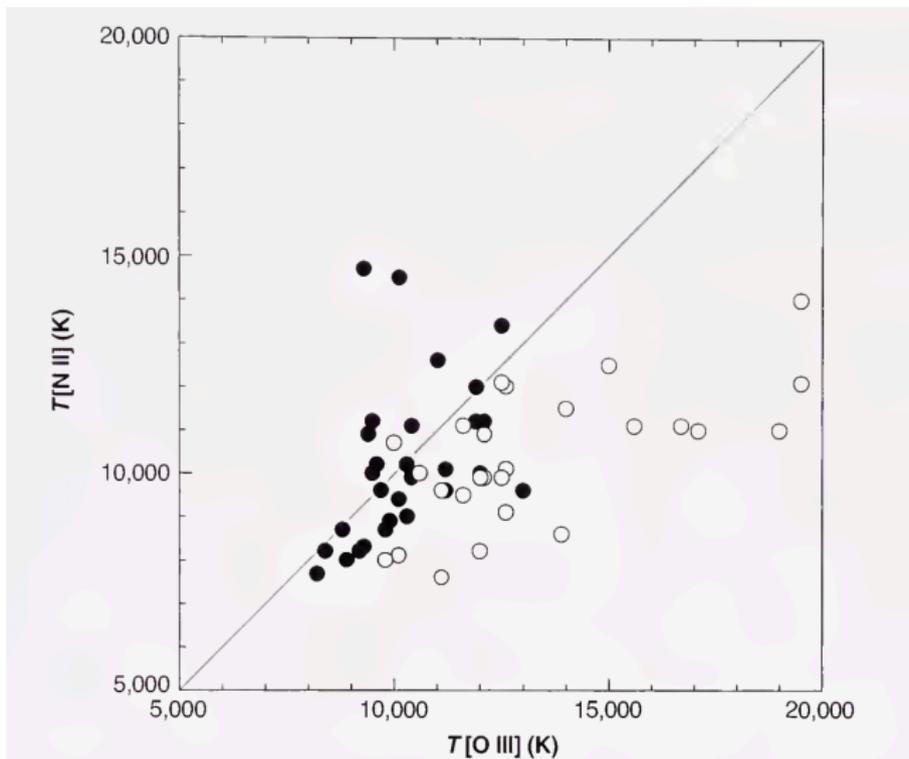
- **小さい星雲**の場合は、星雲の距離、O++の量に関する情報は約分されるので必要ない。
- 衝突脱励起が**無視できず**、 $n_e$ の推定値が大雑把であっても求まる  $T$  は良い近似になっている。
- **ダスト補正の効果はそれほど大きくない**。これは輝線の波長が十分近いからである。
- 輝線比 [OIII] はかなり大きく、かえって**正確に測定するのが難しい**。
- 近年, Hg I $\lambda$ 4358 による光害の影響が増加しており, [OIII] $\lambda$ 4363 を測定するのが難しくなっている。

## 5.2 HII 領域の観測例



これら HII 領域の温度は 7,000 – 14,000K の範囲に入っている。  
温度のばらつきは HII 領域の物理的性質の違いに由来する。

## 5.2 惑星状星雲の観測例



## 5.2 惑星状星雲の特徴

- 惑星状星雲は HII 領域よりも表面輝度が大きい傾向にあり, 観測量が多い.
- 惑星状星雲の典型的な温度は HII 領域よりもやや高い. この原因として
  - 中心星の温度が高く, エネルギー注入量が多い.
  - 電子密度が高いと衝突脱励起が効いて, 輝線による冷却を抑制する.

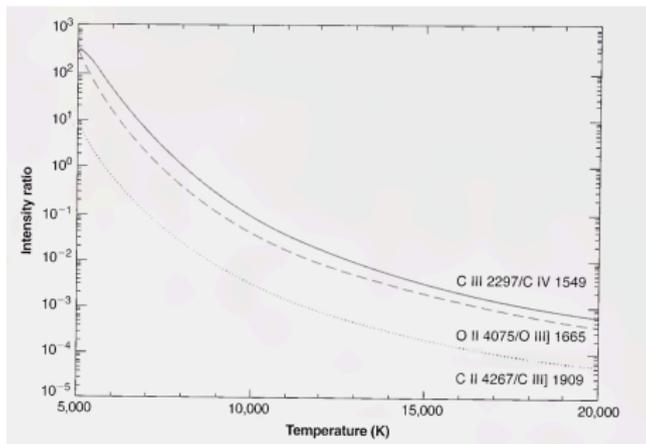
## 5.2 温度 $T$ を推定する別の方法

別の方法

$$\frac{\text{(衝突励起による輝線)}}{\text{(1つ下の電離状態での再結合線)}} \quad (11)$$

なぜならば、分子分母ともに  $n(\text{C}^{++})n_e$  に比例するので、これらは約分されて温度のみの関数になる。

example: 衝突励起輝線 C III  $\lambda 1909$ , 再結合線 C II  $\lambda 4267$ .



## 5.3 可視連続光の測定による温度推定

- Hの輝線を温度  $T$  の指標として使うことはできない.
- 再結合断面積  $\sigma_{nL}$  は全て  $1/u^2$  に比例する (同じ速度依存性).
- 従って, 捕獲する電子の数の割合は  $T$  にほとんど依存しない.
- するとカスケード行列は遷移確率  $A$  のみに依存する.

しかし, 再結合輝線に対する再結合連続光の相対的な強さを測定することにより  $T$  を推定することができる.

## 5.3 可視連続光の測定による温度測定

なぜ再結合連続光の強さを使うことで温度が推定できるのかを大雑把に説明すると、

- 連続光の放射は電子の速度分布関数 (マクスウェル-ボルツマン分布) に依存するから.

## 5.3 連続光の2つの例

表 4.4 から 4.12 の値を代入することで,

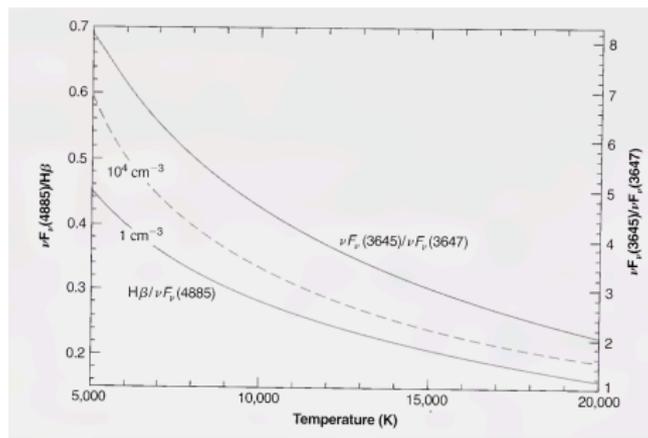


図 5.5 では,  $H\beta$  を再結合線として採用し, 連続光は 2 つ考える.

- $\lambda 4885$  ( $H\beta$  の近く)
- バルマー不連続  $\lambda 3646 \pm$ .

## 5.3 強度比 $H\beta/\nu F_\nu(\lambda 4885)$

連続光  $\nu F_\nu(\lambda 4885)$  は HI 再結合と  $2^2S \rightarrow 1^2S$  の 2 光子遷移からなる.

- HI 再結合:  $T$  に対しゆっくり増加する.
- 2 光子遷移:  $T$  に対しゆっくり減少する.

したがって, 連続光  $\nu F_\nu(\lambda 4885)$  の合計の強度はほとんど打ち消しあって  $T$  に依存しなくなる.

すると, 比  $H\beta/\nu F_\nu(\lambda 4885)$  の依存性は  $H\beta$  の依存性と同じになる.  
 $H\beta$  再結合輝線は  $T^{-0.84}$  に比例することが知られている.

## 5.3 H $\beta$ とバルマー不連続の比

- バルマー連続光の限界の強度はおよそ  $T^{-3/2}$  に比例することが知られている。よって H $\beta$  に対する比は

$$\frac{\nu F_{\nu}(3646-) - \nu F_{\nu}(3646+)}{H\beta} \propto \frac{T^{-1.5}}{T^{-0.84}} = T^{-0.66} \quad (12)$$

となって  $T$  に対しゆっくり減少する。

- このような方法で、輝線と連続光の比を使って温度を推定することができる。ただし、
- 連続光やバルマー不連続を観測するのは難しい。なぜならこれらの光は星雲からだけでなく星からの放射やダストによる散乱の効果も含むため。
- つまり星雲におけるバルマー不連続と、星の光やダスト散乱によるバルマー不連続を分けることが困難である。