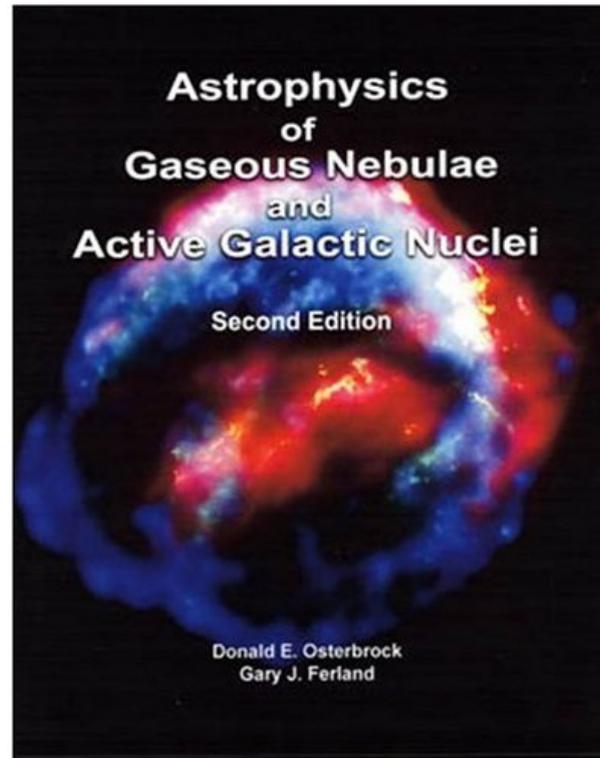


# Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei



2006-12-07 (Thu.)  
Koizumi Osamu



# 4.1 Introduction

nebula の各点からの放射

- 元素の abundance (ガス進化の歴史により決まる)
- 電離度
- 密度
- 温度 (輻射場と abundance により決まる)

に依存する。

スペクトル中でもっとも顕著な特徴 → 輝線

cooling rate や 熱平衡を考えたときの手法が、  
輝線の強度比の計算に使える。



# 4.1 Introduction

遠紫外から遠赤外までのすべての輝線を観測できれば、nebula の観測された各点での cooling rate を直接に測定することができる。

cooling で重要な輝線

[O II]  $\lambda\lambda$  3726, 3729 (可視)

[O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007 (可視)

[O III]  $2p^2\ ^3P_0 - 2p^2\ ^3P_1$   $\lambda$  88.4  $\mu\text{m}$ ,  $^3P_1 - ^3P_2$   $\lambda$  51.8  $\mu\text{m}$  (赤外)

C IV  $\lambda\lambda$  1548, 1551 (紫外)



# 4.1 Introduction

歴史的な理由から、天文学者は電離ガス雲からの主要な輝線のことを**禁制線**と呼ぶ傾向がある。

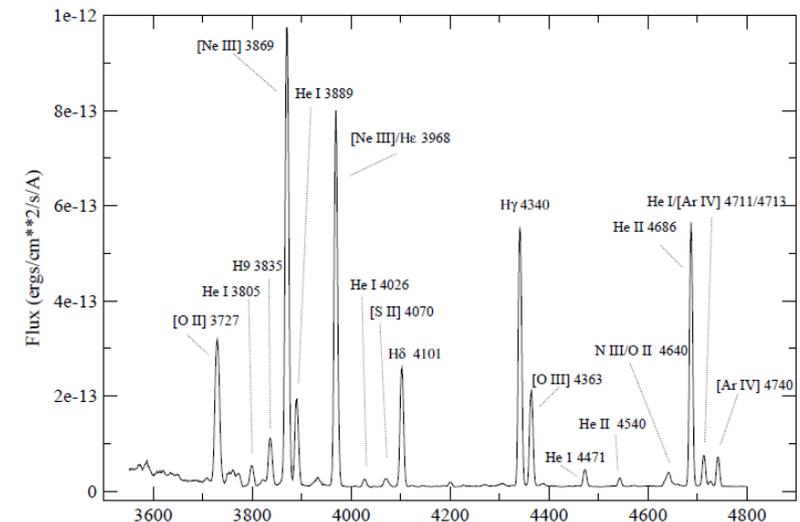
輝線の大部分は**衝突励起**から生じ、可視領域ではパリティ選択則で禁止された禁制線  
(同じ電子配置間での遷移だから)

地球大気による紫外カットオフのわずかに下の波長から、衝突励起による、禁制線ではない輝線が(**許容線**)見え始める

Mg II  $3s^2S - 3p^2P^0$   $\lambda\lambda$  2796, 2803

C IV  $2s^2S - 2p^2P^0$   $\lambda\lambda$  1548, 1551

Si IV  $3s^2S - 3p^2P^0$   $\lambda\lambda$  1394, 1403

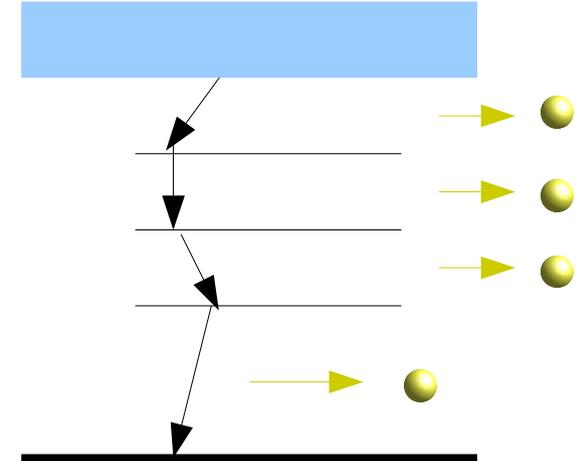


Planetary Nebula からの輝線



# 4.1 Introduction

衝突励起に加えて、H I, He I, He II の再結合線が電離ガス雲に特徴的



基底状態まで連続的に放射遷移を繰り返す

この章ではまず、これらの再結合について詳細に議論する。  
残りは continuum-emission 過程について検証する。



## 4.2 Optical Recombination Lines

H の再結合は、低密度下では下方遷移だけを考えれば良い  
準位  $nL$  に対する平衡方程式

$$n_p n_e \alpha_{nL}(T) + \sum_{n' > n} \sum_{L'} n_{n'L'} A_{n'L', nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''} \quad (4.1)$$

直接  
再結合

cascading

放射下方遷移

一般に、 $L' = L'' \pm 1$  でない限り  $A_{n'L', n''L''} = 0$  .



# 4.2 Optical Recombination Lines

population を、無次元係数  $b_{nL}$  を使って表現する  
 $b_{nL}$  は熱平衡からのズレをあらわす

Saha's eq. 
$$\frac{n_p n_e}{n_{1S}} = \left( \frac{2 \pi k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{h \nu_0}{k T} \right) \quad (4.2)$$

Boltzmann eq. 
$$\frac{n_{nL}}{n_{1S}} = (2L+1) \exp\left( -\frac{X_n}{k T} \right) \quad (4.3)$$

$$n_{nL} = (2L+1) \left( \frac{h^2}{2 \pi m k T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( \frac{X_n}{k T} \right) n_p n_e, \quad (4.4)$$

where

$$X_n = h \nu_0 - \chi_n = h \nu_0 - h \nu_0 \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{h \nu_0}{n^2} \quad (4.5)$$

(4.2) の  $n_{1S}$  を  
(4.3) に代入

**熱平衡下での準位  $nL$  の population**



# 4.2 Optical Recombination Lines

一般の場合の準位  $nL$  の population

$$n_{nL} = b_{nL} (2L+1) \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{X_n}{k T}\right) n_p n_e, \quad (4.6)$$

$b_{nL} = 1$  のとき、熱平衡と一致する。

(4.6) を (4.1) に代入すると、

$$\begin{aligned} & \alpha_{nL} \frac{1}{(2L+1)} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{X_n}{k T}\right) \\ & + \sum_{n' > n}^{\infty} \sum_{L'} b_{n' L'} A_{n' L', nL} \left( \frac{2L'+1}{2L+1} \right) \exp\left(\frac{X_{n'} - X_n}{k T}\right) \quad (4.7) \\ & = b_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n'' L''} \end{aligned}$$



## 4.2 Optical Recombination Lines

$$\begin{aligned} & \propto_{nL} \frac{1}{(2L+1)} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{X_n}{kT}\right) + \sum_{n' > n} \sum_{L'} b_{n'L'} A_{n'L', nL} \left( \frac{2L'+1}{2L+1} \right) \exp\left(\frac{X_{n'} - X_n}{kT}\right) \\ & = b_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''} \quad (4.7) \end{aligned}$$

再結合と下方遷移が主要過程である限り、 $b_{nL}$  は密度には依存しない。

$n \geq n_K$  の全ての  $n$  について  $b_{nL}$  がわかっていれば、(4.7)は機械的手続きで解くことができる。

$n = n_{K-1}$  に対する  $L = 0, 1, 2, \dots, n-1$  の  $n$  本の方程式から未知数  $b_{nL}$  を決定できる。

これを  $n = 1$  まで続けていくことで、全ての  $b_{nL}$  が求まる。

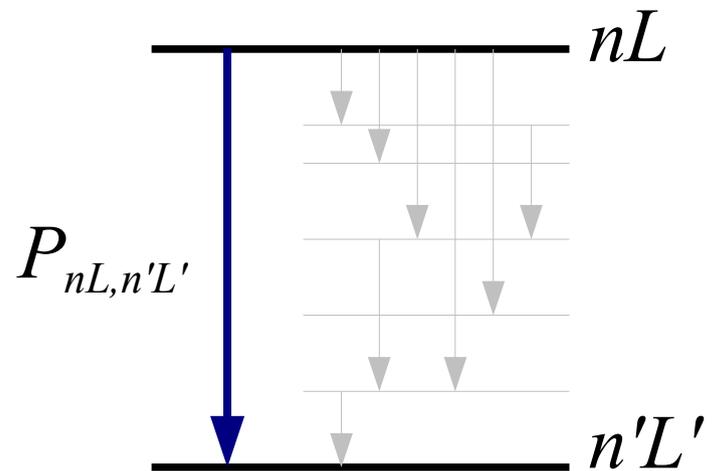


## 4.2 Optical Recombination Lines

Probability Matrix  $P(nL, n'L')$

$nL$  の population が放射遷移で直接  
 $n'L'$  へ遷移する確率

$$P_{nL, n'L'} = \frac{A_{nL, n'L'}}{\sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''}} \quad (4.8)$$



Cascade Matrix  $C(nL, n'L')$

$nL$  の population が、可能な遷移経路を  
全て考慮したときの  $n'L'$  へ遷移する確率

$C(nL, n'L')$  は  $P(nL, n'L')$  を用いて表せるはず



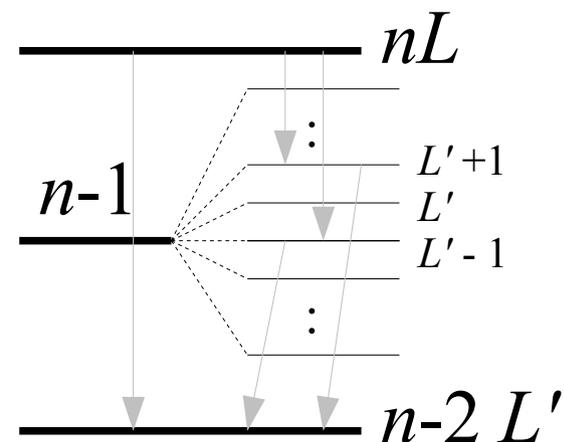
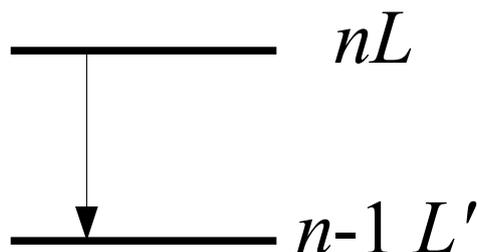
# 4.2 Optical Recombination Lines

$$P_{nL, n'L'} = \frac{A_{nL, n'L'}}{\sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''}} \quad (4.8)$$

Selection Rule より  $L' = L \pm 1$   
 以外では  $P_{nL, n'L'} = 0$ .

$n' = n - 1$  のとき

$$C_{nL, n-1L'} = P_{nL, n-1L'}$$



$n' = n - 2$  のとき

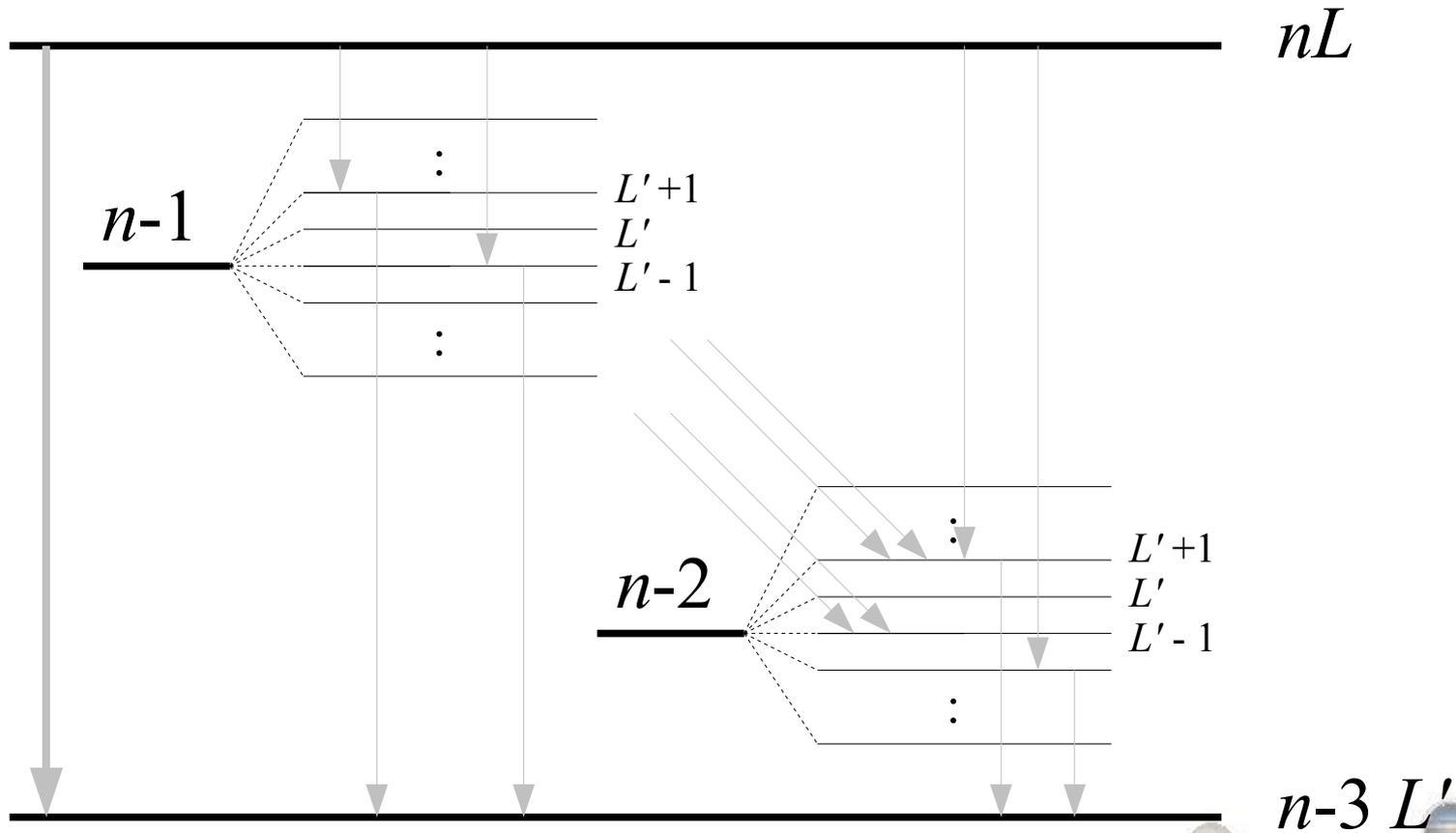
$$C_{nL, n-1L'} = P_{nL, n-2L'} + \sum_{L''=L'\pm 1} C_{nL, n-1L''} P_{n-1L'', n-2L'}$$



# 4.2 Optical Recombination Lines

$n' = n - 3$  に対して

$$C_{nL, n-3L'} = P_{nL, n-3L'} + \sum_{L''=L'\pm 1} [C_{nL, n-1L''} P_{n-1L'', n-3L'} + C_{nL, n-2L''} P_{n-2L'', n-3L'}]$$



## 4.2 Optical Recombination Lines

$$C_{nL, nL''} = \delta_{LL''} \quad (4.9)$$

と定義すると、一般的に次のように書ける。

$$C_{nL, n'L'} = \sum_{n'' > n'}^n \sum_{L'' = L' \pm 1} C_{nL, n''L''} P_{n''L'', n'L'} \quad (4.10)$$

(4.9) のように定義するのは  $n'L' \rightarrow nL$  への直接遷移を和の中に組み込むため。



## 4.2 Optical Recombination Lines

$$n_p n_e \alpha_{nL}(T) + \sum_{n' > n} \sum_{L'} n_{n'L'} A_{n'L', nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''} \quad (4.1)$$

直接  
再結合

cascading

放射下方遷移



cascade matrix  $C_{nL, n'L'}$  を  
用いて表す

$$n_p n_e \sum_{n'=n}^{\infty} \sum_{L'=0}^{n'-1} \alpha_{n'L'}(T) C_{n'L', nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''=L\pm 1} A_{nL, n''L''} \quad (4.11)$$

一度  $C_{n'L', nL}$  を計算してしまえば、 $b_{nL}$  や、  
ある温度での  $n_{nL}$  を探すときに (4.11) の方が便利。



## 4.2 Optical Recombination Lines

$$n_p n_e \sum_{n'=n}^{\infty} \sum_{L'=0}^{n'-1} \alpha_{n'L'}(T) C_{n'L',nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''=L\pm 1} A_{nL,n''L'} \quad (4.11)$$

p.70 (4.12)の前の文

To carry out the solutions, it can be seen from (4.11) that it is necessary to fit series in  $n$ ,  $n'$ ,  $L$  and  $L'$  to  $C_{nL,n'L'}$  and  $\alpha_L(T)$ , and extrapolate these series as  $n \rightarrow \infty$ .

(無限大まで  $\alpha$  や  $C$  は実際上は計算できないので、ある仮定をおいてフィットするというお話。)

いったん  $n_{nL}$  が分かってしまえば、各輝線の放射係数は

$$j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} n_{nL} A_{nL,n'L'} \quad (4.12)$$

から計算できる。



# 4.2 Optical Recombination Lines

## Case A.

(仮定)

nebula で放射された全ての輝線の光子は吸収を受けない。  
→ 励起遷移は起こらない

全ての H I resonance line について optically thin な nebula に対しては良い近似。

このような nebula は少量のガスしか含めず、ほとんどが観測するのが難しい。



## 4.2 Optical Recombination Lines

観測可能なほどのガスを含む nebula は H I の Lyman 共鳴線で、非常に大きな optical depth をもつ。

central line-absorption cross section

$$a_0(Ln) = \frac{3 \lambda_{n1}^3}{8 \pi} \left( \frac{m_H}{2 \pi k T} \right)^{\frac{1}{2}} A_{nP,1S} \quad [\text{cm}^2] \quad (4.13)$$

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r n(\text{H}^0, r') a_\nu dr' \quad (2.12)$$

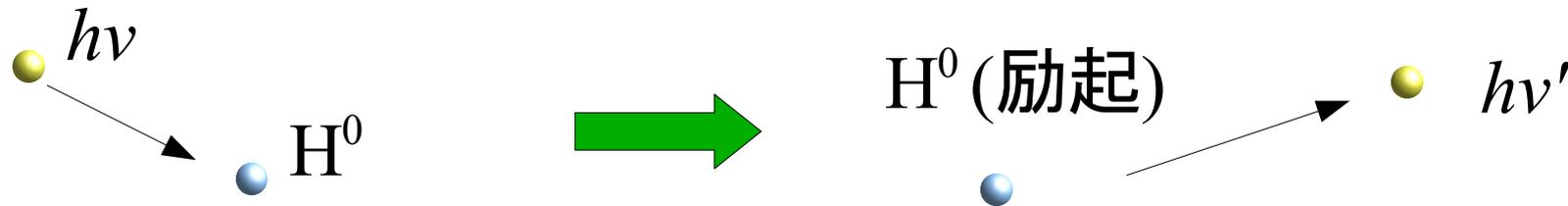
$\lambda_{n1}$  は輝線の波長

典型的な温度  $T = 10,000 \text{ K}$  で  $L\alpha$  の optical depth は ionizing continuum のライマン端での値の  $10^4$  倍.



## 4.2 Optical Recombination Lines

1回の散乱について、Lyman line 光子がより低位の系列の光子と励起状態へ変換される可能性がある。



ex.  $L\beta$  光子が H に吸収され  $3^2P$  level に励起される

そのまま散乱される確率 0.882

$L\beta$  光子が  $H\alpha$  光子へ変換される確率 0.118

9回ほど散乱されるあいだに、平均的に全ての  $L\beta$  光子は  $H\alpha$  光子へと変換されてしまうことになる。(nebula を脱出不可)



## 4.2 Optical Recombination Lines

同様に、 $L\gamma$  光子は数回の散乱を受けると  
 $P\alpha + H\alpha + L\alpha$  または  $H\beta + (2\text{光子放射})$  に変換

このような状況下では  $n \geq 3$  の Lyman 輝線光子は全て  
lower-series photon + ( $L\alpha$  または 2光子放射)  
へと変換されるという近似が良い。



Large Optical Depth 近似 = **Case B**

ほとんどの nebula に対してはこちらのほうが良い。

ただし、実際の状況は Case A と Case B の中間

