

Introdução

12-1

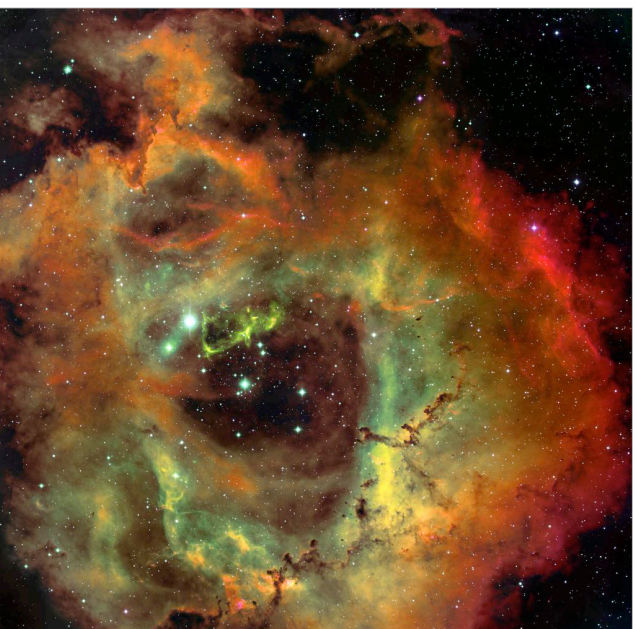
- As regiões ionizadas no MI podem ser resumidas a três classes de objetos:
 - nebulosas gasosas fotoionizadas: regiões HII (RHII) e nebulosas planetárias (NP)
 - meio difuso ionizado
 - restos de supernovas (SN) e bolhas
- Nesta aula, vamos nos ater à primeira classe. Do ponto de vista observacional, vamos nos concentrar no óptico.

12-2

Regiões HII

- Nuvens de gás ionizado e poeira associadas a estrelas do tipo OB isoladas ou em grupos: estrelas jovens
 - Nebulosa de Órion (NGC 1976, M42)
 - Roseta (NGC 2237) – ver figura
 - Nebulosa Trífida (NGC 6514, M20)
- Associadas a nuvens moleculares
 - regiões de formação estelar
- Abundância cósmica
- Complexos de regiões HII

12-3



NGC 2237
(Roseta)
Monoceros

RHII

verde: O
azul: S
vermelho: H

Aglomerado
estelar central
NGC 2244

12-4

<http://apod.nasa.gov/apod/ap000111.html>

Observando regiões HII

- No óptico, as RHII emitem basicamente em forma de linhas.
 - Não existe um contínuo importante
 - linhas proibidas de elementos pesados
 - ✓ baixa probabilidade de decaimento radiativo
 - ✓ excitação colisional
- ✓ Exemplos:
 - ✓ [OIII] 4959/5007 Å
 - ✓ [NII] 5754 Å
- espectro de recombinação do H e He
 - ✓ linhas da série de Balmer, por exemplo
 - ✓ essas linhas podem estar presentes em rádio

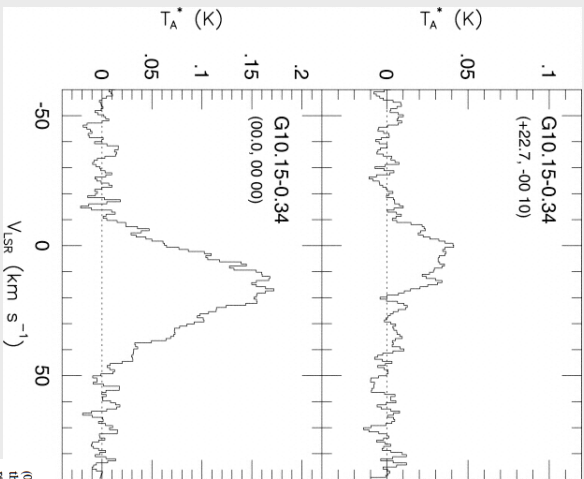


Fig. 4—H76 α line profiles at G10.15–0.34 (+227, –00'10'') and (00'0, 00'00''). The former is blueshifted by about 10 km s^{–1} with respect to the latter (Table 5). This suggests that the eastern protrubance may be a result of the champagne flow.

Kim & Koo, 2001, *ApJ*, 549, 979

Radio Continuum and Recombination Line Study of Ultracompact H II Regions with Extended Envelopes

Neste trabalho, os autores estudam a estrutura de várias regiões.

H76 α : linha originada das transição 76-77

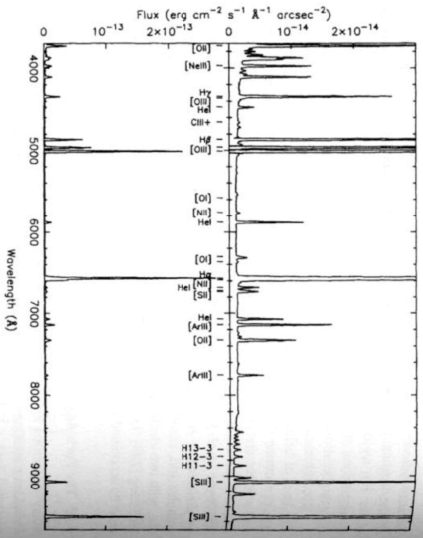


Fig. 5.8. The optical spectrum of the Orion nebula. The lower figure displays the strong lines and the upper figure the weak lines on an expanded intensity scale, the strong lines being cut. The main lines are identified. The NII lines are not separated from H γ at the wavelength resolution of the spectrum, as well as the [OIII] λ 363 line from H γ . Note the high- n Paschen lines ($n = 3$) on the right of the figure. Reproduced from Baldwin et al. [16], with the permission of the AAS.

Lequeux

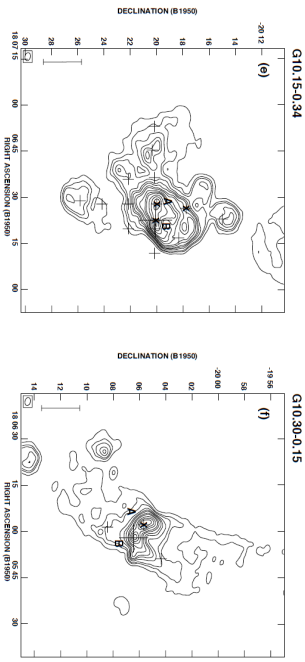
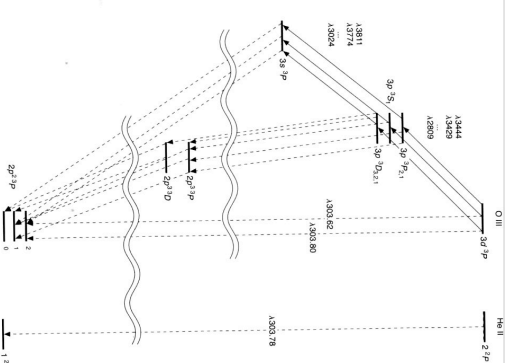


FIG. 1.—Radio continuum maps of 16 UC H II regions made with the VLA (DnC array) at 21 cm. Contour levels are 10, 30, 50, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1000, 1500, 2000, 2500, and 5000 mJy beam^{–1}. In each field a large cross represents an UC H II region, while small crosses are the positions where the radio continuum emission is detected. The linear scale bar in the bottom left corner of the figure is 5 pc. The synthesized beam and a 5 pc linear scale bar are shown in the bottom left corner. The linear scale assumes the distance given in Table 2.

mesma ref. do slide anterior

- recombinação de outros íons/elementos
 - HeII, CII, NII, OII, etc.
- linhas de emissão excitadas por fluorescência
 - fótons da emissão nebular excitam um dado estado de energia que decai radiativamente
 - Ex.: recombinação do HeII produz linha em 303,780 Å que pode excitar linha 303,799 Å do OIII - vide detalhes nas anotações finais
- radiação livre-livre (Bremsstrahlung térmico do elétron)
 - espectro contínuo em rádio, IV e óptico
- emissão térmica devida a grãos de poeira
 - radiação absorvida e reemitida de acordo com T dos grãos

12-9



- o espectro de recombinação do HeII excita o nível fundamental do OIII

12-10

Dimensões de regiões III

- Regiões HII clássicas
 - ~ 10 pc
- Regiões HII gigantes
 - ~ 100 pc
- Regiões HII compactas
 - ~ 1 pc
 - $n \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$

12-11

Mais propriedades de RHIII

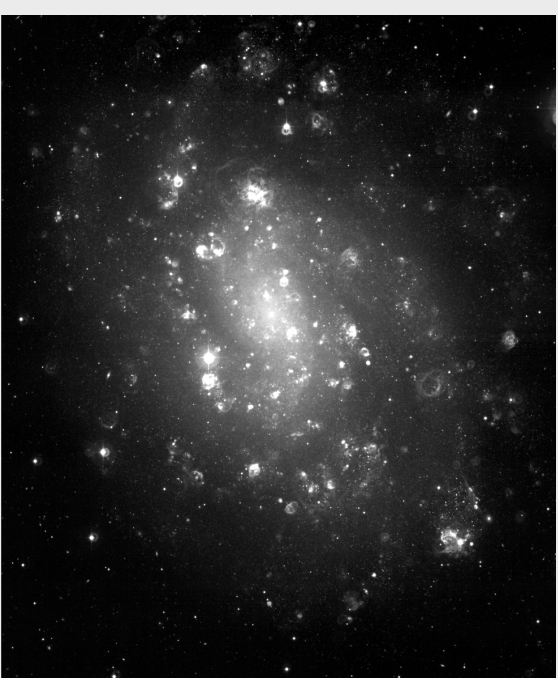
- geometria
 - complexa, bordas irregulares (ver figura) que refletem nuvem interestelar de origem
- objetos de população I (jovens) – ver figura
 - associados ao disco da Galáxia
 - braços espirais
- seguem/definem curva de rotação Galáctica
- sua abundância química deve refletir a abundância atual do MI

12-12



Note estrelas ionizantes no centro da nebulosa

12-13



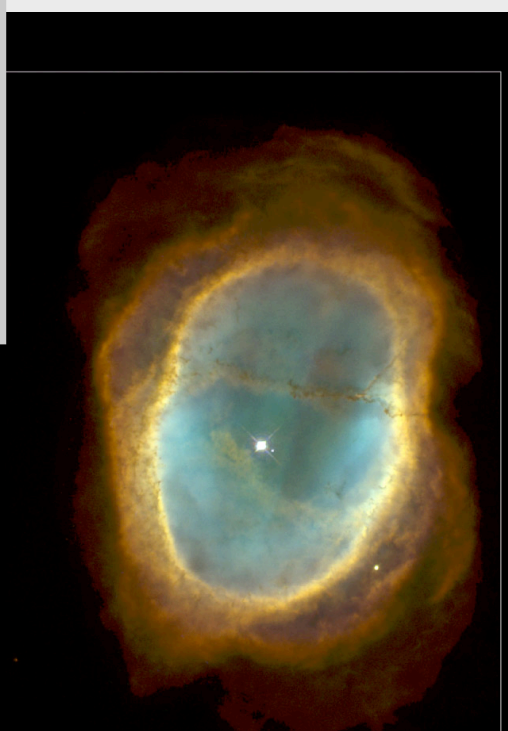
12-14

Nebulosas planetárias

- As NPs representam camadas externas de estrelas de massa intermediária (entre ~ 1 e $8 M_{\odot}$) que foram ejetadas e formam um envelope tênue em expansão em torno do objeto central (quente) restante
- fase rápida da evolução estelar
 - poucas dezenas de milhares de anos
- Exemplos
 - NGC 7293
 - NGC 7027
 - NGC 7009
- Galeria de espectros:
 - <http://www.williams.edu/Astronomy/research/PN/nebulae/>

12-15

Planetary Nebula NGC 3132



estrela ionizante é a pequena

PRC98-39 • Space Telescope Science Institute • Hubble Heritage Team

Hubble
Heritage

5



NGC 6302

HST

estrela central:
250.000 K

disco de poeira
possui moléculas,
inclusive gelo
de água

<http://antwip.gsfc.nasa.gov/apod/ap040505.html>

Restos de supernova

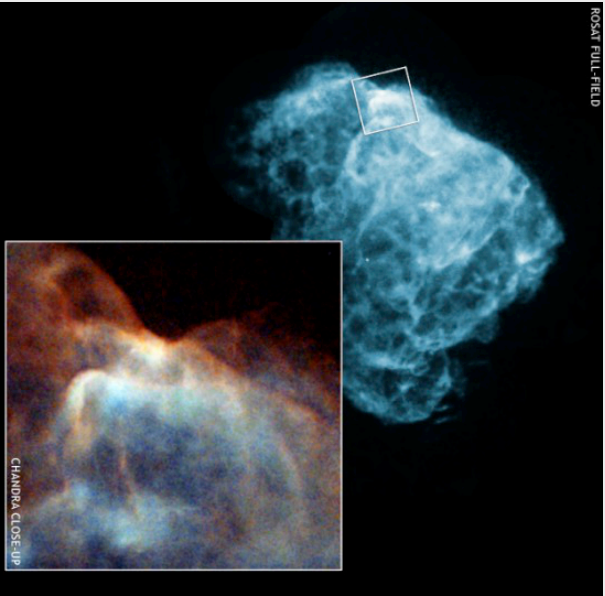
- Se estrela possui massa inicial $> 10 M_{\odot}$, sua evolução final passa por uma explosão de SN
- sua geometria é bastante complexa: filamentada
- velocidades de expansão entre 300 e 6.000 km/s
- Exemplos (ver figura)
 - Nebulosa do Carangueijo (NGC 1952, M1) ~ 1.000 anos
 - Vela, ~ 13.000 anos
 - Anel de Cygnus, ~ 17.000 anos
- onda de choque aquece o gás a $T \sim 10^5$ K
 - ionização por colisões
- emissão não-térmica em rádio devida a processo síncrotron

- as NPs são similares as RHII do ponto de vista observacional
 - em casos onde não se pode resolver a estrela central e a nebulosa, os espectros podem aparecer superpostos
- estrelas centrais podem ser mais quentes que as da RHII
 - até 200.000 K (objetos mais quentes da Galáxia)

Tabela 8.1

	Região H II	Nebulosas planetárias
Tipo espectral	O, B	O, W
Temperatura efetiva	30 000–50 000 K	30 000–300 000 K
População	I, jovem	I, velha – II
Temperatura eletrônica	10^4 K	10^4 K
Densidade eletrônica	$10^{-10} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$	$10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Massa total	$10^2 - 10^4 M_{\odot}$	$0.01 - 1 M_{\odot}$
Dimensão típica	10 pc	$\lesssim 0.5$ pc
Estado do H	H^+	H^+
Estado do He	He^+	$\text{He}^+, \text{He}^{++}$
Elementos pesados	ionizados	ionizados
Velocidade típica	10 km/s (térmica)	25 km/s (expansão)

Tab. 8.1 – Maciel
Comparando RHII
e NP



Puppis A
em raios-X
notar pontinho
na imagem
ROSAT:
é a estrela de
neutrons

Transição entre região HII e HI

- A transição entre as regiões ionizada e neutra deve ocorrer em um comprimento da ordem do caminho livre médio, L

$$L = [n(\text{HI}) \sigma_{\nu 1}]^{-1}$$

- A seção de choque de fotoionização de um átomo hidrogenóide em $n = 1$ é dada por

$$\sigma_{\nu} \approx 7,9 \cdot 10^{-18} Z^{-2} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^3 g_1 \text{ cm}^2$$

onde

- $\nu_1 = R Z^2 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ para o H
- $g_1(\nu_1) = 0,80$
- $\sigma_{\nu 1} \sim 6,3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ para o H

12-21

12-22

Teoria

- Para a frequências próximas de ν_1 , L assume valores da ordem de 0,05 pc se consideramos densidades da ordem de $1/\text{cm}^3$
 - para frequências maiores, a seção de choque diminui e assim o caminho livre médio aumenta
- Assim, a região ionizada possui uma interface fina com a região neutra circundante
 - compactas tem tamanho de 1pc
 - gigantes tem tamanho de 100pc
 - sempre muito menor que L

12-23

Raio de Strömgren

- A partir da expressão para a probabilidade de fotoionização (por unidade de tempo) e considerando os campos de radiação estelar e difuso em uma nebulosa (onde o campo difuso provém do processo de recombinação ao nível fundamental) é possível demonstrar que (o que está feito no Maciel):

$$\frac{dQ(r)}{dr} = -4\pi r^2 x n_e n_H \alpha^{(2)} \quad \text{número de fotoionizações}$$

onde

$$n(\text{HI}) \beta_{1r} = n_p n_e \alpha^{(2)}$$

- $Q(r)$ é o “fluxo” de fótons ionizantes (# por segundo) pela casca esférica de raio r
- $\alpha^{(2)}$ é o coeficiente de recombinação para todos os níveis a partir do segundo (aproximação *on the spot*)

12-24

- Assim, a medida que r cresce, $Q(r)$ diminui como consequência de ionizações seguidas de recombinações para $n > 1$ (para $n=1$ a recombinação produz um fóton que é capaz de ionizar novamente o elemento)

Raio de Strömgren, r_s :

Raio da região ionizada, isto é, raio onde $Q(r) = 0$.

$$Q(r_s) = 0$$

$$\int\limits_{Q(0)}^0 dQ(r) = - \int\limits_0^{r_s} 4 \pi r^2 x n_e n_H \alpha^{(2)} dr$$

$$Q(0) = \int\limits_0^{r_s} 4 \pi r^2 x n_e n_H \alpha^{(2)} dr$$

12-25

- Considerando $x \sim 1$ e n_e e n_H constantes com o raio

$$Q(0) = \frac{4}{3} \pi r_s^3 n_e n_H \alpha^{(2)}$$

- Assim, o raio de Strömgren é dado por

$$r_s = \left[\frac{3 Q(0)}{4 \pi n_e n_H \alpha^{(2)}} \right]^{1/3}$$

r_s diminui quando n aumenta

- Podemos definir a potência ionizante, que depende apenas da radiação estelar:

$$r_s \left(n_e n_H \right)^{1/3} = \left[\frac{3 Q(0)}{4 \pi \alpha^{(2)}} \right]^{1/3}$$

12-26

- Lembrando que $Q(0)$ é o número de fótons ionizantes emitidos pela estrela por unidade de tempo, podemos escrevê-lo como:

$$Q(0) = \int\limits_{\nu_1}^{\infty} L_{\nu} \frac{d\nu}{h\nu} = 4 \pi R_*^2 \int\limits_{\nu_1}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R_*)}{h\nu} d\nu$$

Assim, a dimensão da região ionizada depende apenas da emissão da fonte ionizante e da densidade da região ionizada

Explique como você calcularia $Q(0)$.

12-27

Tabela 8.2

tipo	T_{ef} (K)	R_* ($R_{\odot}$)	Q_* ($10^{48} s^{-1}$)	$r_s(n_e n_H)^{1/3}$ (pc/cm ²)
O5	47 000	13,8	51	110
O6	42 000	11,5	17,4	77
O7	38 500	9,6	7,2	57
O8	36 500	8,5	3,9	47
O9	34 500	7,9	2,1	38
B0	30 900	7,6	0,43	22
B1	22 600	6,2	0,0033	4,4

Tab. 8.2 – Maciel – p. 224

estrelas sequência principal (V)

Se classe de luminosidade for I (supergigantes), R_s aumenta de 1,5 a 2 vezes

12-28

Table 5.1. Fluxes of ionizing photons $S_0 = N_{\nu,c}(H\text{ I})$ and $S'_1 = N_{\nu,c}(\text{He I})$ in the hydrogen and helium Lyman continua for various types of hot stars with solar abundances, from Schaefer & de Koter [456].

Sp. type	V(dwarf)			III(giant)			I(supergiant)		
	$\log T_{eff}$	$\log S_0$	$\log S'_1$	$\log T_{eff}$	$\log S_0$	$\log S'_1$	$\log T_{eff}$	$\log S_0$	$\log S'_1$
	K	s^{-1}	s^{-1}	K	s^{-1}	s^{-1}	K	s^{-1}	s^{-1}
O3	4.710	49.85	49.42	4.707	49.97	49.52	4.705	50.09	49.63
O4	4.687	49.68	49.23	4.683	49.84	49.38	4.678	50.02	49.56
O4.5	4.676	49.58	49.12	4.670	49.78	49.32	4.665	49.98	49.53
O5	4.664	49.48	49.01	4.657	49.71	49.25	4.650	49.94	49.47
O5.5	4.652	49.38	48.86	4.644	49.64	49.16	4.636	49.88	49.35
O6	4.639	49.28	48.75	4.630	49.56	49.05	4.620	49.81	49.24
O6.5	4.626	49.17	48.62	4.615	49.47	48.91	4.604	49.73	49.12
O7	4.613	49.05	48.44	4.601	49.36	48.75	4.588	49.64	48.91
O7.5	4.599	48.93	48.25	4.585	49.24	48.53	4.571	49.53	48.65
O8	4.585	48.80	48.05	4.569	49.09	48.14	4.553	49.42	48.37
O8.5	4.570	48.64	47.74	4.553	48.94	47.80	4.534	49.29	48.05
O9	4.555	48.46	47.37	4.536	48.76	47.40	4.515	49.12	47.67
O9.5	4.539	48.25	46.92	4.518	48.56	46.95	4.495	48.90	47.21
B0	4.523	48.02	46.41	4.499	48.33	46.47	-	-	-
B0.5	4.506	47.77	45.86	4.479	48.11	46.03	-	-	-

Lequeux

Grau de ionização em uma nebulosa

- Para calcular o raio de Strömgren, consideramos $x = 1$ dentro dessa esfera. Vamos agora estudar alguns resultados sobre a estrutura de ionização em uma nebulosa (foto)ionizada
- Inicialmente vamos fazer uma aproximação simples: calcular o grau de ionização em $r = r_s$
- Eq. de equilíbrio de ionização

- Considerando:

$$n(H) \beta = n_p n_e \alpha$$

$$x = \frac{n_p}{n_H}$$

$$n_H = n(HI) + n_p$$

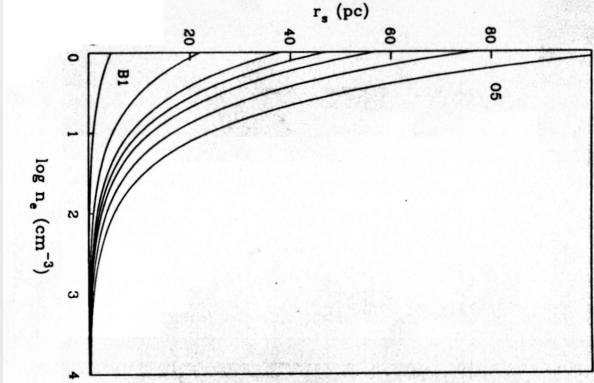


Fig. 8.2 – Maciel

Nesta figura, foi considerado $n_e \sim n_p \sim n_H$. Isto é, despreza-se a contribuição de outros elementos ionizados para a população eletrônica e considera-se a região completamente ionizada.

Assim:

$$r_s = \left[\frac{3 Q(0)}{4 \pi n_e^2 \alpha^{(2)}} \right]^{1/3}$$

- Obtemos:

$$x = \frac{1}{1 + \frac{n_e \alpha}{\beta}}$$

- Vamos considerar α constante e dado por $\alpha = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

- A taxa de fotoionização pode ser estimada a partir de:

$$\beta = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{c U_{\nu} \sigma_{\nu}}{h \nu} d \nu \approx \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{c U_{\nu}^* \sigma_{\nu}}{h \nu} d \nu$$

desprezando campo de radiação difuso

- O campo de radiação estelar pode ser considerado como:

$$U_{\nu}^* = \frac{L_{\nu}}{4 \pi r^2 c}$$

desconsiderando a atenuação
devida à propagação ao longo
da nebulosa ($e^{-\tau}$)

- De modo que temos:

$$\beta \approx \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu} \sigma_{\nu}}{4 \pi r^2 h \nu} d \nu$$

- Considerando a seção de choque para qualquer frequência igual ao seu valor limite

$$\beta = \frac{\sigma_{\nu 1}}{4 \pi r^2} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h \nu} d \nu$$

$Q(0)$

12-33

Estrutura de ionização: dependência com r

- Considerando a equação de transporte radiativo, podemos calcular a estrutura de ionização ao longo do raio da nebulosa
- No caso de :
 - uma única fonte de radiação ionizante
 - apenas H
 - densidade constante
- temos o seguinte resultado (que é obtido no Maciel, p. 227 e seguintes, e não é complicado):

$$\frac{n(HI) R_*^2}{r^2} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}^*(R_*)}{h \nu} d \nu = n_p n_e \alpha^{(2)}$$

radição estelar

recombinação

atenuação geométrica da radiação estelar com o raio

fotoionização

atenuação óptica

12-35

- Assim:

$$\beta = \frac{\sigma_{\nu 1}}{4 \pi r^2} Q(0)$$

- Vamos, então, ver os valores para o seguinte exemplo:

- - $Q_* = 7 \cdot 10^{48} \text{ s}^{-1}$
 - $r_s n_e^{2/3} \sim 60 \text{ pc cm}^{-2}$
 - $n_e = 30 \text{ cm}^{-3}$

$b = 8 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$

$$x = \frac{1}{1 + \frac{n_e \alpha}{\beta}}$$

$$x \sim 1 ; (1-x) = 10^{-3}$$

Consistente! Ionização é praticamente total dentro da esfera de Strömgren!

12-34

Aula 12

Nebulosas gasosas fotoionizadas

- Referências
 - Maciel – Cap. 8
 - Dyson & Williams – Cap. 5
 - Spitzer - Secs.
 - Lequeux - Cap. 5

12-36

No slide anterior,
como expressamos a profundidade
óptica?

12-37

- Considerando
 - fonte com $T = 40.000\text{ K}$
 - nebulosa (homogênea) com $T = 7.500\text{ K}$ (o que define o coef. de recombinação radiativa)
 - $\eta_H = 10\text{ cm}^{-3}$

Tabela 8.3

$r\text{ (pc)}$	$x = n_p/n_H$	$x_0 = n(\text{HI})/n_H$
0,1	1,0	$4,5 \times 10^{-7}$
1,2	1,0	$2,8 \times 10^{-5}$
2,2	0,9999	$1,0 \times 10^{-4}$
3,3	0,9997	$2,5 \times 10^{-4}$
4,4	0,9995	$4,4 \times 10^{-4}$
5,5	0,9992	$8,0 \times 10^{-4}$
6,7	0,9985	$1,5 \times 10^{-3}$
7,7	0,9973	$2,7 \times 10^{-3}$
8,8	0,9921	$7,9 \times 10^{-3}$
9,4	0,977	$2,3 \times 10^{-2}$
9,7	0,935	$6,5 \times 10^{-2}$
9,9	0,838	$1,6 \times 10^{-1}$
10,0	0,000	1,0

Tab. 8.3 – Maciel – p. 230

12-38

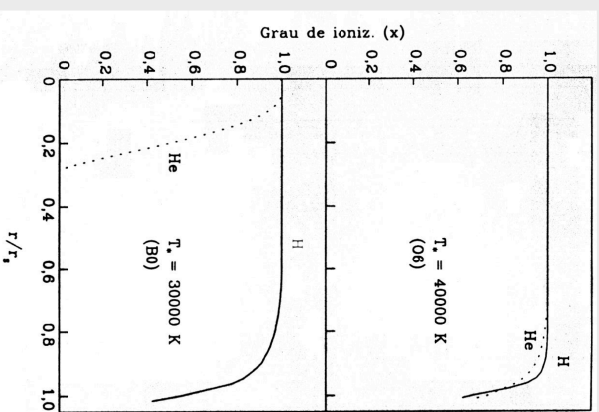


Fig. 8.3 – Maciel

Estrutura de ionização com H e He

Notar dependência com temperatura da estrela. Lembrar que potencial de ionização do Hel é: 24.6 eV.

Poucos objetos possuem fótons com energia suficiente para ionizar o HeII (54.4 eV).

Assim, HeII discrimina regiões muito quentes = alta ionização.

12-39

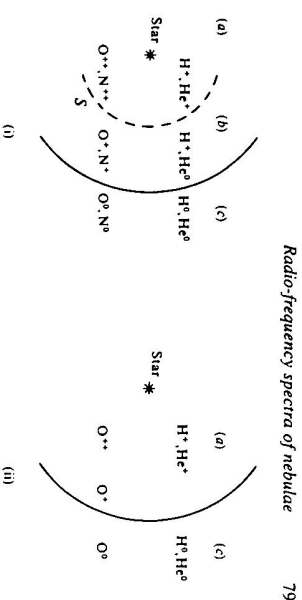


Figure 5.3. Ionization stratification in a nebula. (i) Low stellar temperature ($T_e \leq 40\,000\text{ K}$); (ii) High stellar temperature ($T_e \geq 40\,000\text{ K}$).

Dyson & Williams

12-40

Grãos em regiões HII

- A presença de grãos em regiões HII é evidenciada por:
 - extinção, que pode ser irregular;
 - espalhamento (nebulosas de reflexão);
 - emissão infravermelha ($T < 100$ K).
- Os grãos absorvem parte do fluxo ionizante de modo que o tamanho da região ionizada é alterado (diminui) com relação ao caso sem grãos
- Vamos, então, estimar a profundidade óptica devida a grãos dentro da esfera de Strömgren

12-41

• Lembrando que

$$r_s \left(n_e n_H \right)^{1/3} = \left[\frac{3 Q(0)}{4 \pi \alpha^{(2)}} \right]^{1/3}$$

- e considerando $n_e \sim n_H$
- podemos calcular τ_{sd}

Tabela 8.2

tipo	T_{ef} (K)	R_* ($R_\odot$)	$\dot{Q}_*$ (10^{48} s^{-1})	$r_s (n_e n_H)^{1/3}$ (pc/cm ²)	$\tau_{sd}/n_H^{1/3}$ (cm)
O5	47 000	13,8	51	110	0,69
O6	42 000	11,5	17,4	77	0,48
O7	38 500	9,6	7,2	57	0,36
O8	36 500	8,5	3,9	47	0,29
O9	34 500	7,9	2,1	38	0,24
B0	30 900	7,6	0,43	22	0,14
B1	22 600	6,2	0,0033	4,4	0,028

12-43

- τ_{sH} : profundidade óptica em r_s (a partir de $r = 0$), se H estiver neutro
 - $\tau_{sH} = n_H \sigma_n r_s = 6,3 \cdot 10^{-18} N(H)$

- τ_{sd} : profundidade óptica devida aos grãos dentro da esfera de Strömgren

$$A_m = 1,086 \tau_{sd} = \psi E(B-V) \quad \text{extinção}$$

$$\psi = \frac{A(912)}{E(B-V)} \approx 13$$

$$\psi N(H) = 6 \cdot 10^{21} E(B-V)$$

$$\tau_{sd} = 2,0 \cdot 10^{-21} N(H)$$

- Assim, a profundidade óptica devida a grãos é:
 - $\tau_{sd} = 1/3100 \tau_{sH} = 1/3100 n_H \sigma_n r_s$
- apesar desse número ser pequeno, pode produzir resultados mensuráveis

12-42

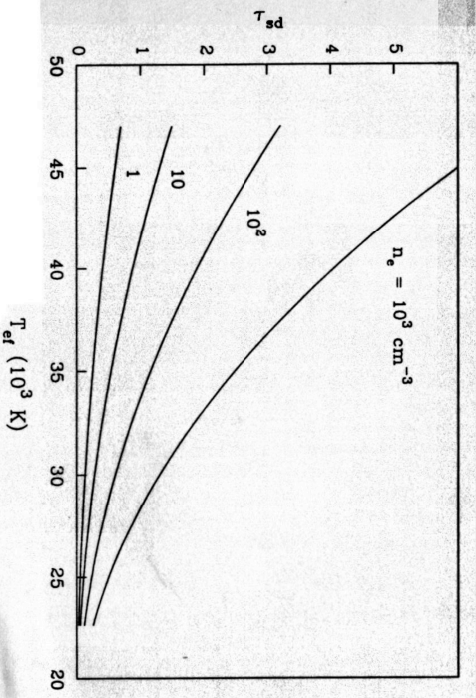


Fig. 8.4 – Maciel

O que significa $\tau = 5$?
Isto é, como pareceria um nuvem atmosférica com essa profundidade?

12-44

Raio da região ionizada com grãos

- No Maciel, e também no Spitzer, é apresentado o cálculo de
 - $f = r / r_s$
 - onde r é o raio da região ionizada na presença de grãos

τ_{sd}	f	Tab. 5.4 (incompleta) – Spitzer – p. 113
0.10	0.98	
0.20	0.96	
0.40	0.91	
0.6	0.87	
0.8	0.84	
1.0	0.81	
1.5	0.75	
2.0	0.70	
10	0.37	
20	0.15	

12-45

Temperatura das regiões HII

Para se obter a temperatura das regiões HII, é necessário considerar os mecanismos de aquecimento e resfriamento

Vamos, então, quantificar os processos mais importantes

12-46

Aquecimento pela fotoionização do H

$$\Gamma_{ep} = n_e n_p \left[\bar{E}_2 \alpha - \frac{1}{2} m_e \sum_j \langle \sigma_{ej} v^3 \rangle \right]$$

$\bar{E}_2$: energia média dos fotoelétrons

$$\bar{E}_2 = \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{h(\nu - \nu_1) \sigma_{\nu} c U_{\nu}}{h \nu} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\sigma_{\nu} c U_{\nu}}{h \nu} d\nu}$$

Cálculo de $\bar{E}_2$ é complexo, pois envolve o campo de radiação (estelar + difuso)

12-47

- Podemos expressar o resultado como:
 - $E_2 = 3/2 k T_{en}$
 - onde T_{en} é chamada temperatura de entrada
- Existem duas situações onde E_2 pode ser calculado de maneira relativamente simples
 1. próximo a estrela, onde campo difuso pode ser desprezado
 2. considerar valor médio em toda a nebulosa
- Vamos expressar os resultados como
 - $E_2 = \psi k T_c$
 - onde consideramos que a estrela emite no ultravioleta como um corpo negro a temperatura (de cor) T_c

12-48

Caso 1

↓

Caso 2

↓

Tabela 8.4

T_e (K)	Ψ_0	$\bar{E}_2(\Psi_0)$ (eV)	$\langle \Psi \rangle$	$\langle \bar{E}_2 \rangle$ (eV)
4 000	0,977	0,34	1,051	0,36
8 000	0,959	0,66	1,101	0,76
16 000	0,922	1,27	1,199	1,65
32 000	0,864	2,38	1,380	3,81
64 000	0,775	4,28	1,655	9,14

12-49

Resfriamento pela recombinação elétron-próton

- Energia perdida pelos fotoelétrons no processo de recombinação

$$\frac{1}{2} m_e \sum_j \langle \sigma_{ej} v^3 \rangle$$

- Esse valor é relativamente pequeno e é considerado como uma correção ao aquecimento produzido pela fotoionização

$$\frac{\Gamma_{ep}}{n_e n_p} = \frac{2,1 \cdot 10^{11}}{T^{1/2}} \left[\bar{E}_2 \phi_n(T) - kT \chi_n(T) \right]$$

$\chi_n(T)$ é da ordem da unidade

$$\alpha^{(n)} = 2,1 \cdot 10^{-11} T^{-1/2} \phi_n(T)$$

12-50

Resfriamento pela excitação colisional e⁻ - íon

- Processo dominante de resfriamento excitação colisional de íons como C, N, O e Ne

$$\Lambda_{ei} = n_e \sum_j E_{jk} \left(n_{ij} \gamma_{jk} - n_{ik} \gamma_{kj} \right)$$

- Caso simples de átomo com 2 níveis

$$\Lambda_{ei} = n_e n_{ij} \gamma_{kj} \frac{g_k}{g_j} e^{-E_{jk}/kT} \left(1 - \frac{b_k}{b_j} \right)$$

- Usando as relações entre g_{kj} e g_{jk} e n_k e n_j e também

$$\frac{b_k}{b_j} = \frac{1}{1 + \frac{A_{kj}}{n_e \gamma_{kj}}}$$

12-51

- Temos

$$\Lambda_{ei} = n_e n_{ij} E_{jk} \gamma_{jk} \frac{1}{1 + \frac{n_e \gamma_{kj}}{A_{kj}}}$$

- onde

$$n_{ij} = n_i x_j \sim a_i x_j n_p \quad (n_H = n_p) \quad x: \text{ grau de ionização}$$

- Assim,

$$\frac{\Lambda_{ei}}{n_e n_p} = a_i x_j E_{jk} \gamma_{jk} \frac{1}{1 + \frac{n_e \gamma_{kj}}{A_{kj}}}$$

- Para a transição do OII $4S_{3/2} - 2D_{5/2}$, temos

$$\frac{\Lambda_{e,OII}}{n_e n_p} = 1,1 \cdot 10^{-24} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

12-52

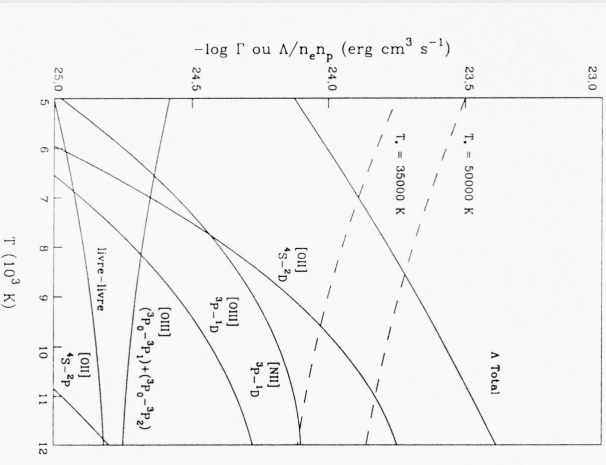


Fig. 8.5 – Maciel
Linhas tracejadas
 Γ - aquecimento
Linhas contínuas
 Λ – resfriamento
Notar T de equilíbrio

12-53

Aquecimento fotoelétrico por grãos

- Taxa de aquecimento total através do efeito fotoelétrico em grãos
 - $\Gamma_{ed} \sim \Gamma_{d\alpha} + \Gamma_{d*}$
 onde
 - $\Gamma_{d\alpha}$: aquecimento produzido por fotoelétrons devidos à absorção de fótons Ly α produzidos pelas recombinação do H (campo difuso)
- Γ_{d*} : idem para fótons emitidos pela estrela

12-54

- $\Gamma_{d\alpha} \sim f n_p n_e \alpha E_{Ly\alpha}$
 - $f \sim 0,7$: fração das recombinações aos níveis $n \geq 2$ que produzem fótons Ly α
 - $\alpha = \alpha(2)$
 - $E_{Ly\alpha}$: energia média do fotoelétron resultante
 - Ly α : eficiência do processo (efeito fotoelétrico)

- Γ_{d*} pode ser dividida em duas componentes

- $h\nu < 13,6\text{ eV}$

$$\Gamma_{d*}(h\nu < 13,6\text{ eV}) \approx n_d \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \int_{\nu_i}^{2\nu_i} \frac{\pi B_\nu(T_{ef})}{h\nu} \exp^{-\tau_d(\nu) + \tau_H(\nu)} \sigma_{d\nu} E_\nu y_\nu d\nu$$

- $h\nu > 13,6\text{ eV}$

$$\Gamma_{d*}(h\nu \geq 13,6\text{ eV}) \approx n_d \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\pi B_\nu(T_{ef})}{h\nu} \exp^{-\tau_d(\nu) + \tau_H(\nu)} \sigma_{d\nu} E_\nu y_\nu d\nu$$

12-55

- A razão entre as funções aquecimento para o efeito fotoelétrico com relação àquela para a fotoionização variam de valores da ordem da unidade (2) para regiões próximas à estrela até valores desprezíveis próximo a r_s

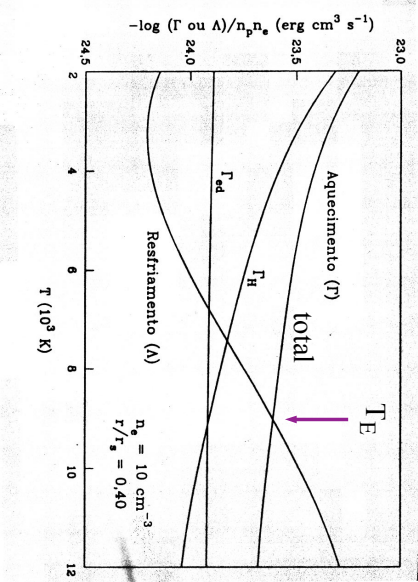


Fig. 8.6
Maciel
p. 244

12-56

Outros processos

- Outros processos, de menor importância, podem ocorrer em regiões HII
 - resfriamento devido à emissão livre-livre (ver Fig. 8.5 – Maciêl)
 - resfriamento pela emissão em linhas do H e He excitadas colisionalmente
 - resfriamento através de colisões grãos-gás

12-57

A escala de tempo de resfriamento

- O tempo de resfriamento pode ser estimado como:

$$t_r = -\frac{3}{2} \frac{k(T - T_e)}{\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} kT \right)} = -\frac{3}{2} \frac{kT}{\Lambda - \Gamma} \frac{1}{n}$$

- que resulta em:

$$t_r \approx \frac{2 \cdot 10^4}{n_p} \text{ ano}$$

- que para uma densidade típica da ordem de 100 cm^{-3} equivale a 200 anos: tempo curto
- tempo equivalente ao tempo de recombinação

12-58

Condições físicas em nebulosas ionizadas

- As linhas de emissão no óptico, UV e em rádio permitem determinar as condições físicas em nebulosas ionizadas
 - temperatura
 - densidade
 - abundâncias
- Diagnóstico de plasma
 - determinação de T_e e n_e

12-59

Linhas de recombinação em rádio

- A recombinação do H pode ocorrer em níveis elevados de energia ($n > 40$). Nesse caso, os decaimentos posteriores podem ocorrer entre níveis com pequenas diferenças de energia o que produz linhas em comprimentos de onda rádio
- Para esses níveis de energia, é possível usar algumas aproximações que permitem expressar de maneira simples a correção para a emissão estimulada

$$\chi = \frac{b_k}{b_j} + \frac{kT}{h\nu_{jk}} \left(1 - \frac{b_k}{b_j} \right) \approx 1 - \frac{kT}{h\nu_{jk}} \frac{d \ln b}{dn}$$

onde Δn é variação em n para a linha considerada

12-60

- A frequência da linha é dada por:

$$\nu = \nu_1 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]$$

onde $\nu_1 = 3,29 \cdot 10^{15}$ Hz

- A temperatura da região ionizada pode ser obtida pela observação dessas linhas pela expressão:

$$T_{1,15} = \frac{2,3 \cdot 10^4 \cdot \nu^{2,1}}{(T_L/T_C) \Delta \nu_h}$$

- T_L/T_C é razão das temperaturas de brilho na linha e contínuo
- ν e $\Delta \nu$ são a frequência e a largura da linha

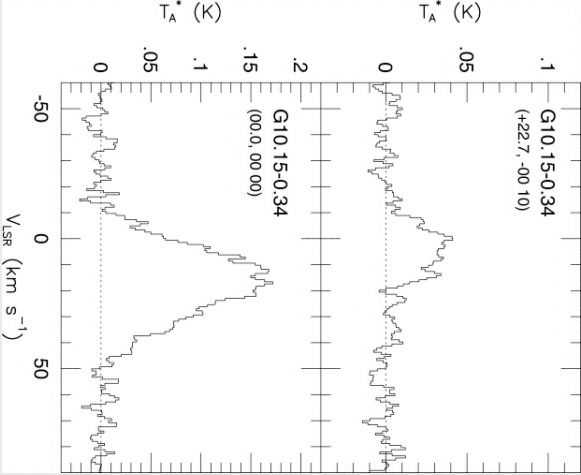
12-61

Diagnóstico de plasma

- Estimar ne
- Usando linhas do OII (3725/3729 Å)
 - aproximação: átomo de 3 níveis (ver equilíbrio de excitação)
 - níveis: $4S_{3/2}$, $2D_{5/2}$, $2D_{3/2}$
 - pesos estatísticos: 4, 6 e 4
 - A_{kj} e $\Omega(j,k)$: Tab. 5.1
 - $A_{32} = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

$$\gamma_{kj} = \frac{h^2 \Omega(j,k)}{g_k (2 \pi m_e)^{3/2} (kT)^{1/2}}$$

12-63



Kim & Koo, 2001, *ApJ*, 549, 979
 Radio Continuum and
 Recombination Line Study
 of Ultracompact H II
 Regions with Extended
 Envelopes

H76α

Neste trabalho, os autores
 estudam a estrutura de várias
 regiões

12-62

- Considerando o equilíbrio estatístico para os níveis 3 e 2, temos:

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{\gamma_{13} \left[\gamma_{21} + \gamma_{23} + \frac{A_{21}}{n_e} \right] + \gamma_{12} \gamma_{23}}{\gamma_{12} \left[\gamma_{31} + \gamma_{32} + \frac{A_{31} + A_{32}}{n_e} \right] + \gamma_{13} \left[\gamma_{32} + \frac{A_{32}}{n_e} \right]}$$

- A razão entre as linhas pode ser escrita como:

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31} h \nu_{31}}{n_2 A_{21} h \nu_{21}}$$

- que depende de valores tabelados e n_e

12-64

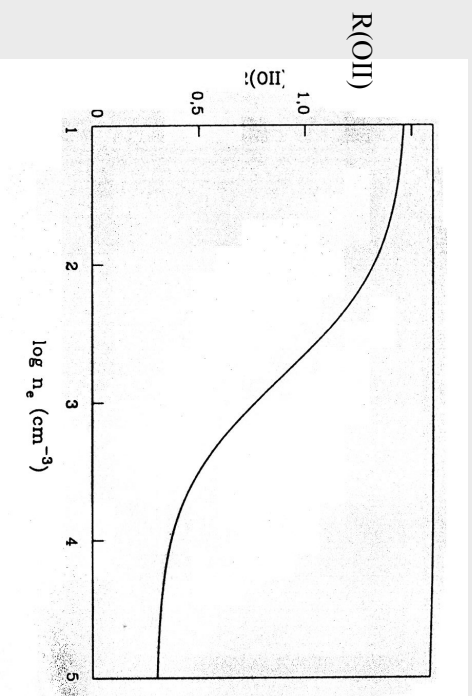


Fig. 8.8 – Maciel – p. 255

NGC 6210 – $R(\text{OII}) = 0,46$
 $n_e = 7000 \text{ cm}^3$

12-65

Estimando Te

- Usando linhas do [OIII] 4959,5007/4363 Å
 - podem também ser usadas as linhas [NII] 6548,6584/5754 Å

$$R(\text{OIII}) = \frac{I_{4959} + I_{5007}}{I_{4363}} = \frac{7,73 \exp[3,29 \cdot 10^{-4} / T_e]}{1 + 4,5 \cdot 10^{-4} (n_e / T_e^{1/2})}$$

- no limite de baixas densidades e temperaturas altas o denominador tende a 1 e a dependência com n_e é anulada
 - ver Fig. 8.9 – Maciel – p. 256

- Exemplo: NGC 3132

- $R(\text{OIII}) = 392.2 \Rightarrow T_e = 8380 \text{ K}$
- $R(\text{NII}) \Rightarrow T_e = 9590 \text{ K}$

12-66

3 • Astrofísica do Meio Interestelar

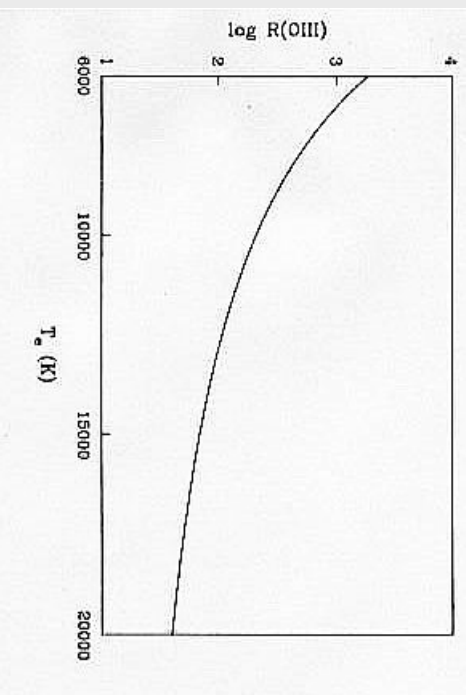


Fig. 8.9 – Maciel

12-67

Abundâncias

- Antes de determinarmos a abundância, precisamos estimar:
 - densidade e temperatura: diagnóstico de plasma
 - extinção interestelar: decremento de Balmer
- Abundâncias determinadas a partir das intensidades das linhas
- Abundância de um dado elemento precisa considerar abundâncias de todos os íons
 - observando linhas de todos os íons
 - aplicando fatores de correção de ionização
- RHII e NP
 - abundâncias similares à cósmica

12-68

Aplicação

- Liu et al. 2004(a), MNRAS, 353, 1231
 - [/home/claudia/asf409/aulas/nebulosas/liuetal2004a.pdf](http://home.claudia.asf409/aulas/nebulosas/liuetal2004a.pdf)
 - espectros do UV ao IR médio
 - determinação da extinção, temperatura e densidade eletrônica de diferentes maneiras
- Liu et al. 2004(b), MNRAS, 353, 1251
 - [/home/claudia/asf409/aulas/nebulosas/liuetal2004b.pdf](http://home.claudia/asf409/aulas/nebulosas/liuetal2004b.pdf)
 - abundâncias iônicas (usando resultados do artigo anterior)

12-69

Bowen resonance-fluorescence mechanism

- linhas de emissão excitadas por fluorescência
 - fótons da emissão nebular excitam um dado estado de energia que decai radiativamente
 - Ex.: recombinação do HeII (24.59eV - ion. do HeI) produz linha em 303,780 Å que pode excitar nível 303,799 Å acima do fundamental do OIII (35.12eV - ion. do OII)
 - toda a cascata do OIII é observada em algumas NPs
 - vide seção 4.7 do Osterbrock

12-70

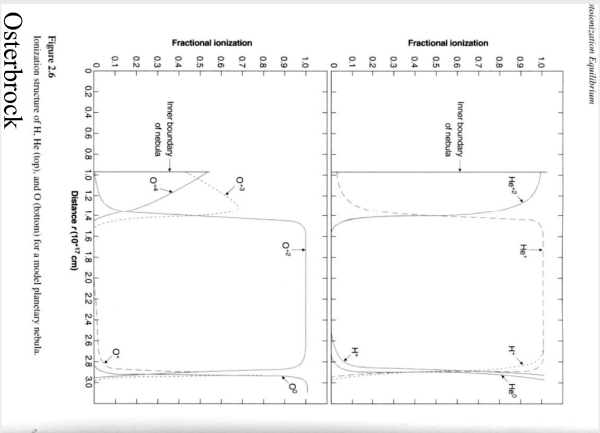


Figure 2.6
Ionization structure of H, He (top), and O (bottom) for a model planetary nebula.

Osterbrock

Notar que a região onde
existe HeII é a mesma
onde existe OIII

12-71

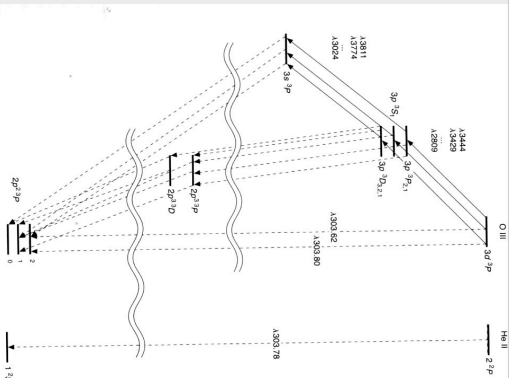


Figure 4.6
Schematic partial energy-level diagrams of O III and He II showing coincidence of He II 1s and O III 2p² P₂-3d² P₂, 3d² S₁, 3d² S₀. The Bowen resonance-fluorescence mechanism is illustrated. The energy levels are shown in eV, and the transition probabilities (A_{ul}) are given in s⁻¹. The diagram shows that the He II 1s level is excited by the He II 2s-1s transition, and the O III 2p² P₂ level is excited by the He II 2s-1s transition. The O III 2p² P₂ level then decays to the 2p² P₁ level, which is the fundamental level of O III. The diagram also shows the He II 2s-1s transition, which is the source of the He II 1s emission line.

Osterbrock

• o espectro de
recombinação do HeII
excita o nível
fundamental do OIII

12-72