

Gas Ionizado

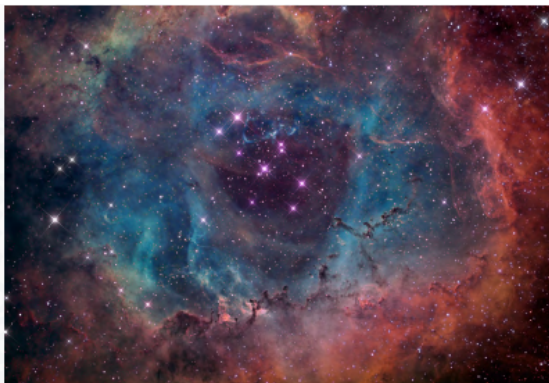
Tres medios diferentes:

- **Regiones HII ó nebulosas gaseosas**
- El medio ionizado difuso (WIM)
- El medio ionizado a alta T (HIM)

Overview ISM phases in Milky Way

phase	n (cm ⁻³)	T (K)	f_V
coronal (HIM)	~ 0.004	$> 10^{5.5}$	$\sim 0.5?$
warm, neutral (WNM)	~ 0.6	~ 5000	~ 0.4
warm, ionized (WIM)	~ 0.2	~ 8000	~ 0.1
cold, neutral (CNM)	~ 30	~ 100	~ 0.01
molecular clouds	$\sim 10^{3-6}$	$\sim 10-50$	~ 0.0001
HII regions	$\sim 1-10^5$	$\sim 10^4$	very small

Regiones HII: introducción



The Rosette Nebula (NGC 2237). Inside the nebula lies the open cluster NGC 2244. Its bright young stars formed about 4 Myr ago from the nebular material and their stellar winds are clearing a hole in the nebula's center, insulated by a layer of dust and hot gas. UV light from the hot cluster stars causes the surrounding nebula to glow. The nebula spans about 100 light-years across, lies about 5000 light-years away, and can be seen towards the constellation of the Unicorn (*Monoceros*).
Credit: Brian Lula (<http://www.heavensgloryobservatory.com/>)

- ¿cómo se forma una RHII?
- ¿qué tamaños tienen? ¿de qué parámetros depende?
- ¿cómo afecta la presencia de He y metales?
- ¿cómo afecta la presencia de polvo?
- ¿por qué mecanismos la nebulosa se enfría?
- ¿qué es el equilibrio de ionización y el equilibrio térmico?
- ¿cómo podemos estimar su densidad y temperatura?

Nebulosas de gas ionizado

Los procesos físicos que gobiernan a las regiones de gas ionizado son 3:

- 1 **Equilibrio de ionización:** Balance entre ionización y recombinación. Determina la estructura de la nebulosa y la distribución aproximada de los estados iónicos de los elementos en la zona ionizada
- 2 **Balance térmico:** Balance entre calentamiento y enfriamiento. Determina la temperatura de la región.
- 3 **Hidrodinámica:** choques, frente de ionización, vientos, out-flows.

(1) Equilibrio de ionización

Consideramos primero una nebulosa que **SOLO TIENE HIDRÓGENO**

- Para ionizarlo se necesitan fotones con energía **mayor a 13.6 eV**.

Ecuación de Rydberg:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_\infty^2} \right)$$

$$R = \text{cte de Rydberg} = 1.0967 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

$$\Rightarrow \lambda = 912 \text{ \AA}, \nu = 0,3 \times 10^9 \text{ GHz}$$

$$E = h\nu = 13,6 \text{ eV}$$

- Balance de ionización:

Nro. de ionizaciones = Nro de recombinaciones

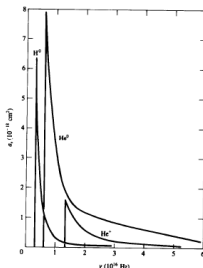
Por unidad de tiempo y de volumen.

Equilibrio de ionización

Número de ionizaciones:

$$N_{ioniz} = n_H \int_{\nu_T}^{\infty} 4\pi N(\nu) \alpha_H(\nu) d\nu$$

- ν_T es la frecuencia mínima de ionización: 0.3×10^9 GHz
- $N(\nu)$ es el número de fotones ionizantes, definida como $N(\nu) = \frac{J(\nu)}{h\nu}$ con $J(\nu)$ la intensidad media de los fotones ionizantes
- $\alpha_H(\nu)$ es la sección eficaz de ionización. Tiene un pico en ν_T y cae como ν^{-3} .



Equilibrio de ionización

Número de recombinaciones:

$$N_{recomb} = n_e n_p \beta_A(T_e)$$

- $\beta_A(T_e)$ coeficiente de recomb. a TODOS los niveles del H a $T = T_e$

- El $\beta_A(T_e)$ **total** es $4,28 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, para $T_e = 10^4 \text{ K}$
- El $\beta_A(T_e)$ **al nivel fundamental** es $1,6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1} \rightarrow \sim 40\%$
- La fuerza coulombiana es más eficiente cuando la velocidad es menor $\Rightarrow$ el coef. de recomb. es inversamente proporcional a T_e ($\sim T_e^{-0,8}$)
- Tiempo típico de recomb: $\tau_{recomb} = \frac{1}{n_e \beta_A} \sim \frac{10^5}{n_e} \text{ años} \Rightarrow$ es muy lento, del orden de 100 años para una densidad de 10^3 cm^{-3}
- En cambio, la colisión e^-e^- se da en tiempos del orden de 30 seg!
 $\Rightarrow$ se establece una **distribución Maxwelliana de velocidades** antes de recombinarse $\rightarrow T_e = T_{kin}$

Equilibrio de ionización

OJO

- Los fotones generados en las recombinaciones (y sus cascadas) también contribuyen al campo de radiación ionizante, **hay que tenerlos en cuenta en el balance de ionización**
- la vida media de los e:
 - en $n=1$ es 10^8 seg
 - en $n=2$ es 0.12 seg
 - en $n=3$ es $10^{-4} - 10^{-8}$ segTiempo medio de ioniz.: 10^6 seg
 $\Rightarrow$ podemos suponer que todos los átomos de HI están en su estado fundamental
- $\Rightarrow$ si todos están en $n=1$ SOLO las recombinaciones a ese nivel generan un fotón con la energía suficiente para ionizar

Equilibrio de ionización: on-the-spot approximation

$$N_{ioniz} = N_{recomb}$$

$$n_H \int_{\nu_T}^{\infty} 4 \pi N(\nu) \alpha_H(\nu) d\nu = n_e n_p \beta_A(T_e)$$

"On the spot" approximation:

$$n_H \int_{\nu_T}^{\infty} 4 \pi N_*(\nu) \alpha_H(\nu) d\nu = n_e n_p \beta_B(T_e)$$

– $4 \pi N_*(\nu)$: campo de fotones estelares en un punto, a una distancia r , por unidad de tiempo, de frecuencia y de volumen

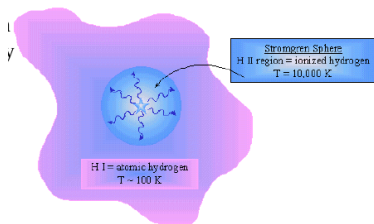
$$4 \pi N_*(\nu) = \frac{L_*(\nu)}{4 \pi r^2 h \nu}$$

– L_* es la luminosidad de la estrella a la frec. ν

– r es la distancia a la estrella (radio de la región ionizada).

– $\beta_B(T_e)$ es el coef, de recomb. a todos los niveles SALVO el 1 ($n \geq 2$)

Esfera de Strömgren



El número **total** de fotones ionizantes estelares está dado por

$$N_{Lyc} = \int_{\nu_t}^{\infty} \frac{L_*(\nu)}{h\nu} d\nu \quad (1)$$

En el caso de una nebulosa ópticamente gruesa en la que ningún fotón ionizante se escapa, el balance de ionización es:

$$N_{Lyc} = \frac{4\pi}{3} R_s^3 n^2 \beta_B \quad (2)$$

$$n^2 = n_e n_p$$

Esfera de Strömgren

$$R_s = \left(\frac{3 N_{Lyc}}{4 \pi n^2 \beta_B} \right)^{1/3} = 1,2 \left(\frac{10^3 \text{cm}^{-3}}{n} \right)^{2/3} \left(\frac{N_{Lyc}}{5 \times 10^{49} \text{phs}^{-1}} \right)^{1/3} \quad (3)$$

R_s es el **RADIO DE STRÖMGREN**: tamaño de la región HII donde el nro. de recombinaciones = nro. de ionizaciones.

Stellar Parameters of O- and B-type Stars				
Sp. type	$T_{\text{eff}}(\text{K})$	$L(10^5 L_{\odot})$	N_{Lyc} ($10^{49} \text{ph. s}^{-1}$)	R_s (pc)
O3	51 200	10.8	7.4	1.3
O4	48 700	7.6	5.0	1.2
O5	46 100	5.3	3.4	1.0
O6	43 600	3.7	2.2	0.88
O7	41 000	2.5	1.3	0.75
O8	38 500	1.7	0.74	0.62
O9	35 900	1.2	0.36	0.49
B0	33 300	0.76	0.14	0.36

Ojo: siempre estamos suponiendo medio homogéneo!

Masa de gas ionizado

- La masa de gas ionizado es:

$$M_{HII} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 n m_H \sim 80 \left(\frac{N_{Lyc}}{5 \times 10^{49} \text{ phs}^{-1}} \right) \left(\frac{10^3 \text{ cm}^{-3}}{n} \right) M_{\odot} \quad (4)$$

la masa aumenta al disminuir n!! ?

- La masa de gas ionizado es:

$$M_{HII} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 n m_H \sim 80 \left(\frac{N_{Lyc}}{5 \times 10^{49} \text{ phs}^{-1}} \right) \left(\frac{10^3 \text{ cm}^{-3}}{n} \right) M_{\odot} \quad (5)$$

la masa aumenta al disminuir n !! ?

$t_{rec} \sim 1/n_e \implies$ para menores n , hay menos recombinaciones y los mismos fotones ionizantes pueden mantener ionizada una mayor cantidad de gas.

RHII limitadas por densidad y por ionización

Teníamos, radio de Strömgen: $R_s = (\frac{3 N_{Ly\alpha}}{4 \pi n^2 \beta_B})^{1/3}$

- Se define parámetro de excitación U a:

$$U = (\frac{3 N_{Ly\alpha}}{4 \pi \beta_B})^{1/3} = R_s n^{2/3} \quad (6)$$

definimos el parámetro de excitación estelar y el observado:

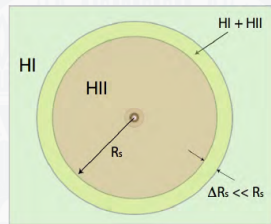
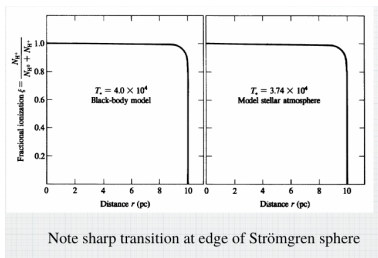
$$U_* = (\frac{3 N_{Ly\alpha}}{4 \pi \beta_B})^{1/3}; \quad U_{obs} = R_s n_e^{2/3} \quad (7)$$

Entonces, comparamos fotones emitidos versus consumidos:

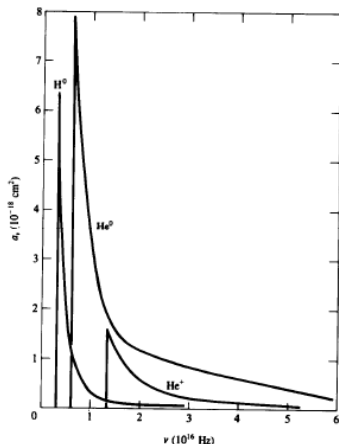
- $U_* = U_{obs} \implies$ la RHII está limitada por ionización.
- $U_* > U_{obs} \implies$ la RHII puede estar limitada por densidad. No hay más H para ionizar o hay polvo absorbiendo.
- $U_* < U_{obs} \implies$ se necesitan más fotones, hay estrellas no detectadas.

Frente de ionización: FI

- La RHII está delimitada por un frente de ionización (FI), donde el grado de ionización pasa de cerca de 1 a casi 0.
- El tamaño l de esta región de transición es muy chica, del orden del camino libre medio de un fotón ionizante.
- la RHII es ópticamente delgada para los fotones ionizantes, y $\tau \gg 1$ en su borde. Toda la opacidad se encuentra en una fina cáscara en el borde de la región.



- es el elemento más abundante después del H, $\text{He}/\text{H} \sim 0.1$



Element/Ion	I.P.
$\text{H}^0 \rightarrow \text{H}^+$	$h\nu_1 = 13.6 \text{ eV}$
$\text{He}^0 \rightarrow \text{He}^+$	$h\nu_2 = 24.6 \text{ eV}$
$\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{++}$	$h\nu_3 = 54.4 \text{ eV}$

- Por mas que el He sea menos abundante, dado que su sección eficaz es mayor a su frec. de ionización, los fotones ionizantes con $h\nu \geq h\nu_2$ van a ionizar He antes que H

- EL radio de la esfera de He ionizado puede estimarse (sin considerar H) considerando eq. de ionización:

$$R_{He} = \left(\frac{3 N_{Lyc}(He)}{4 \pi (1 + y) y n^2 \beta_B(He)} \right)^{1/3} \quad (8)$$

- se considera que todo el He está ionizado dentro de ese radio.
- y es la abundancia de He relativa al H ($y \sim 0,1$):

$$n_e n_{He} = (n + y n) n y = (1 + y) y n^2$$

- $N_{Lyc}(He)$: Nro de fotones capaces de ionizar He
- Al considerar He, el $R_s(H)$ es un poco más chico, ya que hay fotones absorbidos por el He.

Table 15.1 Radiative Properties of Massive Stars^a.

SpTp	$M/M_{\odot}$	T_{eff} (K)	$\log_{10}(Q_0/\text{s}^{-1})$ ^b	Q_1/Q_0 ^c	$\log_{10}(L/L_{\odot})$ ^d
O3V	58.0	44850	49.64	0.251	5.84
O4V	46.9	42860	49.44	0.224	5.67
O5V	38.1	40860	49.22	0.209	5.49
O5.5V	34.4	39870	49.10	0.204	5.41
O6V	31.0	38870	48.99	0.186	5.32
O6.5V	38.0	37870	48.88	0.162	5.23
O7V	25.3	36870	48.75	0.135	5.14
O7.5V	22.9	35870	48.61	0.107	5.05
O8V	20.8	34880	48.44	0.072	4.96
O8.5V	18.8	33880	48.27	0.0347	4.86
O9V	17.1	32830	48.06	0.0145	4.77
O9.5V	15.6	31880	47.88	0.0083	4.68

^b Q_0 = rate of emission of $h\nu > 13.6$ eV photons.

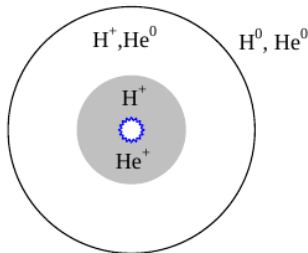
^c Q_1 = rate of emission of $h\nu > 24.6$ eV photons.

^d L = luminosity.

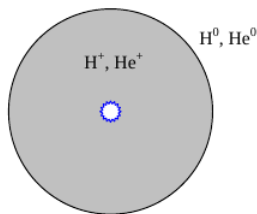
La estructura de ionización en la nebulosa va a depender de la abundancia de H, de He, y del TE de la estrella.

- **Estrellas "frías"** ($T_* < 40000 \text{ K}$, $> \text{O6}$):

- tienen **muchos** fotones entre $h\nu_1 < h\nu < h\nu_2$ capaces de ionizar H pero **pocos** con $h\nu \geq h\nu_2$ capaces de ionizar He.
- se forma una zona central de He^+ rodeada de una de H^+ .
- la recombinación del He puede generar fotones que ionicen H

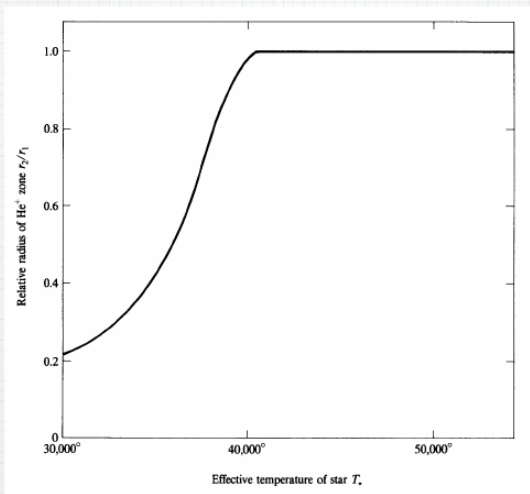


- **Estrellas calientes** ($T_* = 40000 - 100000$ K, $< O6$):
 - Tienen más fotones capaces de ionizar He, los cuales ionizan H y He.
 - El campo de radiación difusa es más complicado: las recombinaciones al nivel fundamental del He produce fotones capaces de ionizar He y H. Recombinaciones de He a niveles más altos pueden generar fotones que ionicen H.

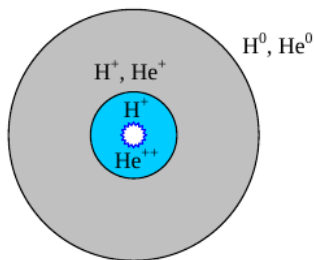


- Para estrellas más calientes la región de He ionizado se aproxima a la de HII.

He⁺ / H⁺ radius as function of $T_{\star}$



- **Estrellas muy calientes** ($T_* \geq 100000$ K): - estrellas centrales de nebulosas planetarias y estrellas Wolf-Rayet (WR).
 - se forma una zona interna con He^{++} .
 - Al recombinarse emite fotones que pueden ionizar H



Ionización de elementos pesados

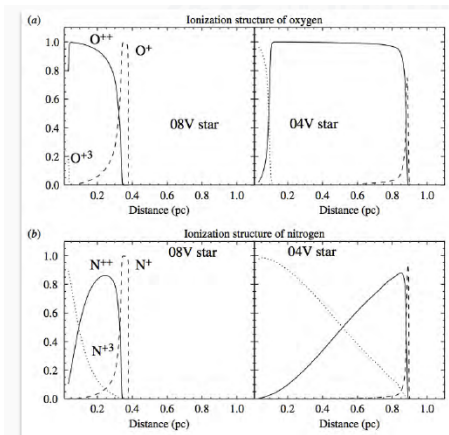
- Los elementos a considerar son los que tienen abundancias $(X/H) \sim 10^{-3} - 10^{-4}$: C, N, O, S, Ne, Fe, y Si.
- Considerando para dos estados de ionización sucesivos: r a $r+1$ del elemento X, la eq. de equilibrio de ionización y la relación de las densidades de todos los posibles iones de X:

$$n(X^r) \int_{\nu_r}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(X^r) d\nu = n(X^{r+1}) n_e \alpha_G(X^r, T)$$
$$n(X^0) + n(X^+) + n(X^{2+}) + \dots + n(X^{+n}) = n(X)$$

es posible determinar la ionización en cada punto de la nebulosa.

- estos metales son poco abundantes
 - $\implies$ la absorción que producen es baja y no modifican el campo de radiación en nebulosas con densidades bajas
 - $\implies$ el H es la principal fuente de electrones en la nebulosa, seguido por el He. En RHII típicas, la densidad electrónica n_e está principalmente acoplada a la densidad de H+He

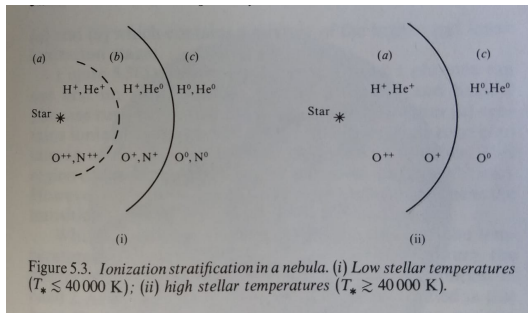
Ionización de elementos pesados



Como en el caso de H y He: estructuras tipo cáscaras con las especies más ionizadas en la parte interna.

Transiciones graduales, salvo en el borde de la RHII.

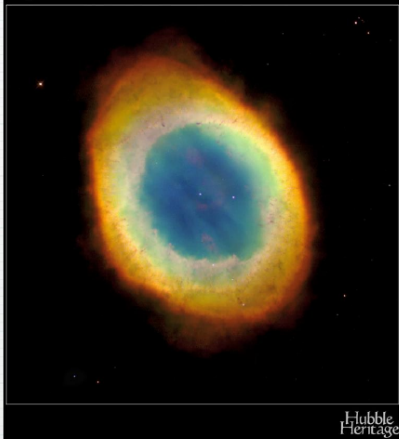
Ionización de elementos pesados



Elemento	IP(I)(eV)	IP(II)(eV)	Centro	Borde
C	11.26	24.4	CIII	CII
O	13.60	35.1	OIII	OII
N	14.50	29.6	NIII	NII
Ne	21.6	41.0	NeIII	

Ring nebula (M57, NGC 6720)

Ring Nebula



$$T_{\star}=120,000 \text{ K}$$

Blue: He recombination

Green: [O III]

Red: [N II]

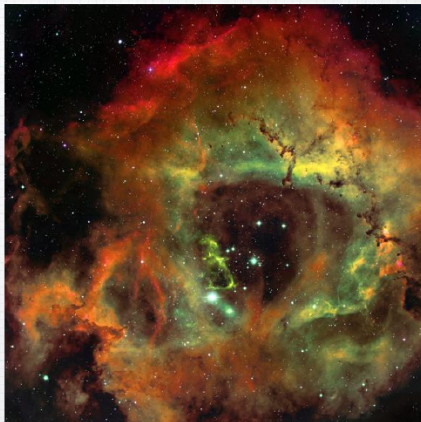
Note stratification

The Rosette nebula

(red= $H\alpha$,

green=[OIII],

blue=[SII])



Polvo interestelar

- El polvo tiene efectos importantes en el eq. de ionización y en la estructura de la nebulosa.
- Absorben fotones UV $\Rightarrow$ contribuyen a la opacidad

$$\frac{d\tau_\nu}{dr} = n_{H^0} a_\nu(H^0) + n_{dust} \sigma_\nu(dust) + \dots$$

- Cuando un grano de polvo absorbe un fotón, su temp se eleva a $T \geq 50 \text{ K} \Rightarrow$ emite radiación en el continuo del IR, que escapa de la nebulosa $\Rightarrow$ "destruyen" los fotones ionizantes, cambiando así el eq de ionización y la estructura de la nebulosa.
- **El tamaño de la RHII disminuye**
- A la vez, el campo de radiación de estrellas muy calientes puede foto-evaporar los granos de polvo. Es muy difícil introducir polvo en los modelos de nebulosas
- También produce cambios en las abundancias de metales ("depletion-photoevaporation")

- Sin polvo: ec (6)

$$N_{Lyc} = \frac{4\pi}{3} R_s^3 n^2 \beta_B$$

- Con polvo: absorción de fotones ionizantes

$$N_{Lyc} e^{-\tau_d} = \frac{4\pi}{3} R_{S,Dust}^3 n^2 \beta_B$$

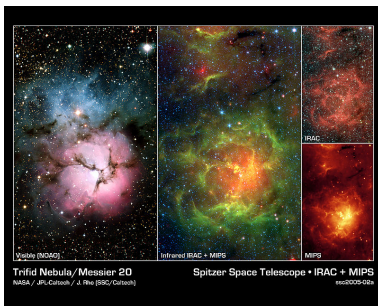
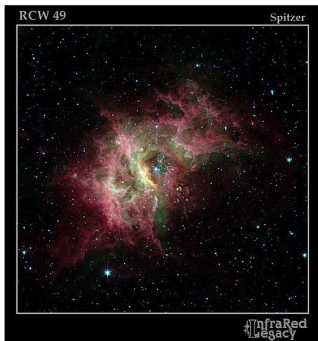
$$\implies \boxed{R_{S,Dust} = R_s e^{-\tau_d/3}}$$

$$\tau_d = n_d \sigma_d R_s,$$

$$\sigma_d = 10^{-21} \text{ cm}^2$$

Regiones HII "reales"

- el MIE no es homogéneo
- las estrellas masivas no suelen estar aisladas
- las estrellas tienen movimientos propios
⇒ **las RHII no son esféricas**



Regiones HII "reales"

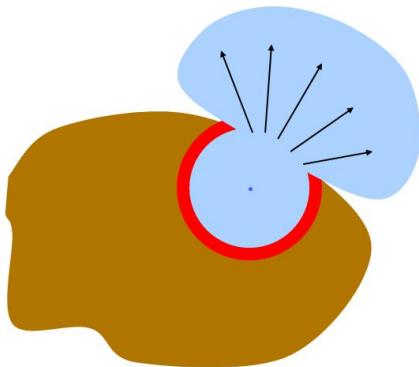
Orion Bright Bar Ionization Front



Centre of the Orion Nebula (M42). This picture is a mosaic combining 45 images taken by the Hubble Space Telescope. [OIII]: azul. [H α]: verde. [NII]: rojo.

Champagne flows ('blisters')

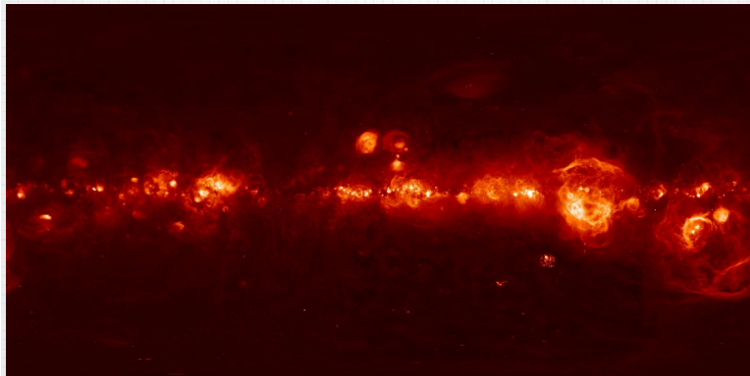
When shell reaches end of Molecular Cloud, it bursts out with high velocity outflow. Similarity to uncorking a bottle of champagne, hence the name "Champagne Flows".



Orion Nebula (rotated 90 deg)

Regiones HII "reales"

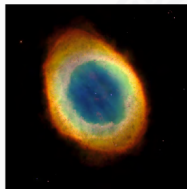
H α map of part of Galactic plane



Regiones de gas ionizado

Las RHII pueden ser:

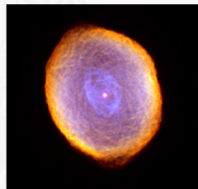
- RHII clásicas: ionizadas por estrellas O
- Nebulosas planetarias: es la envoltura expulsada durante la fase de rama asintótica gigante que atraviesan las estrellas de masa intermedia (1.5 a 8 masas solares), en los últimos momentos de sus vidas. Es ionizado por el remanente estelar caliente. Sus tamaños son mucho menores.



The Ring Nebula (M 57)



The Helix Nebula (NGC 7293)



The Spirograph nebula (IC 418)

All images: Hubble Space Telescope (AURA/ STScI/ NASA/ ESA)

(2) Equilibrio térmico de RHII

La temperatura de la RHII resulta del equilibrio entre procesos de calentamiento y enfriamiento del gas.

- **CALENTAMIENTO:**

- * Por foto-ionización: la energía extra que se lleva el electrón pasa a energía cinética. Estos electrones chocan rápidamente con otros.

- **ENFRIAMIENTO:**

- * Por líneas de recombinación del H
 - * Por líneas de emisión excitadas colisionalmente
 - * Por emisión de radiación libre-libre

Calentamiento

La foto-ionización eyecta un electrón que se lleva energía en forma de energía cinética:

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h(\nu - \nu_0)$$

Esta energía es compartida rápidamente mediante colisiones elásticas $\rightarrow$ distribución Maxwelliana de velocidades y

$$h(\nu - \nu_0) = kT$$

La tasa de calentamiento por ionización es

$$G(H^0) = n_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu$$

Considerando eq. de ionización, teníamos:

$$n_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = n_e n_p \alpha_A(H^0, T)$$

entonces:

$$G(H^0) = n_e n_p \alpha_A(H^0, T) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu}$$

el cociente de las integrales es la energía térmica media de los e^- :

$$G(H^0) = \frac{3}{2} kT_{init} \times n_e n_p \alpha_A(H^0, T)$$

Notar que depende del coeficiente de recombinación!

T_{init} es la temperatura electrónica inicial. Si la estrella central tiene una T_* y emite como cuerpo negro $\Rightarrow T_{init} \sim T_*$ es un límite razonable para la temperatura inicial de la nebulosa.

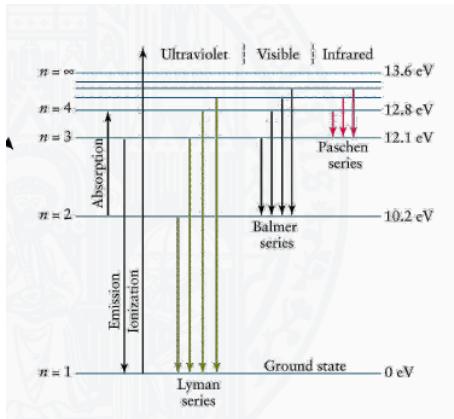
Equilibrio térmico de RHII: Enfriamiento

- **ENFRIAMIENTO:** por recombinación, por líneas de emisión por colisión de iones excitados y por radiación libre-libre.

- * **Por recombinación:**

- cada electrón que se recombina se lleva $\langle E \rangle = \frac{1}{2} m v^2$
- La sección eficaz de recombinación es mayor para electrones con velocidad menor $\sim v^{-2}$
- quedan los electrones con mayor velocidad $\Rightarrow$ la T_e aumenta!!!! y puede ser mayor a T_* !!
- por otro lado las líneas de recomb. son muy estrechas $\rightarrow$ la cantidad de energía que se emite es poca
- las T_e observadas son del orden de 5000-10000 K $\Rightarrow$ bastante menores que T_* (> 30000 K) $\Rightarrow$ **debe haber otros mecanismos más eficientes de enfriamiento**

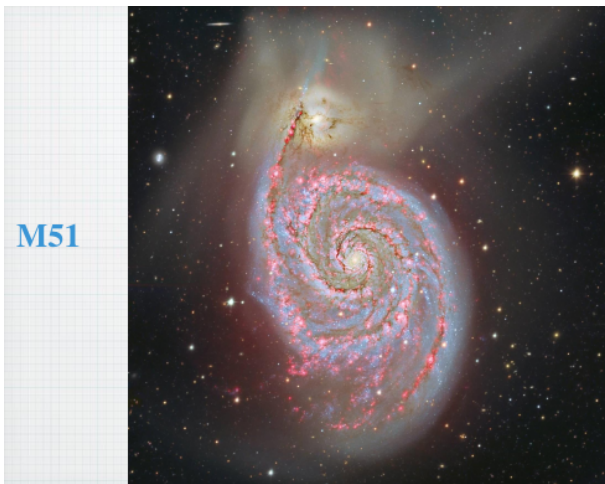
Líneas de recombinación del H



$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{n_l^2} - \frac{1}{n_u^2} \right)$$

R : Rydberg's constant ($1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)

Imagen H_{α} de la Galaxia M51

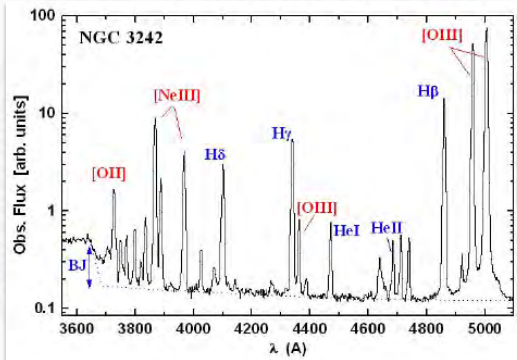


* **Por líneas de emisión excitadas colisionalmente**

- Los electrones colisionan con átomos o iones dentro del gas $\implies$ se excitan $\implies$ vuelven a su estado fundamental emitiendo un fotón que escapa de la nube $\implies$ la nube se enfría
- Es un proceso de enfriamiento muy eficiente, a pesar de que la abundancia de metales es chica debido a:

* Los iones como el O^+ , O^{++} , N^+ , tienen niveles de energía, de estructura fina del nivel fundamental, que están solo ~ 1 eV por arriba del nivel fundamental $\implies$ fáciles de excitar colisionalmente ya que la energía térmica, kT_e , de los electrones es tmb del orden de 1 eV para $T = 10^4$ K. $\implies$ la excitación de estos metales por colisión con e^- es muy eficiente. El H o He en cambio necesitan ~ 10 eV.

Espectro óptico de una RHII



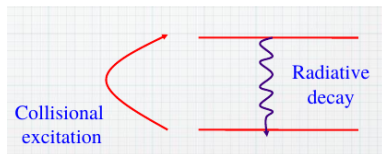
Planetary Nebula NGC 3242
(ESO 1.5-m in Chile)

Blue: recombination lines of H and He
Red: forbidden lines of 'metals'

Enfriamiento - Densidad crítica

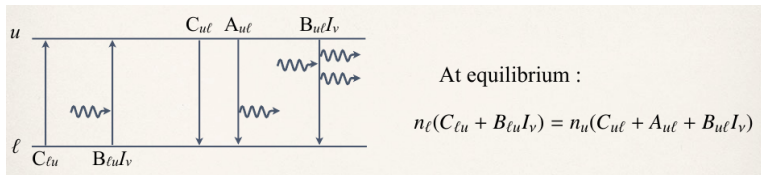
Este mecanismo es muy eficiente PERO:

- El enfriamiento se produce si un electrón colisiona con un ión $\Rightarrow$ lo excita $\Rightarrow$ se desexcita **RADIATIVAMENTE**. Si se desexcita colisionalmente el cambio de energía neto es cero.
- **Se convierte energía cinética en fotones que escapan.**
- Es el mecanismo de enfriamiento dominante en RHII.
- Depende fuertemente de la metalicidad de la nebulosa.
- Para metalicidad solar, puede bajar la temperatura de 32000 K a 7000 K.
- **Si la metalicidad baja $\Rightarrow T_e$ sube.**



Procesos radiativos y colisionales

Consideramos dos niveles de energía:



Si no hay radiación de fondo $\Rightarrow n_l C_{lu} = n_u (C_{ul} + A_{ul})$

definimos :

$\gamma_{ul}, \gamma_{lu} [cm^3 s^{-1}]$: coeficientes de la tasa de colisiones

$$C_{ul} = n\gamma_{ul}, C_{lu} = n\gamma_{lu}$$

$$\frac{\gamma_{lu}}{\gamma_{ul}} = \frac{C_{lu}}{C_{ul}} = \frac{g_u}{g_l} e^{-E_{ul}/kT}$$

$$\Rightarrow \frac{n_u}{n_l} = \frac{C_{lu}}{C_{ul} + A_{ul}} = \frac{n\gamma_{lu}}{n\gamma_{ul} + A_{ul}} = \frac{\frac{\gamma_{lu}}{\gamma_{ul}}}{1 + \frac{A_{ul}}{n\gamma_{ul}}} = \frac{\frac{g_u}{g_l} e^{-E_{ul}/kT}}{1 + \frac{A_{ul}}{n\gamma_{ul}}}$$

Densidad crítica

Definimos **DENSIDAD CRÍTICA** a la densidad para la cual:
tasa de desexcitación colisional = tasa de desexcitación radiativa

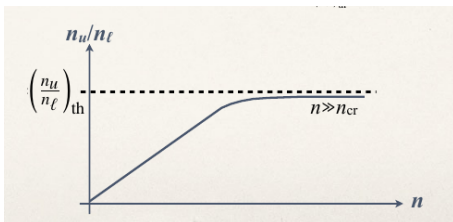
$$A_{ul} = n_{cr} \gamma_{ul}$$

$$n_{cr} = \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}}$$

$$\frac{n_{cr}}{n} = \frac{A_{ul}}{n\gamma_{ul}} = \frac{A_{ul}}{C_{ul}} \implies \frac{n_u}{n_l} = \frac{\frac{g_u}{g_l} e^{-E_{ul}/kT}}{1 + \frac{n_{cr}}{n}}$$

Vemos dos casos límites:

- ① $n \gg n_{cr}$ ($C_{ul} \gg A_{ul}$), dominan las colisiones y $\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_l}{g_u} e^{-E_{ul}/kT}$
- ② $n \ll n_{cr}$ ($C_{ul} \ll A_{ul}$), dominan las radiaciones y $\frac{n_u}{n_l} = \frac{n}{n_{cr}} \frac{g_l}{g_u} e^{-E_{ul}/kT} \propto n$



Densidad crítica

La intensidad de la línea es máxima para densidades cercanas a la crítica: para densidades menores a la crítica, la tasa de emisión colisional es baja debido a la baja probabilidad de excitaciones colisionales, y la tasa de emisión espontánea también es baja debido a la baja población de los estados excitados. Para densidades mayores a la crítica, la tasa de emisión colisional es alta debido a la alta probabilidad de excitaciones colisionales pero la tasa de emisión espontánea es relativamente baja

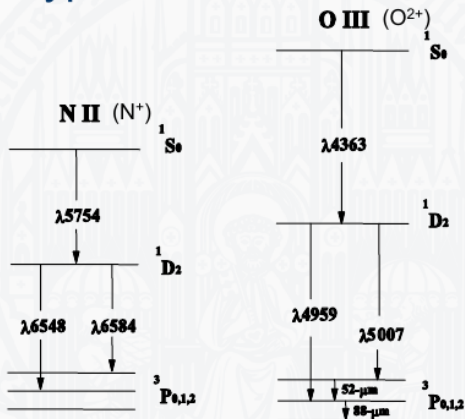
⇒ **El máximo enfriamiento dado por una línea excitada colisionalmente se da para n (n_e) cercanos o iguales a la n_{crit} y se hace muy poco efectivo para densidades mayores.**

- n_{crit} (NII: $^1D \rightarrow ^3P$; 6500 Å) = $6.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$
- n_{crit} (OIII: $^1D \rightarrow ^3P$; 5000 Å) = $6.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$

Temperatura electrónica a partir de líneas prohibidas

Los cocientes de líneas ópticas pueden usarse como termostatos: para excitar un electrón a los niveles más altos se necesita de e^- libres más energéticos (más calientes) que para llevarlos a un nivel menor

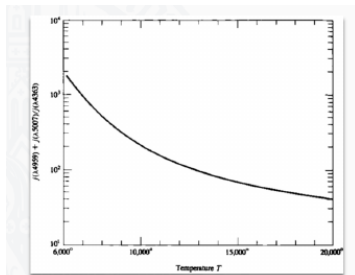
Typical Forbidden Lines



Common forbidden lines:

Temperatura electrónica a partir de líneas prohibidas

⇒ el cociente de las intensidades de estas líneas da directamente la temperatura a la que se encuentra el plasma en la nebulosa (se supone nebulosa isotérmica). Se utilizan dos líneas con E de excitación bien diferentes.



[OIII] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/ $\lambda 4363$ intensity ratio as a function of temperature.

[OIII] Lines (Measures T_e in O^{++} Zone):

$$R_{[OIII]} = \frac{I(4959) + I(5007)}{I(4363)} \\ \approx \frac{7.73e^{32900/T_e}}{1 + 4.5 \times 10^{-4}(n_e/T_e^{1/2})}$$

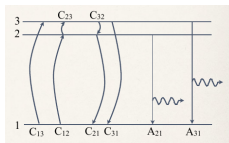
[NII] Lines (Measures T_e in N^+ Zone):

$$R_{[NII]} = \frac{I(6548) + I(6583)}{I(5755)} \\ \approx \frac{6.91e^{25000/T_e}}{1 + 2.5 \times 10^{-3}(n_e/T_e^{1/2})}$$

Va a medir la T_e de las regiones donde haya OIII o NII y para que lo haya se necesita una temperatura alta.

Densidad electrónica a partir de líneas prohibidas

Consideremos un sistema de 3 niveles.



Queremos medir n_e sin que dependa de $T_e \rightarrow$

Usamos líneas tales que:

- * $h\nu_{21} \sim h\nu_{31} \gg h\nu_{32}$

- * las densidades críticas son muy diferentes (entre 3-1 y 2-1)

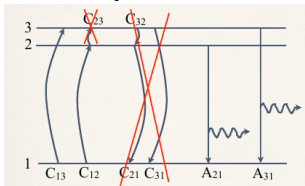
- * $A_{32} \rightarrow 0$

por ej. OII, SII

Las líneas excitadas colisionalmente suelen ser ópticamente delgadas $\rightarrow$
la intensidad $\sim$ emisividad:

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

- Si $n \ll n_{cr}$:
 - * la desexcitación es solo radiativa
 - * $C_{23} \rightarrow 0$
 - * En equilibrio: $n_1 C_{12} = n_2 A_{21}$ y $n_1 C_{13} = n_3 A_{31}$



$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31}}{n_2 A_{21}} \implies \frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_1 C_{13}}{n_1 C_{12}} = \frac{\gamma_{13}}{\gamma_{12}} = \frac{\Omega_{13} g_2}{\Omega_{12} g_1}$$

$$C_{lu} = n \gamma_{lu} \text{ y } \gamma_{lu} = \Omega_{lu} / g_l$$

Ω : sección eficaz de colisión

- Si $n \gg n_{cr}$:
 - * domina la desexcitación colisional
 - * la población de los niveles sigue Boltzman: $\frac{n_3}{n_2} = \frac{g_3}{g_2} e^{-E_{32}/kT} \sim \frac{g_3}{g_2}$ ya que $E_{32} \ll kT$

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31}}{n_2 A_{21}} \implies \frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{g_3 A_{31}}{g_2 A_{21}}$$

Usando los valores para la línea de [OII]:

* $\Omega_{12} = 0,88$; $\Omega_{13} = 0,59$

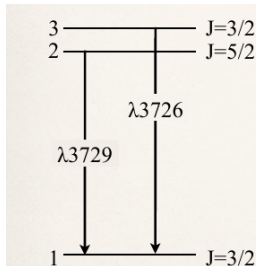
* $A_{21} = 4,2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $A_{31} = 1,8 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

* $g = 2J + 1$

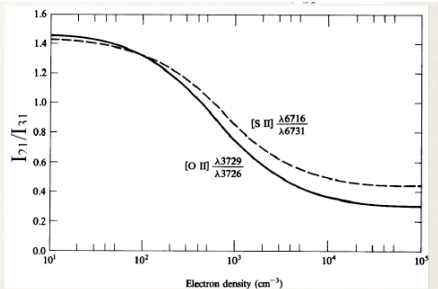
* $\Rightarrow$

$\frac{I_{21}}{I_{31}} \sim 1,5$ para $n_e \ll n_{cr}$

$\frac{I_{21}}{I_{31}} = 0,35$ para $n_e \gg n_{cr}$



Notes :



- * un cálculo completo usando los 3 niveles da la forma exacta de la curva
- * el nivel 2 tiene n_{crit} mas alta que el nivel 3, por eso su densidad decrece mas rápido

Abundancias

La intensidad de algunas líneas prohibidas de un determinado ión + T_e + $n_e \implies$ permite determinar abundancias de ese ión respecto al H.

Por ejemplo:

$$\frac{N(\text{O}^{2+})}{N(\text{H}^+)} \sim \frac{n_e}{f(T_e)} \frac{I(\lambda 4959)}{I(\text{H}\beta)}$$

$f(T_e)$ es la fracción de iones O^{2+} capaces de emitir a $\lambda 4959$ y $I(\lambda 4959)/I(\text{H}\beta)$ es el cociente de intensidades de esas líneas.

Se mide la intensidad de todas las líneas prohibidas de todos los estados iónicos de un elemento (por ej. O , O^+ , O^{2+}) $\implies$ se suman las abundancias obtenidas y se obtiene la abundancia *total* respecto al H.

RESUMEN

- Son regiones creadas por fotones UV radiados por estrellas O, que ionizan y calientan el gas.
- Ionización – Recombinación. El balance determina el GRADO DE IONIZACIÓN.
- La energía en exceso de la ionización queda como energía cinética del electrón liberado.
- La fotoionización calienta el gas de la nebulosa
- los electrones libres están termalizados $\rightarrow$ distribución Maxwelliana de velocidades.
- la teoría de Strömgren describe las características de un nebulosa compuesta sólo de hidrógeno
- el He juega un rol importante en la emisión real de la nebulosa
- el polvo absorbe fotones, disminuyendo el tamaño de la RHII
- recombinación y excitación colisional enfrían la nebulosa
- estos procesos de enfriamiento producen líneas de emisión
- estas líneas se usan para caracterizar las regiones HII: temperatura, densidad, abundancias.