

Alma Mater Studiorum  
Università di Bologna

---

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Astronomia  
Dipartimento di Fisica e Astronomia

CARATTERISTICHE PRINCIPALI DI  
EMISSIONE DI REGIONI HII

Tesi di laurea

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Daniele Dallacasa

Candidato:  
Riccardo Tibaldo

---

---

Sessione II  
Anno Accademico 2016/2017



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Processi di Emissione</b>	<b>3</b>
1.1 Emissione Continua . . . . .	3
1.2 Emissione in riga . . . . .	7
1.3 Ricombinazione . . . . .	8
1.4 Analisi dello spettro: esempi . . . . .	9
<b>2 Descrizione Fisica</b>	<b>11</b>
2.1 Foto-ionizzazione e ricombinazione . . . . .	11
2.2 Equilibrio termico . . . . .	12
<b>3 Aspetti secondari</b>	<b>14</b>
3.1 Abbondanze chimiche . . . . .	14
3.2 Ultra Compact HII . . . . .	14
<b>4 Conclusioni</b>	<b>16</b>



# Costanti e unità di misura

- Costante di Plank:  $h = 6.63 \times 10^{-27}$  [ erg s ]
- Costante di Rydberg:  $R \simeq 1.097 \times 10^9$  [cm ]
- Carica dell'elettrone:  $e = -1.602 \times 10^{-19}$  [C ]
- Massa elettrone:  $m_e = 9.109 \times 10^{-28}$  [g ]
- Parsec:  $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ [ly]} = 3.09 \times 10^{18}$  [cm ]
- Elettronvolt:  $1 \text{ [eV]} = 1.602 \times 10^{-19}$  [J] =  $1.602 \times 10^{-12}$  [erg ]
- Velocità della luce:  $c = 2.99 \times 10^{10}$  [ $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$  ]



# Introduzione

Al fine di inquadrare al meglio la trattazione, è necessario effettuare una breve introduzione riguardo alcuni concetti primordiali. Il primo è quello di "Emissione ed Osservazione": lo studio delle regioni HII, così come di qualsiasi altro fenomeno naturale, è basato sul concetto di misura. In ambito astronomico le quantità che subiscono tale processo derivano nella quasi totalità dei casi, da un'unica entità reale, ovvero la radiazione elettromagnetica. Grazie alla sua interpretazione, ad oggi interamente decodificata elettronicamente, è possibile ottenere i risultati che permeano la conoscenza della realtà astronomica. Lo studio e la stessa definizione della regione HII si basa dunque principalmente su un aspetto: l'acquisizione, l'elaborazione e l'interpretazione della radiazione elettromagnetica generata dalle regioni. Nel testo, i termini radiazione elettromagnetica e fotone verranno intercambiati arbitrariamente a seconda della necessità di utilizzo. Analizziamo ora i rimanenti due concetti introduttivi: la definizione di una regione HII, ed il processo di ionizzazione che ne è alla base.

## Regioni HII

Qualitativamente una regione HII è definita come una regione di spazio caratterizzata da un'atipica abbondanza di Idrogeno ionizzato. La nascita di tale fenomeno è dovuta a processi di foto-ionizzazione provocati dalla presenza di emissione continua, in particolare nella banda UV (ultravioletto), nelle vicinanze di spazi con una densità elevata di Idrogeno. In ambito astronomico tali caratteristiche si riscontrano esclusivamente in regioni di formazione stellare: è dunque immediato collocare le regioni HII nella mappa celeste in galassie a spirale, ed in particolare lungo i bracci di queste, laddove la formazione di nuove stelle può sussistere. Sono invece assenti in galassie ellittiche dal momento che osservativamente si riscontra la mancanza di tale fenomeno. Il genitore di una regione HII è dunque quella componente del mezzo interstellare (ISM) che in seguito ad un collasso gravitazionale, dà il via al processo di generazione di una stella ovvero il *Cold Neutral Medium*.

Simili a regioni HII sono le *nebulose planetarie*, definite come agglomerati gassosi di materia, di massa  $M \in [0.1, 1] \times M_{Sun}$ , che circondano una stella di tipo gigante rossa. Le regioni HII si distinguono da queste per alcune caratteristiche: ospitano al loro interno una molteplicità di stelle piuttosto che una singola e sono maggiormente massive.

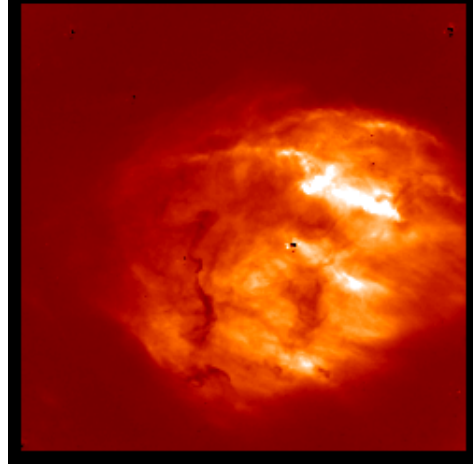
Si riportano a seguire alcuni risultati noti per le caratteristiche fisiche di una regione HII:

Dimensioni (diametro):  $d \in [0.3, 30] \text{ [pc]}$

Desitá:  $\rho \in [10, 10^8] [\frac{1}{cm^3}]$

Temperatura:  $T > 10^4$  [K]

Massa :  $M \in [10^2, 10^5] M_{Sun}$



**Figura 1:** Oggetto S27: regione HII attorno alla stella di classe O9 " $\zeta$  Ophiuchi". L'osservazione é stata effettuata con Southern H-alpha Sky Survey Atlas (SHASSA) ed é relativa all'emissione della riga di Balmer  $H\alpha$  a  $\lambda = 656.3$  nm nella regione dell'ottico.

## Ionizzazione

Brevemente si illustra il processo alla base della formazione di una regione HII ovvero la foto-ionizzazione. Tale fenomeno puó essere descritto in termini semi-classici a partire dal modello planetario dell'atomo idealizzato da Niels Bohr nel 1913. Tale modello descrive l'atomo attraverso un nucleo centrale, formato da protoni e neutroni, intorno al quale orbitano gli elettroni, a causa di forze attrattive di natura elettrica ed in maniera stabile. Siffatto moto circolare però, puó avvenire esclusivamente su orbite definite da valori discreti del raggio, ed il passaggio da un'orbita ad un'altra puó esservi solo a seguito di assorbimento (salita) od emissione (discesa) di energia da parte dell'elettrone. La ionizzazione dunque é quel fenomeno per il quale un elettrone acquisisce un'energia tale da "svincolarsi" dal nucleo dal quale proviene, potendo allontanarsene indefinitamente. In particolare la foto-ionizzazione é definita come il processo di ionizzazione provocato dalla cessione di energia agli elettroni da parte di fotoni. Si definisce come segue l'energia di ionizzazione di un atomo di Idrogeno:

$$E_{ion} = 13.6eV$$



# Capitolo 1

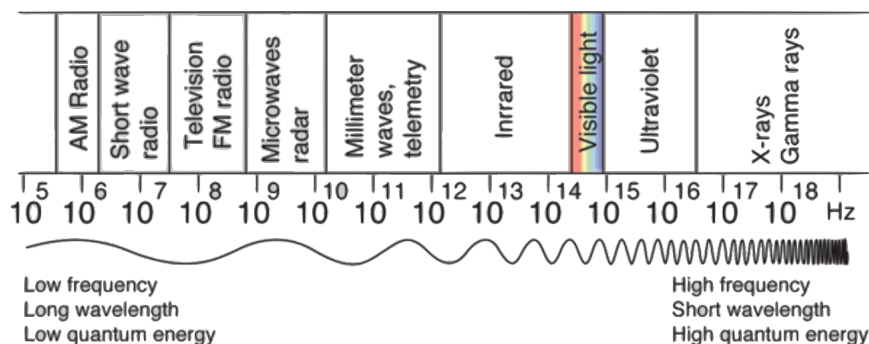
## Processi di Emissione

L'emissione elettromagnetica é alla base della possibilitá da parte dell'uomo di ricevere informazioni provenienti al di fuori dell'atmosfera terrestre, come da regioni III. La produzione di fotoni può avvenire attraverso diversi fenomeni ed una macrodistinzione può essere effettuata:

*emissione continua* caratterizzata dalla produzione di radiazione elettromagnetica con frequenza compresa in un intervallo continuo dello spettro;

*emissione in riga* avviene ad una precisa lunghezza d'onda.

I fenomeni che presentano contemporaneamente caratteristiche di emissione continua ed in riga detti *fenomeni di ricombinazione* verranno discussi in maniera specifica nella sezione 1.3 .



**Figura 1.1:** Immagine schematica dello spettro elettromagnetico: ad alte frequenze corrispondono basse lunghezze d'onda ed alta energia trasportata secondo le relazioni  $\lambda\nu = c$  ed  $h\nu = E_\gamma$ .

### 1.1 Emissione Continua

#### Bremsstrahlung termica

La Bremsstrahlung (termine tedesco che sta a significare "radiazione di frenamento"), anche detta emissione free-free, é il processo di emissione piú importante

proprio delle regioni III. In questo capitolo ci limiteremo a fornire una spiegazione succinta e quanto piú fisicamente rigorosa, omettendo i passaggi matematici ma analizzando i risultati principali. Si consideri un gas ionizzato nel quale gli elettroni sono liberi di muoversi tra una rete di nuclei (in questo caso protoni) carichi positivamente. A causa di forze di natura elettrica tra le due particelle, la traiettoria di un  $e^-$  é modificata, ossia questo é accelerato. L'immediata conseguenza all'accelerazione della particella carica é l'emissione di un fotone. Lo studio matematico della Bremsstrahlung ha le sue radici nella *formula di Larmor* che identifica la potenza relativa all'irraggiamento elettromagnetico provocato dall'accelerazione di una carica elettrica. Questa nella sua forma non relativistica é data da<sup>1</sup>:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3}$$

dove  $a$  corrisponde all'accelerazione della particella. Per la seconda legge di Newton questa deriva da una forza che in questo caso é la forza di Coulomb:

$$F \propto \frac{Ze^+e^-}{r^2}$$

Dunque da  $F = ma$  si ottiene:

$$a_{Coul} \propto \frac{Ze^+e^-}{r^2 m}$$

e quindi:

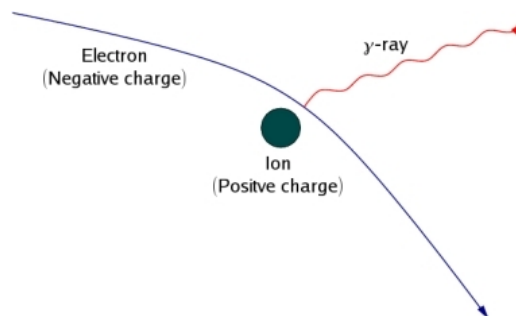
$$P_{Brems} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left[ \frac{Ze^2}{mx^2} \right]^2$$

Introducendo poi l'approssimazione impulsiva, ipotizzando la durata dell'interazione con valori  $\Delta t = \frac{2b}{v}$ , si puó calcolare infine l'energia liberata nell'urto pari a:

$$E_{Brem} = P_{Brem} \cdot \Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v}$$

---

<sup>1</sup>Le formule utilizzate per descrivere oggetti di natura vettoriale si riferiscono esclusivamente al modulo senza tener conto della direzione.



**Figura 1.2:** Schema radiazione di Bremsstrahlung. L'elettrone, rappresentato con la freccia blu, altera il suo stato di moto rettilineo uniforme a causa dell'attrazione elettrostatica reciproca con il nucleo positivo. All'accelerazione é associata l'emissione di un fotone.

laddove  $b$  é detto parametro d'impulso e rappresenta la distanza minima di transito tra protone ed elettrone se quest'ultimo non fosse accelerato. Dalla suddetta relazione é possibile ottenere l'emissività, espressa da<sup>2</sup>:

$$J(\nu, v) = \frac{dE_{Brem}}{d\nu dt dV} = \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{m_e^2 c^3} \frac{1}{v} n_e n_p Z^2 \ln\left(\frac{b_{MAX}}{b_{min}}\right)$$

Tale approssimazione fornisce una prima rozza ipotesi di lavoro riguardo gli elettroni da considerare nel calcolo dell'emissività, come definito in [1].

I termini di minima e massima distanza di interazione (ossia  $b_{min}$  e  $b_{MAX}$ ) sono dati da:

$$b_{min_{class}} > \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \text{ se } v < 10^8 \frac{cm}{s}$$

$$b_{min_{quant}} > \frac{h}{4\pi m_e v} \text{ se } v > 10^8 \frac{cm}{s}$$

$$b_{MAX} < \frac{v}{4\nu}$$

Per concludere é necessario specificare la situazione nel caso reale. Per fare ciò, nell'identificazione degli elettroni emittenti, é necessario sostituire all'approssimazione geometrica la distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzmann. Questa é:

$$f(v)dv = \left[ \frac{m_e}{2\pi kT} \right]^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv$$

Dunque si scrive<sup>3</sup>:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{\nu_{min}}^{\inf} J(\nu, v) f(v) dv = 6.8 \times 10^{-38} n_e n_p \frac{1}{\sqrt{T}} Z^2 g_{ff}(\nu, T) \left[ \frac{erg}{cm^3 s} \right]$$

laddove  $g_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{MAX}}{b_{min}}\right)$  é detto fattore di Gaunt:  $g_{ff}(\nu, T) \in [1, 10]$ .

La radiazione generata per Bremsstrahlung é quindi centrata su un valore specifico di  $\nu$  per ogni singola interazione, ma globalmente é continua; ricopre però tutto lo spettro? Per rispondere si deve considerare semplicemente che un elettrone non può emettere un fotone che abbia un'energia maggiore di quella dell'elettrone stesso, ossia:  $E_{e^-} > E_\gamma$ . Allora, indentificando  $E_{e^-} = kT$  (energia termica) ed  $E_\gamma = h\nu$  (energia di Plank), deve necessariamente essere soddisfatta la condizione:

$$kT > h\nu \Rightarrow \nu < \frac{kT}{h}$$

Per una regione III con temperatura di ionizzazione  $T \geq 10^4$  K, si ottiene che l'estremo superiore dell'intervallo di emissione sullo spettro elettromagnetico relativo a radiazione di frenamento é:

$$\nu_{cut} \simeq 10^{14}$$

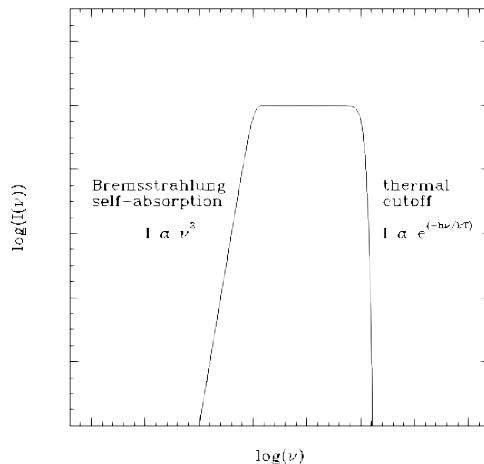
---

<sup>2</sup>Si é considerato il caso ideale di una regione cilindrica di spazio riempita uniformemente da nuclei carichi, nel quale transita un  $e^-$  a velocità  $v$ .

<sup>3</sup> $n_e \cdot n_p \simeq n_e^2$

Dunque la radiazione predominante (vedere formula emissività) é nella banda radio, ossia per  $\nu > 10^{11}$  Hz.

Ulteriori approfondimenti sono relativi ai processi di auto-assorbimento della nube che dipendono dalla profonditá ottica della stessa e conferiscono allo spettro un andamento tipico come quello in figura.



**Figura 1.3:** Tipica distribuzione spettrale di radiazione di Bremsstrahlung autoassorbita. Si nota il cut-off ad alte frequenze descritto nell'emissività dal termine esponenziale  $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$  e l'estinzione a basse frequenze. L'emissività in tale zona é descritta tramite  $J(\nu) \propto \nu^2$ .

## Polvere

La presenza della polvere in astrofisica é sempre associata ad emissioni nella banda IR. Ciò é dovuto alla natura dei grani che la compongono, in particolare alla capacità di questi di arrossare la radiazione che incide a lunghezze d'onda elevate (banda UV) tramite fenomeni di assorbimento e successiva ri-emissione.

Una verifica dell'effettiva esistenza della polvere in regioni HII é esposta in [2] e riguarda il confronto della posizione di oggetti ad alta emissione nel lontano infrarosso, indicativa della presenza di polvere (osservazioni effettuate tramite Red MSX Source, ATLASGAL, BGPS, MWP), con quella di regioni associate ad emissioni tipiche di HII (Lyman  $\alpha$ , linee di ricombinazione radio). A differenza del criterio utilizzato si ottiene una corrispondenza che va dal 20% (per *ATLASGAL+BGPS*) al 75% – 100% (RMS, MWP), per cui si può concludere che é presente una forte corrispondenza di localizzazione tra regioni ad emissione di polvere ed HII.

La polvere é dunque un elemento cruciale nella definizione finale della SED ("Spectral Energy Distribution") relativa ad una regione HII. Da un lato, infatti, l'assorbimento di radiazione UV riduce l'efficienza della stella nella ionizzazione degli atomi di Idrogeno, andando ad incidere conseguentemente anche sulla grandezza della regione stessa. Dall'altro si deve ricordare che i grani di polvere hanno l'importante funzione di catalizzatori di reazioni chimiche (fungono da attrattori per i vari atomi), per cui globalmente comportano una modifica delle abbondanze di metalli e dunque delle righe osservate. Infine é da sottolineare che in una descrizione completa é da tener conto dell'effetto di foto-evaporazione dei grani laddove

l'energia trasportata dai fotoni sia sufficiente, con conseguenti ulteriori variazioni della SED, come illustrato in [6].

## 1.2 Emissione in riga

L'emissione di radiazione elettromagnetica, come accennato precedentemente, può avvenire a causa di molteplici cause. Una di queste riguarda le transizioni elettroniche. La trattazione di questo fenomeno richiederebbe un'analisi quantistica, ma per l'uso di cui si necessita in questo testo e per semplicità verrà effettuata una descrizione semi-classica analoga a quella utilizzata nel paragrafo 0.0.2 tramite il modello di Bohr.

Viene definita transizione elettronica come un passaggio di un elettrone in un atomo da un livello energetico ad un altro. Associato ad ogni livello vi è una determinata quantità di energia, o meglio, l'energia di un elettrone in una struttura atomica può assumere soltanto valori discreti, legati a valori discreti di raggio, e quindi visualizzabili attraverso "livelli" disposti in ordine crescente. Nel momento in cui un elettrone compie una transizione energetica -o salto quantico-, alla acquisizione (o perdita) di energia da parte di questo corrisponde l'assorbimento (o l'emissione) di un fotone. Tale fotone avrà dunque un'energia quantizzata corrispondente a quella acquisita (o ceduta) dall'elettrone, per cui avrà anche una frequenza quantizzata. Da qui la definizione di emissione in riga: emissione corrispondente ad un preciso ed unico valore di  $E_\gamma$  e  $\nu$ . In particolare la legge di Rydberg lega la differenza di livelli energetici nel salto  $\Delta n$  con l'energia emessa:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) [cm] \Rightarrow E_\gamma = chR \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) [eV]$$

dove  $R \simeq 1.097 \times 10^9$  [cm] è la costante di Rydberg ed  $n_1 < n_2$ .

Si distinguono allora alcuni gruppi di righe di emissione relativi a salti quantici provenienti da precisi livelli energetici; i risultati, espressi in nm ( $1 \text{ nm} = 10^{-7}$  [cm]) sono mostrati nella tabella seguente.

	Lyman (L) n=1	Balmer (H) n=2
$(\Delta n = 1) \rightarrow \alpha$	121.5	656.3
$(\Delta n = 2) \rightarrow \beta$	102.6	486.1
$(\Delta n = 3) \rightarrow \gamma$	97.2	434.0
$(\Delta n = 4) \rightarrow \delta$	95.0	410.2
$(\Delta n = 5) \rightarrow \epsilon$	93.8	397.0

**Tabella 1.1:** Righe delle serie di Lyman e Balmer provocate dalle transizioni sui livelli  $n = 1$  ed  $n = 2$ . All'aumentare di  $\Delta n$  aumenta l'energia della radiazione emessa e dunque diminuisce la lunghezza d'onda. I risultati sono espressi in nm.

Per completare precisiamo che le righe di Lyman sono relative ad  $n = 1$  mentre quelle di Balmer ad  $n = 2$ ; serie ulteriori sono quelle di Paschen, Brackett, Pfund,...

Si definisce infine transizione proibita quella associata ad una frequenza -ossia probabilità- di avvenimento estremamente bassa. È da precisare però che nel momento in cui si considerano regioni con densità elevate dell'elemento che compie

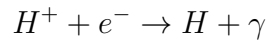
la transizione, allora la riga associata alla transizione può divenire rilevabile, come nel caso della riga a 21cm dell'Idrogeno.

### 1.3 Ricombinazione

La ricombinazione viene trattata a parte in quanto è un fenomeno complesso che comprende emissione continua così come in riga. In [3] viene studiato come la descrizione microscopica di un tale singolo evento si traduce nella produzione di più fotoni con energie, e quindi frequenze, ben definite. È invece nel considerare il fenomeno nella sua globalità, per esempio analizzando una SED, che diviene evidente la caratteristica emissione continua. I fenomeni di ricombinazione sono in genere conosciuti con il nome di *free-bound* e *bound-bound*.

Il fenomeno riguarda la interazione di elettroni liberi in un plasma con un qualche ione  $p^+$ . Più nel dettaglio un elettrone può interagire con un nucleo carico positivamente rimanendone legato, ossia formando nuovamente la struttura iniziale di atomo elettricamente neutro.

In termini chimici:



La quantità di energia irraggiata sottoforma di radiazione elettromagnetica dipende dal livello energetico finale nel quale si posiziona l'elettrone e dalla sua energia iniziale. In particolare il fenomeno può essere scisso in due momenti:

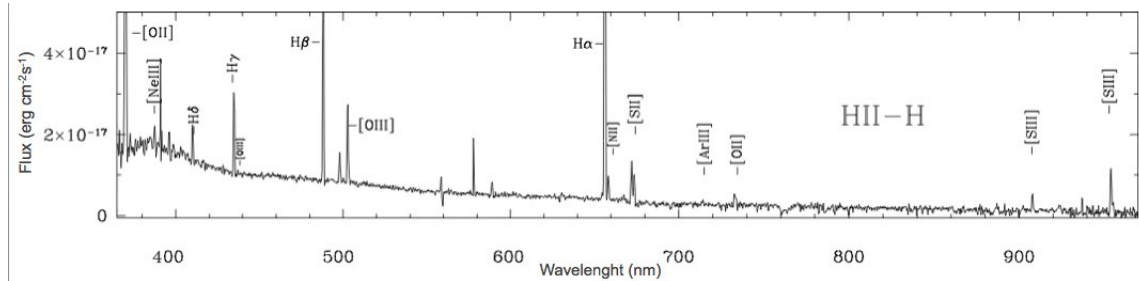
*free-bound* Iniziale ri-formazione di un atomo di Idrogeno a partire da uno ione  $H^+$  ed un  $e^-$ ; l'elettrone può occupare un qualsiasi livello energetico, generalmente elevato.

*bound-bound* Decadimento a cascata dell'elettrone catturato sui livelli energetici inferiori.

Si nota dunque che il primo step è associato ad una emissione di energia  $\Delta E_\gamma \equiv \nu_\gamma$  che dipende dal livello energetico dello stato sul quale decade l'elettrone, uguale per ogni atomo di Idrogeno, così come dall'energia iniziale dello stesso, che invece è caratteristica di ogni singolo elettrone. Dunque la frequenza di emissione associata a questo primo momento non assume a priori un determinato valore, bensì può occupare un qualunque punto in un intervallo  $\Delta\nu$ . Inoltre nel caso in cui la ricombinazione avvenga direttamente sullo stato fondamentale l'emissione associata è di un fotone ionizzante, cosicché immediatamente si verifica una nuova ionizzazione; globalmente dunque non si ha un raffreddamento del gas. Il secondo decadimento invece è tra livelli atomici, quindi corrisponde a valori ben definiti di frequenza, che sono associati a righe differenti a seconda del salto in questione. Alcune di queste ricoprono un ruolo importante in quanto sono osservabili direttamente, essendo relative ad emissioni nella banda radio e quindi non soggette all'estinzione da parte della polvere ed altri elementi; per esempio, scegliendo per l'atomo di Idrogeno  $n_1 = 100$  ed  $n_2 = 101$  si ottiene un'emissione a  $\nu \simeq 10^{11}$  Hz, in piena banda radio. Altre righe invece possono essere associate a bande altamente estinte e quindi non osservabili direttamente. I processi di emissione

spontanea bound-bound sono associati a radiazione non ionizzante, per cui tale processo costituisce un mezzo di raffreddamento degli elettroni.

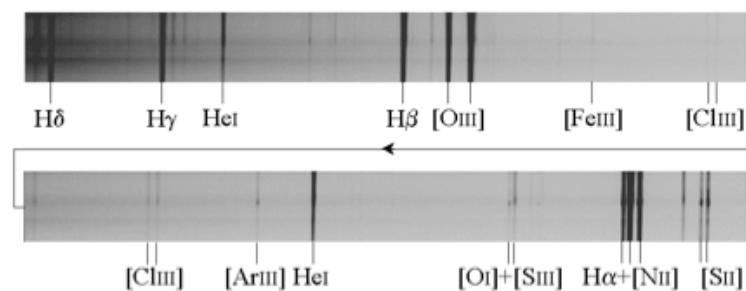
## 1.4 Analisi dello spettro: esempi



**Figura 1.4:** Spettro di emissione nell’ottico e vicino infrarosso di una regione HII nella galassia Sextans B. Sulle ascisse il valore della lunghezza d’onda, sulle ordinate il flusso espresso in  $\frac{erg}{cm^2 s}$ .

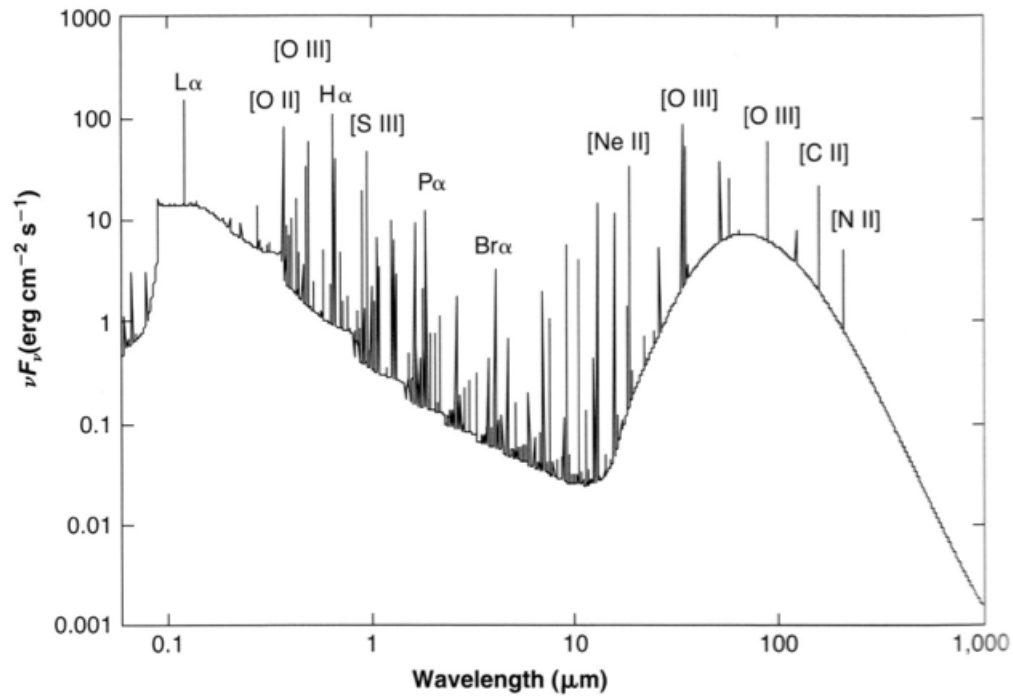
Un esempio dello spettro in emissione nella banda ottica é fornito in figura, mentre un’analisi spettroscopica a fondo pagina. Nella figura in alto si possono notare un debole continuo, dovuto a fenomeni free-bound, mentre in entrambe la presenza di varie righe di emissione relative a transizioni dell’atomo di Idrogeno ed altri elementi piú pesanti. In particolare si distinguono in maniera evidente:

- Righe della serie di Balmer (vedi **Tabella 1.1**):  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  generate dalla ricombinazione a cascata su  $n = 2$ ;
- Righe proibite di OIII a 495.9 [nm] e 500.7 [nm];
- altri metalli: HeI (447.1 [nm] e 587.6 [nm]), NII (654.8 [nm] e 658.3 [nm]), SII (671.6 [nm] e 673.1 [nm]);



**Figura 1.5:** Spettroscopia della Nebulosa di Orione. L’immagine é in negativo, ossia le righe piú scure corrispondono ad un flusso registrato maggiore rispetto al continuo.

La figura seguente é piuttosto istruttiva in quanto permette di individuare contemporaneamente i processi di emissione in riga ed il continuo in un’ampia regione dello spetto, ossia per  $\lambda \in [10^{-1}, 10^3] [\mu m] \rightarrow \nu \in [10^{15}, 10^{11}] [Hz]$ . L’emissione nel continuo é maggiore nella banda dell’ottico  $\lambda \simeq 10^{-1} [\mu m] \rightarrow \nu \simeq 10^{15} [Hz]$  e diminuisce verso frequenze minori a causa dell’estinzione differenziale



**Figura 1.6:** SED su ampia regione dello spettro di un modello di regione HII basato su osservazioni della Nebulosa di Orione. Sono evidenti righe di emissione che risaltano su un continuo non costante, bensì alterato da processi di estinzione. La scala degli assi è logaritmica.

della polvere: si può notare chiaramente il picco causato da questa nella regione IR a  $\lambda \simeq 10^2 [\mu m] \rightarrow \nu \simeq 10^{12} [Hz]$ . Inoltre, come nei casi precedenti, si riscontrano righe di emissione di idrogeno e metalli, anche relative a transizioni proibite.



# Capitolo 2

## Descrizione Fisica

La descrizione fisica dell'equilibrio che permette la stabilità -e dunque l'osservazione- di una regione III presenta due aspetti principali di cui tenere riguardo: i processi termici di riscaldamento e raffreddamento, e l'equilibrio tra foto-ionizzazione e ricombinazione.

### 2.1 Foto-ionizzazione e ricombinazione

Una descrizione dettagliata del fenomeno va al di là dello scopo di questo testo per cui saranno mostrati i risultati maggiori evidenziandone il significato fisico. Il fenomeno viene studiato attraverso la cosiddetta Sfera di Strömgren, ossia la regione sferica all'interno della quale, data una sorgente ionizzante, gli atomi sono completamente ionizzati. La trattazione si basa sulla definizione di quantità caratteristiche descrivano fenomeni di ionizzazione e ricombinazione, ossia:

$$ION = n_{H^0} \int_{13.59eV}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu \left[ \frac{1}{cm^3 s} \right]$$

ed

$$RIC = n_e n_p \alpha(H^0, T)$$

che rappresentano la variazione di densità di atomi di Idrogeno ionizzati nell'unità di tempo. La relazione di equilibrio si ottiene lavorando algebricamente sui due termini ed è ricavata in [6] come:

$$\xi n_H \int_{13.59eV}^{\infty} \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \frac{a_\nu}{h\nu} d\nu = (1 - \xi)^2 n_H^2 \alpha(H^0, T)$$

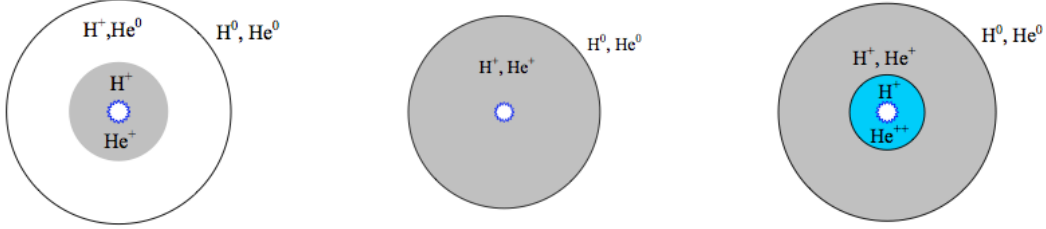
laddove il membro sinistro è relativo al rate volumico di fotoionizzazione, mentre quello destro a quello di ricombinazione (espressi entrambi in  $[\frac{1}{cm^3 s}]$ ). Si specifica inoltre:

- $n_{H^0} [\frac{1}{cm^3}]$  : densità numerica di Idrogeno neutro;
- $n_H [\frac{1}{cm^3}]$  : densità totale di idrogeno;
- $\xi$  : frazione di idrogeno neutro rispetto alla quantità totale;

- $\frac{L_\nu}{4\pi r^2} [\frac{erg}{cm^2 s Hz}]$  : flusso di fotoni ionizzanti (monocromatico) a distanza r dalla stella;
- $a_\nu$  : la sezione d'urto di fotoionizzazione;
- $\alpha(H^0, T) [\frac{cm^3}{s}]$  : coefficiente di ricombinazione;

Il raggio all'interno del quale tutti gli atomi di Idrogeno sono ionizzati di chiama Raggio di Strömngren.

Il caso puo essere ampliato con l'introduzione di una abbondanza non nulla di Elio, che puó essere ionizzato o meno a differenza della temperatura dalla sorgente. In particolare si possono distinguere tre situazioni differenti tenendo a mente che l'Elio ha una sezione d'urto -e quindi un'efficienza di assorbimento- maggiore di quella dell'Idrogeno. É inoltre da notare che la radiazione emessa associata alla ricombinazione dell'Elio ha un'energia di  $54.4eV$ , tale da ionizzare l'Idrogeno circostante. Uno schema é illustrato nelle figure seguenti.



**Figura 2.1:** Struttura di ionizzazione di Idrogeno ed Elio in una regione III a seconda della temperature della stella. Per  $T < 40000$  K (sinistra) l'Elio é ionizzato solo nelle regioni centrali; per  $T \simeq 40000$  K (centro) si ha lo stesso raggio di Strömngren per H ed He; per  $T > 40000$  K (destra) avviene la seconda ionizzazione dell'Elio circoscritto nelle zone piú interne.

## 2.2 Equilibrio termico

L'equilibrio termico é dato dalla somma di due fenomeni antagonisti: il riscaldamento tramite fotoionizzazione ed il raffreddamento che puó avvenire per ricombinazione oppure tramite emissione free-free. Altri contributi, sia positivi che negativi, sono dati dai fenomeni collisionali il cui studio approfondito va al di lá dello scopo di questa breve trattazione.

Innanzitutto si puó definire il tasso di riscaldamento per ionizzazione:

$$RIS(H^0) = n_{H^0} \int_{13.59eV}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_\nu(H^0) d\nu$$

laddove:

- $\frac{4\pi J_\nu}{h\nu}$  é il flusso di fotoni;
- $h(\nu - \nu_0)$  é l'energia immessa per ogni ionizzazione;
- $a_\nu(H^0)$  é óa sezione d'urto di ionizzazione dell'Idrogeno;

Manipolando algebricamente é possibile ottenere:

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

con  $T_{in}$  temperatura elettronica iniziale tale che  $T_{in} \approx T_{star}$ .

Dall'altro lato si hanno i processi di raffreddamento per ricombinazione:

$$RAF_{ric}(H^0) = n_e n_p kT \beta_A(H^0, T)$$

con  $\beta$  coefficiente di ricombinazione, e per Bremsstrahlung:

$$RAF_{Brem}(Z) = 1.42 \times 10^{-27} \sqrt{T} Z^2 g_{ff} n_e n_p$$

Tali relazioni possono essere applicate anche ad elementi piú pesanti modificando il valore del parametro  $\beta$  e  $Z$ .

L'equilibrio termico si ottiene quindi equiparando i contributi di riscaldamento a quelli di raffreddamento, ossia:

$$RIS + coll = RAF_{ric} + RAF_{Brem} + coll$$

dove  $coll$  rappresenta il contributo delle collisioni. Invertendo la relazione si può dunque risalire alla temperatura di equilibrio  $T$ . Si possono infine notare alcuni aspetti:

1. A differenza delle abbondanze chimiche si otterrà un equilibrio differente: i fattori  $\beta$ ,  $Z$  ed  $\alpha_\nu(Z)$  sono caratteristici di ogni specie chimica;
2. Anche se non esplicitato in questo contesto, la densità ricopre un ruolo fondamentale in quanto caratterizza univocamente i trasferimenti di energia tramite collisioni.

Per un ulteriore approfondimento si ricorra a [6]

# Capitolo 3

## Aspetti secondari

### 3.1 Abbondanze chimiche

É immediato associare ad una regione HII una determinata composizione chimica. Uno studio delle abbondanze delle varie specie chimiche puó essere effettuato tramite tecniche spettroscopiche, dall'analisi delle linee di emissione associate alla regione.

Come descritto in [4], risulta evidente una disomogeneitá spaziale nella presenza di elementi pesanti, strettamente legata alla distanza radiale rispetto al centro della galassia (diminuzione della metallicitá spostandosi nelle regioni esterne). Tale gradiente si pensa essere provocato da una azione combinata di tre effetti: dipendenza radiale del tasso di formazione stellare e della intensitá di vento stellare, flussi in direzione radiale di gas.

Le abbondanze piú rilevanti sono:  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^+$ ,  $Ne^{++}$ ,  $S^+$ ,  $S^{++}$ . Una quantificazione é data nella seguente tabella, relativa allo studio [5].

regione	$\frac{N(O)}{N(H)} \times 10^4$	$\frac{N(N)}{N(H)} \times 10^5$	$\frac{N(Ne)}{N(H)} \times 10^5$	$\frac{N(S)}{N(H)} \times 10^5$
Orion I	3.96	3.22	5.10	5.28
Orion II	5.18	3.96	9.26	4.80
Orion III	6.19	4.24	8.45	3.18
Orion IV	9.54	7.36	—	—
M8 I	4.69	3.15	—	1.39
M17 I	6.86	2.67	—	5.81

**Tabella 3.1:** Abbondanze numeriche in scala logaritmica di alcune regioni HII corrispondenti ad M42 (Orion I, II, III), M43 (Orion IV), M8 ed M17. I risultati sono relativi alla presenza di elementi pesanti rispetto all'Idrogeno ottenuti tramite lo studio delle righe di emisisione.

### 3.2 Ultra Compact HII

Una breve presentazione deve essere fatta rispetto quelle che vengono definite UC HII, ossia regioni HII ultra compatte. Per una trattazione completa si rimanda ad [8]. La definizione e la distinzione di queste da quelle classiche, risiede nel valore di

alcune grandezze fisiche: densità, dimensioni, misura di emissione<sup>1</sup>. In particolare una regione HII è detta ultra compatta se:  $D \leq 10^{17}$  [cm],  $E.M. > 107 [\frac{pc}{cm^6}]$  e  $\rho > 10^4 [\frac{1}{cm^3}]$ . Nello specifico la densità mostra un andamento inverso rispetto al raggio secondo una legge di potenza dal tipo:  $\rho \propto D^{-\frac{3}{2}}$ .

È possibile distinguere alcuni aspetti principali. Innanzitutto il processo di formazione di questi oggetti è analogo a quello di tipiche regioni HII. Si parte dunque dal collasso gravitazionale di GMCs (Giant Molecular Clouds); ciò porta alla formazione di più *clumps*, alcuni dei quali (con massa  $M \geq 300M_{Sun}$ ) procederanno con la formazione stellare. In particolare questa inizia nelle regioni centrali degli agglomerati, in piccoli *cores* caldi, meno massivi ma più densi. Una ipotesi sull'insuccesso del collasso riguarda differenze di pressione, causate dalla presenza di moti più o meno turbolenti, che forzano la materia a concentrarsi nelle regioni a bassa pressione, più interne. Tale effetto dunque si somma a quello delle interazioni gravitazionali.

Tra i *cores* si possono distinguere quelli detti *Hot* caratterizzati da  $D \leq 0.1$  [pc],  $n_{H_2} \geq 10^7 [\frac{1}{cm^3}]$ ,  $T \geq 100$  [K]. Si pensa che questi corrispondano a protostelle in rapido accrescimento e che siano i precursori di UCHII (detti appunto *PUCHs* - precursors of UCHIIs). In ogni caso, a causa di processi di raffreddamento, regioni ultra compatte possono esistere esclusivamente dopo che la stella ha completato il processo di accrescimento, ossia sia a tutti gli effetti una stella di sequenza principale.

La morfologia di una UCHII si caratterizza di più risultati osservativi; infatti sono state individuate varie forme che corrispondono a diversi meccanismi di formazione, probabilmente associati a stati successivi di esistenza della regione. Sono state individuate forme a cometa, a guscio, irregolari, a picchi multipli, bipolari e core-halo. Tempi di vita medi sono di  $t \simeq 10^5$ yr e sono direttamente correlati con la forma. I meccanismi di generazione ipotizzati sono vari: flusso di champagne, accrescimento a caduta, disco di foto-evaporazione, confinamento di pressione, onda d'urto e caricamento di massa da vento solare. L'identificazione esatta del meccanismo associato ad una regione resta comunque un argomento aperto a causa della bassa qualità dei dati.

Una successiva caratteristica di regioni UCHII è la presenza intorno a queste di aloni a densità minore ma con un flusso di emissione maggiore. Ciò è legato alla presenza di più sorgenti ionizzanti all'interno della regione e si pensa possa essere una conseguenza di un meccanismo di formazione ad onda d'urto.

In analogia con regioni HII "classiche", anche quelle ultra compatte sono soggette alla presenza di polvere rilevabile grazie ad osservazioni nella banda IR. Questa è localizzata nonché responsabile della formazione delle GMC e forma una sorta di guscio per la UCHII; si trova anche nelle regioni interne. Ciò comporta inoltre la presenza non nulla di molecole complesse, come  $NH_3$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $SO$ ,  $CH_3OH$ ,  $HCOOCH_3$ , che variano in abbondanza nel tempo.

Per completezza introduciamo infine l'osservazione di HCHII (Hyper-Compact HII) che sono 10 volte più piccole e 100 volte più dense di una UCHII, totalmente localizzate in regioni di formazione di stelle massive. Si ritiene che possano essere protostelle massive alla fine del periodo di accrescimento, ma l'effettiva natura di questi oggetti è ancora dibattuta.

<sup>1</sup>Ricordiamo che la misura di emissione è definita come:  $EM = \int_R n_e^2 dx$

# Capitolo 4

## Conclusioni

Sono state analizzate in questo testo le caratteristiche principali delle regioni di Idrogeno ionizzato la cui presenza è stata verificata nelle zone di formazione stellare di galassie a spirale, con particolare riferimento ai meccanismi di generazione dei fotoni. Si sono individuati i responsabili della formazione di radiazione continua: elettroni liberi tramite Bremstahlung e fenomeni di ricombinazione, polvere tramite assorbimento e ri-emissione della radiazione incidente. Dopodiché sono stati analizzate le cause della emissione in riga, ossia le transizioni elettroniche, specificando anche il caso di transizioni improbabili ma rilevanti in ambito astrofisico. Una sezione a parte è stata riservata per i processi di ricombinazione in quanto caratterizzati da emissione continua ed in riga. Dal punto di vista osservativo sono state studiate le regioni HII attraverso tre esempi: una spettroscopia in banda ottica ed infrarossa, una seconda nell'ottico ed una terza in una regione più ampia. Sono quindi state verificate le speculazioni teoriche: presenza di un continuo associato ad estinzione della polvere, presenza di righe, anche proibite, di Idrogeno ed atomi più pesanti. Nel secondo capitolo si sono studiati dal punto di vista matematico due equilibri associati alla stabilità nel tempo di una regioni HII, arrivando alla definizione di due equazioni caratteristiche: equilibrio di ionizzazione ed equilibrio termico. Un appunto finale è stato fatto riguardo degli aspetti marginali. Si tratta della presenza di elementi pesanti come Elio, Azoto, Ossigeno e Zolfo, indagata per via sperimentale, nonché di molecole organiche più complesse. L'ultima sezione è stata riservata ad un caso particolare, le regioni HII ultra compatte, di cui si sono studiate in maniera qualitativa la formazione, la morfologia, e le caratteristiche principali.



# Bibliografia

- [1] D. Dallacasa (Dip. di Astronomia, Unibo), *Dispense del corso di Processi di Radiazione ed MHD*, lecture notes, 2016.
- [2] L. D. Anderson, T. M. Bania, Dana S. Balser, V. Cunningham, T. V. Wenger, B. M. Johnstone, W. P. Armentrout, *The WISE Catalog of Galactic HII Regions*, articolo, 2013.
- [3] C. Fanti, R. Fanti, *Lezioni di radioastronomia*, lecture notes, 2012.
- [4] L. Van Zee, J. J. Salzer, M. P. Haynes, A. A. O'Donoghue, T. J. Balonek, *Spectroscopy of outlying H II regions in spiral galaxies: abundances and radial gradients*, articolo, 1998.
- [5] M. Peinbert and R. Costero, *Chemical abundances in galactic HII regions*, articolo, 1969.
- [6] R. W. Pogge (Ohio State University), *Ast871 course*, lecture notes, 1993-1999.
- [7] P.V. Hoof (Royal Observatory of Belgium), *Winter School on Radiative Transfer in Stellar Environments*, lecture notes, 2011.
- [8] Ed Churchwell (Department of Astronomy, University of Wisconsin), *Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation*, articolo, 2002.