

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

# CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EMISSIONE DELLE REGIONI HII

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Daniele Dallacasa

Presentata da:  
Sergio Bianchera

---

Sessione IV  
Anno Accademico 2019-2020

## Abstract

Le regioni HII sono nubi di gas composte principalmente da idrogeno ionizzato. Si sviluppano attorno popolazioni di stelle giovani e molto massive di tipo O-B che riscaldano il materiale circostante. Queste regioni si possono trovare solo nelle galassie a spirale andando a comporre il *Warm Ionized Medium*, collocandosi principalmente nei bracci a spirale e circondate dal *Cold Neutral Medium*. In questo testo andremo a introdurre le principali caratteristiche astrofisiche di queste regioni, soffermandoci sui meccanismi di emissione nel continuo e in riga, approfondendo anche alcuni casi particolari tipici di queste regioni. Purtroppo la vastità dell'argomento in esame obbliga a sintetizzare e semplificare la maggior parte delle informazioni.

# Indice

<b>1</b>	<b>Regioni HII</b>	<b>2</b>
1.1	Caratteristiche principali . . . . .	2
1.2	Sfera di Strömngren . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Emissione nel continuo</b>	<b>5</b>
2.1	Bremsstrahlung . . . . .	5
2.1.1	Bremsstrahlung termica . . . . .	7
2.1.2	Auto-assorbimento . . . . .	7
2.2	Contributo della polvere . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Emissione in riga</b>	<b>10</b>
3.1	Transizioni elettroniche . . . . .	10
3.2	Ricombinazione . . . . .	11
3.3	Righe Collisionali . . . . .	11
	<b>Bibliografia</b>	<b>13</b>

# Capitolo 1

## Regioni HII

### 1.1 Caratteristiche principali

Da una nube molecolare gigante (*Giant Molecular Clouds*) di massa sufficiente può aver origine una popolazione stellare composta di stelle di classe spettrale O-B. Queste stelle, con temperature superficiali  $T > 10^5$  K, sono in grado di ionizzare l'idrogeno che le circonda, essendo in grado di produrre un intenso flusso di fotoni di  $h\nu \geq 13,6$  eV ( $\lambda \leq 912$  Å) grazie alla forte emissione nell'ultra-violetto. In questo modo vengono a crearsi delle "bolle" di idrogeno ionizzato denominate sfere di Strömgren che raggiungono una temperatura  $T \approx 10^4$  K andando a comporre la componente principale del *Warm Ionized Medium*. Le dimensioni di queste regioni sono dell'ordine delle decine di parsec con una densità  $n \approx 10$  cm<sup>-3</sup>. Al di fuori di esse si trovano nubi molecolari composte principalmente da H<sub>2</sub> e polvere, da cui hanno avuto origine le popolazioni stellari, di temperatura  $T \approx 10$  K e densità  $n > 10^3$ , componenti del mezzo interstellare chiamato *Cold Neutral Medium*. La presenza della polvere comporta una parziale schermatura di queste regioni nella banda ultra-violetta, e successivamente, a causa del riscaldamento dei grani, ad una riemissione nel lontano infrarosso. Questa, insieme alla così detta emissione di Bremsstrahlung (*free-free*), compongono lo spettro di emissione nel continuo, coprendo la banda dal radio all'infrarosso.

Una quantità caratteristica quando si osservano nubi interstellari è la misura di emissione E.M. (*Emission Measure*), che rappresenta l'ammontare di radiazione proveniente da una regione. Definita come

$$E.M. = \int n_e n_p dl$$

Può essere approssimata, considerando la densità elettronica  $n_e$  e quella protonica  $n_p$  equivalenti, considerando che stiamo trattando zone completamente ionizzate  $H + h\nu \rightarrow p^+ + e^-$ , e prendendo un valor medio costante  $\langle n_e^2 \rangle$  su una regione di raggio  $l$

$$E.M. = \langle n_e^2 \rangle dl$$

Nelle regioni HII mediamente si possono trovare valori  $E.M. \approx 10^4 \text{ pc cm}^{-6}$ , che possono variare appunto in base alla densità e alla grandezza della regione, in genere anticorrelate fra loro.

Vi è poi un effetto di emissione in riga dovuto a righe di ricombinazione e collisionali, a volte anche semi-proibite o proibite, che vanno a sovrapporsi al continuo.

Dunque le regioni HII sono dei importanti traccianti di zone di formazione stellare, e sono concentrate soprattutto nei bracci a spirale. Incominciamo con un'analisi strutturale di queste regioni, che solo in prima approssimazione è possibile definire sferiche. Infatti non vi sono particolari simmetrie nella formazione stellare e nella disposizione del gas attorno ad essa, portando molte volte a particolari protuberanze in certe direzioni. Si veda a titolo di esempio la famosa nebulosa di Orione. Con le dovute semplificazioni presentiamo il modello della sfera di Strömgren.



Figura 1.1: La Nebulosa di Orione

## 1.2 Sfera di Strömngren

Il modello, presentato nel 1939 dall'astrofisico Bengt Strömngren, tratta il caso ideale di una regione sferica di solo idrogeno ionizzato, di densità uniforme e in cui vi è l'equilibrio tra ionizzazione e ricombinazione. L'approssimazione sulle abbondanze chimiche è accettabile considerando che l'idrogeno compone più del 90% dell'ISM. Il tasso di fotoni in grado di ionizzare l'idrogeno ( $h\nu \geq 13,6 \text{ eV}$ ) è dato da

$$Q_0 = \left( \frac{4}{3} \pi R_s^3 \right) \alpha_B n_H n_e$$

Dove  $\alpha_B$  è il coefficiente di ricombinazione,  $n_H$  e  $n_e$  sono rispettivamente le densità dell'idrogeno e degli elettroni, scrivibili causa approssimazione come  $n_H^2$ . A questo punto il raggio di Strömngren

$$R_s = \left( \frac{3Q_0}{4\pi n_H^2 \alpha_B} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Si può notare immediatamente come il raggio sia inversamente proporzionale alla densità, suggerendo che densità minori del gas permetteranno una espansione maggiore della sfera. Ricordando che la brillantezza superficiale è proporzionale alla  $E.M.$  che è a sua volta  $\propto n_H^2 R_s$ , si avrà che  $B_s \propto n_e^{\frac{4}{3}}$ . Quindi regioni a bassa densità e quindi più grandi, avranno brillantezza superficiale inferiore e quindi saranno più difficili da osservare. Dal calcolo del libero cammino medio di un fotone ionizzante nel  $WIM$  è possibile notare come sia molto inferiore rispetto alle dimensioni della sfera di ionizzazione, in questo modo è possibile assumere un distacco netto tra il  $WIM$  e il  $WNM$  composto da idrogeno neutro HI.

# Capitolo 2

## Emissione nel continuo

L'emissione nel continuo delle regioni HII è caratterizzata da tre fenomeni principali, riconoscibili in diverse bande dello spettro. La radiazione di Bremsstrahlung, che rientra nei fenomeni free-free fra nuclei di idrogeno ed elettroni liberi, emissione free-bound (approfondita nel capitolo successivo) ed emissione dovuta alla polvere.

### 2.1 Bremsstrahlung

Il fenomeno di Bremsstrahlung, detto anche radiazione di frenamento, è dovuto all'interazione coulombiana tra uno ione e un elettrone libero, componenti fondamentali del gas ionizzato delle regioni HII. Partiamo con la descrizione del singolo evento, un classico problema a 2 corpi, in cui consideriamo lo ione fisso e l'elettrone accelerato dal suo campo coulombiano. Considereremo solo questo lato del problema, poiché, come vedremo, la potenza irradiata è inversamente proporzionale alla massa, quindi sarà principalmente l'elettrone ad emettere, avendo, nel caso dell'idrogeno, una massa circa 2000 volte inferiore rispetto a quella del nucleo. Affronteremo una trattazione non relativistica, avendo l'elettrone velocità molto inferiori rispetto a quella della luce.

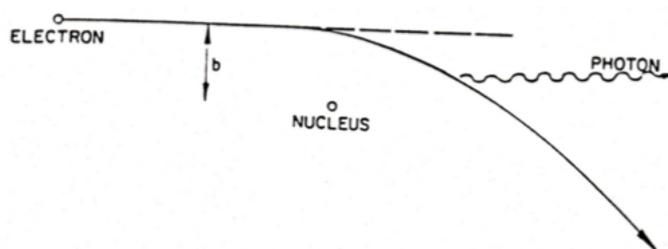


Figura 2.1: Interazione Ione-elettrone

L'energia emessa si basa sulla formula di Larmor, che ci esprime la potenza del singolo evento

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

dove  $a = \frac{Ze^2}{m_e x^2}$  è l'accelerazione coulombiana

$$P\Delta t = \frac{2e^2}{3c^3} a^2 \Delta t \simeq \frac{4Z^2 e^6}{3c^3 m_e^2 b^3 v_e}$$

Stiamo lavorando in ipotesi impulsiva, dove abbiamo considerato il raggio di curvatura dell'elettrone molto grande,  $\Delta t = \frac{2b}{v}$  il tempo di interazione e  $b$  parametro d'impatto, poiché la maggior parte dell'energia irradiata si ha in prossimità della minima distanza tra ione ed elettrone.  $v_e$  è la velocità relativa dell'elettrone. Da questa prima formula si può notare ovviamente che distanze maggiori l'effetto decresce velocemente  $\propto \frac{1}{b^3}$ , ma soprattutto che sono le particelle più lente  $\propto \frac{1}{v}$  a produrre la maggior emissione.

Grazie all'analisi di Fourier è possibile notare come lo spettro sia praticamente piatto fino ad una frequenza di *cut-off* definibile come

$$\nu_{\max} = \frac{v}{4b} = \frac{1}{2\Delta t}$$

A questo punto è possibile ricavare l'emissività specifica di Bremsstrahlung

$$J_{\text{br}}(v, \nu) = \frac{32}{3} \frac{\pi^2 e^6}{c^3 m_e^2 v} n_e n_H Z^2 g_{\text{ff}}(v, \nu)$$

Con  $n_e$  e  $n_H$  rispettivamente densità numeriche di elettroni e ioni nel plasma. La correzione quantistica è affidata al fattore di Gaunt con un range di (1-10).

$$g_{\text{ff}}(v, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

$b_{\max}$  è data dal *cut-off* sopra citato, mentre per il calcolo del  $b_{\min}$  bisogna comprendere in che casistica ci troviamo. Abbiamo 2 possibili  $b_{\min}$  da considerare: classico e quantistico

$$b_{\min}^{\text{cla}} = \frac{2Ze^2}{mv^2}$$

$$b_{\min}^{\text{qua}} = \frac{h}{2\pi mv}$$

il loro rapporto vale

$$\frac{b_{\min}^{\text{qua}}}{b_{\min}^{\text{cla}}} = \frac{137v}{Zc} = \frac{137}{Zc} \sqrt{\frac{3k_b T}{m}}$$

dove la velocità è quella ricavabile dall'equilibrio termico  $3k_bT/2 = \langle \frac{mv^2}{2} \rangle$ .  
 Nelle regioni HII abbiamo una temperatura  $T \approx 10^4$  K quindi possiamo utilizzare l'approssimazione classica. Il fattore quantistico è apprezzabile a temperature ben superiori  $T \approx 10^8$  K.

### 2.1.1 Bremsstrahlung termica

Il gas delle regioni HII è all'equilibrio termico dando origine alla Bremsstrahlung termica. Le componenti del gas seguono la distribuzione in velocità di Maxwell-Boltzmann, che definisce la probabilità di una particella di avere velocità compresa tra  $v$  e  $v+dv$ .

$$f(v)dv \propto v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_bT}}$$

Questa agirà sulla densità elettronica  $n_e(v) = n_e f(v)dv$

Integrando sulle velocità

$$J_{\text{br}}(\nu, T) = \int_{\infty}^{v_{\text{min}}} J_{\text{br}}(v\nu) f(v) dv = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_H Z^2 \bar{g}_{\text{ff}}(\nu, T)$$

Si noti come l'integrale non parta da 0 ma da un  $v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m_e}}$  ottenuto considerando che l'elettrone potrà emettere al massimo tutta la sua energia cinetica  $h\nu < \frac{1}{2}mv^2$ .

L'esponenziale ci permette di approssimare lo spettro ad una frequenza di *cut-off* intorno ai  $10^{14}$  Hz posizionandosi nel *near-IR* con  $\nu_c = \frac{kT}{h}$ .

Si noti come la brillantezza diminuisca all'aumentare della temperatura del gas. Questa approssimazione ci permette di calcolare con semplicità l'emissività totale, utilizzando un fattore di Gaunt medio che vari da 1,1 a 1,5.

$$J_{\text{br}}(T) = J_{\text{br}}(\nu, T) \nu_c = 1.4 \times 10^{-27} \sqrt{T} n_e n_H Z^2 \bar{g}_{\text{ff}}(T)$$

In ultimo è anche possibile ricavare una stima del tempo di raffreddamento del gas dovuto al solo effetto della Bremsstrahlung termica, utilizzando l'energia termica totale del plasma di idrogeno  $E_t$

$$t_{\text{br}} = \frac{E_t}{J_{\text{br}}(T)} \approx \frac{6 \times 10^3}{n_e \bar{g}_B} \sqrt{T}$$

per le regioni HII si ottengono tempi nell'ordine di mille anni.

### 2.1.2 Auto-assorbimento

Abbiamo osservato come la Bremsstrahlung produca uno spettro piatto nella banda radio fino alla frequenza di *cut-off*, ma abbiamo trascurato la regione di basse frequenze, dove



*ISM* dell'intera galassia. L'abbondante flusso di fotoni ad alta energia può anche provocare il disgregamento dei grani per un effetto chiamato di *photon-evaporation*. Per completezza riportiamo anche il contributo delle PAH (*polycyclic aromatic hydrocarbons*) molecole planari stabili, composte da solo carbonio e idrogeno, che vanno a formare le *UIBs* (*Unidentified Infrared Bands*) righe in emissione di definite bande dovute ai moti vibrazionali.

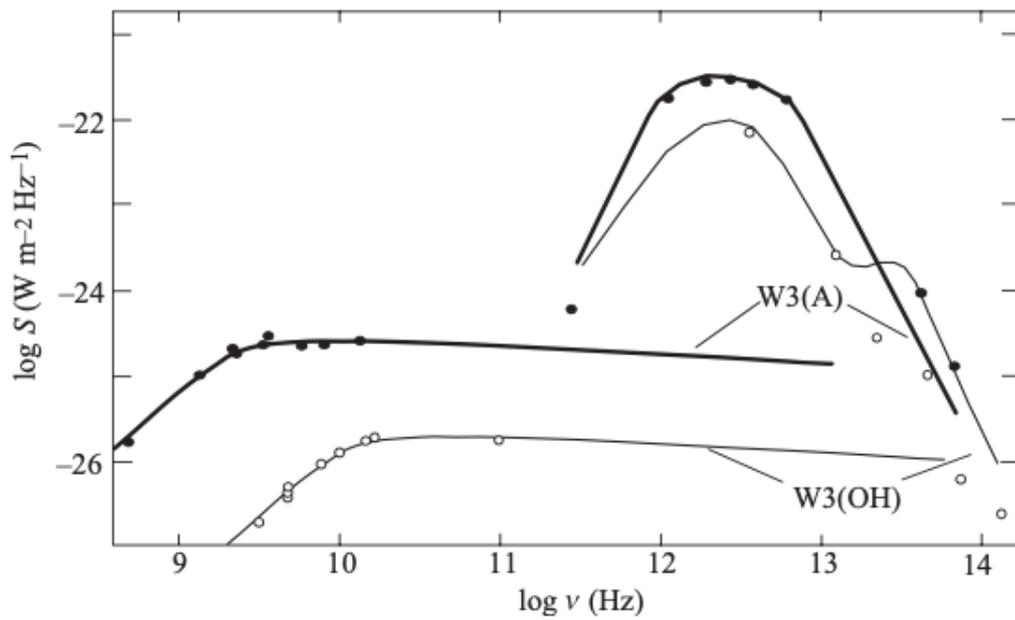


Figura 2.2: L'effetto dell'auto assorbimento e l'emissione della polvere

# Capitolo 3

## Emissione in riga

Le particolari condizioni astrofisiche delle regioni HII permettono la formazione di righe di emissione, dalle quali è possibile ricavare diversi dati fondamentali per lo studio delle caratteristiche fisico-chimiche del sistema. Vanno fatte delle distinzioni, prima di tutto, sulle tipologie di righe spettrali, quali permesse, semi-proibite o proibite. La trattazione rigorosa richiederebbe uno studio quantistico e un approfondimento dei coefficienti di Einstein, che esula dallo scopo di questo testo. Qui ci occuperemo solo delle basi della spettroscopia e successivamente dei meccanismi che si sviluppano nelle regioni HII.

### 3.1 Transizioni elettroniche

L'emissione in riga può avvenire tramite 3 tipi di transizioni, che uno studio quantistico suddivide in permesse, semi-proibite, proibite, per indicare la differente probabilità associata a tali fenomeni: Dipolo elettrico dovuto alla transizione tra diversi stati legati dell'atomo di energia differenti in cui avvenga una modifica del dipolo. Queste transizioni seguono precise regole di selezione che riguardano alcuni numeri quantici dell'elettrone, andando a produrre le righe permesse:

- $\Delta n \neq 0$  numero quantico principale
- $\Delta l = \pm 1$  momento angolare orbitale
- $\Delta m = 0, \pm 1$  momento magnetico
- $\Delta L = 0, \pm 1$  momento angolare orbitale totale
- $\Delta J = 0, \pm 1$  momento angolare totale
- $\Delta S = 0$  spin totale

La frequenza del fotone emesso da uno stato  $n$  ad uno stato  $m$  è data dalla formula di Rydberg

$$\nu_{nm} = cR \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

dove  $R = 1.09 \times 10^5 \text{ 1/cm}$  è la costante di Rydberg

Le transizioni di quadrupolo e dipolo magnetico vanno a formare invece le righe semi-proibite e proibite, appunto perché non rispettano le regole di selezione sopra citate.

## 3.2 Ricombinazione

Il fenomeno della ricombinazione si basa sulla cattura di un elettrone libero da parte di uno ione. Questo processo avviene in due fasi distinte che producono effetti diversi:

- Una prima fase free-bound in cui l'elettrone entra in un orbitale dell'atomo rilasciando una quantità di energia equivalente alla differenza tra la sua energia cinetica e l'energia dello stato di arrivo, che raramente è quello fondamentale. In questo caso l'energia ceduta può essere arbitraria, quindi questo fenomeno contribuisce al continuo dello spettro.
- La seconda fase consiste nel diseccitamento bound-bound che può portare l'elettrone a stati sempre più vicini a quello fondamentale. Le righe classiche prodotte possono essere principalmente quelle dell'idrogeno, Balmer nell'ottico ( $H_\alpha = 6563 \text{ \AA}$ ,  $H_\beta = 4861 \text{ \AA}$ ...) o Lyman nell'ultra-violetto parzialmente schermate dalla nube.

La ricombinazione porta quindi ad una degradazione dello spettro originario prodotto dalle stelle, dividendo i fotoni prodotti a frequenze minori.

Un altro effetto importante, sempre dovuto alla ricombinazione ma fra transizioni di livelli energetici molto alti  $n > 40$ , sono le Radio Recombination Lines. Si tratta di transizioni bound-bound molto rare, la più famosa è certamente la riga a 1.43 Ghz dell'idrogeno. Questa riga si produce nella transizione dallo stato  $n=167$  a  $n=166$  emettendo un fotone radio. Il vantaggio di queste righe è che possono superare indenni la nube molecolare e la polvere che circondano la regione HII.

## 3.3 Righe Collisionali

Le righe collisionali sono di carattere semi-proibito o proibito e possono avere origine solo in ambienti spaziali, dove la densità di particelle è infinitesima. Nel gas della nostra regione HII sono presenti anche atomi di elementi più pesanti come O, N, S, Ne... che

possono subire un urto da un elettrone libero del gas ionizzato. Questo scontro può far eccitare un elettrone di questi atomi, che sale su un livello energetico più alto. A questo punto le condizioni astrofisiche di bassa densità possono far sì che non avvengano altri urti per un periodo di tempo abbastanza lungo a permettere la diseccitazione spontanea, con la relativa emissione di un fotone. Normalmente questo non avviene (condizione difficile da creare anche in laboratorio) perché l'energia acquistata nell'urto viene subito ceduta ad altri atomi prossimi. L'effetto è la presenza nello spettro di righe proibite che non si potrebbero osservare altrimenti. Tra le principali delle regioni HII vi sono vari doppietti [OII](3727, 3730 Å), [OIII](4960, 5008 Å), [NII](6585, 6550 Å) e nelle regioni più dense [SII](6733, 6718 Å), [NeIII](3869, 3937 Å).

In conclusione, si fa notare come la misurazione della presenza di certe righe e la loro differenza rispetto al continuo, possa Condurre alla misurazione della temperatura e della metallicità di tali regioni, suggerendoci anche uno sguardo più ampio sull'intera galassia, in cui, allontanandosi dal centro, la temperatura elettronica cresce, la metallicità e la formazione stellare diminuisce.

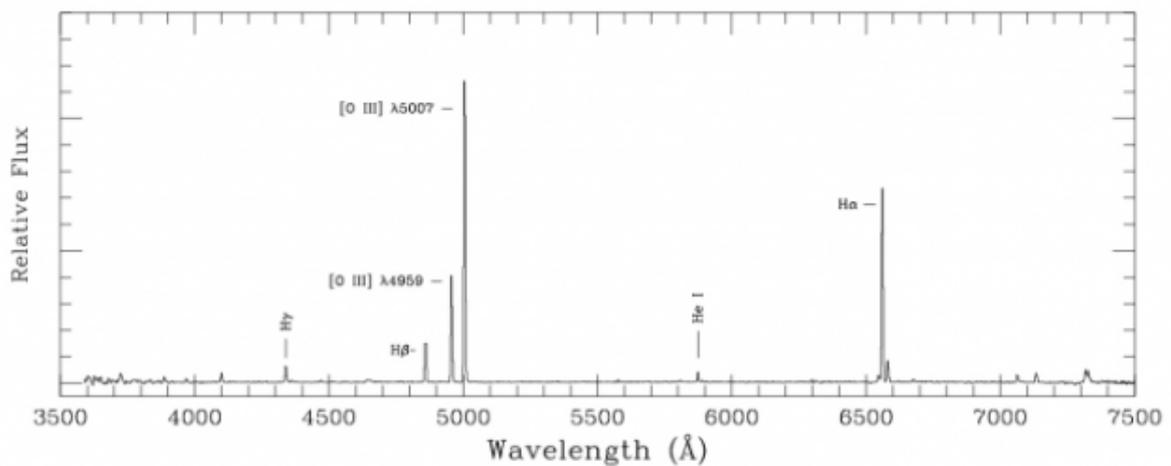


Figura 3.1: La base del continuo con alcune righe di emissione, notare il doppietto collisionale dell OIII

# Bibliografia

- [1] C. Fanti, R. Fanti, Una finestra sull'Universo invisibile (2012)
- [2] Dallacasa D., Dispense del corso di Processi di Radiazione e MHD, (2015/2016)
- [3] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, Radiative processes in astrophysics-Wiley-VCH (2004)
- [4] Ghisellini, Radiative-Processes-in-High-Energy-Astrophysics (2013)
- [5] M. Gruppioni, Appunti e slide lezioni Processi di Radiazione e MHD, (2015/2016)
- [6] R. Cesaroni, Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds (2008)