

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali
dell'emissione di regioni HII

Tesi di laurea

Presentata da:

Giuseppe Bertolotto Bianc

Relatore:

Chiar.ma Prof.ssa

Marcella Brusa

Anno accademico [2022-2023]

*A mia Moglie e a mio Figlio,
per il sostegno e la pazienza infinita
che mi hanno dimostrato
in questi folli anni*

*A due grandi Maestri,
di Fisica e di Vita*

per aspera ad astra

Indice

Introduzione	6
1. Processi di emissione di regioni HII	7
1.1 Bremsstrahlung termica	7
1.2 Righe di ricombinazione	10
1.3 Effetti della polvere interstellare	13
2. Regioni HII	14
2.1 Regioni HII in SFR	14
2.2 Nebulose planetarie	17
3. Regioni HII e la definizione di grandezze astrofisiche	18
4. Conclusioni	20
Bibliografia	21

Introduzione

Circa l'1% dell'idrogeno interstellare presente nella Galassia è ionizzato. L'energia di ionizzazione dell'atomo di idrogeno è ~ 13.6 eV quindi per la ionizzazione sono necessari fotoni con energia superiore a tale valore, ossia fotoni ultravioletti ($\lambda < 912 \text{ \AA}$).

Le stelle che producono la ionizzazione devono essere molto calde, con temperatura effettiva $\geq 5 \cdot 10^4 \text{ K}$. Si tratta quindi tipicamente di stelle di tipo spettrale O e B.

Le regioni HII sono create quando l'intensa radiazione ultravioletta generata da una stella di questo tipo spettrale ionizza e scalda il gas circostante. Il bilancio fra foto-ionizzazione e ricombinazione determina il grado di ionizzazione. L'eccesso di energia rispetto al potenziale di ionizzazione viene portato via dai foto-elettroni come energia cinetica; collisioni con altri elettroni della nuvola elettronica contribuiscono alla redistribuzione di questa energia, conducendo presto all'equilibrio termico e ad una distribuzione Maxwelliana di velocità.

Una volta che il fotone ultravioletto ha ionizzato un atomo di idrogeno, liberando una coppia elettrone-protoni, le due particelle possono perdere energia per collisioni con altri atomi, riscaldando il gas, per irraggiamento di bremsstrahlung termica degli elettroni, oppure può succedere che la coppia si ricombini formando un atomo eccitato che poi decade a livelli di energia inferiore emettendo fotoni ad una precisa frequenza.

L'emissione è quindi dovuta sia a *transizioni libero-libero* (bremsstrahlung termica), che produce uno spettro continuo, che a *processi di ricombinazione*, che producono uno spettro di righe di emissione.

Nelle regioni HII non è mai presente solamente l'idrogeno ionizzato con una nube elettronica, ma vi risiedono anche altri elementi ed una certa quantità di polvere interstellare, quest'ultima responsabile della modifica dello spettro di emissione continuo.

Nel primo capitolo di questa tesi viene data una breve descrizione dei tre processi principali che riguardano l'emissione delle regioni HII. Nel secondo capitolo viene descritto il modo in cui questi processi formano lo spettro in emissione delle regioni HII, sia nel caso di regioni di formazione stellare (SFR) sia in quello di nebulose planetarie. Nell'ultimo capitolo sono riportati alcuni esempi dell'utilità dello studio delle regioni HII per la definizione di grandezze astrofisiche.



1. Processi di emissione di regioni HII

I processi di emissione che interessano le regioni HII sono essenzialmente tre: bremsstrahlung termica, righe di ricombinazione e modifica dello spettro infrarosso dovuta alla presenza di polvere interstellare.

1.1 Bremsstrahlung termica

Bremsstrahlung, che in tedesco significa “radiazione di frenamento”, si riferisce alla radiazione elettromagnetica che una particella carica emette quando viene deviata da un'altra particella e che per questo rallenta.

Un gas caldo ionizzato emette sempre per bremsstrahlung.

Le regioni HII sono tra le situazioni astrofisiche più importanti in cui viene osservata la bremsstrahlung; per temperature dell'ordine di $10^4 K$ tali regioni emettono nella banda radio e la bremsstrahlung ne costituisce il principale processo di emissione continua. La bremsstrahlung è osservata anche nelle emissioni di stelle binarie X, dove si hanno tipicamente temperature dell'ordine di $10^7 K$ (emissione X), oppure nel gas intergalattico negli ammassi di galassie, con temperature di circa $10^8 K$ (emissione X).

La bremsstrahlung non si nota se sono i nuclei a ionizzare la materia, in quanto l'energia emessa è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella che irradia (1.3); il fenomeno che si considera è dunque quello dovuto all'emissione dei soli elettroni, dove l'elettrone perde energia passando da uno stato non legato ad un altro stato non legato (emissione di tipo *free-free*).

Si definisce *Bremsstrahlung termica* la situazione in cui elettroni e nuclei sono in equilibrio termodinamico alla temperatura T.

La trattazione semiclassica di seguito illustrata è sufficientemente corretta e dà la giusta dipendenza funzionale per la maggior parte dei parametri fisici. [Fanti&Fanti]

Il processo elementare è schematizzato nella figura a lato: un elettrone che si muove con velocità v collide con un nucleo di carica Ze^+ . L'interazione è caratterizzata dal parametro d'impatto b e nell'urto l'elettrone viene deviato dalla sua traiettoria originale, subendo un'accelerazione colombiana data da:

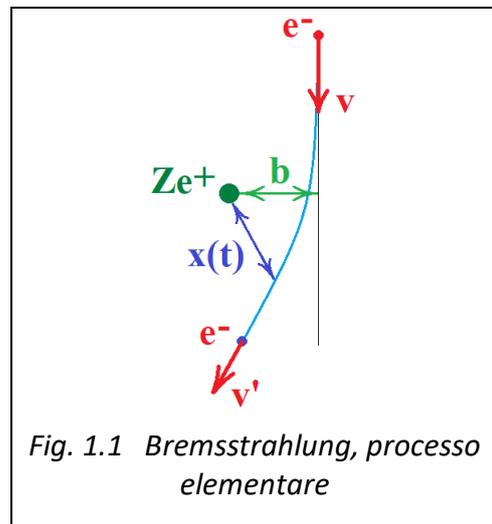
$$a = \frac{Ze^2}{m_e x^2} \quad (1.1)$$

Utilizzando la formula di Larmor per la potenza irradiata da una carica con accelerazione a , stimando una durata dell'interazione pari a:

$$\Delta t \sim 2 \frac{b}{v} \quad (1.2)$$

e ponendo $x \sim b$ avremo che l'energia totale irradiata durante la collisione sarà data da:

$$E = P \Delta t \sim \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (1.3)$$



Questa relazione chiaramente indica che l'energia totale irradiata dipende dall'inverso del quadrato della massa (quindi per un protone è meno intensa rispetto a quella prodotta da un elettrone di un fattore di circa 10^6), dall'inverso della velocità (un elettrone lento emette di più di uno veloce) e dall'inverso del cubo del parametro d'impatto (le interazioni sono efficaci solo per distanze molto brevi).

La distribuzione spettrale di bremsstrahlung su singolo elettrone, ottenuta con l'analisi di Fourier del moto della carica, risulta piuttosto piatta fino ad una frequenza massima:

$$v_{max} \cong \frac{1}{2\Delta t} \quad (1.4)$$

oltre la quale crolla esponenzialmente.

Consideriamo ora il processo esteso ad un plasma, caratterizzato da una nube di elettroni, di velocità v rispetto agli ioni, e di ioni, con densità numeriche rispettivamente n_e e n_p . L'emissività specifica per bremsstrahlung è data da:

$$J_{br}(v, \nu) \approx \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v} n_e n_Z Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (1.5)$$

dove il valore massimo del parametro d'impatto b_{max} è valutato trascurando le interazioni a grandi distanze e il valore minimo b_{min} è determinato sia classicamente che quantisticamente:

$$b_{max} \leq \frac{v}{4\nu} \quad b_{min,c} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad b_{min,q} \gtrsim \frac{h}{2\pi m_e v} \quad (1.6)$$

Si parla di *Bremsstrahlung termica* quando gli elettroni e gli ioni sono in uno stato di equilibrio termodinamico. Gli elettroni avranno una distribuzione di Maxwell-Boltzmann delle velocità e la probabilità che un elettrone abbia velocità compresa tra v e $v + dv$ è quindi data da:

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2kT} v^2 dv \quad (1.7)$$

Utilizzando la (1.7) nella (1.5) si ottiene l'emissività specifica ad una temperatura T:

$$J_{br}(v, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(v, \nu) f(v) dv = \quad (1.8)$$

$$= 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_Z Z^2 \overline{g_{ff}(T, \nu)} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$$

dove $\overline{g_{ff}(T, \nu)}$ è il valore medio dei *fattori di Gaunt*, che assumono valori $\sim 10 \div 15$ per le radiofrequenze e $\gtrsim 1$ per energie più elevate. [Dallacasa]

La (1.8) mostra una decrescita esponenziale dell'emissività in funzione della frequenza. Dati i valori dei parametri fisici presenti, tuttavia, tale esponenziale si può considerare quasi costante per un largo intervallo di frequenze per cui $\nu < kT/h = \nu_{cut-off}$, frequenza che determina un cut-off nello spettro di radiazione; all'aumentare della temperatura, la frequenza di cut-off aumenta e l'emissività diminuisce.

L'emissione integrata su tutto lo spettro sarà data da:

$$J_{br}(T) = \int_0^{\infty} J_{br}(v, T) dv \quad (1.9)$$

$$\simeq 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_Z Z^2 \overline{g_{ff}(T)} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Poiché $T \propto E$, l'emissività di bremsstrahlung dipende dall'energia degli elettroni molto più debolmente che l'emissività di sincrotrone, che è proporzionale ad E^2 . [Fanti&Fanti]

Il *tempo di raffreddamento*, definito come il rapporto fra l'energia termica del plasma, per unità di volume, e quella irradiata per Bremsstrahlung, è dato da:

$$t_{br} \sim \frac{3/2 (n_e + n_p) kT}{J_{br}(T)} \sim \frac{6 \cdot 10^3}{n_e g_{ff}} T^{1/2} \text{ anni} \quad (1.10)$$

Nelle regioni HII di idrogeno ionizzato ($n_e \approx 10^2 \div 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 10^3 \div 10^4 \text{ K}$) avremo $t_{br} \sim 100 \div 1000 \text{ anni}$.

Negli ammassi di galassie ($n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 10^8 \text{ K}$), $t_{br} \sim 10^{10} \text{ anni}$.

Il coefficiente di assorbimento di un plasma in equilibrio termodinamico che emette per Bremsstrahlung è ricavabile utilizzando la legge termodinamica di Kirchoff:

$$\mu(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B_{c.n.}(\nu, T)} \propto T^{-1/2} (1 - e^{-h\nu/kT}) \nu^{-3} \quad (1.11)$$

dove $B_{c.n.}$ è la brillantezza di corpo nero alla temperatura T .

Dalla equazione del trasporto radiativo nel caso di sorgente con assorbimento interno abbiamo:

$$B(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi \mu(\nu, T)} (1 - e^{-\tau}) = B_{c.n.}(\nu, T) (1 - e^{-\tau}) \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} (1 - e^{-\tau}) \quad (1.12)$$

Nell'intervallo T e ν in cui vale l'approssimazione di Rayleigh-Jeans si può quindi scrivere:

$$\begin{aligned} B(\nu, T) &= 2kT \frac{\nu^2}{c^2} \propto \nu^2 & \tau \gg 1 \\ &= 2kT \frac{\nu^2}{c^2} \tau \propto \nu^0 & \tau \ll 1 \end{aligned} \quad (1.13)$$

Per $\tau \gg 1$ (regione otticamente spessa) lo spettro di bremsstrahlung cresce in maniera proporzionale a ν^2 (Fig. 1.2), poi si appiattisce per $\tau \ll 1$ quando la regione diventa otticamente sottile, restando pressoché costante per un ampio intervallo di frequenze. A $\nu \gtrsim 2 \cdot 10^{10} T$ (Hz) l'esponenziale al denominatore della (1.12) diventerà predominante e lo spettro comincerà a mostrare un lento decadimento esponenziale (fig. 1.2). [Fanti&Fanti]

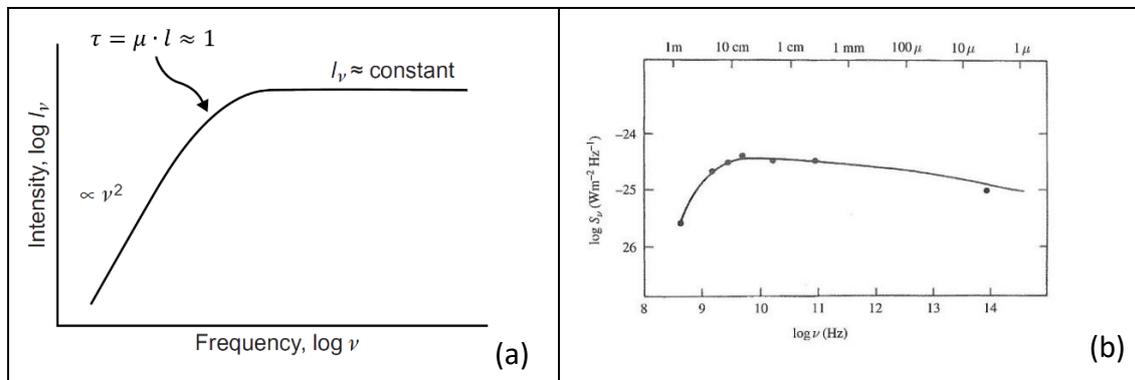


Fig. 1.2 Spettro di bremsstrahlung con auto-assorbimento: a) Rappresentazione schematica [Longair]; b) Esempio di emissione da regione HII [Tielens]

1.2 Righe di ricombinazione

Tutti gli atomi hanno una serie infinita di livelli di energia quantizzati. Una riga spettrale può essere ottenuta quando avviene una transizione fra due di questi livelli con differente energia.

Quando un atomo assorbe un fotone di energia $E = h\nu$ pari alla differenza di energia fra due livelli, allora si ha una transizione da un livello di energia inferiore a uno ad energia superiore, l'atomo si troverà in uno stato eccitato e lo spettro presenterà una riga in assorbimento.

Nel caso contrario avremo l'emissione spontanea di un fotone con energia pari alla differenza dei livelli, e la riga sarà in emissione (Fig. 1.3).

L'emissione può anche essere stimolata da un fotone incidente con energia pari alla differenza dei livelli; in questo caso si avrà l'emissione di un ulteriore fotone ed entrambi i fotoni saranno coerenti e viaggeranno nella medesima direzione.

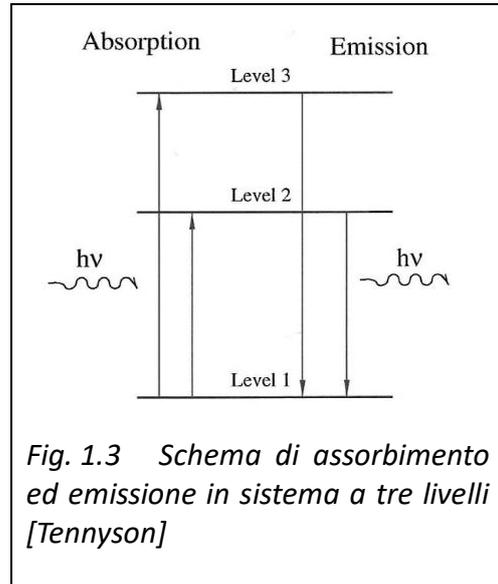


Fig. 1.3 Schema di assorbimento ed emissione in sistema a tre livelli [Tennyson]

Si prenda ora come esempio l'atomo di idrogeno. I livelli energetici sono contraddistinti da numeri quantici, associati a grandezze fisiche ben definite:

- **n** Numero quantico principale; definisce l'energia dell'atomo
 $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$
- **l** Numero quantico azimutale; definisce il momento angolare dell'orbitale
 $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$
- **m** Numero quantico magnetico; determina il comportamento dei livelli di energia in presenza di un campo magnetico. $m = -l, -l + 1, \dots, 0, \dots, l - 1, l$
- **s_z** Numero quantico di spin; è la proiezione lungo l'asse z del momento angolare di spin dell'elettrone. Per un sistema ad un solo elettrone: $s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$

La lunghezza d'onda λ per le transizioni è data dalla legge di Rydberg:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{hc} (E_{n_1} - E_{n_2}) = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_1 < n_2 \quad (1.14)$$

dove R_H è la costante di Rydberg che per l'idrogeno vale $R_H = 109677.581 \text{ cm}^{-1}$ [Tennyson]. In termini di energia del fotone assorbito o emesso E_f , è significativa la seguente relazione:

$$E_f = h\nu = 13.6 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ eV}, \quad n_1 < n_2 \quad (1.15)$$

dove 13.6 eV è l'energia di ionizzazione dell'atomo di idrogeno nello stato fondamentale, corrispondente a una lunghezza d'onda $\lambda = 912 \text{ \AA}$ e ad una frequenza $\nu = 3.3 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$.

A seconda del livello energetico di riferimento, si definiscono delle serie spettrali composte da righe in assorbimento o emissione.

Due sono le serie spettrali principali per l'idrogeno (fig. 1.4): Serie di Balmer (H – transizioni da e verso $n = 2$, principalmente nel Visibile) e Serie di Lyman (L – transizioni da e verso $n = 1$, tutte nell'Ultravioletto). (Tabella a lato).

Transizione	3↔2	4↔2	5↔2	2↔1	3↔1	4↔1
Nome	H- α	H- β	H- γ	L- α	L- β	L- γ
λ (Å)	6563	4861	4341	1216	1026	972

Tab. 1.1 Righe principali dello spettro dell'idrogeno [Pignataro]

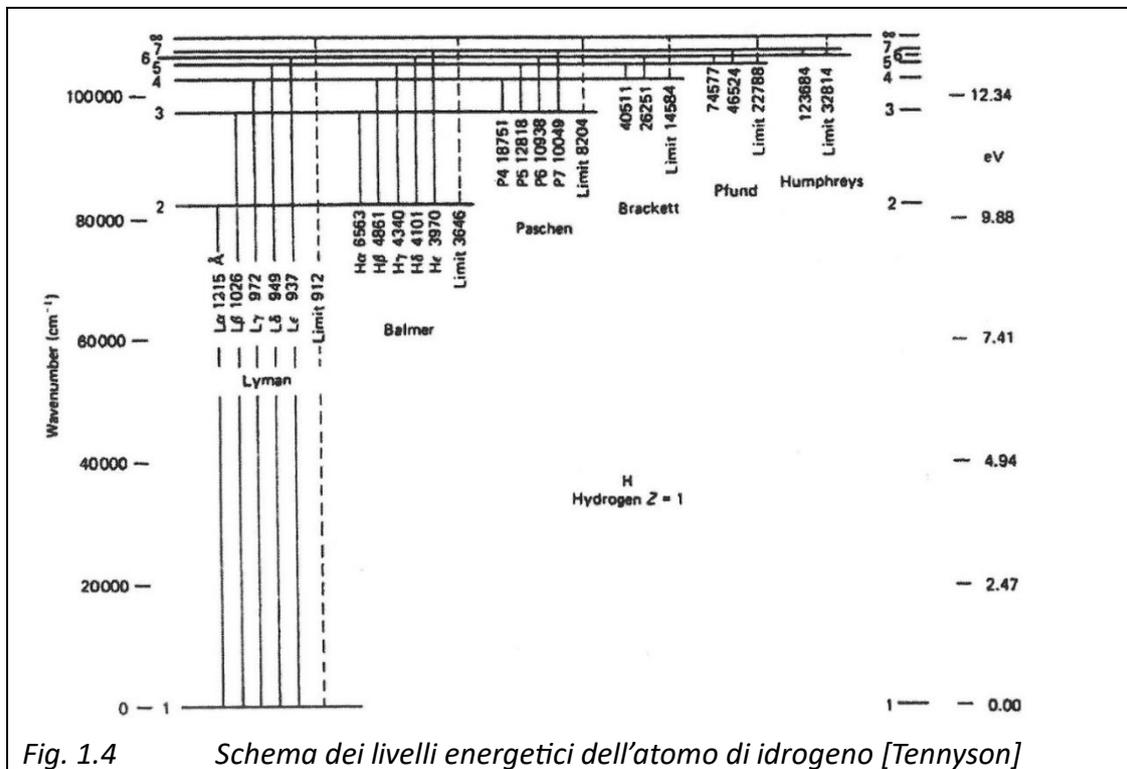


Fig. 1.4 Schema dei livelli energetici dell'atomo di idrogeno [Tennyson]

Non tutte le transizioni sono ugualmente probabili; ogni transizione è quindi caratterizzata non solo da una precisa energia (e lunghezza d'onda), ma anche dalla probabilità che questa transizione occorra, probabilità espressa attraverso i coefficienti di Einstein. Esisteranno quindi transizioni permesse (ad alta probabilità), proibite (bassa probabilità) o semi-proibite (situazione intermedia), transizioni governate da regole di selezione derivanti dalla meccanica quantistica.

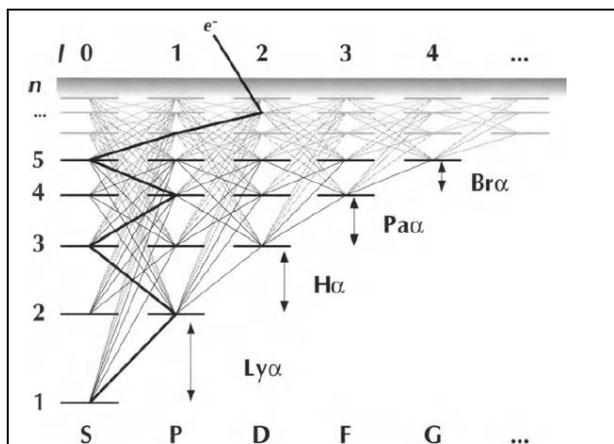


Fig. 1.5 Diagramma di Grotrian dei livelli n ed l dell'atomo di idrogeno [Dopita]

Un esempio è dato nella figura 1.5 con il diagramma di Grotrian dei livelli n ed l dell'atomo di idrogeno. La conservazione del momento angolare implica che la transizione avvenga fra livelli con $\Delta l = \pm 1$ dando origine al percorso a zig-zag. [Dopita]

La figura 1.5 è anche utile per capire il processo che sta alla base dell'emissione in riga delle regioni HII.

Nonostante che la ricombinazione fra un protone e un elettrone per produrre un atomo di idrogeno nelle regioni HII sia un processo altamente inefficiente, questo occorre continuamente. Tipicamente, circa 1 % dei protoni sono nella forma di idrogeno atomico. La ricombinazione può avvenire a differenti livelli; se l'atomo formato è in uno stato eccitato, questo può decadere in una serie (*cascata*) di linee in emissione (v. fig. 1.6). Differenti cammini sono possibili, dipendendo dai differenti coefficienti di Einstein A_{n_1, n_2} e dalle regole di selezione (v. fig. 1.5).

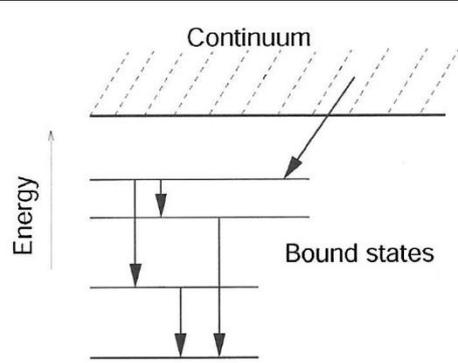


Fig. 1.6 Lo spettro di ricombinazione inizia con l'emissione di un fotone nel continuo seguita da una cascata di righe di emissione conosciute come "righe di ricombinazione" [Tennyson]

Le linee delle regioni HII sono il risultato della ricombinazione dal continuo e quindi vengono chiamate *righe di ricombinazione*.

Ricombinazione ed eccitazione collisionale sono due meccanismi in competizione per gli spettri in emissione nelle regioni HII. La situazione più comune è quella che gli spettri dell'idrogeno atomico sono dominati dalla ricombinazione, mentre quelli di altre specie lo sono dall'eccitazione collisionale. Questo comporta che dallo studio di entrambi i tipi di spettri si possono ottenere le misure sia della densità che della temperatura della nebulosa, come pure l'intensità del campo di radiazione della stella che causa il processo di ionizzazione. [Tennyson]

1.3 Effetti della polvere interstellare

La *polvere interstellare* è una componente importante della Materia Interstellare nella Galassia (ISM). È costituita di granelli di ghiaccio di varie specie, grafite, silicati e forse metalli (fig. 1.7). A differenza del gas che rivela la sua presenza mediante righe di assorbimento e di emissione, sia nell'ottico che nel radio, la polvere si osserva come grandi nubi oscure, che mascherano alla vista le stelle retrostanti, o nelle nebulose a riflessione, che brillano per la luce di stelle ad esse vicine, riflessa dai grani di polvere. Altro tracciante della presenza di polvere è la radiazione infrarossa emessa dalla polvere riscaldata dai fotoni ultravioletti. [Fanti&Fanti]

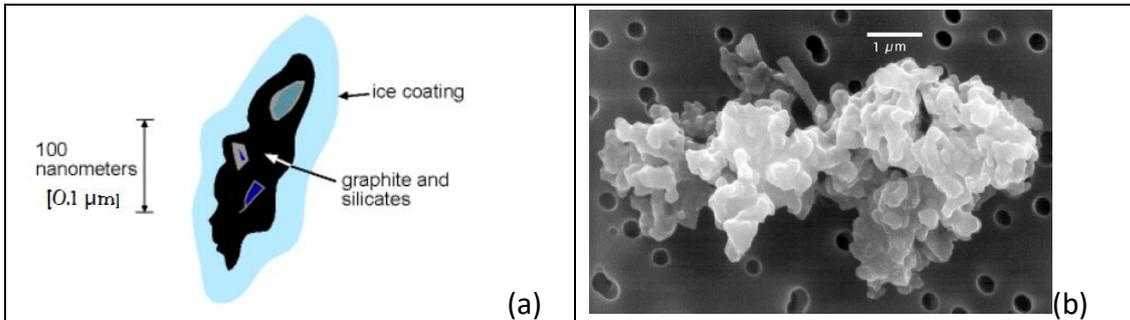


Fig. 1.7 Polvere interstellare: a) Un tipico grano di polvere; b) Aggregato di grani sub-micrometrici [Gruppioni]

Attraverso l'assorbimento e lo scattering della radiazione incidente, i piccoli grani di polvere danno origine ad un generale *arrossamento* (*reddening*) ed estinzione della radiazione. La presenza di grani allungati, allineati lungo le linee del campo magnetico galattico, causa la polarizzazione della luce stellare. Inoltre, in prossimità di stelle particolarmente luminose, la polvere interstellare può produrre una *nebulosa a riflessione*.

Le dimensioni dei grani spaziano da $\sim 3000 \text{ \AA}$ fino alla scala delle molecole ($\sim 5 \text{ \AA}$). La densità numerica dei grani con dimensioni di $\sim 1000 \text{ \AA}$ è di $\sim 10^{-13}$ per *H atom*. [Tielens]. Studi sulle abbondanze del ISM mostrano che molti degli elementi, quali C, Si, Mg, Fe, Al, Ti, Ca sono racchiusi nella polvere.

Grani di polvere interstellare con dimensioni $\geq 100 \text{ \AA}$ sono in equilibrio radiativo con il campo di radiazione interstellare ad una temperatura di $\sim 15 \text{ K}$ e i fotoni stellari assorbiti sono re-irradiati come emissione continua infrarossa o sub-millimetrica. Vicino a stelle luminose, la temperatura della polvere è più alta, tipicamente attorno a 75 K per regioni HII compatte. Grani in rotazione danno invece origine a emissioni radio. Grani molto piccoli $\leq 100 \text{ \AA}$ subiscono fluttuazioni in temperatura durante l'assorbimento di un singolo fotone, ed emettono nel medio infrarosso $25 \div 60 \text{ \mu m}$. [Tielens]

L'effetto della polvere interstellare sulle emissioni UV è sia di diffusione (*scattering*) sia di assorbimento e ri-emissione a lunghezze d'onda maggiori, tipicamente nell'infrarosso (*reddening*), come mostrato nella figura a lato. Lo spettro nel continuo ne risulta quindi profondamente alterato.

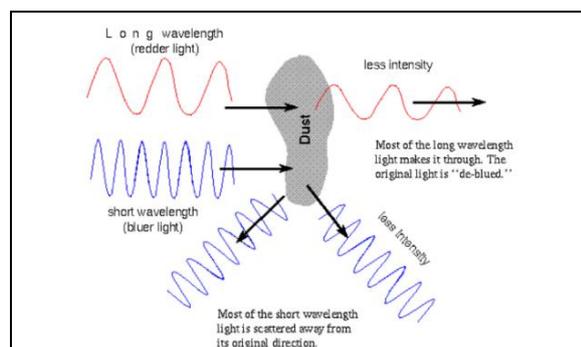


Fig. 1.8 "Reddening" e scattering causati da un grano di polvere

2. Regioni HII

Le regioni HII sono localizzate sia in regioni di formazione stellare (SFR) sia nelle nebulose planetarie. In questo capitolo saranno descritte entrambi le situazioni, con particolare attenzione rivolta alle caratteristiche principali di emissione.

2.1 Regioni HII in SFR

Le *Star-Forming Region* (SFR) sono zone delle Galassie nelle quali vengono originate stelle dal collasso gravitazionale di porzioni di vaste nebulose molecolari (*Giant Molecular Clouds* – GMC) sparse nel disco galattico, principalmente nei bracci a spirale. Queste nubi fredde ($T \sim 15K$), composte prevalentemente da idrogeno molecolare H_2 , e, in piccole percentuali, da polveri e altre molecole (OH, NH_3, CS, H_2CO e HCN), hanno una densità numerica di $n \gtrsim 10^2 cm^{-2}$ e dimensioni che possono raggiungere $\approx 100 pc$. [Cimatti]

Quando le stelle che si formano in tali regioni sono di tipo O-B, potenti emettitori nell'ultravioletto con lunghezze d'onda $< 912 \text{ \AA}$, inizialmente l'idrogeno molecolare H_2 viene dissociato; quindi, l'idrogeno atomico H viene completamente ionizzato, formando la cosiddetta *Regione HII* attorno la stella. [Cesaroni]

Per una nube otticamente spessa, le dimensioni della regione HII possono essere ricavate dal bilancio globale di ionizzazione, che eguaglia il tasso totale di ricombinazione con il numero totale di fotoni ionizzanti emessi dalla stella, N_{Lyc} [Tielens]. Il raggio della regione, chiamato *Raggio di Strömgren*, per una nebulosa con densità costante, è dato da:

$$\mathcal{R}_s \approx 1.2 \left(\frac{10^3 cm^{-3}}{n} \right)^{2/3} \left(\frac{N_{Lyc}}{5 \cdot 10^{49} photon s^{-1}} \right)^{1/3} pc \quad (2.1)$$

I valori caratteristici per stelle della sequenza principale sono elencati nella tabella seguente:

Spectral type	T_{eff} (K)	$L(10^5 L_{\odot})$	$N_{Lyc}(10^{49} \text{ photons } s^{-1})$	\mathcal{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

Tab. 2.1 Parametri stellari per stelle di tipo O e B della sequenza principale; il raggio di Strömgren \mathcal{R}_s è calcolato per una densità di $10^3 cm^{-3}$ [Tielens].

Nelle regioni HII, alla temperatura dell'ordine di $\sim 10^4 K$ determinata dal bilancio fra la fotoionizzazione del gas neutro e la ricombinazione del gas ionizzato, l'emissione è nel continuo; a questa si aggiungono forti righe di emissione dell'idrogeno e dell'ossigeno. [Fanti&Fanti]

Oltre a righe di ricombinazione $H\text{I}$ e di struttura fine, sono talora presenti righe dovute a molecole PAH (idrocarburi policiclici aromatici) oltre a numerose righe proibite. Nello spettro di figura 2.3, inoltre, sono presenti righe in assorbimento dovute alla presenza di silicati e ghiaccio localizzati in nubi molecolari fredde collocate sulla linea di vista.

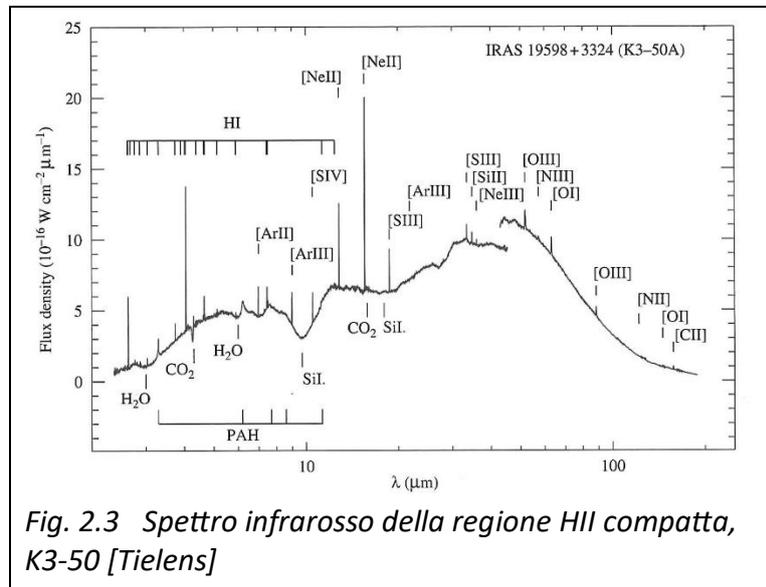


Fig. 2.3 Spettro infrarosso della regione HII compatta, K3-50 [Tielens]

Gli spettri illustrati sono tipici delle regioni HII e ne costituiscono un marker di notevole importanza.

2.2 Nebulose planetarie

Le regioni HII si possono trovare non solo in zone di formazione stellare, cioè in prossimità di stelle giovani e luminose, ma anche attorno a stelle nelle ultime fasi della loro vita, ossia nei gusci di gas attorno a piccole stelle bianco-blu: le *nebulose planetarie*.

Una stella, a seconda della sua evoluzione, può arrivare alla fase AGB (Asymptotic Giant Branch) in cui un guscio gassoso in espansione alla velocità di 20 – 30 km/h viene creato dalla completa espulsione della sua atmosfera. La stella rimanente, piccola e molto calda ($5 \cdot 10^4 - 10^5 K$), è il nucleo degenere di carbonio e ossigeno della stella originale. Il gas nella nebulosa viene ionizzato dalla intensa radiazione UV della stella e il suo spettro conterrà quindi molte delle righe spettrali dovute alle transizioni proibite delle regioni HII.

Lo spettro in emissione delle nebulose planetarie è caratterizzato da tipiche *firme*: la riga in emissione dell'ossigeno doppiamente ionizzato $[OIII]$ è particolarmente intensa e contraddistingue le parti più interne della nebulosa, che assumono un colore blu-verde.

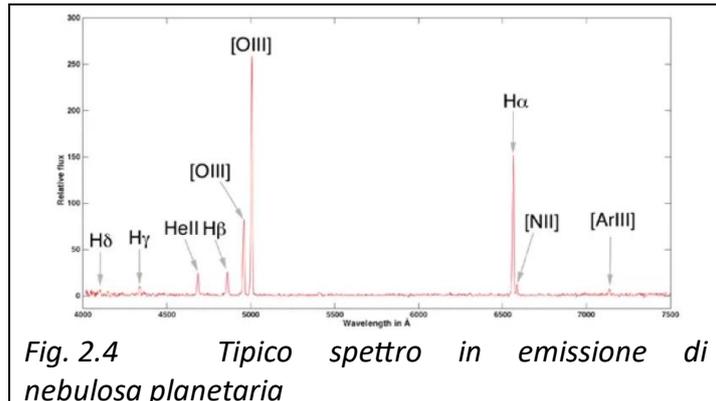


Fig. 2.4 Tipico spettro in emissione di nebulosa planetaria

La riga della serie di Balmer $H\alpha$, anch'essa particolarmente intensa, e dell'azoto ionizzato $[NII]$, marcano il colore rosso delle parti più esterne. Un tipico esempio di spettro in emissione di nebulosa planetaria è mostrato nella figura 2.4.

Un altro esempio è mostrato nella figura a lato, dove è illustrata una porzione dello spettro della nebulosa planetaria NGC 5315.

Sono presenti numerose righe di ricombinazione (come CII , OII , NII , ecc.) insieme a qualche linea di eccitazione collisionale $[Fe III]$ e $[Ar IV]$. L'ampia caratteristica di emissione di questo spettro è dovuta alla stella centrale di tipo Wolf-Rayet. [Peinbert]

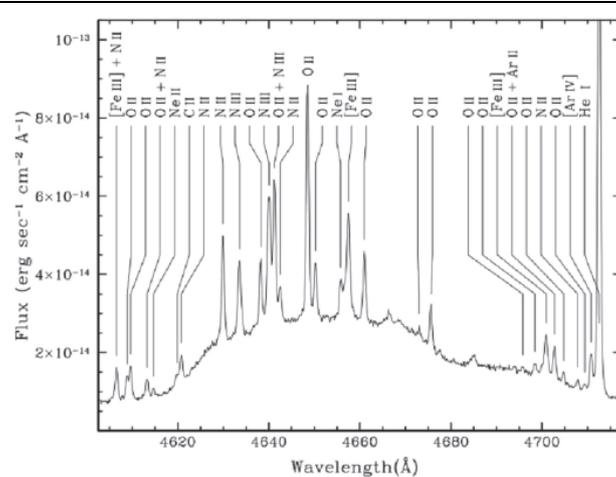


Fig. 2.5 Sezione dello spettro della nebulosa planetaria NGC 5315 [Peinbert]

La distinzione morfologica principale fra le nebulose planetarie e la maggior parte delle regioni HII consiste che le prime hanno una forma più simmetrica e un'espansione più rapida. Tuttavia, le regioni HII nelle SFR emettono nella banda radio e nell'infrarosso come le nebulose planetarie e possono quindi essere confuse con queste se hanno piccole dimensioni angolari. Questo problema di classificazione è tanto più significativo per regioni HII che si trovano in una fase iniziale della loro evoluzione, oppure siano molto distanti. Un modo per distinguerle è basato sulle loro differenti emissioni nell'infrarosso. [Anderson]

3. Regioni HII e la definizione di grandezze astrofisiche

Le regioni HII sono un importante indicatore della presenza di zone di formazione stellare. È quindi possibile localizzare le SFR determinando la posizione delle regioni HII.

Studiando le altre galassie si è notato come queste regioni si concentrino lungo i bracci di spirale. Nella figura 3.1 è mostrata un'immagine frontale della galassia NGC 1232 realizzata con opportuni filtri $H\alpha$ e $[NII]$ che permettono di evidenziare le regioni HII localizzate nei bracci.

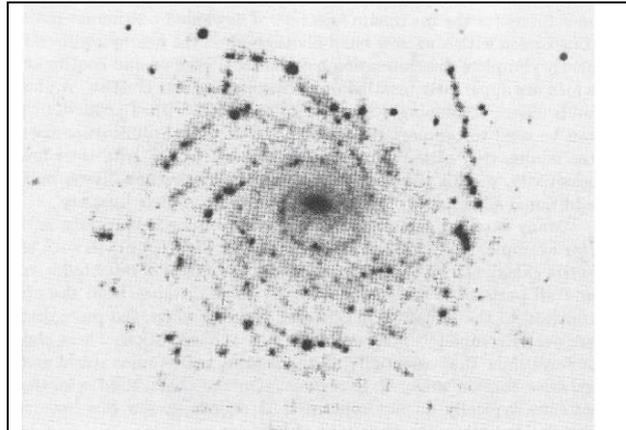


Fig. 3.1 NGC 1232. L'immagine è stata realizzata con filtri $H\alpha$ e $[NII]$, enfatizzando le regioni HII. [Osterbrock]

Una caratteristica importante delle regioni HII è quella che le emissioni, sia di bremsstrahlung che di parte delle righe di ricombinazione, avvengono anche nella banda radio; pertanto, si può scandagliare la Galassia anche in zone non accessibili ad osservazioni visuali a causa della presenza di polveri all'interno della nube stessa o lungo la linea di vista. [Fanti&Fanti]. Di conseguenza, da queste osservazioni è possibile determinare la posizione e la geometria dei bracci di spirale della Via Lattea.

Nella figura 3.2 è rappresentato il modello a spirale della Galassia, tratto dallo storico lavoro di Georgelin & Georgelin, ottenuto mediante la mappatura delle emissioni radio e ottiche di regioni HII in SFR. La struttura a spirale appare evidente, come confermato anche da lavori più recenti (figura 3.3).

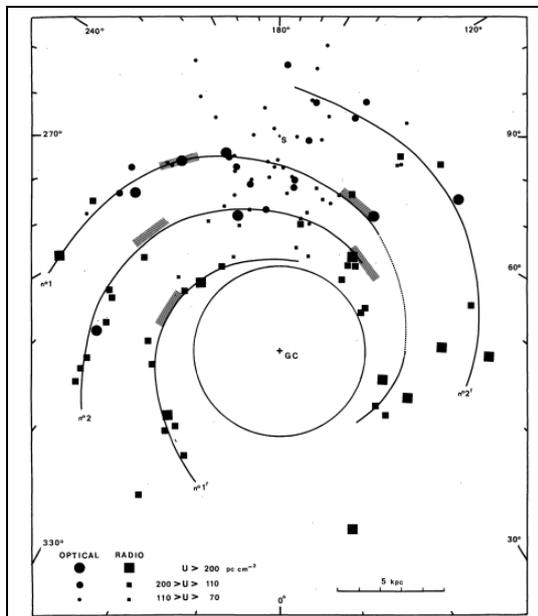


Fig. 3.2 Modello a spirale della Galassia ottenuto dallo studio delle emissioni di regioni HII ottiche (cerchi) e radio (quadrati) [Georgelin&Georgelin]

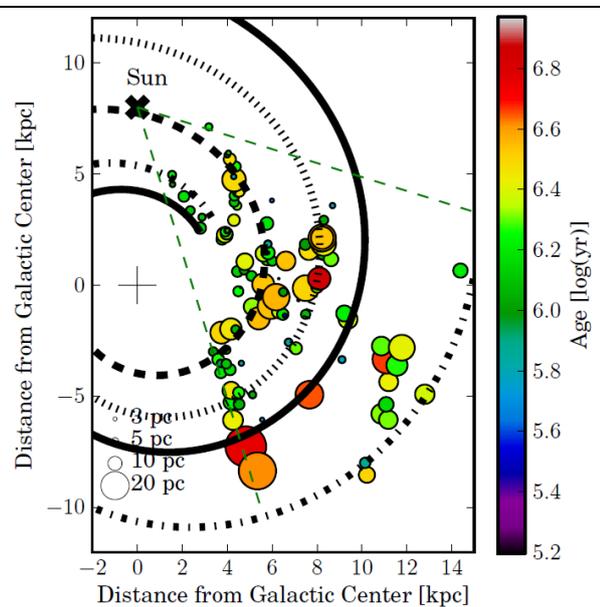


Fig. 3.3 Diametro, età e posizione di regioni HII ottenute dalla HRDS survey nella Galassia [Tremblin]

Le regioni HII sono utilizzate anche per datare un ammasso stellare, tenendo conto dell'interazione fra queste regioni e le nubi molecolari in moto turbolento. Infatti, soluzioni analitiche e simulazioni numeriche basate sulle osservazioni hanno mostrato che l'espansione delle regioni HII è rallentata dalla turbolenza fino al punto dove la pressione del gas ionizzato è in uno stato di quasi-equilibrio con la *ram pressure*. Basato su questi risultati, un modello ha permesso di datare insieme di giovani stelle OB sia della Galassia sia extra-galattiche. [Tremblin]

Come accennato, la ricombinazione può produrre anche righe nella banda radio se l'atomo si diseccita mediante transizioni fra livelli energetici più elevati e quindi aventi una piccola differenza di energia, con la frequenza emessa che decresce rapidamente col crescere del numero quantico principale n .

Studiando il rapporto fra l'intensità delle righe di ricombinazione e l'emissione termica del continuo si ottiene una stima del rapporto fra elettroni legati ed elettroni liberi, permettendo così l'analisi delle variazioni di temperatura delle regioni HII nella Galassia. Si è trovato che la loro temperatura elettronica cresce con la distanza dal centro galattico.

Infine, dalla conoscenza delle temperature, gli spettri ottici delle regioni HII permettono di determinarne la metallicità che risulta decrescere dal centro della Galassia verso la periferia, indicando quindi che nelle regioni periferiche si ha minor formazione stellare. Il rapporto He^+/H^+ , derivato sia da osservazioni ottiche che radio, appare uniforme su tutta la Galassia, indicando che i processi di formazione stellare non hanno significativamente alterato la quantità di He, che risulta quindi presumibilmente rappresentativa di quella primordiale. [Fanti&Fanti]

Le abbondanze chimiche con le quali si possono verificare i modelli di evoluzione stellare sono determinate con precisione dallo studio delle nebulose ad emissione, sia regioni HII che planetarie.

Più precisamente, le regioni HII sono utilizzate per datare gruppi OB di recente formazione, mentre le nebulose planetarie sono importanti per lo studio del materiale espulso dalla stella, utile a rilevare particolari sui processi di fusione nucleare interni alla stella. [Pignataro]

4. Conclusioni

In questa tesi si è descritto l'origine, l'evoluzione e le principali caratteristiche delle regioni HII, localizzate sia nelle regioni di formazione stellare sia nelle nebulose planetarie.

Particolare attenzione è stata posta nella descrizione dei tre processi principali che riguardano l'emissione delle regioni HII (bremsstrahlung termica, righe di ricombinazione e azione della polvere interstellare) e dei loro effetti sullo spettro.

Infine, sono stati illustrati brevemente alcuni esempi dell'utilità dello studio delle regioni HII per la definizione di grandezze astrofisiche.

Le regioni HII svolgono un ruolo estremamente importante nella comprensione di alcuni aspetti astrofisici. Il loro studio è quindi di interesse primario.



Bibliografia

Anderson L. D. et al. , (2012), "Distinguishing between HII regions and planetary nebulae with Hi-GAL, WISE, MIPS GAL, and GLIMPSE", A&A 537, A1

Cesaroni R., (2008), "Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds". Proceedings of Science

Cimatti A., Fraternali F., Nipoti C., (2020), "Introduction to Galaxy Formation and Evolution", Cambridge University Press

Dallacasa D. (aa 2021-22), Appunti e Slide del corso Processi di Radiazione e MHD.

Fanti C., Fanti R., (2012), "Una finestra sull'Universo invisibile"

Georgelin Y. M. and Georgelin Y. P., (1976), "The Spiral Structure of Our Galaxy Determined from HII Regions", Astronomy and Astrophysics 49, 57-79

Gruppioni C. , (2013), "On the absorption and emission properties of interstellar dust grains" Slide del Corso.

Longair M. S. , (2011), "High Energy Astrophysics", Third Ed., Cambridge University Press

Osterbrock D. E., (1989), "Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei", University Science Books, Sausalito, California

Peinbert M et al, (2017), "Nebular Spectroscopy: A Guide on HII Regions and Planetary Nebulae", Astronomical Society of the Pacific, 129:082001 (27pp), 2017 August

Tennyson J. , (2011), "Astronomical Spectroscopy", 2nd Edition, World Scientific

Tielens, A.G.G.M. , (2005), "The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium", Cambridge University Press

Tremblin P. et al. , (2014), "Age, size, and position of HII regions in the Galaxy: expansion of ionized gas in turbulent molecular clouds", Astronomy & Astrophysics, ESO