

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione delle regioni H II

tesi di Laurea

Presentato da:
Letizia Bugiani

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Indice

1	Introduzione alle regioni H II	1
1.1	Regioni H II nel contesto galattico	2
1.2	Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren	3
2	Emissioni nel continuo	7
2.1	Emissione di Bremsstrahlung	7
2.2	Contributo della polvere al continuo infrarosso	9
3	Emissioni in riga	10
3.1	Righe di ricombinazione (RLs)	10
3.2	Righe di eccitazione collisionale (CELs)	11
3.3	Processi di fluorescenza	12
4	Al di là del fronte di ionizzazione	13
4.1	Regioni di fotodissociazione	14
4.1.1	Molecole nelle PDRs	14
	Bibliografia	16



Figura 1. La Nebulosa di Orione, NGC 1976, fotografata dallo Hubble Space Telescope.
credits: NASA,ESA, M. Robberto (Space Telescope Science Institute/ESA) and the Hubble Space Telescope Orion Treasury Project Team

Abstract

Molte delle più spettacolari immagini della nostra Galassia hanno per protagoniste le regioni H II: storicamente, questi plasmi astrofisici fotoionizzati sono stati tra i primi ad essere studiati in dettaglio, grazie ai loro luminosi spettri di emissione in banda ottica. Le regioni H II sono regioni di WIM (*Warm Ionized Medium*) composte perlopiù da idrogeno ionizzato create all'interno del CNM (*Cold Neutral Medium*) dal flusso di fotoni ultravioletti prodotto da stelle giovani di grande massa, di classe spettrale O o B. Si trovano situate principalmente in corrispondenza delle regioni di formazione stellare delle galassie a spirale.

Questa discussione tratterà principalmente le caratteristiche osservative delle regioni H II e si occuperà dunque di descriverne i processi di emissione che ne determinano gli spettri osservati. Si partirà dalla descrizione delle regioni H II come zone di *equilibrio di fotoionizzazione* e se ne definirà il *raggio di Strömgren*; successivamente verranno discusse le caratteristiche spettrali. La radiazione continua, in particolare la sua componente dovuta all'emissione di Bremsstrahlung e quella dovuta alle polveri, verrà descritta nel capitolo 2. Le linee di emissione molto brillanti dovute a processi di ricombinazione (RLs) e di eccitazione collisionale (CELs), tipiche di queste regioni, sono discusse nel capitolo successivo. Infine, verranno trattate anche le emissioni provenienti dalle particolari zone che delimitano le regioni H II vere e proprie, che prendono il nome di *regioni di fotodissociazione*: se ne discuterà l'emissione dovuta a particolari molecole come PAHs, H₂ e CO, e la loro importanza nella mappatura delle regioni H II nella Galassia.

L'argomento trattato nel corso di questa tesi è molto vasto e dotato di un'estesa letteratura: non è possibile in poche pagine descrivere in dettaglio ogni processo fisico all'interno delle regioni H II, ma viene piuttosto fornito un quadro generale dei processi più importanti nel contesto delle emissioni provenienti da queste nebulose. La discussione teorica seguirà da vicino il testo *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* di Osterbrock & Ferland [11].

Capitolo 1

Introduzione alle regioni H II

Le regioni H II, così chiamate poiché quasi completamente composte da H^+ , sono regioni di mezzo interstellare ionizzate da radiazione nell'estremo ultravioletto (EUV) prodotta da stelle di grande massa, di classe spettrale O o B1/B2. Queste ultime sono stelle giovani, che bruciano molto velocemente la loro energia termonucleare: le regioni H II, infatti, sono associate alle regioni di formazione stellare e nascono perciò all'interno delle Nubi Molecolari Giganti, dove si formano le stelle OB che in seguito ionizzano la nube intorno a loro. Le regioni H II si possono formare a causa di una singola stella di grande massa, di diverse stelle eccitatrici oppure a causa di un cluster stellare, le cui stelle più massive diventano la fonte principale di radiazione ionizzante.

Le temperature effettive delle stelle ionizzanti vanno da circa $3 \cdot 10^3$ K a circa $5 \cdot 10^5$ K. All'interno della regione H II l'idrogeno è quasi completamente ionizzato (circa al 90%), l'He è ionizzato una volta (He^+) e altri elementi più pesanti possono essere ionizzati a loro volta. In molte regioni H II è possibile osservare condensazioni neutre e dense disseminate all'interno del volume ionizzato [11].

Le densità volumetriche tipiche delle regioni H II sono nell'ordine dei $10^2 / 10^3 \text{ cm}^{-3}$, ma possono arrivare anche a 10^6 cm^{-3} in nebulose estremamente compatte. A seconda della densità osservata le regioni H II vengono classificate in modo diverso: la tabella 1.1 fornisce dei valori indicativi per le diverse classificazioni.

Classificazione	Densità (cm^{-3})	Dimensione (pc)	Massa ionizzata (M_{\odot})
Hypercompact	$\geq 10^6$	≤ 0.03	$\sim 10^{-3}$
Ultracompact	$\geq 10^4$	≤ 0.1	$\sim 10^{-2}$
Compact	$\geq 5 \cdot 10^3$	≤ 0.5	~ 1
Classical	~ 100	~ 10	$\sim 10^5$
Giant	~ 30	~ 100	$10^3 - 10^6$
Supergiant	~ 10	> 100	$10^6 - 10^8$

Tabella 1.1. Parametri fisici delle regioni H II e la loro classificazione. Da [9], riadattata.

Il gas caldo e ionizzato della regione H II tende ad espandersi all'interno della nube molecolare più fredda dove si forma e la densità della regione ionizzata cala rispetto a quella della regione neutra circostante. Il confine della regione H II è chiamato *fronte di ionizzazione* e coincide con il limite della regione ionizzata. Il fronte di ionizzazione è circondato da uno strato di gas neutro, di spessore relativamente sottile rispetto alle dimensioni della regione ionizzata [12].

Allontanandosi ancora dal fronte di ionizzazione, si trova una regione di transizione in cui il gas passa gradualmente da atomico a molecolare, fino a sfociare nella Nube Molecolare Gigante più esterna. Regioni di questo tipo sono dette *photodissociation regions*, o PDRs, e verranno analizzate nella parte finale di questa trattazione.

1.1 Regioni H II nel contesto galattico

Le regioni H II sono state osservate in moltissime galassie tramite immagini dirette prese nella regione spettrale del rosso, solitamente centrate intorno a $H\alpha$ $\lambda 6562$ e $[N II]$ $\lambda\lambda 6583, 6548$. Un esempio è dato dalla figura 1.1 sottostante.

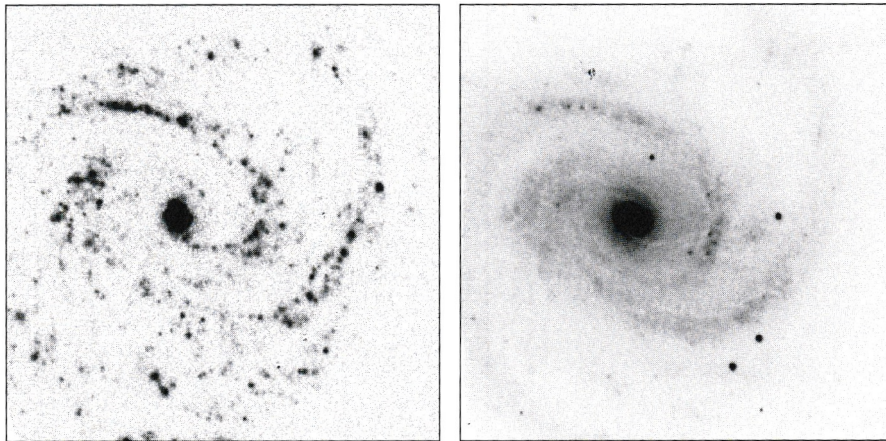


Figura 1.1. La galassia a spirale NGC 4321, fotografata a destra con un filtro centrato su $H\alpha$ e $[N II]$ e a sinistra con un filtro rosso continuo, in modo da eliminare la radiazione proveniente dalle nebulose. Da [11].

Le osservazioni mostrano essenzialmente che tutte le galassie a spirale esaminate contengono numerose regioni H II. Al contrario, le galassie ellittiche e le S0 non presentano tipicamente regioni H II, ad eccezione di qualche rara galassia S0 [11].

Nelle galassie a spirale, le regioni H II sono disposte spazialmente in linea con i bracci della spirale, e infatti sono diventate gli oggetti che maggiormente definiscono la struttura a spirale delle galassie a disco. Questo è dovuto all'origine delle regioni H II nelle zone di formazione stellare, che appunto si verifica più intensamente lungo i bracci delle galassie a spirale [5].

Anche la Via Lattea contiene numerosissime regioni H II. Tuttavia, dato che queste nebulose sono perlopiù posizionate lungo i bracci della spirale, e quindi concentrate sul piano galattico, l'osservazione ottica è difficile a causa dell'estinzione dovuta alla polvere interstellare; l'osservazione nella banda radio è invece più semplice. Inoltre, la distribuzione spaziale delle nebulose sul piano della Galassia si può determinare solo conoscendo la loro distanza: una soluzione a questo problema è stato misurare la loro distanza in base alle stelle OB eccitatrici, cosa che però non è sempre possibile. Un altro modo di misurare la distanza è misurare la velocità radiale delle regioni stesse, ottenuta osservando particolari righe di ricombinazione in banda radio (non soggette ad estinzione), e successivamente assumere un modello di rotazione della Galassia per risalire alla distanza [7]. In figura 1.2 sono riportate un centinaio di regioni H II della Via Lattea.

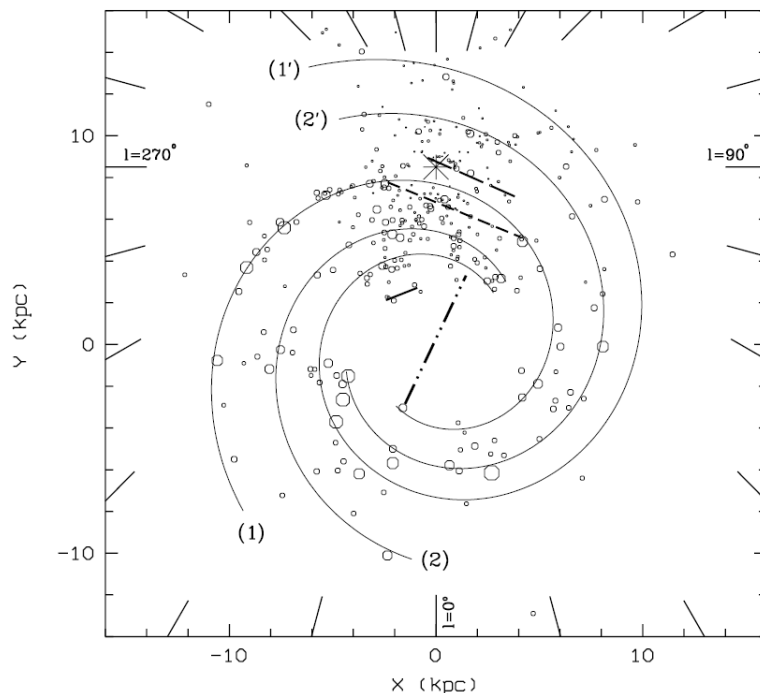


Figura 1.2. Distribuzione delle regioni H II sul piano della Galassia sovrapposto a una possibile struttura a spirale con 4 bracci. La posizione del Sole è indicata dall'asterisco [13]

1.2 Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren

La struttura di una regione H II dipende dall'*equilibrio di ionizzazione* che si stabilisce al suo interno, ovvero la situazione in cui il *rate* di fotoionizzazione e il *rate* di ricombinazione degli atomi all'interno della nube sono uguali.

La *ricombinazione radiativa*, chiamata anche transizione *free-bound*, è il processo di cattura di un elettrone libero da parte di uno ione e la conseguente produzione di un fotone: nella maggior parte dei casi, l'elettrone viene catturato dentro uno stato eccitato e decade successivamente verso il ground state, producendo una cascata di fotoni a seguito delle transizioni *bound-bound*. Il fotone emesso nel processo *free-bound* produce una radiazione continua, mentre i fotoni prodotti nel decadimento dell'elettrone verso il ground state danno luogo alle *righe di ricombinazione*, discusse nella sezione 3.1

La ionizzazione (o transizione *bound-free*) è il processo inverso alla ricombinazione e produce un assorbimento continuo a partire da una frequenza di soglia: per l'idrogeno, la frequenza di soglia è detta *limite di Lyman* e vale $\nu_0 = 3.29 \cdot 10^{15}$ Hz, corrispondente a $\lambda_0 = 912 \text{ \AA}$ e all'energia $h\nu_0 = 13.6 \text{ eV}$.

Per studiare l'equilibrio di ionizzazione all'interno di una regione H II consideriamo in prima battuta una situazione semplificata, in cui la regione è composta solamente da idrogeno e la sua forma è perfettamente sferica, centrata su una singola stella eccitante. Questa approssimazione ci permette di definire il raggio della sfera di gas ionizzato, detto *raggio di Strömgren*, che è utile per stimare la dimensione di una regione H II reale. Dato che stiamo considerando un gas di solo idrogeno, $n_e = n_p$ e $n_e + n_H = n$ è la densità totale.

Prima di proseguire, alcune osservazioni:

- L'andamento della sezione d'urto dell'idrogeno (illustrato nella figura 1.3) è fortemente piccato sul limite di Lyman e poi decresce rapidamente per frequenze

maggiori con ν^{-3} .

- Il processo di ricombinazione radiativa è molto lento rispetto alle collisioni fra elettroni. Questo permette di stabilire una distribuzione Maxwelliana delle velocità elettroniche: siamo in condizione di *local thermal equilibrium* (LTE), e il plasma viene chiamato *plasma termico* [15].
- Dato il *rate* molto rapido di decadimento allo stato fondamentale per l'H I ($10^{-4} - 10^{-8}$ s) rispetto al tempo scala di ionizzazione ($\sim 10^6$ s), possiamo in buona approssimazione considerare tutto l'idrogeno neutro della nube al ground state: questo vuol dire che le uniche ricombinazioni capaci di produrre radiazione ionizzante diffusa sono quelle dirette allo stato fondamentale [15].

Consideriamo per adesso solo i fotoni provenienti dalla stella centrale e supponiamo che non vengano attenuati lungo il percorso. Il raggio di Strömgren è ottenuto impostando il numero di fotoni ionizzanti prodotti dalla stella centrale, S_* , uguale al numero di ricombinazioni all'interno del volume sferico, supponendo l'idrogeno completamente ionizzato. Perciò:

$$S_* = \frac{4\pi}{3} \alpha_A(T_e) n_e^2 R_S^3 \quad (1.1)$$

dove $\alpha_A(T_e)$ è il coefficiente di ricombinazione per l'idrogeno a tutti gli stati possibili. Il raggio di Strömgren della regione HII è quindi dato da

$$R_S = \left(\frac{3S_*}{4\pi \alpha_A(T_e) n_e^2} \right)^{1/3}. \quad (1.2)$$

Da questa equazione è facile verificare che, più bassa è la densità della regione, più vasta sarà la nebulosa ionizzata prodotta [4]. La tabella 1.2 illustra come varia il raggio di Strömgren rispetto alla T_{eff} della stella eccitatrice.

Fino a questo punto è stato ignorato il campo di radiazione diffusa prodotta dalle ricombinazioni dirette al ground state dell'idrogeno. Nel considerare questo contributo, si distinguono due casi possibili:

- **Caso A:** La nube è così otticamente sottile da permettere a tutta la radiazione prodotta per ricombinazione al ground state di uscire dalla regione H II.
- **Caso B:** La nube è otticamente spessa per le frequenze della serie di Lyman (e quindi anche per ν_0): lo spessore ottico è abbastanza alto da causare il riassorbimento dei fotoni ionizzanti molto vicino al punto in cui sono stati prodotti. Questo scenario, chiamato *on-the-spot approximation*, permette di evitare il calcolo del trasporto radiativo del campo diffuso di radiazione attraverso l'intera nube.

Le regioni H II rientrano generalmente nel caso B, ed è quindi possibile applicare l'approssimazione *on-the-spot*: le ricombinazioni al ground state $^1S_{1/2}$ sono quindi essenzialmente inefficaci nel ridurre lo stato di ionizzazione della nube, poiché la radiazione prodotta ionizza immediatamente un altro atomo vicino. Questo effetto ha come risultato una ionizzazione del plasma lievemente più alta di quella fino a ora considerata, e il coefficiente di ricombinazione $\alpha_A(T_e)$ viene modificato a:

$$\alpha_B(T_e) = \alpha_A(T_e) - \alpha_{1S}(T_e), \quad (1.3)$$

ovvero si trascurano le ricombinazioni al ground state [4].

Una regione H II reale, tuttavia, contiene sempre elementi pesanti oltre all'idrogeno: l'approssimazione di idrogeno puro funziona perché l'ISM è costituito al 90% di idrogeno, che è oltretutto la sorgente di opacità dominante per frequenze intorno e sopra al limite di Lyman. Nonostante questo, la presenza dell'elio ($\sim 10\%$) deve essere trattata, in quanto contribuisce in modo significativo all'opacità per energie capaci di ionizzare questo elemento. La prima ionizzazione dell'elio è a 24.6 eV. L'elio può anche essere doppiamente ionizzato da fotoni con energia $h\nu > 54.4$ eV, ma radiazione consistente a queste energie non viene prodotta nemmeno dalle stelle O più calde e perciò lo ione He^{2+} risulta molto meno abbondante rispetto all' He^+ .

Dato che qualsiasi radiazione che ionizza l'elio può ionizzare anche l'idrogeno, il raggio della regione di ionizzazione degli atomi di elio non potrà essere maggiore di quello dell'idrogeno (figura 1.4). Il raggio della sfera di elio ionizzato viene calcolato a partire dall'equilibrio di ionizzazione, ignorando la presenza dell'idrogeno [14].

Per stelle di categoria spettrale sottostante a circa O8, la quantità di fotoni capaci di ionizzare l'elio è molto minore rispetto a quella capace di ionizzare l'idrogeno: quindi l'elio sarà ionizzato solamente in una piccola *sfera di Strömgren dell'elio* vicina alla stella centrale. È evidente che la sfera di Strömgren dell'elio riempirà sempre di più quella dell'idrogeno al crescere della temperatura della stella centrale, ma non diventerà mai più grande: a temperature effettive stellari molto alte, la maggior parte della radiazione capace di ionizzare l'elio viene assorbita dall'idrogeno (figura 1.4). Ad esempio, per una stella O9 con un flusso di fotoni capaci di ionizzare l'elio $S_{\text{He}} = 1.8 \cdot 10^{47}$ fotoni s^{-1} , il raggio di Strömgren dell'elio per una densità $n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ vale 0.36 pc, cioè solo il 75% del raggio di Strömgren per l' H^+ [15].

Gli elementi più pesanti dell'elio contribuiscono pochissimo all'opacità generale, a parte per frequenze vicine e all'interno della banda a raggi X, dove le ionizzazioni delle shell interne K e L degli elementi pesanti producono il contributo dominante [4].

classe spettrale	$T_{eff,*}$ (K)	$L_* \cdot 10^5 (L_{\odot})$	$S_* \cdot 10^{49}$ (fotoni 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

Tabella 1.2. Valori teorici per la sfera di Strömgren dell'idrogeno calcolata su diversi classi spettrali di stelle OB, per una densità di 10^3 cm^{-3} . Da [15], riadattata

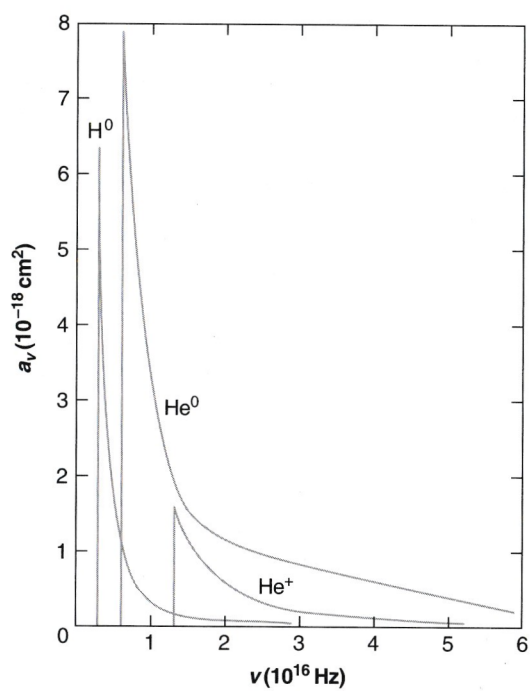


Figura 1.3. Sezioni d'urto di fotoionizzazione per l'idrogeno e l'elio, da [11]

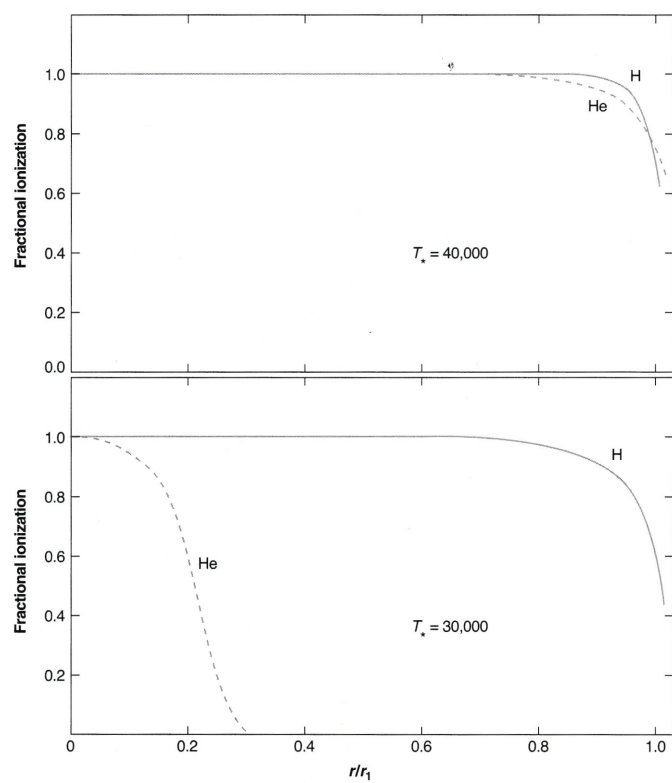


Figura 1.4. Struttura di ionizzazione per due regioni H II di solo idrogeno ed elio omogenee a due temperature diverse, da [11]

Capitolo 2

Emissioni nel continuo

Lo spettro di una tipica regione H II è caratterizzato da una radiazione continua solcata da forti righe in emissione. L'emissione continua è dovuta principalmente alla radiazione proveniente dalla stella (o stelle) ionizzante, ai processi *free-free* in banda radio, all'emissione termica della polvere nell'infrarosso, al continuo *free-bound* di ricombinazione e a processi a due fotoni [11].

In questo capitolo verranno analizzati più approfonditamente i processi di emissione di Bremsstrahlung (*free-free*) e di emissione termica dovuta alla polvere, i quali, insieme alla radiazione stellare, rappresentano i contributi più significativi all'emissione continua nelle regioni H II.

2.1 Emissione di Bremsstrahlung

La Bremsstrahlung è un processo di emissione *free-free* che interessa i plasmi astrofisici e che produce una radiazione continua principalmente nella banda radio. Rappresenta il maggior processo di emissione nel continuo radio per le regioni H II in esame.

L'emissione è dovuta all'interazione elettromagnetica tra gli elettroni liberi e gli ioni del plasma: l'elettrone viene rallentato dall'interazione con il campo dello ione e perde energia cinetica, che viene emessa sotto forma di fotoni.

Nella discussione si considererà, come in precedenza, un plasma idealizzato di solo idrogeno ionizzato, con una densità uguale di elettroni e protoni.

Il gas ionizzato di una regione H II è un *plasma termico*: questo vuol dire che le velocità degli elettroni del plasma seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2k_B T} v^2 dv. \quad (2.1)$$

L'emissione di Bremsstrahlung di un plasma termico è detta appunto *Bremsstrahlung termica*: l'emissività specifica emessa per Bremsstrahlung termica vale

$$J_{BR}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/k_B T} n_e n_p Z^2 \overline{g_{ff}}(\nu, T), \quad (2.2)$$

considerando il gas di solo idrogeno si ha $n_e n_p = n_e^2$ e $Z = 1$. Il fattore $\overline{g_{ff}}(\nu, T)$ è detto *fattore di Gaunt* ed è un fattore correttivo che tiene conto degli effetti quantistici non considerati nella derivazione classica di questa formula: di solito, se $h\nu \sim k_B T$, il fattore di Gaunt vale circa 1.

L'esponenziale $e^{-h\nu/k_B T}$ fornisce un *cut-off* dello spettro di radiazione per Bremsstrahlung al di sopra di una certa frequenza, chiamata appunto *frequenza di cut-off*:

$$\nu_{cutoff} = \frac{k_B T}{h}. \quad (2.3)$$

Prima di tracciare il grafico finale (figura 2.1), dobbiamo tenere in considerazione eventuali processi di *autoassorbimento*: i fotoni emessi per radiazione di Bremsstrahlung, infatti, possono essere a loro volta assorbiti da altri elettroni liberi del plasma, in un fenomeno chiamato di *assorbimento free-free termico*. La brillantezza totale per Bremsstrahlung di una nube data da processi di emissione + autoassorbimento vale:

$$B(\nu, T) = B_{BB}(\nu, T)(1 - e^{-\tau(\nu, T)}), \quad (2.4)$$

dove $B_{BB}(\nu, T)$ è la brillantezza di corpo nero e $\tau \sim 0.2 T^{-3/2} \nu^2 n_e^2$ approssimato in regime di Rayleigh-Jeans (ad altre frequenze l'autoassorbimento non è significativo). Perciò abbiamo che:

- A basse frequenze, $\tau \gg 1$ e siamo in regime otticamente spesso: la brillantezza ha un andamento proporzionale a ν^2
- Per frequenze più alte, $\tau \ll 1$ e siamo in regime otticamente sottile: la brillantezza ha un andamento quasi costante proporzionale a $\nu^{0.1}$, fino ad arrivare alla *frequenza di cutoff* che taglia l'emissione per frequenze $\nu > \nu_{cutoff}$

Il passaggio da regime otticamente spesso a regime otticamente sottile in emissione di Bremsstrahlung è segnato da una particolare frequenza chiamata *frequenza di turn-over*. Ad esempio, la transizione di regime osservata per la Nebulosa di Orione (NGC1976), forse la regione HII più studiata in assoluto, è a $\nu \sim 1$ GHz [11].

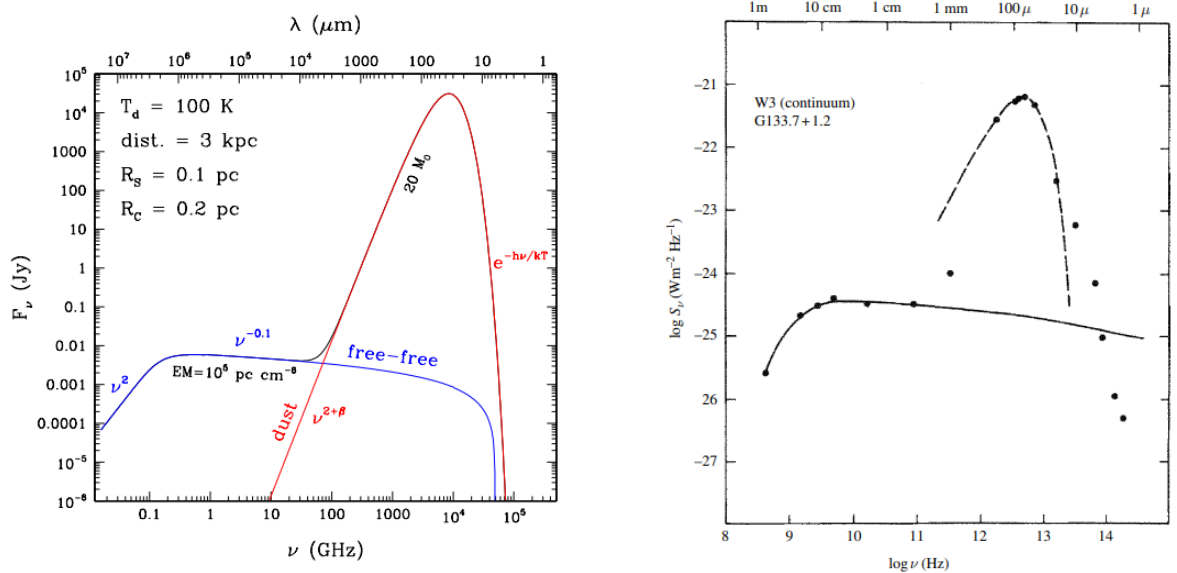
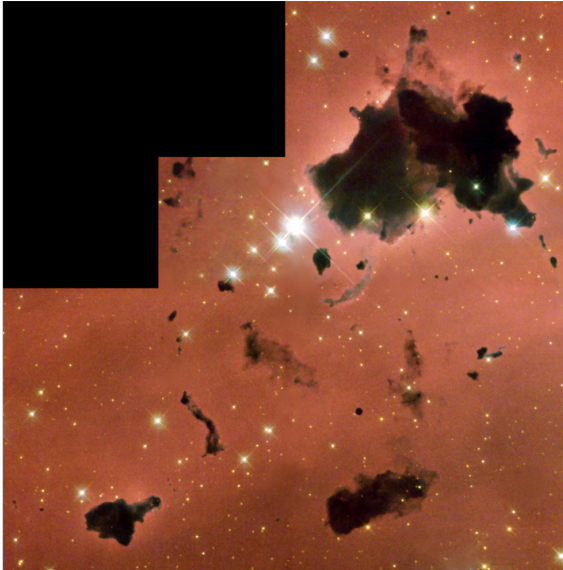


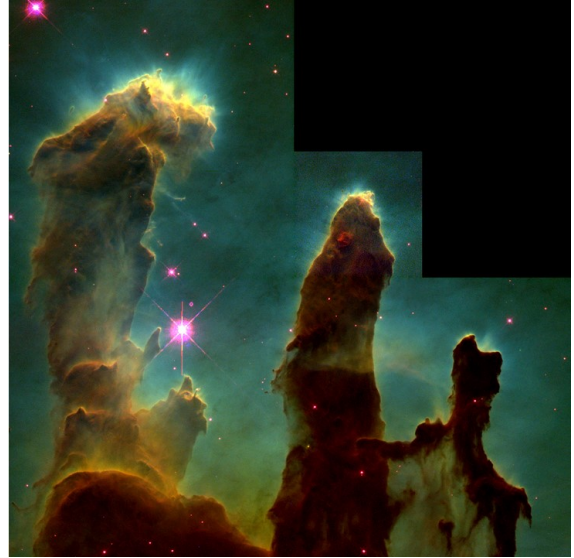
Figura 2.1. Spettro continuo radio e infrarosso (emissione termica della polvere): a destra lo spettro calcolato per una regione H II teorica, da [3], a sinistra lo spettro osservato della regione W3A, da [15].

2.2 Contributo della polvere al continuo infrarosso

La presenza della polvere interstellare nelle regioni H II può essere osservata direttamente dalle fotografie scattate nel visibile. Le immagini mostrano aree scure di assorbimento all'interno della nebulosa fotografata, in cui la luce proveniente dalla nube stessa e dalle stelle ancora dietro viene quasi completamente bloccata: regioni del genere molto dense all'interno della nube vengono chiamate *globuli*, mentre strutture più allungate situate ai confini della nebulosa vengono chiamate strutture a *elephant-trunk* o *comet-tail*. Due esempi sono illustrati nella figura 2.2.



(a) Globuli all'interno della regione H II IC 2944. Credits: NASA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)



(b) Strutture a *elephant-trunk* nella regione H II NGC 6611. Credits: NASA, ESA, STScI, and J. Hester and P. Scowen (Arizona State University)

Figura 2.2. Immagini ottiche di due regioni H II con presenza di polvere interstellare

La polvere causa l'estinzione della radiazione prodotta dalla nebulosa tramite tre processi principali: lo scattering della luce stellare; l'assorbimento della radiazione in funzione della lunghezza d'onda, predominante nella banda ultravioletta, e la sua riemissione sotto forma di radiazione termica nell'infrarosso. La polvere all'interno della regione crea una radiazione continua termica nell'infrarosso: la radiazione presente nell'area ionizzata (principalmente $L\alpha$, o comunque con frequenza minore della frequenza ν_0) viene assorbita dai grani di polvere, che si scaldano a temperature $T \sim 50$ K ed emettono radiazione di corpo grigio con picco nell'infrarosso. L'emissione termica dovuta alla polvere crea dunque un contributo infrarosso che si aggiunge al continuo radio dovuto alla Bremsstrahlung (figura 2.1).

Capitolo 3

Emissioni in riga

Le emissioni in riga osservate nello spettro delle regioni H II sono dovute alle transizioni elettroniche tra diversi livelli energetici negli atomi presenti nella nube. Tramite lo studio delle righe di emissione nello spettro di una certa nebulosa possiamo ricavare moltissime informazioni; ad esempio la composizione chimica della regione H II osservata, il grado di ionizzazione, la temperatura del gas, la sua densità e la velocità alla quale la nube si sta muovendo (figura 3.1a).

Le righe di emissione tipicamente osservate all'interno di una regione H II sono *righe di ricombinazione*, che sono tipicamente transizioni permesse in approssimazione di dipolo, e *righe di eccitazione collisionale*, che invece sono per la maggior parte transizioni proibite e perciò indicate da due parentesi quadre. E' presente anche qualche riga di fluorescenza (sezione 3.3).

In generale, l'intensità di una riga di emissione $I(\lambda)$ può essere espressa come

$$I(\lambda) = \int j_\lambda ds = \int n(X^{+i})n_e\epsilon_\lambda(T_e)ds, \quad (3.1)$$

dove j_λ è il coefficiente di emissione, $n(X^{+i})$ è la densità di ioni che emettono la riga, $n - e$ è la densità elettronica e ϵ_λ è l'emissività.

3.1 Righe di ricombinazione (RLs)

Le righe di ricombinazione sono prodotte quando elettroni liberi vengono catturati da ioni per ricombinazione e successivamente decadono dai livelli eccitati verso il ground state, emettendo fotoni. Solitamente, le linee di ricombinazione sono permesse in approssimazione di dipolo.

Lo spettro delle righe di ricombinazione è fondamentale per determinare i processi fisici di una certa regione H II osservata: in particolare, il rapporto tra le intensità delle righe proibite degli elementi pesanti (sezione 3.2) e l'intensità delle righe di ricombinazione dell'idrogeno rappresentano lo strumento principale di misura delle abbondanze chimiche all'interno della nube. Inoltre, possiamo utilizzare lo spettro osservato per determinare il *reddening*, ovvero il grado di assorbimento della luce della regione dovuta alla polvere.

Il coefficiente di emissione di una riga di ricombinazione è dato da:

$$j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi}n(X^{+i})n_e\alpha_{nn'}^{eff}, \quad (3.2)$$

dove $h\nu_{nn'}$ è la differenza di energia tra i due livelli e $\alpha_{nn'}^{eff}$ rappresenta il *rate* effettivo di ricombinazione.

La maggior parte delle righe di ricombinazione più forti osservate negli spettri delle regioni H II sono dovute all'H I (ad esempio H α a 6563 Å, H β a 4861 Å e H γ a 4340 Å) e all'He I (come 5875 e 4471 Å) e dell'He II (4686 Å). Il rapporto di intensità fra queste righe può essere un modo per calcolare l'abbondanza primordiale di elio: i rapporti tra linee più usati a questo scopo sono He I λ 4471 Å/H β e He I λ 5875 Å/H α . Uno studio di questo tipo è portato avanti per la NGC 1976 (Nebulosa di Orione) in [2].

Negli spettri delle regioni H II sono anche presenti righe di ricombinazione dovute a elementi pesanti e ai loro ioni, ma la loro intensità è molto minore rispetto a quella delle RLs di idrogeno ed elio a causa delle abbondanze molto minori. Alcuni esempi di queste RLs osservabili sono righe dell'O I (8446 e 8447 Å), O II (4639, 4642, 4649 Å), O III (3265 Å), O IV (4631 Å), C II (4267 Å), C III (4647 Å), C IV (4657 Å), N II (4237 e 4242 Å), N III (4379 Å), N IV (4606 Å), e Ne II (3694 Å) [12].

3.2 Righe di eccitazione collisionale (CELs)

Le righe di eccitazione collisionale sono prodotte quando un atomo, eccitato dalla collisione con gli elettroni liberi del plasma, decade al ground state attraverso transizioni radiative. Nonostante la vita media degli stati eccitati per collisioni sia relativamente lunga, la bassa densità delle regioni ionizzate permette comunque agli atomi di ritornare al ground state. Molte delle CELs osservate nelle regioni HII sono *proibite* in approssimazione di dipolo (non rispettano la regola di selezione $\Delta L = \pm 1$) oppure sono *semi-proibite*, cioè violano solamente la regola di selezione sullo spin ($\Delta S = 0$). Le CELs sono importanti per la determinazione della temperatura della regione ionizzata. Se l'*energy gap* E_{12} tra il ground state e uno stato eccitato di un atomo è molto più grande dell'energia media degli elettroni incidenti $\sim k_B T_e$, allora poche eccitazioni collisionali avranno luogo nella nebulosa per quella specie e dunque la riga di emissione osservata sarà piuttosto debole: questo fenomeno apre alla possibilità di determinare la temperatura T_e di una nube a partire dall'intensità relativa delle righe di eccitazione collisionale a diverse energie verso il ground state [4].

Il coefficiente di emissione di una riga di eccitazione collisionale prodotta da una transizione radiativa da uno stato eccitato k a uno stato più basso l è dato da

$$j_{kl} = \frac{h\nu_{kl}}{4\pi} f_k A_{kl} n(X+i), \quad (3.3)$$

dove f_k è la frazione di ioni $X+i$ al livello eccitato k e A_{kl} è la probabilità di transizione spontanea dal livello k al livello l . Per calcolare l'emissività di una CEL, dunque, c'è bisogno di risolvere le equazioni dell'equilibrio statistico, in cui i *rates* di popolazione di un livello per processi radiativi e collisionali sono bilanciati dal *rate* del suo svuotamento. Alcune delle CELs più osservate nelle regioni HII sono [OII] 3726, 3729 Å, [OIII] 4363, 4959, 5007 Å, [NeIII] 3869, 3967 Å e [SII] 6716, 6731 Å [12].

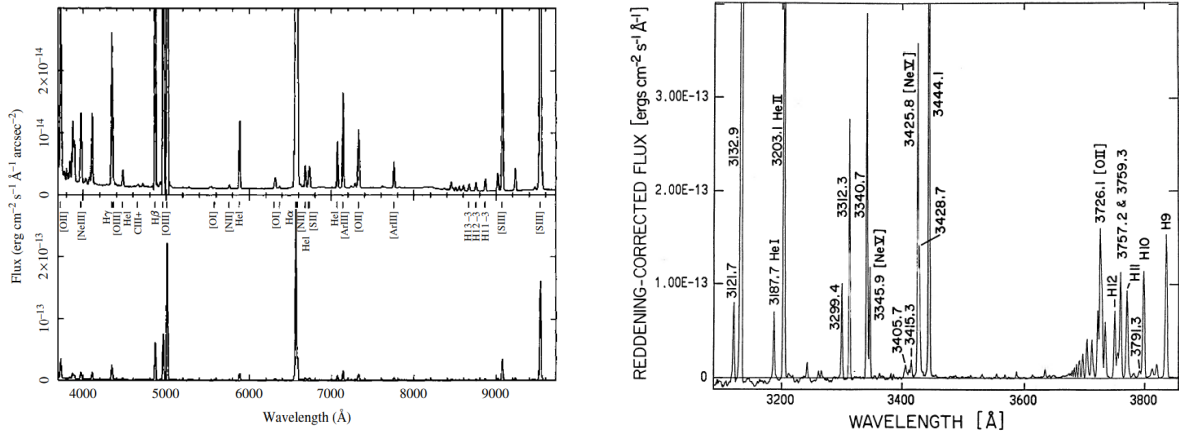
Anche i rapporti tra le righe di eccitazione collisionale possono essere usati per determinare le abbondanze chimiche all'interno di una regione H II [6]. I valori che si ottengono, tuttavia, presentano molto spesso discrepanze sostanziali rispetto alle abbondanze chimiche calcolate a partire dalle RLs: il motivo di questa differenza, nota come *Abundance Discrepancy Factor* (ADF), non è ancora del tutto compreso. L'ADF

è definito come: [16]

$$ADF(X^{+i}) = \frac{X_{RLs}^{+i}}{X_{CELS}^{+i}} \quad (3.4)$$

ed è stato misurato come maggiore di 1 nella maggior parte dei casi.

La causa della ADF potrebbe essere individuata in variazioni di temperatura all'interno della nube, nella presenza di disomogeneità di densità o di abbondanze chimiche, e sono un sintomo del fatto che i modelli più semplici (con temperature, densità e abbondanze chimiche uniformi) non sono adeguati per rappresentare le regioni H II reali [12].



(a) Lo spettro visibile/UV della Nebulosa di Orione. La parte alta è stata scalata in alto per rendere più visibile la radiazione continua sottostante. Da [15].

(b) Frazione dello spettro di NGC 7662: tutte le linee di emissione sono linee di Bowen dell'O III o linee della serie di Balmer, a meno che non sia indicato il contrario. Da [10].

Figura 3.1

3.3 Processi di fluorescenza

Alcune righe permesse di certi elementi, come ad esempio l'ossigeno, sono più brillanti di quanto ci si aspetterebbe se fossero puramente dovute alla ricombinazione: questo perché sono derivate dalla fotoeccitazione dell'atomo da parte della luce stellare o da parte di altre linee di emissione della nebulosa. Questo fenomeno è chiamato *fluorescenza* [12].

Il più famoso processo di fluorescenza nelle regioni HII è quello delle *linee di Bowen*, dal nome del suo scopritore: queste righe sono prodotte a causa della coincidenza tra la lunghezza d'onda della transizione [O III] a $\lambda 303.80 \text{\AA}$ e quella della transizione Ly α dell'HeII a $\lambda 303.78 \text{\AA}$ (figura 3.1b). In questo caso, alcuni dei fotoni emessi dagli ioni He^+ vengono assorbiti dagli ioni O^{++} : questo porta a una cascata di righe di emissione dell'O III attraverso diversi livelli intermedi. Queste linee di fluorescenza appaiono attraverso un range di lunghezze d'onda, con linee particolarmente marcate a 3444, 3133 e 2837 \AA (*upper Bowen lines*), e a 3341, 3312, 3347 e 3760 \AA (*lower Bowen lines*) [4].

Capitolo 4

Al di là del fronte di ionizzazione

L'origine delle regioni H II è legata alla nascita delle stelle di grande massa. Questo tipo di stelle nascono all'interno di Nubi Molecolari Giganti composte principalmente da H_2 . Successivamente, la stella centrale emette fotoni ultravioletti ionizzando il gas intorno a sé, formando appunto la regione H II. Dunque la maggior parte delle regioni H II si trovano ancora immerse in una più larga nube molecolare circostante, più fredda della regione ionizzata interna [3].

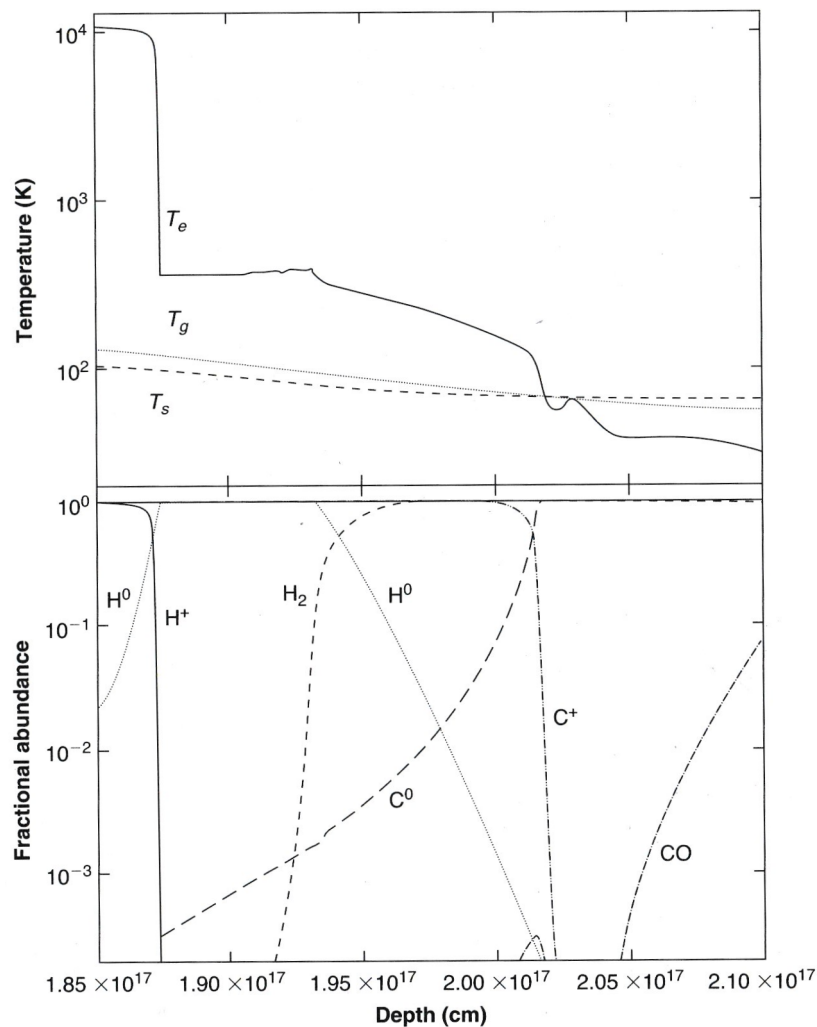


Figura 4.1. Struttura di ionizzazione della PDR per la Nebulosa di Orione, da [11].

4.1 Regioni di fotodissociazione

La zona di transizione tra la regione completamente ionizzata e la nube molecolare è detta *photodissociation region*, o PDR in breve: è una regione completamente atomica ad un estremo, e completamente molecolare all'altro. Oltre il fronte di ionizzazione delle regioni H II tutti i fotoni con energia al di sopra del limite di Lyman sono stati usati per la fotoionizzazione: sopravvive tuttavia una forte radiazione ultravioletta (FUV) sotto al limite di Lyman che continua a scaldare il gas in questa regione esterna [8]. La radiazione che raggiunge la PDR è quindi quella uscente dalla regione H II associata.

Considerando un modello semplificato di PDR, sulla base di quella che circonda la Nebulosa di Orione (l'intero procedimento viene illustrato in [11]), si ottiene la figura 4.1 che mostra le diverse aree di ionizzazione e relative temperature calcolate attraverso la PDR. Il fronte di ionizzazione dell'idrogeno si può vedere all'estremo sinistro del grafico, nel punto in cui la temperatura crolla da 10^4 K a circa 400 K.

La polvere interstellare è la sorgente di opacità dominante all'interno dell'intera PDR. La fotoionizzazione dei granelli è la principale fonte di riscaldamento del gas nella parte più interna della PDR, mentre a livelli più superficiali tutta l'energia più alta capace di fotoionizzare la polvere è stata estinta, e il processo dominante diventa la fotoionizzazione del C e del Si: la temperatura del gas scende sotto quella dei grani oltre il fronte di ionizzazione del carbonio. Alle distanze più grandi dalla stella centrale, la maggior parte della radiazione uscente dalla regione H II è stata assorbita e sopravvive solo l'emissione termica a basse frequenze dovuta ai grani di polvere.

4.1.1 Molecole nelle PDRs

Nelle parti più esterne delle PDRs, l'idrogeno si trova quasi completamente in forma molecolare e diventa importante la presenza della molecola CO, che risulta un ottimo tracciante per la presenza di materiale molecolare intorno a una regione HII grazie alla sua alta abbondanza relativa e alle caratteristiche righe di emissione rotazionali [1].

È opportuno citare anche la presenza delle molecole di *idrocarburi aromatici policiclici* (PAH): questi idrocarburi sono spesso individuati nelle PDRs poiché emettono righe vibrazionali molto evidenti nello spettro infrarosso a seguito della loro fotoeccitazione da parte dei fotoni FUV (figura 4.2).

Le molecole H₂ e CO

La molecola di H₂ è la più abbondante nel mezzo interstellare. Nonostante la sua abbondanza, però, le righe dell'H₂ nelle PDRs sono deboli e difficili da osservare: i livelli rotazionali della molecola nel suo ground state elettronico (il più popolato in questa situazione) hanno energie di eccitazione equivalenti a svariate migliaia di gradi Kelvin, temperature molto più alte di quelle della regione di idrogeno molecolare della PDR, dove $T \leq 500$ K. Inoltre, il fatto che la molecola H₂ non possieda un momento di dipolo elettrico permanente proibisce le transizioni roto-vibrazionali pure, che quindi possono accadere solamente se c'è anche una transizione elettronica.

Per questo motivo, dunque, si osservano solamente poche linee collisionali dell'H₂ in emissione, insieme a righe roto-vibrazionali di luminescenza osservate nell'infrarosso (figura 4.3).

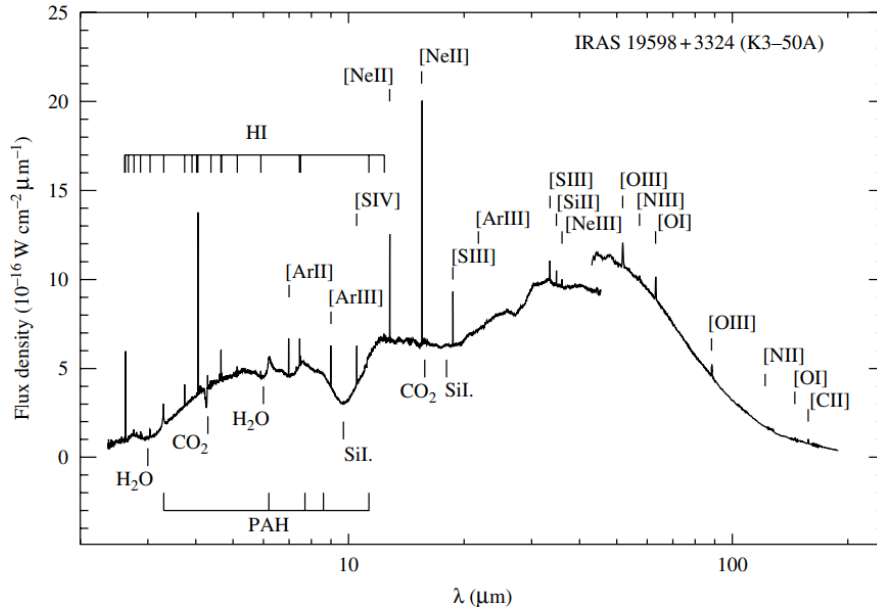


Figura 4.2. Lo spettro infrarosso della regione H II K3-50, da [15].

La molecola CO è la molecola più abbondante dopo l'H₂ nell'ISM (e quindi anche nella PDR associata a una regione H II), e le sue righe di emissione sono molto utili per l'individuazione delle regioni di formazione stellare, per la determinazione della massa in gas di H₂ associata e i rapporti di abbondanze tra isotopi. Uno studio di questo tipo è portato avanti in [1].

La struttura roto-vibrazionale del CO è piuttosto simile a quella dell'H₂, con una differenza fondamentale: i nuclei più pesanti che compongono la molecola comportano livelli rotazionali ad energie molto minori. Perciò, il CO può essere collisionalmente eccitato a livelli rotazionali molto più alti rispetto a H₂, e le sue linee di emissione sono molto più facilmente osservabili, soprattutto nella banda radio. Questo ha portato all'utilizzo del CO come surrogato per lo studio della distribuzione dell'idrogeno molecolare H₂ nella Galassia: la molecola del CO funziona quindi da *tracciante* dell'idrogeno molecolare, in quanto la sua principale sorgente di eccitazione è costituita proprio dalle collisioni con l'H₂ [5].

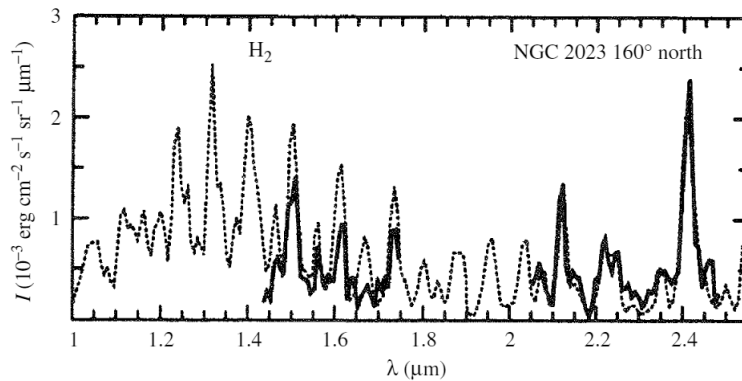


Figura 4.3. Spettro di emissione IR di fluorescenza dell'H₂ calcolato (linea tratteggiata) ed osservato (linea solida) di NGC 2023, da [15]

Bibliografia

- [1] L. D. Anderson, T. M. Bania, J. M. Jackson, D. P. Clemens, M. Heyer, R. Simon, R. Y. Shah, and J. M. Rathborne. The Molecular Properties of Galactic H II Regions. *ApJS*, 181(1):255–271, March 2009.
- [2] Jack A. Baldwin, Gary J. Ferland, P. G. Martin, Michael R. Corbin, Stephen A. Cota, Bradley M. Peterson, and Arne Slettebak. Physical Conditions in the Orion Nebula and an Assessment of Its Helium Abundance. *ApJ*, 374:580, June 1991.
- [3] R. Cesaroni. Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds. In *2nd MCCT-SKADS Training School. Radio Astronomy: Fundamentals and the New Instruments*, page 4, January 2008.
- [4] M. A. Dopita and R. S. Sutherland. *Astrophysics of the diffuse universe*. 2003.
- [5] Fanti & Fanti. *Una finestra sull'Universo "Invisibile" - Lezioni di radioastronomia*. 2012.
- [6] Gary J. Ferland. Quantitative Spectroscopy of Photoionized Clouds. *ARA&A*, 41: 517–554, January 2003.
- [7] Y. M. Georgelin and Y. P. Georgelin. The spiral structure of our Galaxy determined from H II regions. *A&A*, 49:57–79, May 1976.
- [8] D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens. Dense Photodissociation Regions (PDRs). *ARA&A*, 35:179–216, January 1997.
- [9] Stan Kurtz. Hypercompact HII regions. In R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley, editors, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, volume 227, pages 111–119, January 2005.
- [10] C. R. O'dell and Christopher O. Miller. Spectrophotometry of Bowen Resonance Fluorescence Lines in Three Planetary Nebulae. *ApJ*, 390:219, May 1992.
- [11] Donald E. Osterbrock and Gary J. Ferland. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 2006.
- [12] Manuel Peimbert, Antonio Peimbert, and Gloria Delgado-Inglada. Nebular Spectroscopy: A Guide on Hii Regions and Planetary Nebulae. *PASP*, 129(978):082001, August 2017.
- [13] D. Russeil. Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy. *A&A*, 397:133–146, January 2003.

- [14] Lyman Spitzer, Jr. *Physical Processes in the Interstellar Medium*. 1998.
- [15] A. G. G. M. Tielens. *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. 2005.
- [16] Yiannis G. Tsamis, M. J. Barlow, X.-W. Liu, I. J. Danziger, and P. J. Storey. Heavy elements in Galactic and Magellanic Cloud H ii regions: recombination-line versus forbidden-line abundances. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338(3):687–710, 01 2003. ISSN 0035-8711.