

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

---

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

# CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EMISSIONE DI REGIONI HII

TESI DI LAUREA

Presentata da:  
Giada Venusta Pignataro

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Daniele Dallacasa

---

---

Appello II  
Anno Accademico 2017/2018



*Ai miei nonni  
Ambrogio e Luisanna,  
Renato e Amparo*

*vicini e lontani  
sempre con me*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Regioni HII</b>	<b>2</b>
1.1 Modelli strutturali . . . . .	2
1.2 Nella nostra Galassia . . . . .	3
<b>2 Processi di emissione</b>	<b>4</b>
2.1 Emissione continua . . . . .	4
2.1.1 Bremsstrahlung termica . . . . .	4
2.1.2 Effetti della polvere interstellare . . . . .	6
2.2 Emissione in riga . . . . .	7
2.2.1 Regole di transizione . . . . .	8
2.3 Ricombinazione . . . . .	9
<b>3 Nebulose Planetarie</b>	<b>10</b>
3.1 Emissione a confronto . . . . .	11



# Introduzione

La maggior parte del gas nei dischi galattici si trova in stato neutro non ionizzato, per cui è essenzialmente HI, data la predominanza dell'idrogeno nel gas interstellare. Sotto opportune condizioni, come la presenza di una stella calda e massiccia, o a seguito di un'esplosione di supernova, questo gas può venire ionizzato e caratterizzarsi come una regione HII. Si può quindi definire una regione HII come una zona molto calda di idrogeno ionizzato, che si trova in un background di idrogeno neutro più freddo. Queste regioni si localizzano tipicamente nei bracci delle galassie a spirale, dove stelle giovani forniscono un flusso abbondante di fotoni UV, necessari alla ionizzazione. Oltre all'emissione nel continuo, le collisioni ione-elettrone possono eccitare gli atomi di diverso tipo presenti nella regione, che possono emettere in righe spettrali proibite. In più, la ricombinazione di questi elettroni con gli ioni eccitati, seguita dalla transizione allo stato energetico più basso, danno vita alle righe di ricombinazione che dominano lo spettro di una regione HII.

Le regioni HII si differenziano per dimensioni, che possono andare da circa un anno luce di diametro per le regioni ultracompatte, a quasi un centinaio di anni luce: la loro dimensione è anche nota come *sfera di Strömgren*. Inoltre, un grande numero di stelle all'interno di queste regioni può caratterizzarle come oggetti più complessi rispetto alle *nebulose planetarie*, che ospitano una singola stella.

Entrambi questi aspetti verranno trattati in questo elaborato, ma sono solo alcune delle diverse sfaccettature di queste regioni.

Pertanto, data la vastità e complessità dell'argomento trattato, in questo elaborato ci si ripropone di focalizzarsi principalmente sui processi fisici che ci permettono lo studio di queste regioni, ossia sul modo in cui viene generata la radiazione elettromagnetica che giunge a noi. Oltre a una descrizione generale sulla struttura, varietà e utilità delle regioni HII, ci si concentrerà sullo studio degli spettri osservati, andando ad analizzare i singoli processi di emissione, sia nel continuo che in riga, come la Bremsstrahlung, processi di ricombinazione e regole di transizione. Infine, si andrà ad analizzare lo spettro di regioni HII e nebulose planetarie, diversi per nascita, ma molto simili in emissione.

Nella descrizione di questi processi ci si limiterà a fornire una spiegazione quanto più fisicamente rigorosa, omettendo parte dei passaggi matematici per concentrarsi sui risultati principali. Per qualsiasi chiarimento o approfondimento, si potrà far riferimento ai testi di bibliografia indicati.

# Capitolo 1

## Regioni HII

### 1.1 Modelli strutturali

La presenza di regioni HII è un indicatore di regioni di formazione stellare (SFR), infatti il loro precursore è una nube molecolare gigante. Questa è una nube densa e molto fredda (10-20K) composta principalmente di idrogeno molecolare che può essere stabile a lungo e infine, per diversi motivi, frammentarsi e collassare, dando vita alla formazione delle stelle e a veri e propri ammassi di stelle molto densi. Una volta che le stelle si sono formate, le più massive ( $M > 10 M_{\odot}$ ) e calde ( $10^4$ - $10^5$ K) sono forti sorgenti di fotoni UV, i quali hanno pertanto un'energia superiore ai 13.6 eV necessari alla ionizzazione dell'idrogeno circostante. Il gas attorno a queste stelle, che sono di tipo spettrale O e B, diventa quindi una regione HII ( $T \sim 5 \cdot 10^4$ K) e ricade nell'insieme del WIM (Warm Ionized Medium), che convive con il CNM (Cold Neutral Medium) della nube molecolare. A seconda della temperatura e luminosità della stella, il grado di ionizzazione è maggiore, e coinvolge anche altri elementi come He, O, N, C e Ne: l'individuazione di queste sorgenti è pertanto un tracciante fondamentale per i siti di formazione stellare.

Per valutare le dimensioni delle regioni HII, ci si pone in un modello semplificato in cui le dimensioni della regione di ionizzazione dell'idrogeno sono una buona approssimazione per quelle globali: l'idrogeno infatti costituisce la maggior parte della massa della regione. Quindi si consideri una sfera omogenea centrata sulla stella con densità uniforme, in cui i fotoni ionizzanti emessi sono perfettamente compensati dal numero di ricombinazioni ione-elettrone. Il raggio entro in quale il rate di ionizzazione e di ricombinazione sono in equilibrio è di fatto la dimensione della regione HII, ed è detto *Raggio di Strömgren*.

Si chiami ora  $Q_0$  il numero di fotoni ionizzanti con energia  $h_p\nu > 13.6$  eV,  $N_p$  e  $N_e$  le densità rispettivamente di ioni e elettroni, e  $\alpha_B$  il coefficiente di ricombinazione per tutti i livelli eccitati dell'idrogeno: dall'equazione di equilibrio dei rate si ottiene [2]

$$Q_0 = \frac{4\pi}{3} R_S^3 \alpha_B N_p N_e \quad (1.1)$$

e dato che vale l'approssimazione per cui  $N_p = N_e = N_H$ , si può risolvere per il raggio di Strömgren  $R_S$

$$R_S = \left( \frac{3Q_0}{4\pi N_H^2 \alpha_B} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.2)$$



oltre il quale si ha il passaggio a idrogeno neutro. Lo spessore della zona di transizione è approssimativamente uguale al cammino libero medio di un fotone che vale circa  $d=0.05-0.005$  pc, e quindi piccola rispetto alla dimensione media della regione che ha un raggio che varia tra i 0.5 pc e i 50 pc a seconda della densità  $N_H$ .

## 1.2 Nella nostra Galassia

Le regioni HII sono gli oggetti più luminosi della Via Lattea dal medio Infrarosso al Radio, e possono essere trovate lungo tutto il disco Galattico. In particolare, si attengono a uno schema di distribuzione che segue quello delle nubi molecolari, concentrandosi nei bracci della spirale, così come in altre galassie.

Per poter non solo individuare queste regioni, ma anche valutare l'età dei gruppi OB che le generano, è stato possibile utilizzare lo studio dello sviluppo della loro regione HII nel mezzo turbolento circostante. Infatti, oltre a tecniche fotometriche e spettroscopiche utilizzando le righe dei metalli, e il riferimento alla traccia evolutiva nel diagramma Hertzsprung-Russel, *Tremblin et al.* (2014) mostrarono come fosse possibile utilizzare la dimensione di una regione HII, tenendo anche conto dell'influenza della turbolenza, per datare un ammasso stellare. In particolare, si dimostra che è possibile utilizzare il raggio di una bolla di gas ionizzato, contenente stelle massive, per capire il tempo necessario alla sua espansione [4]. A lungo si è pensato che non fosse possibile raggiungere l'equilibrio in una regione HII grande e diffusa perchè il tempo per arrivarci sarebbe sempre maggiore della vita delle sorgenti ionizzanti, ma si è dimostrato come nonostante la pressione termica iniziale del mezzo circostante non potesse compensare la pressione di radiazione, il bilanciamento possa avvenire se tenendo conto della *ram pressure* del mezzo turbolento. Grazie a questi studi è stato possibile datare diversi gruppi OB, genitori di regioni HII più o meno estese, lungo i bracci della nostra Galassia.

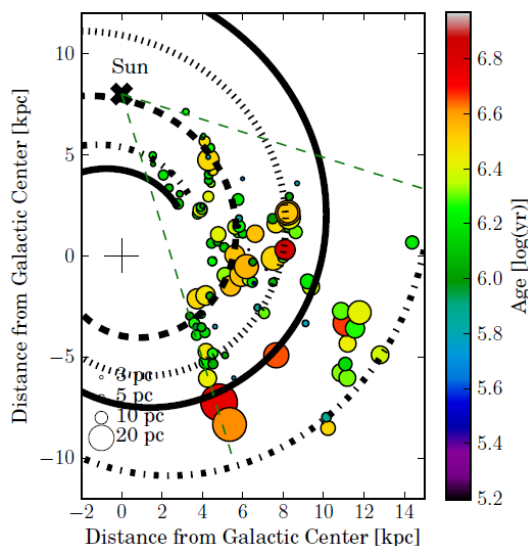


Figura 1.1: Diametro, età e posizione delle regioni HII nella Galassia. Le linee grigie tratteggiate indicano i limiti del rilevamento, le curve nere indicano i bracci a spirale della nostra Galassia (*Tremblin et al.* 2014)

# Capitolo 2

## Processi di emissione

### 2.1 Emissione continua

Per valutare la temperatura di un gas allo stato stazionario, si determina la condizione per cui vale che l'aumento di energia cinetica totale delle particelle del gas venga compensata dall'energia persa per meccanismi di raffreddamento. Nelle regioni HII il processo di riscaldamento principale, e quindi causa dell'aumento dell'energia, è la foto-ionizzazione, mentre la perdita di energia del plasma è causata principalmente dai processi di ricombinazione ed emissione free-free, che sottraggono elettroni. L'energia viene ridistribuita tra gli elettroni tramite collisioni, fino a portare a una distribuzione maxwelliana da cui ricavare la temperatura elettronica della regione. Quindi, quando si parla di processi di emissione continua, è importante inserire le regioni HII nei plasmi termici, la cui radiazione viene generata dal moto termico di particelle cariche, e per cui è possibile quindi costruire la maxwelliana delle velocità.

#### 2.1.1 Bremsstrahlung termica

La Bremsstrahlung (radiazione di frenamento) è il principale processo di emissione continua per regioni HII a temperatura di circa  $10^4\text{K}$ . Questa emissione avviene quando una particella carica (in genere, un elettrone) viene accelerata attraverso interazione Coulombiana con un'altra particella carica (uno ione di carica  $Ze$ ). Quello che avviene essenzialmente, è che le due cariche creano un dipolo elettrico momentaneo dovuto all'avvicinamento, e un dipolo variabile emette radiazione elettromagnetica. L'energia dei fotoni emessi viene persa dall'elettrone, e pertanto perdendo energia cinetica *frena*.

Si può dire che per lo studio della Bremsstrahlung sia fondamentale la formula di Larmor (non relativistica, nel caso di regioni HII), che definisce la potenza di radiazione emessa da una particella carica ( $e^-$ ) e accelerata

$$P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3}, \quad a = \frac{Ze^2}{mx^2} \quad (2.1)$$

con  $x$  pari alla distanza ione-elettrone. Poichè la potenza irradiata, a parità di carica, è inversamente proporzionale alla massa, si considera solamente la radiazione emessa dall'elettrone. A partire dal caso del singolo elettrone, è necessario poi considerare un plasma formato da una nube di elettroni (di velocità  $v$  rispetto agli ioni) con

densità numerica  $n_e$  e di ioni con densità numerica  $n_z$ ,  $n_e > n_z$ . Per una nube di questo tipo che emette per Bremsstrahlung, l'emissività totale è data da:

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v} n_e n_z Z^2 \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (2.2)$$

con  $v$  velocità della nube e  $\nu$  frequenza dei fotoni, e in cui  $b_{max}$  e  $b_{min}$  indicano il parametro d'impatto, ossia la distanza tra lo ione e la traiettoria iniziale dell'elettrone, rispettivamente massimo e minimo. Il valore massimo di  $b$  è valutato in modo che le interazioni a distanze maggiori siano trascurabili, mentre quello minimo va valutato sia classicamente che quantisticamente, aspetto che entra in gioco a temperature elevate quando  $\frac{v}{c} \geq 0.01$  :

$$b_{max} \leq \frac{v}{4\nu} \quad b_{min,c} \simeq \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad b_{min,q} \simeq \frac{h}{2\pi m_e v} \quad (2.3)$$

Nel caso in cui ioni ed elettroni sono all'equilibrio termodinamico è possibile costruire la distribuzione di Maxwell-Boltzmann per le loro velocità

$$f(v)dv = 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2k_B T}} v^2 dv \quad (2.4)$$

Adesso non si ha più una singola velocità, ma una singola temperatura, e si dovrà integrare sulle velocità partendo dall'energia minima dell'elettrone che sarà pari almeno all'energia del fotone emesso a frequenza  $\nu$  : si avrà quindi un cut off al limite inferiore di integrazione delle velocità. Integrando, esplicitando le costanti note, e inserendo un fattore correttivo derivante dalla trattazione quantistica detto *fattore di Gaunt*  $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ , si ottiene

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (2.5)$$

Il termine esponenziale derivante dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann fornisce il cut-off dello spettro di radiazione  $\nu_{cut-off} = kT/h$ , e mostra quindi che all'aumentare della temperatura la frequenza di cut-off aumenta, e contemporaneamente l'emissività diminuisce.

Per valutare la brillantezza di Bremsstrahlung all'equilibrio termico è necessario imporre che il processo di emissione debba essere bilanciato da un processo di assorbimento. Il generale, l'assorbimento è efficiente a basse frequenze (banda radio) e porta a un irridimento dello spettro. Nel regime di Rayleigh-Jeans, approssimazione adatta alle regioni III, si ha [3]

$$B(\nu, T_e) \propto T_e \nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, T_e)}) \quad (2.6)$$

in cui  $\tau(\nu, T_e)$  è il termine di opacità (spessore ottico), e  $T_e$  indica la temperatura di agitazione termica degli elettroni. Dunque lo spettro di emissione continua dovuto alla Bremsstrahlung termica di una regione III ha un andamento proporzionale a  $\nu^2$  nel Radio e per regime otticamente spesso, mentre per regime otticamente sottile lo spettro, oltre una certa frequenza, diventa piatto e rimane costante.

## 2.1.2 Effetti della polvere interstellare

La polvere interstellare è un importante costituente della nostra Galassia: oscura ogni radiazione eccetto le regioni di vicino Visibile e Ultravioletto, e reirradia le energie assorbite nell'Infrarosso, restituendo qui circa il 30% della luminosità totale della Galassia. La presenza di polvere interstellare in zone di formazione stellare è stata sempre supportata dall'osservazione in banda medio-Infrarosso (MIR) e lontano-Infrarosso (FIR): è onnipresente e mostra un'ampia gamma di proprietà. La polvere sembrerebbe sopravvivere all'interno delle regioni di formazione stellare e l'emissione in Infrarosso è correlata con la posizione di stelle appena nate.

Durante la propria vita, un grano di polvere non rimane sempre uguale, interagisce con il mezzo in cui è inserito, e ci sono diversi meccanismi che ne influenzano l'evoluzione: *interazione fotone-grano*, in cui fotoni UV vengono assorbiti e scatterati portando a emissione termica; *interazione ione-grano*, in cui a grandi temperature lo ione può "erodere" il grano e portare allo sputtering di atomi dal grano; *interazione grano-grano* a basse energie, che porta a coagulazione. Studiando queste interazioni all'interno di regioni HII è possibile tracciare la SED (Spectral Energy Distribution) mettendo in evidenza i contributi all'emissione di VGS (Very Small Grains), PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) and BG (Big Grains), insieme con il corpo grigio continuo. Sebbene quindi il principale meccanismo di emissione nel continuo di una regione HII sia l'*emissione free-free*, questo continuo è in genere molto debole e solcato da righe di ricombinazione (sez.2.3), per cui è importante il corpo grigio della polvere per individuare queste regioni e poter determinare la temperatura del gas.

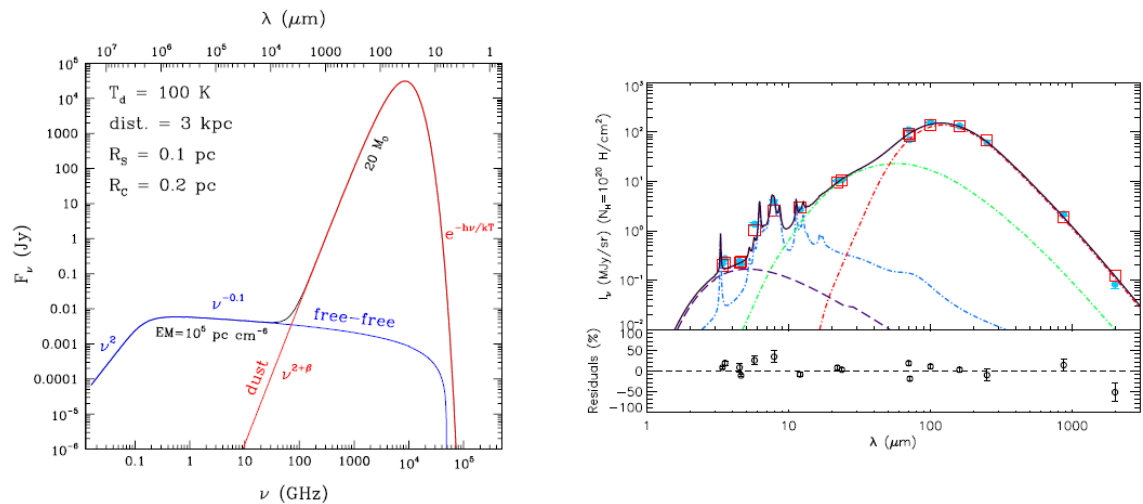


Figura 2.1: **Sinistra**[6]: modello SED di una regione HII di raggio  $R_S$  racchiusa in una nube molecolare ( $R_C$  raggio nube), in cui si evidenzia corpo grigio della polvere ed emissione Bremsstrahlung. **Destra**[7]: SED della regione HII più luminosa di M33, la linea nera mostra il best-fit, la linea tratteggiata blu mostra emissione PAH, la linea tratteggiata verde mostra emissione VSG, la linea tratteggiata rossa mostra emissione BG, e la linea tratteggiata viola mostra il continuo nel NIR

## 2.2 Emissione in riga

Quando un atomo viene posto nelle condizioni di acquistare energia elettromagnetica di intensità adeguata, si verifica che uno o più elettroni passino ad un'orbita con energia maggiore, più distante dal nucleo. Questa situazione è instabile e si dice che l'atomo si trova in uno *stato eccitato*. Successivamente l'elettrone ritorna al livello energetico di partenza, che se è il più basso è detto *stato fondamentale*. Queste, sono dette *transizioni elettroniche*, e sono di fatto la ragione per cui osserviamo emissione in riga: infatti, la diseccitazione dell'elettrone è accompagnata dall'emissione di radiazione elettromagnetica con frequenza caratteristica tale per cui l'energia del fotone emesso corrisponde al salto energetico tra i due livelli. Per distinguere i livelli energetici vengono utilizzati i numeri quantici, generalmente associati a quantità fisiche

- **n** è il numero quantico principale, che definisce l'energia e le dimensioni delle orbite
- **l** è il numero quantico azimutale, che definisce il momento angolare orbitale degli elettroni
- **m** è il numero quantico magnetico, che definisce l'orientamento dell'orbita in presenza di campi magnetici
- **s** è il numero quantico di spin

Si dice quindi che i livelli energetici siano quantizzati, e non è quindi possibile avere transizioni per energie diverse da quelle permesse.

Per ricavare la frequenza di transizione tra due livelli energetici n e m, con n>m, si utilizza la legge di Rydberg

$$\nu_{nm} = cR_H \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Hz} \quad (2.7)$$

in cui  $R_H = 1.09 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$  è la costante di Rydberg e rappresenta il valore del massimo numero d'onda (inverso della lunghezza d'onda) del fotone che può essere emesso da un atomo di idrogeno. Le transizioni da un certo livello fissato verso un altro, o da livelli diversi verso uno fissato, vengono raggruppate in serie.

Per l'idrogeno si hanno due serie principali, quella di *Balmer(H)*, che rappresenta le transizioni da e verso n=2 e quella di *Lyman(L)*, che rappresenta le transizioni da e verso n=1

<b>Transizione</b>	3↔2	4↔2	5↔2	2↔1	3↔1	4↔1
<b>Nome</b>	H- $\alpha$	H- $\beta$	H- $\gamma$	L- $\alpha$	L- $\beta$	L- $\gamma$
$\lambda$ (Å)	6563	4861	4341	1216	1026	972

In tabella sono mostrate le righe principali dello spettro dell'idrogeno, come la fondamentale H- $\alpha$  della serie di Balmer. Le lunghezze d'onda della serie di Balmer sono principalmente nel Visibile, mentre quelle di Lyman sono tutte nell'Ultravioletto.

### 2.2.1 Regole di transizione

Le transizioni tra livelli sono descritte in termini di probabilità di transizione mediante i coefficienti di Einstein  $A_{mn}$ , di emissione spontanea, e  $B_{nm}$ , di assorbimento; la forza di transizione è misurata dalla probabilità che un elettrone nell'atomo eccitato emetta una fotone nell'unità di tempo, o dalla probabilità di assorbimento di un opportuno fotone per passare ad un'orbita più esterna. Qualunque transizione da  $n$  a  $m \neq n$  può essere rappresentata da una *transizione di dipolo elettrico*, dato che, variando la distanza nucleo-elettrone e quindi il numero quantico principale, varia il dipolo. Le transizioni di dipolo elettrico sono le più efficienti ma, per quanto più improbabili, si possono avere anche transizioni di quadrupolo e di dipolo magnetico, che portano alla produzione di particolari righe. Infatti esistono delle regole derivanti dalla meccanica quantistica che tengono conto dei principi di conservazione, che sono dette *regole di selezione*. Queste, se rispettate, definiscono le *righe permesse*, quelle con probabilità maggiore di essere osservate. Se avvengono transizioni di energia non permesse dalle regole di selezione ciò non significa che il processo violi le leggi della fisica, ma solo che non poteva prodursi tramite dipolo elettrico, la via più funzionale. La probabilità che avvengano quindi è molto inferiore di quella delle transizioni permesse, ma comunque non nulla: queste producono le *righe semi-proibite e proibite*, che si osservano in genere in gas e plasma a bassa densità, in cui le collisioni con altri atomi sono poco frequenti; infatti le possiamo rilevare negli spettri di regioni HII e nebulose planetarie. Le linee proibite vengono segnalate ponendo delle parentesi quadre intorno all'atomo o alla molecola interessati, per esempio vengono frequentemente osservate le righe dell'ossigeno ionizzato due volte [OIII], che producono un doppietto a  $4959\text{\AA}$  e  $5007\text{\AA}$ , o dello zolfo e azoto ionizzato [SII] ( $6733\text{\AA}$ ,  $6718\text{\AA}$ ), [NII] ( $6585\text{\AA}$ ,  $6550\text{\AA}$ ).

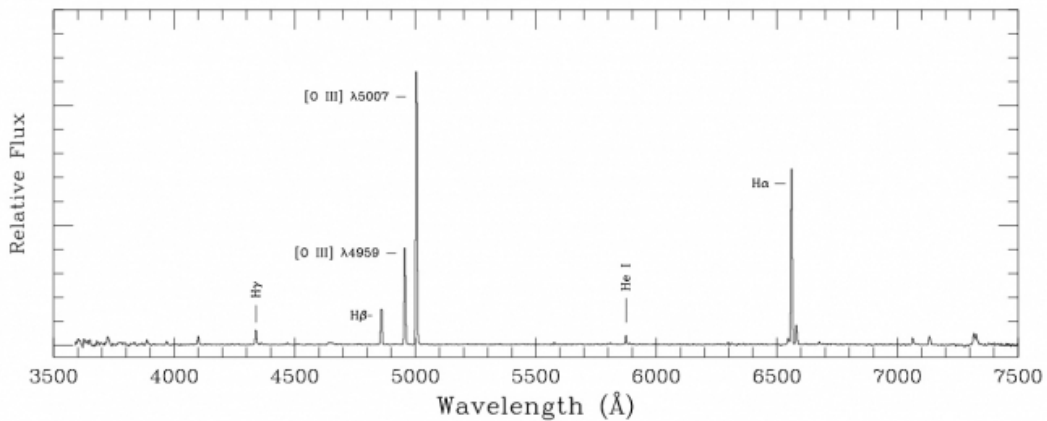


Figura 2.2: Esempio di spettro di emissione di una nebulosa planetaria. Si noti come sia fortemente marcata da righe proibite, e che il continuo sia completamente assente. Questo è dovuto al fatto che la frequenza di cut-off della Bremsstrahlung cade prima della banda di osservazione.

## 2.3 Ricombinazione

La ricombinazione è un processo che contribuisce sia all'emissione continua che a quella in riga. Innanzitutto è necessario distinguere tra i fenomeni di transizione

**free-bound** l'elettrone inizialmente libero viene catturato in uno stato legato, emettendo un fotone. L'elettrone può occupare un qualsiasi livello energetico, generalmente elevato. Nel caso di una nube di idrogeno  $H^+ + e^- \rightarrow H + \gamma$

**bound-bound** l'elettrone legato passa ad un altro stato legato, emettendo un fotone di energia quantizzata nel cadere in un livello energetico inferiore

Nei processi di ricombinazione che avvengono in una regione HII questi due fenomeni si susseguono, perché in genere quando la coppia protone-elettrone si ricombina è più probabile ottenere uno stato eccitato che non lo stato fondamentale.

Il primo step sono le transizioni free-bound, che contribuiscono all'emissione continua perché l'energia emessa dipende dall'energia iniziale dell'elettrone e dal livello energetico dello stato sul quale decade, pertanto la frequenza della radiazione emessa può occupare un qualunque punto in un intervallo  $\Delta\nu$ .

Invece le transizioni bound-bound avvengono tra i livelli quantizzati dell'atomo, per cui con energie ben definite. Si ha un cosiddetto decadimento a cascata, che produce righe di frequenza distinta ogni volta, finché l'elettrone non raggiunge il livello fondamentale.

Quindi in generale nel processo di ricombinazione l'energia del fotone ultravioletto emesso dalla stella subisce un processo di degrado, e i fotoni secondari non sono in grado di produrre ulteriore eccitazione: può accadere però, che la ricombinazione avvenga direttamente sullo stato fondamentale, e allora l'energia associata è quella di un fotone ionizzante che produce un nuovo ione  $H^+$  immediatamente. Questo fa sì che il gas globalmente non si raffreddi e ci sia un equilibrio tra i fenomeni di foto-ionizzazione e di ricombinazione.

Gli studi sono effettuati soprattutto in banda ottica, in cui si trovano le righe di ricombinazione della serie di Balmer, e righe proibite di [OIII],[NII] e [OII]. Altre righe appartengono alla serie di Lyman nell'Ultravioletto, che non possono essere osservate da Terra per via dell'assorbimento atmosferico. In particolare la riga L- $\alpha$  subisce un processo di *scattering risonante* all'interno della nube stessa: questo fenomeno avviene quando l'energia di un fotone è quasi uguale alla differenza energetica tra lo stato fondamentale e il primo livello eccitato, per cui l'atomo assorbe il fotone e immediatamente si diseccita emettendone un altro uguale, ma in una direzione diversa; quello che accade nella nube è che il fotone subisce scattering dalla frazione di idrogeno neutro presente, che cambia continuamente la sua direzione impedendone la fuoriuscita.

Infine, la ricombinazione può produrre anche righe nella banda radio se l'atomo si diseccita mediante transizioni fra livelli energetici elevati e quindi aventi differenza di energia piccola. La misura del rapporto tra l'intensità di righe di ricombinazione e intensità del continuo, e lo studio delle SED di regioni HII in questi termini permette di determinarne la temperatura e la metallicità: si è trovato che la loro temperatura elettronica cresce con la distanza dal centro galattico, mentre le abbondanze metalliche decrescono nelle regioni periferiche, denotando una minor formazione stellare [8].

# Capitolo 3

## Nebulose Planetarie

Le regioni HII si possono trovare non solo in concomitanza di una stella appena nata, ma anche attorno a stelle alle ultime fasi della loro vita: i gusci di gas attorno a piccole stelle bianco-blu sono le cosiddette *nebulose planetarie*. A seconda dell'evoluzione che segue una stella, può arrivare a alla fase AGB (Asymptotic Giant Branch) in cui la sua atmosfera viene completamente espulsa nello spazio, creando un guscio gassoso in espansione a 20-30 km/s attorno a una singola stella piccola e molto calda ( $5 \cdot 10^4$ - $10^5$ K), che non è altro che il nucleo degenere di carbonio-ossigeno della stella che ha perso gran parte del suo involucro di idrogeno durante la fase AGB. Anche in questo caso quindi il gas della nebulosa planetaria viene ionizzato da radiazione UV della stella, e quindi anche il suo spettro conterrà molte delle righe principali dovute alle transizioni proibite dell'emissione di una regione HII. In generale ciò che le distingue dalla maggior parte delle regioni HII sono la forma più simmetrica e l'espansione più rapida.

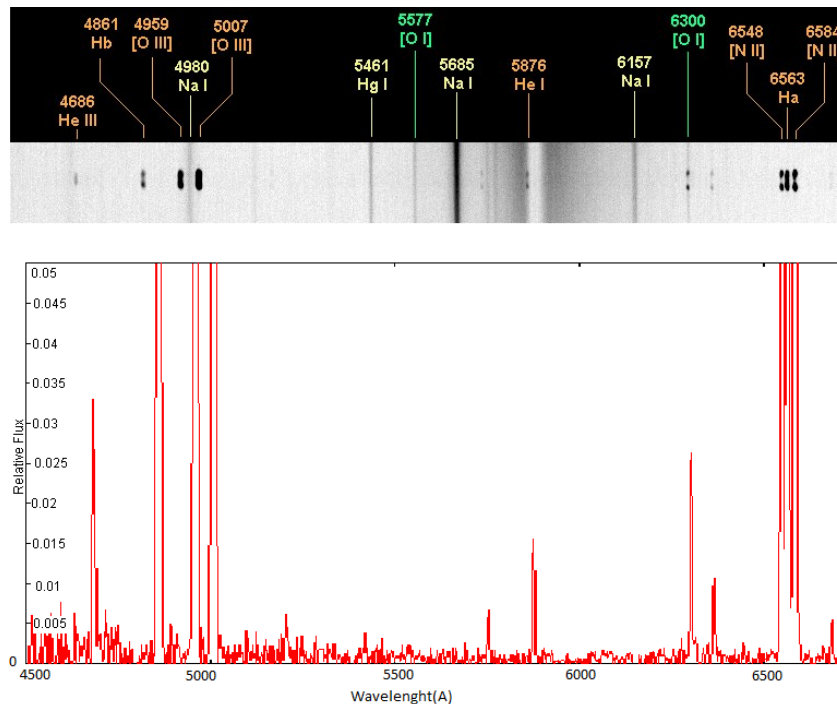


Figura 3.1: Spettro della nebulosa M57



In Figura 3.1 si veda come esempio di spettro la nebulosa planetaria M57, conosciuta anche come *Ring Nebula*: le parti interne di questa nebulosa hanno un colore blu-verde dovuto alla presenza marcata di ossigeno doppiamente ionizzato [OIII], mentre nelle regioni più esterne il colore è rosso dovuto alle righe di Balmer dell'idrogeno, e dell'azoto ionizzato [NII].

Lo studio di queste nebulose a emissione, sia regioni HII che planetarie, permette di determinare con precisione le abbondanze chimiche, con le quali è possibile verificare modelli di evoluzione stellare e di evoluzione chimica galattica. In particolare, se le regioni HII sono state utilizzate anche per datare i giovani gruppi OB, le nebulose planetarie ci permettono di analizzare il materiale che è stato emesso dalla stella e pertanto individuarne il tipo e rivelare dei dettagli sui processi fisici in gioco nella fusione nucleare.

### 3.1 Emissione a confronto

Regioni HII e nebulose planetarie (PNe) emettono entrambe in lunghezze d'onda radio e infrarosso, e spesso accade che regioni HII con una piccola dimensione angolare vengano scambiate per PNe. In particolare, questo problema si presenta spesso per regioni HII giovani, o molto lontane, o entrambe. Il lavoro di *Anderson et al. (2018)* vuole mettere in evidenza la possibilità di distinguere le regioni HII dalle PNe basandosi sui loro colori nell'Infrarosso. Per farlo vengono utilizzati i dati dai rilevamenti di Heschel Hi-GAL e dai rilevamenti di Spitzer MIPS GAL e GLIMPSE (entrambi telescopi spaziali che indagano nell'Infrarosso, in particolare Hi-GAL, MIPS GAL e GLIMPSE sono progetti che consistono nella mappatura del piano Galattico della Via Lattea).

Come si è già visto, il responsabile dell'emissione in MIR e FIR delle regioni HII è la polvere, in particolare l'emissione proviene dall'interno della regione stessa e dalla regione di fotodissociazione (PDR), cioè il confine tra il gas ionizzato e il mezzo interstellare. Per le PNe, l'emissione IR proviene dagli strati di materiale e polveri del guscio in espansione. Entrambe emettono anche nel Radio, perchè per entrambe la stella centrale ionizza il gas che emette per Bremsstrahlung termica.

In [9] sono stati presi dei campioni adatti allo scopo:

- le regioni HII sono 126 e selezionate in modo che coprissero diversi momenti evolutivi, e di diverse dimensioni fisiche, in modo che si rientrasse nella categoria di oggetti troppo piccoli e troppo lontani per essere chiaramente classificati;
- le PNe prese in considerazione sono 43, con la condizione che tutte siano visibili in almeno due delle bande IR considerate nello studio

Il campione delle PNe non è rappresentativo di tutta la popolazione della nostra Galassia, ma è rappresentativo di PNe brillanti nel IR che possono essere confuse facilmente.

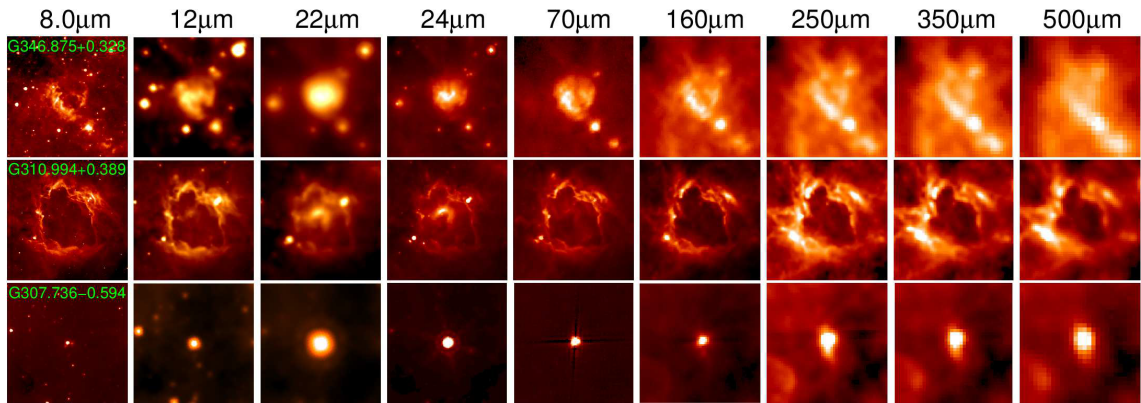


Figura 3.2: Immagine in Infrarosso di tre regioni HII da  $8.00\mu\text{m}$  a  $500\mu\text{m}$

Esempi di regioni HII sono mostrati in Figura 3.2, che mostra dati da  $8.00\mu\text{m}$  a  $500\mu\text{m}$ . A  $8.00\mu\text{m}$  e  $12\mu\text{m}$ , se la risoluzione è sufficiente, la regione appare brillante per l'emissione dei PAH; a  $24\mu\text{m}$  e  $70\mu\text{m}$  si rilevano le PDR e un'emissione IR proveniente da grani diversi da quelli della PDR; a lunghezze d'onda maggiori di  $70\mu\text{m}$ , l'emissione proviene principalmente da la polvere più fredda della PDR. In Figura 3.2 le prime due regioni non verrebbero confuse per PNe per la loro emissione estesa, ma la situazione sarebbe meno chiara dal punto di vista visivo per l'ultima regione.

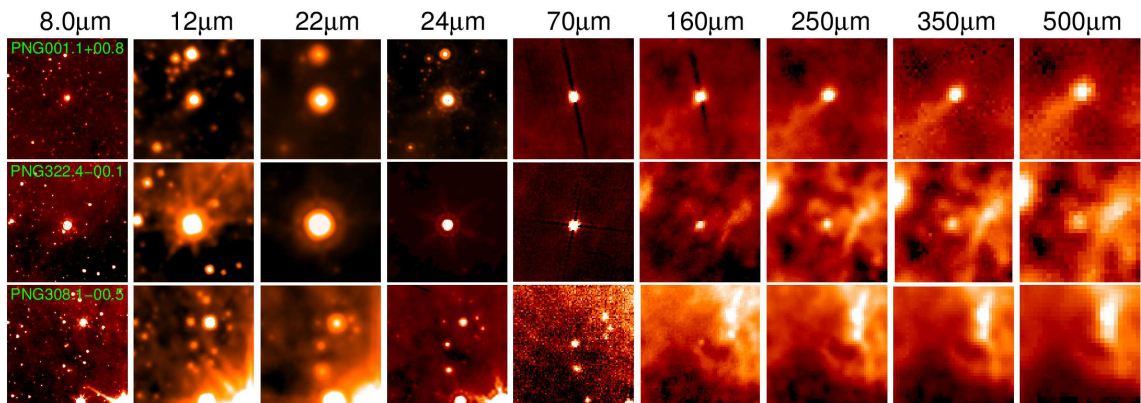


Figura 3.3: Immagine in Infrarosso di tre PNe da  $8.00\mu\text{m}$  a  $500\mu\text{m}$

In Figura 3.3 sono mostrati tre sorgenti rappresentative delle PNe. Le prime due nebulose sono sorgenti molto brillanti e sono ben rilevabili a tutte le lunghezze d'onda, mentre l'ultima sorgente è piuttosto debole e non viene più rilevata oltre i  $160\mu\text{m}$ . In ogni caso, la confusione dell'immagine aumenta chiaramente con l'aumentare della lunghezza d'onda.

Un primo modo per differenziare le due regioni è la *misura del flusso*. Infatti le regioni HII nel campione risultano avere un flusso significativamente più alto rispetto alle nebulose planetarie a tutte le lunghezze d'onda, tenendo anche in conto che

gli oggetti in entrambi i campioni sono particolarmente brillanti rispetto alla media. Il massimo del flusso trovato per le nebulose planetarie può essere utilizzato per fissare un limite superiore che potenzialmente permette di separare le due classi.

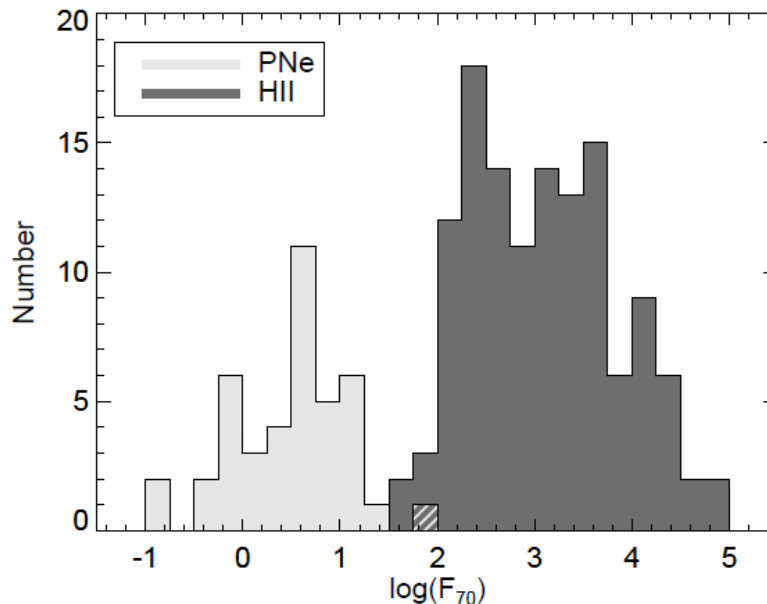


Figura 3.4: La distribuzione dei flussi a  $70\mu\text{m}$ . I flussi di regioni HII sono mostrati in grigio scuro, quelli di PNe sono in grigio chiaro. Il quadrato tratteggiato mostra contributo da entrambe le regioni.

In Figura 3.4 si mostra la distribuzione per i flussi delle regioni HII e delle PNe a  $70\mu\text{m}$ , ricavati dai dati di Hi-GAL. Per il campione di PNe il massimo flusso a  $8.0\mu\text{m}$ ,  $12\mu\text{m}$ ,  $22\mu\text{m}$ ,  $24\mu\text{m}$ ,  $70\mu\text{m}$ ,  $160\mu\text{m}$ ,  $250\mu\text{m}$ ,  $350\mu\text{m}$ , e  $500\mu\text{m}$  è 5.3 Jy, 6.2 Jy, 83.2 Jy, 31.4 Jy, 101.6 Jy, 46.0 Jy, 22.3 Jy, 7.7 Jy, e 3.5 Jy, rispettivamente. Quindi oggetti con flussi più alti di questi valori sono probabilmente regioni HII e non PNe, eccetto alcuni casi limite.

A questo punto, dato che regioni HII e PNe dovrebbero differenziarsi per i colori nel FIR, ci si aspetta di trovare anche *differenze nelle loro SEDs*. In Figura 3.5 vengono mostrate le SEDs medie normalizzate al massimo del flusso per entrambe le nebulose. Sono state escluse dalla media i contributi delle lunghezze d'onda a cui alcune PNe non sono rilevabili. Dato che l'emissione IR delle PNe cambia nel tempo in concomitanza con l'espansione del guscio circumstellare, le diverse proprietà della polvere in evoluzione modificano maggiormente l'emissione IR rispetto alle regioni HII, e questo si può notare dalla dispersione più significativa mostrata dalle barre di errore in Figura 3.5.

- Per le regioni HII, il picco della SED a  $100\mu\text{m}$  può essere ricondotto a polvere fredda, mentre l'emissione nel MIR ha contributi da polvere più calda e PAH. Si trova che la componente fredda della polvere nelle regioni HII sia ben fittata da un corpo grigio a temperatura  $24.8\pm 0.2\text{K}$ . Questa SED media mostrata

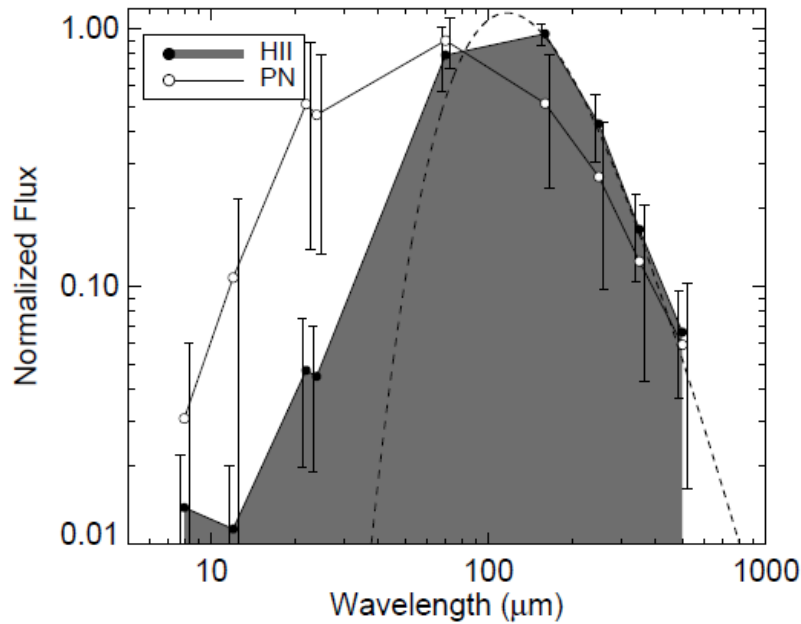


Figura 3.5: Vengono mostrate le SEDs normalizzate per regioni HII (area grigio scuro) e PNe (linea nera). Il corpo grigio della polvere a 24.8K è mostrato in linea tratteggiata. Le barre di errore mostrano la deviazione standard per ogni punto, a sinistra per le PNe, a destra per le regioni HII.

risulta essere molto simile alle SEDs trovate in generale per le regioni HII e anche la temperatura della polvere risulta in accordo con misure precedenti.

- Per le PNe, la SED sale ripidamente tra gli  $8.0\mu\text{m}$  e i  $24\mu\text{m}$ , ha un picco marcato ai  $70\mu\text{m}$  e poi decresce. Si trova che non è possibile trovare un fit a una singola temperatura per l'emissione della polvere, e ciò indica la presenza di polvere a tante diverse temperature. Anche per le PNe, la SED media risulta essere simile a quelle di singole PNe già trovate in precedenza.

Infine si esaminano le *distribuzioni di tutti i colori* possibili per individuare un criterio valido di separazione tra le due popolazioni. La distribuzione per i colori più significativi è mostrata in Figura 3.6: sono solo sei di molti altri, che sono comunque ritenuti validi. I quattro colori più utili allo scopo sono  $[F12/F8] < 0.3$ , che è soddisfatto dal 98% delle regioni HII e dal 7% delle PNe,  $[F160/F12] > 1.3$  che è soddisfatto dal 100% delle regioni HII e dal 10% delle PNe,  $[F160/F24] > 0.8$  anch'esso soddisfatto dal 100% delle regioni HII e dal 10% delle PNe, e infine  $[F160/F22] > 0.8$ , soddisfatto dal 100% delle regioni HII e dal 12% delle PNe.

Dato che il campione di regioni HII utilizzato è composto da un vasto range di fasi evolutive, qualsiasi effetto sui colori dovuto alla fase evolutiva sarà poco rilevante.

In conclusione si possono dividere i colori più utili trovati in tre categorie significative:

- La prima comprende i colori ottenuti dal rapporto del flusso a  $70\mu\text{m}$  o  $160\mu\text{m}$  e il flusso nel MIR a  $12\mu\text{m}$  o  $24\mu\text{m}$ . L'interpretazione che si da a questi colori,

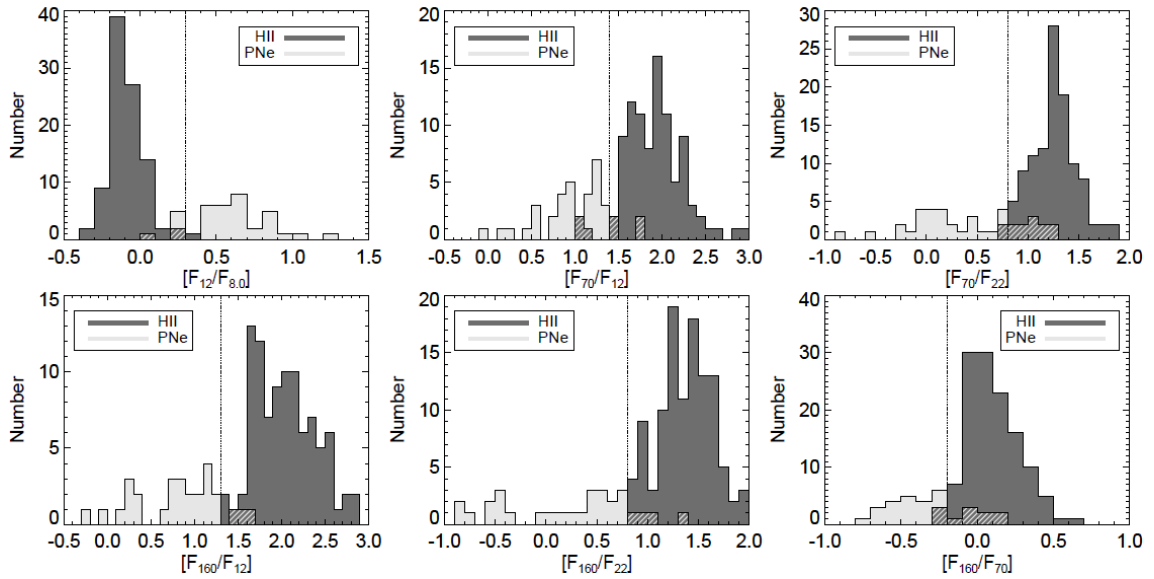


Figura 3.6: Sei colori (logaritmo del rapporto tra flussi) per distinguere regioni HII (grigio scuro) da PNe (grigio chiaro). Le aree tratteggiate mostrano contributo da entrambi gli oggetti. Le linee verticali mostrano il cut-off proposto dagli autori per separare le due popolazioni.

è che rappresentino il confronto tra l'emissione di polvere fredda e di polvere più calda, per cui se le PNe hanno più emissione nel MIR è perchè prevale l'emissione di polvere calda rispetto alle regioni HII.

- La seconda comprende i colori ottenuti dal rapporto del flusso a  $12\mu\text{m}$ ,  $22\mu\text{m}$  e  $24\mu\text{m}$  con quello a  $8.0\mu\text{m}$ . Questo rapporto è sensibile alla presenza dei PAH, che emettono fortemente a  $8.0\mu\text{m}$ , e meno sensibili ad altre bande. In questo caso, le regioni HII mostrano emissione più marcata dai PAH, rispetto alle PNe.
- La terza comprende i colori ottenuti dal rapporto a  $160\mu\text{m}$  e  $70\mu\text{m}$ . Questo fa riferimento alla posizione del picco nella SED. Dato che in media la SED di una regione HII ha un picco a lunghezze d'onda maggiori delle PNe, questo rapporto sarà positivo per la maggior parte delle regioni HII, e negativo per la maggior parte delle PNe.

Ci sono numerosi oggetti astrofisici ancora non classificati che potrebbero essere risolti utilizzando questo criterio. Alla fine dello studio gli autori hanno applicato il loro criterio per oggetti nella Via Lattea ancora non chiaramente definiti, e sono riusciti effettivamente a distinguere regioni HII e nebulose planetarie nella maggior parte dei casi.

Questi risultati sono importanti per studi e lavori futuri sulle regioni HII e PNe, dato che con questo metodo due popolazioni così simili possono essere distinte utilizzando misure fotometriche.

# Bibliografia

- [1] Hannu Karttunen, Pella Krögen, Heikki Oja, Markku Poutanen, Karl J. Donner (2007), *Fundamental Astronomy*.
- [2] Leonel Gutiérrez, John E. Beckman (2008), *The physics of the HII regions: the photoionization equilibrium in the HII regions of M51*.
- [3] D. Dallacasa (2017), Appunti e Slide del corso *Processi di Radiazione e MHD*.
- [4] P. Tremblin et al. (2014), *Age, size, and position of HII regions in the Galaxy: expansion of ionized gas in turbulent molecular clouds*.
- [5] Yale University lectures, *Continuum Emission Mechanism*.
- [6] Riccardo Cesaroni (2008), *Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds*.
- [7] M. Relano et al. (2016), *Dust Properties in HII Regions in M33*.
- [8] C. Fanti, R. Fanti, *Una finestra sull'Universo invisibile*.
- [9] L. D. Anderson et al. (2018), *Distinguishing between HII regions and planetary nebulae with Hi-GAL, WISE, MIPS GAL, and GLIMPSE*.