

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:
Nicola Borghi

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Appello I
Anno Accademico 2017-2018

Abstract

Le regioni HII sono, in prima approssimazione, nubi di idrogeno ionizzato dai fotoni di stelle OB. Tali stelle massicce hanno temperature superficiali $T^* > 10^4$ K e una vita media relativamente breve. Se all'interno della regione di formazione si osservano stelle a diversi stage evolutivi, è possibile seguire e studiare in dettaglio l'evoluzione delle regioni HII ad esse associate. Il mezzo interstellare ionizzato (WIM) si trova immerso in un mezzo neutro (WNM e CNM) dal quale la formazione stellare ha avuto origine. Pertanto per avere una panoramica completa delle caratteristiche di emissione non ci si può fermare al solo processo di ionizzazione. In questo testo verranno illustrate le principali caratteristiche di emissione con un approccio pancromatico e verranno accennati alcuni processi di emissione secondari. Inizialmente si assumerà un equilibrio tra la fotoionizzazione e la ricombinazione, definendo teoricamente la Sfera di Strömgren. La si assumerà costituita solamente di idrogeno, in seguito verranno brevemente discussi gli effetti dell'elio, dei 'metalli' e di ulteriori processi dinamici. A questo punto si potranno giustificare le prime *features* osservative: le righe di ricombinazione, o RLs. In seguito si discuterà della formazione delle righe "proibite", o meglio CELs (*Collisionally Excited Lines*), che sono il principale processo di raffreddamento di tali regioni. Con l'accenno alle righe di ricombinazione radio si chiuderà la panoramica sui processi di emissione in riga. Nel capitolo finale sono trattati i principali processi di emissione nel continuo, ossia quelli dovuti a transizioni libero-libero (Bremsstrahlung) e alle polveri. Spesso ci si soffermerà sull'importanza di uno studio dettagliato delle regioni HII con riferimenti allo stato dell'arte della ricerca astrofisica.

Indice

1	Caratteristiche delle regioni HII	1
1.1	Regioni HII e formazione stellare	3
2	Processi di emissione in riga	4
2.1	Equilibrio di ionizzazione	4
2.2	La sfera di Strömgren	6
2.3	Caratteristiche spettrali: <i>RLs</i> e <i>CELS</i>	7
2.4	Righe di ricombinazione radio (<i>RRLs</i>)	10
3	Processi di emissione nel continuo	11
3.1	Bremsstrahlung	11
3.2	Polvere interstellare	13

Capitolo 1

Caratteristiche delle regioni HII

Tra le varietà di fasi in cui si presenta il mezzo interstellare, le regioni HII sono sicuramente quelle che regalano le immagini astronomiche più spettacolari. In prima approssimazione sono nubi di idrogeno ionizzato (HII) aventi dimensioni tipiche di $10^{-2 \div 2}$ pc. I fotoni necessari per la fotoionizzazione, ovvero di energia $h\nu \gtrsim 13.6$ eV, sono prodotti in grandi quantità da stelle con temperature superficiali elevate, $T^* \approx 10^4$ K (classe spettrale O e B). Tali stelle hanno una vita media relativamente breve (alcuni milioni di anni) e sono quindi prevalentemente osservate nella loro regione di formazione. Per questo motivo le regioni HII, che costituiscono il *warm ionized medium* (WIM), si osservano associate a nubi molecolari e di polvere, *cold neutral medium*, (CNM, Fig. 1.1). I grani di polvere in prima approssimazione assorbono la radiazione ultravioletta e la riemettono in banda infrarossa. Se da un lato questo complica lo studio dei processi fisici, dall'altro rende più semplice la rivelazione di tali regioni. Ad esempio tramite la *survey* svolta col satellite WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer) sono state individuate ad oggi circa 8000 regioni HII e candidate nella Via Lattea (Anderson, 2014).

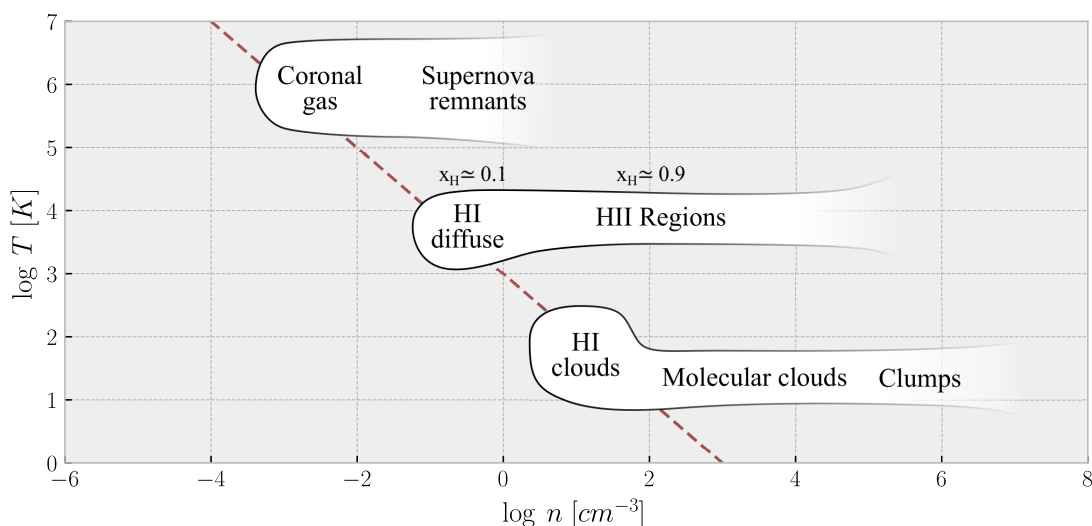


Figura 1.1: Diagramma $\log n - \log T$ che illustra le fasi del mezzo interstellare. Dal basso verso l'alto: CNM, WNM e WIM, HIM. I valori riportati sono puramente indicativi (da Yorke 1986, riadattata).

Nella nostra e nelle altre galassie a spirale tali regioni sono distribuite nel disco, più precisamente lungo i bracci, mentre sono quasi del tutto assenti nelle galassie ellittiche. Il contrasto di tali regioni è un ottimo tracciante di recente formazione stellare ed è tuttora utilizzato per classificare i tipi morfologici *late-type*. Inoltre consentono di ottenere informazioni sulla curva di rotazione e sui gradienti di metallicità. In questo testo saranno messi in luce i principali processi di emissione e il loro legame con lo studio di alcune proprietà fisiche e chimiche. Lo sviluppo di modelli sempre più accurati, permetterà di avere informazioni cruciali anche in ambito extragalattico, ad esempio sull'evoluzione delle galassie.

Sono regioni ionizzate anche le nebulose planetarie, ossia le strutture che si formano negli stadi finali dell'evoluzione di una stella di $0.8 \div 8 M_{\odot}$. L'insorgere di instabilità determina l'espulsione degli strati esterni della stella (spesso in simmetria bipolare o sferica) che vengono ionizzati dal corpo centrale. Per questo motivo le caratteristiche spettrali sono molto simili alle regioni HII e in letteratura sono spesso studiate assieme, tuttavia in questo testo per "regioni HII" si fa riferimento alle nubi fotoionizzate attorno stelle giovani di classe spettrale OB.

L'idrogeno rappresenta circa il 90% del mezzo interstellare, quindi una prima analisi verrà fatta assumendo il gas composto solamente di idrogeno. Se la regione è completamente ionizzata si ha che la densità degli ioni (protoni) è uguale alla densità degli elettroni, $n_i = n_e$. In seguito verrà discussa la bontà di tale approssimazione. Dal momento che i principali processi di emissione sono a due corpi, l'emissività locale è proporzionale al quadrato della densità. È quindi utile definire la misura di emissione EM , ossia l'integrale del quadrato della densità lungo la linea di vista:

$$EM = \int n_e^2 dl \approx \langle n_e \rangle^2 l \quad \text{pc cm}^{-6}, \quad (1.1)$$

dove $\langle n_e \rangle$ è la densità media della regione.

Tabella 1.1: Parametri fisici tipici delle regioni HII (da Kurtz, 2005)

Class of Region	Size (pc)	Density (cm^{-3})	EM (pc cm^{-6})	Ionized Mass (M_{\odot})
Hypercompact	0.03	10^6	10^{10}	10^{-3}
Ultracompact	0.1	10^4	10^7	10^{-2}
Compact	0.5	$5 \cdot 10^3$	10^7	1
Classical	10	100	10^2	10^5
Giant	100	30	$5 \cdot 10^5$	$10^3 - 10^6$
Supergiant	100	10	10^5	$10^6 - 10^8$

1.1 Regioni HII e formazione stellare

Le teorie attuali sulla formazione stellare, in particolare sulla condensazione di grandi nubi molecolari in presenza di campi magnetici, turbolenze e filamenti, lasciano molte domande aperte. Lo studio accurato dello spettro delle regioni HII è compito complesso, ma necessario per conoscerne le abbondanze chimiche iniziali. Si ipotizza (Peters et al., 2010) che tali regioni abbiano origine durante la fase di protostella, quando viene raggiunta una massa di circa $10 M_{\odot}$. Una prima *signature* osservativa si ha in banda radio con l'emissione di righe di ricombinazione (§ 2.4) e di Bremsstrahlung (§ 3.1). Alcune regioni di formazione stellare ospitano stelle a diversi stage evolutivi e quindi sono ottimali anche per studiare l'evoluzione delle regioni ad esse associate. W3 Main, analizzata nell'articolo di Bik et al. (2012), contiene 15 stelle di tipo OB che hanno uno spread di età di 2-3 milioni di anni. Le più giovani ($\sim 10^5$ anni) si trovano in regioni HII ultracompatte, mentre quelle più evolute ($\sim 10^6$ anni) si trovano in regioni HII diffuse (Fig. 1.2).

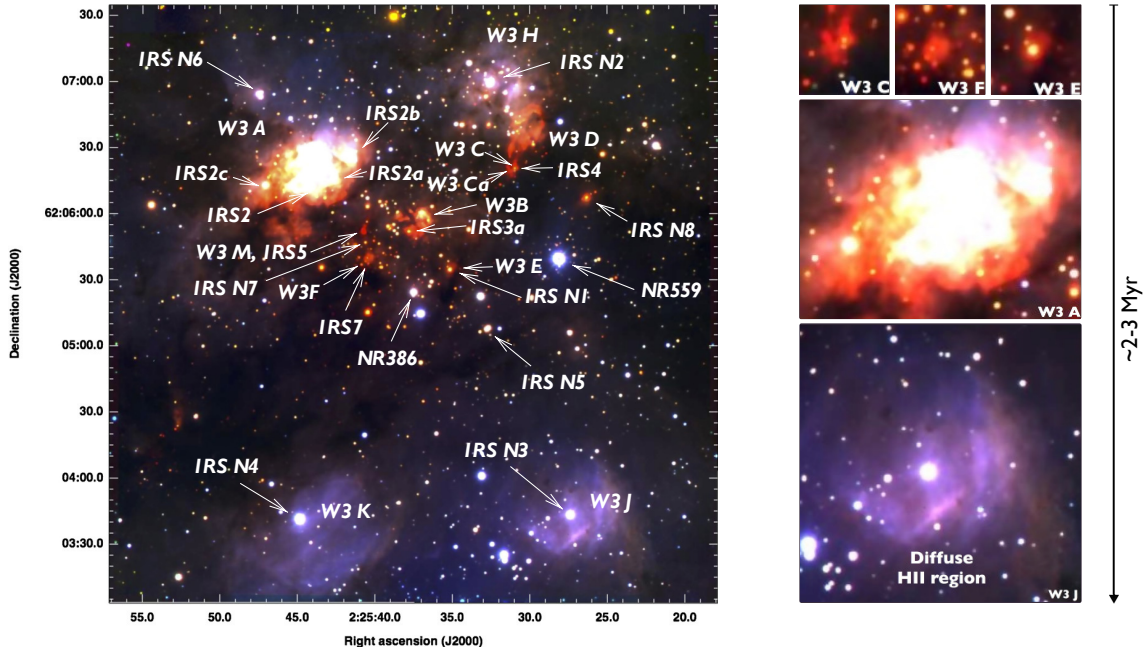


Figura 1.2: Immagine composta (filtri JHK_s , *near-IR*) della regione W3 Main ottenuta con lo strumento LUCI/LBT. Il campo corrisponde a 2.6×2.6 pc alla distanza di 1.95 kpc. Sono indicate le regioni HII e le rispettive stelle candidate. A destra: differenti regioni ordinate in base alla dimensione, ovvero alla presunta età. Gli stage evolutivi si distribuiscono su un intervallo di 2-3 milioni di anni. (da Bik et al., 2012)

Capitolo 2

Processi di emissione in riga

Il punto di partenza per lo studio delle regioni ionizzate è assumere un equilibrio locale tra i processi di fotoionizzazione e ricombinazione ($H + h\nu \rightleftharpoons H^+ + e^-$); i rispettivi *rate* vengono definiti in maniera simile ai coefficienti di Einstein. Si ipotizza che la regione sia costituita solamente di idrogeno (90% del gas dell'ISM). Successivamente si discute degli effetti indotti dall'elio (9% del gas dell'ISM) e dagli altri elementi pesanti, i quali contribuiscono in gran parte alla formazione di righe dovute all'eccitazione collisionale. Infine saranno messi in luce i principali processi di raffreddamento mediante emissioni in riga sia in banda ottica, sia in banda radio e la loro rilevanza nello studio delle proprietà fisiche di queste regioni.

2.1 Equilibrio di ionizzazione

Si consideri una regione in cui la ionizzazione e la ricombinazione siano processi puramente radiativi. La probabilità di fotoionizzazione (transizione di un elettrone dal livello legato i al continuo) per unità di tempo viene definita tramite β_i [s^{-1}]. La probabilità di ricombinazione per unità di tempo è data da $n_e \alpha_i$ [s^{-1}] dove α_i è il coefficiente di ricombinazione e n_e è la densità di elettroni. Sommando su tutti i livelli energetici è possibile definire la seguente condizione per l'equilibrio di ionizzazione:

$$\sum_i n_i(A^r) \beta_i = \sum_i n(A^{r+1}) n_e \alpha_i, \quad (2.1)$$

dove con r si indica quante volte sono ionizzati gli atomi A e con $n(A)$ la loro densità. L'equazione richiede quindi che il numero di ricombinazioni per cm^3 per secondo sia pari al numero di ionizzazioni per cm^3 per secondo. Per molte applicazioni astrofisiche risultano significativi soltanto i contributi di due stati di ionizzazione, per cui si può definire il grado di ionizzazione di un atomo A come:

$$x := \frac{n(A^{r+1})}{n(A)} \simeq \frac{n(A^{r+1})}{n(A^r) + n(A^{r+1})}; \quad \frac{1-x}{x} = \frac{n(A^r)}{n(A^{r+1})}. \quad (2.2)$$

Inoltre si può assumere che per la maggior parte del tempo gli atomi si trovino al livello fondamentale (cfr. *nebular approximation*), quindi che la fotoionizzazione avvenga da $i = 1$, per cui dalla (2.1) si ha:

$$(1-x) \beta_1 = x n_e \sum \alpha_i = x n_e \alpha, \quad (2.3)$$

dove α è il coefficiente totale di ricombinazione. Entrambi i valori α e β_1 dipendono dal tipo di atomo e dalle condizioni del mezzo come verrà sinteticamente illustrato.

Rate di fotoionizzazione

Per una transizione da un livello inferiore l a un livello superiore u l'energia totale assorbita per cm^3 per secondo vale $\int c u_\nu \kappa_\nu d\nu$, dove u_ν è la densità di energia del mezzo e κ_ν è il coefficiente d'assorbimento. Quindi la probabilità per unità di tempo di avere transizioni $l \rightarrow u$ è:

$$\beta_{lu} = \frac{1}{n_l} \int \frac{c u_\nu \kappa_\nu}{h\nu} d\nu = \int \frac{c u_\nu \sigma_f(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (2.4)$$

dove $\sigma_f(\nu) = \kappa_\nu/n_l$ è la sezione d'urto di fotoionizzazione il cui valore per l'idrogeno picca a $6.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ per $\lambda = 912 \text{ \AA}$ e in generale decresce con andamento ν^{-3} .

Nel caso in cui la fotoionizzazione avvenga dallo stato fondamentale si ha:

$$\beta_1 = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{c u(\nu) \sigma_f(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (2.5)$$

dove ν_1 è la frequenza di soglia per la ionizzazione dell'elemento. Per l'idrogeno neutro sono richiesti fotoni con energia pari o superiore a 13.6 eV corrispondente a $\nu_0 \geq 3.3 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ oppure a $\lambda_0 \leq 912 \text{ \AA}$. Si può calcolare che il tempo scala t_{ion} a distanza di 1 pc da una stella O5 è dell'ordine dei giorni.

Rate di ricombinazione

La probabilità per unità di tempo che avvenga la ricombinazione di un elettrone dal continuo al livello i , è anche esprimibile in funzione di una sezione d'urto e della distribuzione iniziale di velocità di tali particelle, più precisamente:

$$n_e \alpha_i = n_e \langle \sigma_r(\nu, v) v \rangle = n_e \int \sigma_r(\nu, v) v f(v) dv, \quad (2.6)$$

dove $\sigma_r(\nu)$ è la sezione d'urto di ricombinazione e $f(v)$ la distribuzione di velocità degli elettroni. Nelle regioni HII gli elettroni termalizzano velocemente mediante collisioni $e^- - e^-$ (con sezione d'urto collisionale dell'ordine di $\approx 10^{-13} \text{ cm}^2$), si può quindi assumere una distribuzione delle velocità maxwelliana. Sommando i coefficienti per tutti i livelli $i \geq n$ si ottiene il tasso di ricombinazione totale fino al livello n :

$$\alpha^{(n)} = \sum_{i=n}^{\infty} \alpha_i \simeq 2.1 \cdot 10^{-11} Z^2 T^{-1/2} \phi_n \left(\frac{Z^2}{T_e} \right), \quad (2.7)$$

dove ϕ_n è una funzione che varia lentamente con T introdotta e tabulata da Spitzer (2004). Nelle condizioni tipiche delle regioni HII si ha $\alpha^{(1)} \simeq 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, mentre il coefficiente di ricombinazione che esclude le catture elettroniche allo stato fondamentale vale $\alpha^{(2)} \simeq 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (corrispondente al 60%). Immaginando che sia l'unico processo in atto, si può stimare che il tempo scala vale: $t_{rec} = 1/\alpha^{(2)} n_e \simeq 10^5/n_e$ anni. Quindi la ricombinazione è un processo lento rispetto alla ionizzazione.

2.2 La sfera di Strömgren

Si consideri ora una regione di idrogeno neutro (HI) attorno a una stella con temperatura superficiale $T^* > 10^4$ K (di classe spettrale OB). La radiazione stellare ultravioletta dissocia eventuali molecole presenti e ionizza l'idrogeno neutro. Strömgren (1939) per primo teorizzò la dimensione di tale nube assumendola statica e a simmetria sferica. Il campo di radiazione che causa fotodissociazione è formato da due componenti: la radiazione stellare e la radiazione diffusa dovuta ai processi di ricombinazione, per cui $u_\nu = u_\nu^* + u_\nu^D$. Il campo di radiazione stellare è:

$$u_\nu^* = \frac{L_\nu}{4\pi r^2 c} e^{-\tau_\nu} , \quad (2.8)$$

dove L_ν è la luminosità per unità di frequenza, r è la distanza dal centro della stella e lo spessore ottico τ_ν è così definito: $d\tau_\nu = \kappa_\nu dr = n_{HI} \sigma_f(\nu) dr = (1-x) n_H \sigma_f(\nu) dr$ avendo fatto uso della definizione (2.2) e avendo posto $x = n_{HII}/n_H$.

Facendo il logaritmo di $4\pi cr^2 u_\nu^*$ e differenziando si ha:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 c u_\nu^*) = -(x-1) n_H \sigma_f(\nu) c u_\nu^* . \quad (2.9)$$

Considerando il flusso di radiazione diffusa $F_\nu^D = c u_\nu^D$ si ottiene un'equazione simile, ma con il RHS modificato dal termine $+4\pi j_\nu^D$ che tiene conto dell'emissività diffusa (j_ν^D) dovuta ai processi di ricombinazione. A questo punto si sommano i due contributi e si fa uso della condizione di equilibrio di ionizzazione (2.1):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 (c u_\nu^* + F_\nu^D)] = -\frac{x n_e \alpha n_H}{\beta_1} \sigma_f(\nu) c u_\nu + 4\pi j_\nu^D . \quad (2.10)$$

Dividendo per $h\nu$, integrando nell'intervallo di frequenze $\nu \in (\nu_1, \infty)$ e riarrangiando i termini si ottiene:

$$\frac{dQ(r)}{dr} = -4\pi r^2 x n_e n_H \alpha^{(2)} , \quad (2.11)$$

dove $Q(r)$ rappresenta il numero di fotoni ionizzanti per secondo che distano r dal centro. Si evidenzia che il valore $Q(r)$ diminuisce allontanandosi dalla sorgente poiché sempre più fotoni ionizzanti vengono degradati in seguito a ricombinazioni con $n \geq 2$. Le ricombinazioni al livello $n = 1$ non compaiono nell'equazione finale poiché generano fotoni che, in questa approssimazione, ionizzano a loro volta un altro atomo neutro. L'equazione (2.11) va integrata tra il raggio della regione ionizzata r_s (al bordo $Q(r_s) = 0$) e il raggio stellare $r^* = 0$ (essendo $r^* \ll r_s$). Assumendo il gas completamente ionizzato e distribuito omogeneamente si ha:

$$Q^* = \frac{4}{3} \pi r_s^3 n_e^2 \alpha^{(2)} ; \quad r_s = \left(\frac{3 Q^*}{4\pi n_e^2 \alpha^{(2)}} \right)^{1/3} , \quad (2.12)$$

dove r_s è detto raggio di Strömgren e assume valori crescenti con la luminosità della stella e la rarefazione della regione. Generalmente r_s è dell'ordine di $5 \div 50$ pc. Inoltre lo spessore della zona di transizione, stimabile dal libero cammino medio dei fotoni nel WNM, $l \approx 1/n_{HI} \sigma_f$, è dell'ordine di 0.1 pc.

Una trattazione più dettagliata deve includere anche la presenza dell’elio e dei ‘metalli’. I potenziali di prima e seconda ionizzazione dell’elio sono rispettivamente 24.6 eV e 54.4 eV. Tuttavia i fotoni delle stelle in esame (a differenza delle nane bianche che caratterizzano le nebulose planetarie) non raggiungono il secondo valore, quindi si osservano prevalentemente regioni HeII. Per studiarne il grado di ionizzazione bisogna considerare effetti di struttura fine e la probabilità che per ricombinazione siano prodotti fotoni in grado di ionizzare l’idrogeno. In concreto si ha la sovrapposizione di un’altra sfera di Strömgen di raggio $r_{s,He} \lesssim r_s$ contenente HeII (Fig. 2.1).

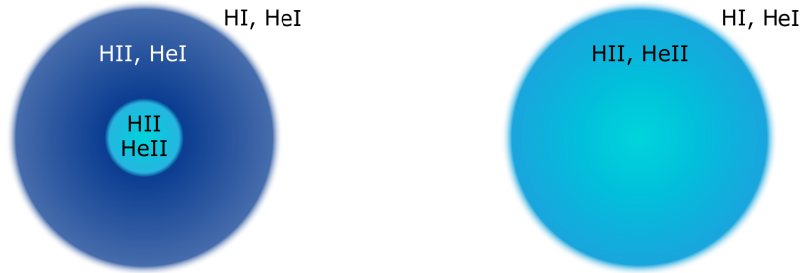


Figura 2.1: Schema della struttura interna di due sfere di Strömgen omogenee. A sinistra: una stella con temperatura superficiale $T^* \simeq 3 \cdot 10^4 \text{K}$; il grado di ionizzazione dell’He si azzerava rapidamente dopo $0.2 r_s$. A destra: una stella con temperatura superficiale $T^* \simeq 4 \cdot 10^4 \text{K}$; le regioni HII e HeII sono coincidenti (valori ottenuti da Osterbrock & Ferland, 2006).

Queste derivazioni sono ancora oggi utilizzate come punto di partenza per studiare le regioni HII. Nei modelli attuali vengono considerati ulteriori effetti: avanzamento del fronte di ionizzazione (che avviene inizialmente quando il WNM circostante non è in grado di confinare il gas ionizzato, Dopita & Sutherland 2002), pressione di radiazione (che genera un gradiente di densità all’interno della regione), deviazioni dalla geometria sferica, venti stellari e parziale assorbimento della radiazione ionizzante da parte dei grani di polvere.

2.3 Caratteristiche spettrali: *RLs* e *CELs*

Lo spettro ottico di una regione ionizzata è caratterizzato da forti righe di emissione e un debole continuo. Le righe sono prodotte da un atomo che si diseccita in seguito a un’eccitazione radiativa o collisionale (atomo-elettrone). Questi processi verranno brevemente analizzati per giustificare la Fig. 2.2, tipico esempio di una regione HII.

Attraverso la meccanica quantistica è possibile calcolare la probabilità che avvenga o meno una transizione di un elettrone tra due stati. Quando il valore è molto piccolo, la transizione è detta “semi-proibita” o “proibita”, altrimenti è detta “permessa” e rispetta le regole di selezione (Tab. 2.1). Inoltre in spettroscopia è molto utilizzata la notazione di Hund: $^{2S+1}L_J$; dove S è lo spin totale, J è il momento angolare totale e L è il momento angolare orbitale indicato con ‘S’, ‘P’, ‘D’, ‘F’, ... in base ai valori 0, 1, 2, 3, ... che assume.

Tabella 2.1: Regole di selezione per le transizioni “permesse”.

Transizione di dipolo elettrico	
1	$\Delta J = 0, \pm 1; 0 \leftrightarrow 0$ cons. mom. ang. totale
2	$\Delta l = \pm 1$ cons. mom. ang. orbitale dell' e^-
3	$\Delta n \neq 0$ l' e^- cambia orbitale
4	$\Delta L = 0, \pm 1; 0 \leftrightarrow 0$ cons. mom. ang. orbitale totale
5	$\Delta S = 0$ cons. spin totale

Righe di ricombinazione (*RLs*)

Le righe di ricombinazione (*recombination lines, RLs*) tipicamente soddisfano le regole di selezione per la transizione di dipolo elettrico. Il calcolo del flusso atteso per ogni riga è tuttavia complesso, si riporta il seguente esempio da Osterbrock & Ferland (2006).

Un atomo di HI assorbe un fotone $\text{Ly}\beta$ ($\lambda \simeq 1026 \text{ \AA}$), quindi l'elettrone compie la transizione: $1 \text{ } ^2\text{S} \rightarrow 3 \text{ } ^2\text{P}$. Nell'88% dei casi avviene il processo inverso (quindi alla fine il fotone è solamente diffuso), ma nel 12% si ha $3 \text{ } ^2\text{P} \rightarrow 2 \text{ } ^2\text{S} \rightarrow 1 \text{ } ^2\text{S}$. Nella prima transizione viene emesso un fotone $\text{H}\beta$, nella seconda si ha l'emissione a due fotoni nel continuo, una transizione “proibita” che qui non verrà trattata. Questo e altri fenomeni simili portano alla parziale “degradazione” dei fotoni della serie di Lyman a favore delle serie di ordine più alto (Balmer, Paschen, Brackett, e così via...).

Il coefficiente di emissione di una riga è dato da:

$$j_{ul} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} n_p n_e \alpha_{ul}^{eff}(T), \quad (2.13)$$

dove $h\nu_{ul}$ è la differenza di energia tra i due livelli e $\alpha_{ul}^{eff}(T_e)$ è il coefficiente di ricombinazione effettivo rimodulato dalla (2.7). Generalmente in letteratura le emissività vengono normalizzate ad $\text{H}\beta$, i cui valori del coefficiente sono tabulati.

Le righe di ricombinazione più ricorrenti nelle regioni HII sono:

- HI: 6563 Å ($\text{H}\alpha$), 4861 Å ($\text{H}\beta$), 4340 Å ($\text{H}\gamma$), 4102 Å ($\text{H}\delta$), ...
- HeI: 5875 Å, 4471 Å.

Meno intense sono quelle dovute a: HeII, OI, OII, OIII, CII, NII, NeII. Gli atomi altamente eccitati $n > 40$ possono dare origine a righe di ricombinazione in banda radio, le cui principali caratteristiche verranno discusse nella Sezione 2.4.

Attraverso il rapporto delle intensità di alcune *RLs* è possibile stimare la temperatura e le densità locali degli elettroni. Il riscaldamento delle regioni HII è principalmente dovuto alla fotoionizzazione, ma la ricombinazione non è il principale processo di raffreddamento. Se così fosse T_e dovrebbe essere simile a T^* , tuttavia si osserva che T_e è minore di un fattore 4 (si veda Peimbert et al., 2017). La differenza è dovuta al raffreddamento mediante righe causate dall'eccitazione collisionale atomo-elettrone.

Righe dovute all'eccitazione collisionale (*CELs*)

Nelle regioni HII le perdite energetiche sono essenzialmente dovute all'eccitazione di alcuni ioni ‘metallici’ mediante collisioni con gli elettroni. Questo processo è molto efficiente rispetto la scarsa abbondanza dei metalli ($\sim 10^{-4} n_H$). Dal momento che la densità di tali regioni è molto bassa, l'atomo si può diseccitare radiativamente producendo le cosiddette *collisionally excited lines*, *CELs*. Queste righe generalmente non soddisfano le regole di selezione, sono “proibite”. Il coefficiente di emissione è dato da:

$$j'_{ul} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} n_u A_{ul} , \quad (2.14)$$

dove A_{ul} è il coefficiente di Einstein per l'emissione spontanea e n_u è l'occupazione del livello superiore che viene calcolata attraverso le equazioni dell'equilibrio statistico.

Le *CELs* più ricorrenti nelle regioni HII sono:

- [OII]: 3726, 3729 Å;
- [NeIII]: 3869, 3967 Å;
- [OIII]: 4363, 4959, 5007 Å;
- [SII]: 6716, 6731 Å;
- [ArIII]: 7136 Å.

Il rapporto dell'intensità di alcune righe può essere molto sensibile a T_e (es. [OIII]: I(4363)/I(5007)) oppure a n_e (es. [SII]: I(6716)/I(6731)). I valori, se confrontati con quelli ottenuti dalle *RLs*, possono mostrare discrepanze che sono note in letteratura con l'acronimo *ADFs* (*Abundance Discrepancy Factors*). L'effetto può essere dovuto a inomogeneità di n_e , T_e o chimiche e in parte alla presenza di polveri. Tuttora per molte regioni HII questo rimane un problema aperto (Peimbert et al., 2017).

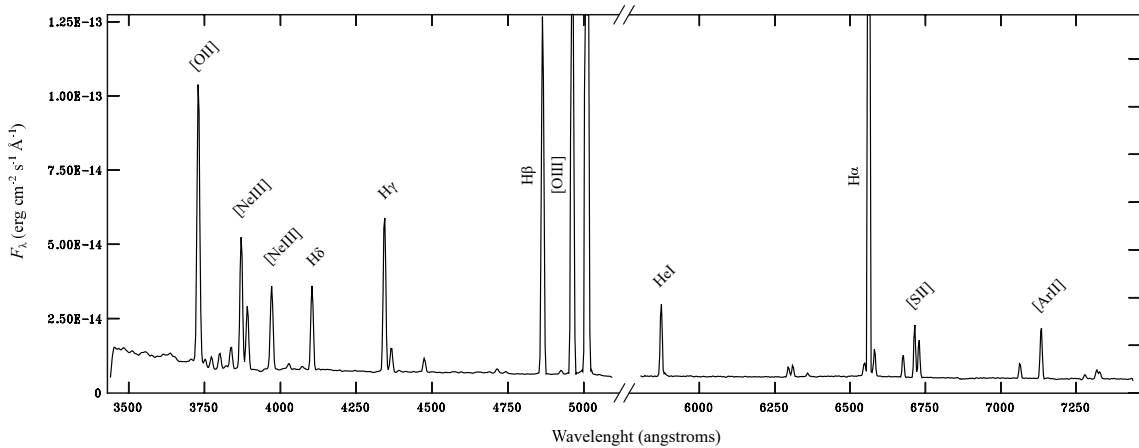


Figura 2.2: Spettro ottico - *near-UV* della regione A di NGC346. Il grafico è scalato in base ad H β (riadattata da Peimbert et al., 2000).

2.4 Righe di ricombinazione radio (*RRLs*)

I processi di ricombinazione possono formare righe di emissione anche in banda radio. Questo succede quando avvengono transizioni tra due livelli energetici molto alti, $n > 40$. Generalmente la popolazione di questi stati eccitati è molto bassa, circa 10^{-5} volte la popolazione del livello fondamentale. Tuttavia date le dimensioni di questi corpi, le righe risultano osservabili.

Le frequenze prodotte possono essere calcolate mediante la formula:

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right), \quad (2.15)$$

dove ν_0 rappresenta la frequenza legata al potenziale di ionizzazione, per l'idrogeno vale $\nu_0 \simeq 3.3 \cdot 10^{15}$ Hz. Essendo $\Delta n \ll n$ si può scrivere:

$$\nu = 2 \nu_0 \frac{\Delta n}{n^3}, \quad (2.16)$$

associando un errore del 2-3% a seconda della frequenza. Le transizioni sono quindi identificate dal valore del numero quantico principale minore e dal valore Δn . La nomenclatura utilizzata è $An\alpha$, $An\beta$ e così via... Ad esempio la transizione dell'idrogeno da $n_u = 167$ a $n_l = 166$ si indica con $H166\alpha$ e produce una riga a $\nu \simeq 1.43$ GHz. Spesso nelle regioni HII ultra-compatte si osservano righe dovute al carbonio, che può essere ionizzato da fotoni con energie di $11.3 \div 13.6$ eV.

L'identificazione delle *RRLs* non è affatto semplice, ma sono uno strumento molto potente per sondare tali regioni poiché non risentono dell'attenuazione della polvere. Per questo anche mediante le *RRLs* è possibile ottenere informazioni sulla distribuzione di T_e e n_e e determinare alcune abbondanze. Ulteriori informazioni si possono trovare in Gordon & Sorochenko (2009).

I processi fisici presentati in questo capitolo sono più in dettaglio incorporati nei modelli numerici. Un software largamente utilizzato in letteratura è CLOUDY (Ferland et al., 2017). Nei modelli di fotoionizzazione vengono inseriti in input la distribuzione spettrale del corpo ionizzante e la distribuzione e composizione del gas. Il software elabora T_e e le righe di emissione attese, i risultati vengono poi confrontati con le osservazioni.

Capitolo 3

Processi di emissione nel continuo

Il principale meccanismo di emissione nel continuo è la *bremstrahlung* dovuta a transizioni libero-libero (*free-free*) nel gas caldo ionizzato. Questo processo verrà analizzato nel caso non relativistico considerando un elettrone e uno ione puntiformi. In seguito verrà applicata la correzione quantistica. Si dimostrerà che questo processo avviene nel range radio - *near-IR* (Fig. 3.1). In banda ottica si può notare un debole continuo dovuto alle transizioni *free-bound* (Fig. 2.2), ma questo fenomeno secondario non verrà trattato. Il testo si conclude con l'analisi dei contributi dovuti alla polvere.

3.1 Bremsstrahlung

Si considerino un elettrone e uno ione in moto relativo e abbastanza vicini affinché l'interazione elettromagnetica sia rilevante. Ponendosi nel sistema di riferimento del nucleo di carica Ze^+ , è possibile calcolare l'energia emessa a causa della decelerazione dell'elettrone e^- facendo uso della formula di Larmor ¹:

$$P_{br} \Delta t = \frac{dW_{br}}{dt} \Delta t = \frac{2e^2}{3c^3} a^2 \Delta t \simeq \frac{4Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^3 v}, \quad (3.1)$$

dove a è l'accelerazione coulombiana, b è il parametro di impatto, m e v sono rispettivamente la massa e la velocità dell'elettrone. Mediante l'analisi di Fourier si nota che la distribuzione spettrale risultante è approssimativamente rettangolare, con $\nu_{max} \simeq v/4b$ quindi si può scrivere:

$$\frac{dW_{br}}{d\nu} \simeq \frac{dW_{br}}{\Delta\nu_{max}} = \frac{16Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^2 v^2}. \quad (3.2)$$

L'emissività specifica [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$] generata da una densità n_e di elettroni e n_i di ioni si ottiene integrando su tutti i possibili parametri d'urto e vale:

$$J_{br}(v, \nu) \simeq \frac{32\pi^2 e^6}{3c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \nu); \quad g_{ff}(v, \nu) := \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right), \quad (3.3)$$

¹ La potenza emessa viene calcolata in approssimazione impulsiva, nell'intervallo temporale $\Delta t = 2b/v$ in cui l'elettrone dista meno di $\sqrt{2}b$ dallo ione. L'approssimazione è valida se il raggio di curvatura dell'elettrone è molto grande.

dove con $g_{ff}(v, \nu)$ si indica il fattore di correzione Gaunt per le transizioni *free-free*. Una buona stima per il parametro di impatto oltre al quale l'interazione diventa trascurabile è $b_{max} = v/4\nu$. È più complesso valutare b_{min} . Infatti dalla condizione classica $\Delta v \leq v$, si ottiene: $b_{min}^C \simeq 2Ze^2/mv^2$, mentre dal principio di indeterminazione: $b_{min}^Q \simeq h/2\pi m v$. Il loro rapporto vale:

$$\frac{b_{min}^Q}{b_{min}^C} \approx \frac{137 v}{Z c} = \frac{137}{Z c} \sqrt{\frac{3 k_B T}{m}}, \quad (3.4)$$

dove per la seconda uguaglianza si è fatto uso della condizione di equilibrio termico $3k_B T/2 = \langle mv^2/2 \rangle$. Nelle regioni HII la temperatura tipica è dell'ordine di $\simeq 10^4$ K per cui si può far uso del parametro di impatto del limite classico.

Bremsstrahlung termica

In un plasma all'equilibrio termico gli elettroni hanno una distribuzione di velocità che segue il profilo di Maxwell-Boltzmann $f(v) dv \propto v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$. Integrando sulle velocità l'equazione (3.3) si ottiene²:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_i Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T). \quad (3.5)$$

Le dipendenze mostrano che l'emissività specifica rimane costante fino a un valore di taglio $\nu_c = kT/h \simeq 2.1 \cdot 10^{10} T$ Hz, che per le regioni HII vale circa 10^{14} Hz (*near-IR*). In questa approssimazione è semplice calcolare l'emissività totale (su tutte le frequenze):

$$J_{br}(T) = J_{br}(\nu, T) \nu_c = 1.4 \cdot 10^{-27} \sqrt{T} n_e n_i Z^2 \bar{g}_{ff}(T), \quad (3.6)$$

dove $\bar{g}_{ff}(T) \in (1.1, 1.5)$. Dal rapporto tra l'energia termica totale del plasma e la quantità di energia persa per bremsstrahlung si può stimare il tempo di raffreddamento:

$$t_{br} = \frac{E_{th}}{J_{br}(T)} \simeq \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} \sqrt{T} \text{ anni}. \quad (3.7)$$

Fino a questo punto ci si è posti nel sistema di riferimento dello ione, lo stesso processo ha luogo anche a ranghi invertiti, ovviamente con effetti del second'ordine. In seguito al raffreddamento della parte elettronica, sarà la parte pesante del plasma a emettere per bremsstrahlung. Per le regioni in esame si ha che $t_{br} \approx 1000$ anni.

Autoassorbimento in regime radio

Il coefficiente di assorbimento *free-free* termico κ_{br} per una nube che emette in maniera isotropa è trascurabile alle alte frequenze, mentre nel regime di Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT$) vale:

$$\kappa_{br} \simeq 0.2 T^{-3/2} \nu^{-2} n_e n_i Z^2. \quad (3.8)$$

Se la temperatura è costante lungo la linea di vista si può agevolmente calcolare lo spessore ottico:

$$\tau = \int_0^l \kappa dl \simeq 0.2 T^{-3/2} \nu^{-2} EM \quad (3.9)$$

² Si può assumere $n_e = n_i$, $Z = 1$ e inoltre $\bar{g}_{ff}(\nu, T) \simeq 1$ per $h\nu \simeq kT$.

La brillantezza totale di una nube che emette per bremsstrahlung sarà dunque:

$$B = B_{BB}(1 - e^{-\tau}) \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_e} - 1} (1 - e^{-\tau}) \propto \begin{cases} T_e \nu^2 & R - J; \tau \gg 1 \\ T_e^{-1/2} \nu^0 & R - J; \tau \ll 1 \\ e^{-h\nu/kT} & h\nu \gg kT \end{cases} \quad (3.10)$$

Nel regime di transizione tra mezzo otticamente spesso e otticamente sottile (ossia a $\tau = 1$) vale la seguente relazione (da Kurtz, 2005):

$$\frac{\nu_t}{\text{GHz}} \simeq 0.3 \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-0.64} \left(\frac{EM}{\text{pc cm}^{-6}} \right)^{0.48}, \quad (3.11)$$

dove ν_t è la frequenza di *turnover* e T_e è la temperatura cinetica degli elettroni. Questa caratteristica, ampiamente utilizzata per studiare regioni HII compatte, permette di stimare l' EM e quindi n_e in un regime dello spettro non influenzato dalle polveri. La misura di T_e si ricava osservando l'oggetto a $\nu < \nu_t$, dove T_e è uguale alla temperatura di brillantezza. Nella realtà la stima è complessa perché, come si è visto, assumere l'omogeneità di tali regioni è un'ipotesi semplicistica.

3.2 Polvere interstellare

L'accertata presenza di grani di polvere attorno alle regioni HII complica maggiormente la panoramica sui processi radiativi. I principali effetti osservati sono:

1. Assorbimento della radiazione in funzione dalla lunghezza d'onda (maggiore in banda UV);
2. Scattering della luce stellare (processo dominante nelle cosiddette nebulose a riflessione);
3. Riemissione dell'energia assorbita come corpo grigio e come *features* nel discreto in banda *near-IR*.

Al di fuori della sfera di Strömgren non si trovano fotoni con $\lambda \lesssim 912 \text{ \AA}$, ma sono comunque presenti fotoni UV con lunghezze d'onda maggiori (es. serie di Lyman). Oltre a essere assorbiti dall'idrogeno neutro e in minima parte da elementi più pesanti, possono anche essere assorbiti dalle polveri. I grani vengono quindi scaldati a temperature $T \gtrsim 50 \text{ K}$, quelli più grandi riemettono l'energia nel continuo in banda *far-IR*, quelli più freddi emettono anche alcune righe caratteristiche (Fig. 3.2). Tuttavia è anche possibile che la radiazione sublimi i grani (*photo-evaporation*) e che la polvere catturi alcuni elementi del gas (*depletion*). Tutti i fenomeni complessi citati, sono trattati sempre più nel dettaglio nei modelli di fotoionizzazione. Il ruolo della polvere nella determinazione delle abbondanze delle regioni HII è tutt'oggi oggetto di studio.

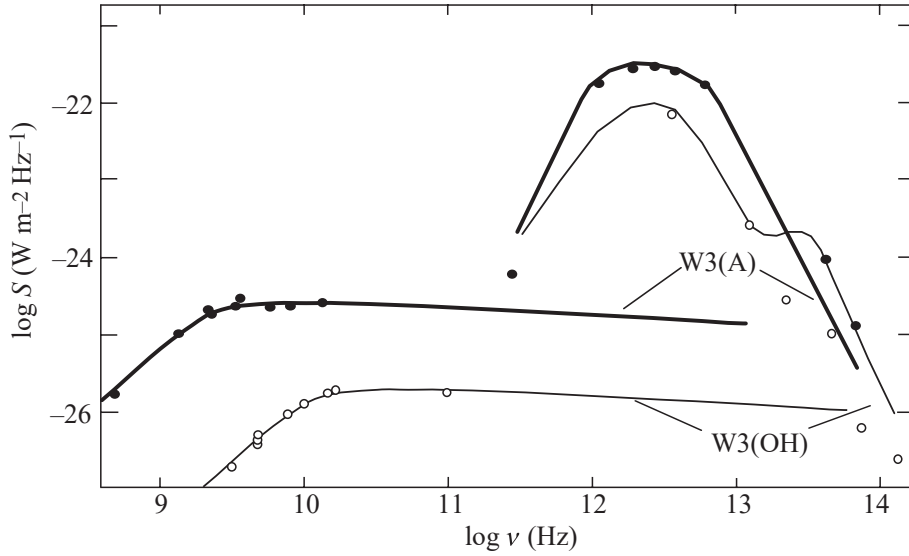


Figura 3.1: Spettro continuo di due regioni HII, W3(A) e W3(OH), appartenenti alla regione di formazione stellare W3 nella nebulosa Heart and Soul. Sono mostrati i flussi misurati (punti) e un possibile *fit* (linee). Per ciascun oggetto si nota: il profilo piatto della bremsstrahlung, il turnover alle basse frequenze dovuto all'autoassorbimento e il picco di emissione delle polveri nel far-IR (da Bradt, 2008).

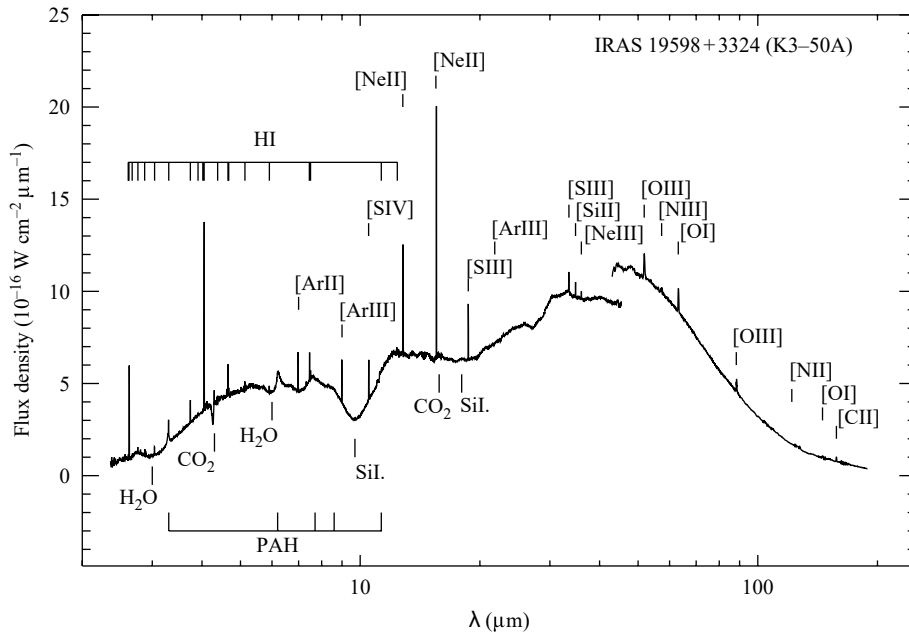


Figura 3.2: Spettro infrarosso della regione HII compatta K3-50 ottenuto dall'Infrared Space Observatory (ISO). Si notano: [1] il continuo nel *far-IR* dovuto alle polveri; [2] numerose righe dovute all'eccitazione collisionale (*CELS*); [3] alcune righe dovute a ricombinazioni e transizioni di struttura fine dell'idrogeno (HI); [4] le *features* di emissione dovute agli idrocarburi policiclici aromatici (PAH); [5] le bande di assorbimento a 9.7 e 18 μm dovute ai silicati. (da Tielens, 2010)

Bibliografia

- Anderson L. e. a., 2014, *The WISE Catalog of Galactic HII Regions*, [ApJ](#), 212, 1
- Bik A., et al., 2012, *Age Spread in W3 Main*, [ApJ](#), 744, 87
- Bradt H., 2008, *Astrophysics processes: the physics of astronomical phenomena*. Cambridge University Press, Cambridge, UK
- Dopita M. A., Sutherland R. S., 2002, *Astrophysics of the diffuse universe*. Springer
- Ferland G. J., et al., 2017, *The 2017 Release of Cloudy*, arXiv:1705.10877 [astro-ph]
- Gordon M., Sorochenko R., 2009, *Radio Recombination Lines*. Astrophysics and Space Science Library Vol. 282, Springer New York, New York, NY
- Kurtz S., 2005, *Hypercompact HII regions*, [IAU Symp.](#), 1, 111
- Maciel W. J., 2013, *Astrophysics of the interstellar medium*. Springer, New York
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. University Science Books, Sausalito, Calif
- Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., 2000, *The Chemical Composition of the Small Magellanic Cloud HII Region NGC 346*, [ApJ](#), 541
- Peimbert M., Peimbert A., Delgado-Inglada G., 2017, *Nebular Spectroscopy: A Guide on HII Regions and Planetary Nebulae*, [PASP](#), 129, 082001
- Peters T., Banerjee R., Klessen R. S., Low M.-M. M., Galvn-Madrid R., Keto E. R., 2010, *HII regions: witnesses to massive star formation*, [ApJ](#), 711, 1017
- Spitzer L., 2004, *Physical processes in the interstellar medium*. Wiley, Weinheim
- Strömgren B., 1939, *The Physical State of Interstellar Hydrogen.*, [ApJ](#), 89, 526
- Tielens A. G. G. M., 2010, *The physics and chemistry of the interstellar medium*. Cambridge University Press, Cambridge
- Yorke H. W., 1986, *The Dynamical Evolution of H II Regions*, [ARA&A](#), 24, 49